

**Messung
hadronischer
Strukturfunktionen
mit dem H1-Detektor**

Die Diplomarbeit wurde von Christian Busch ausgeführt am
Institut für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg
unter der Betreuung von
Prof. Dr. K. Meier

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität
Institut für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Christian Busch
aus Merzhausen

1995

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Tiefinelastische Streuung	3
2.2	Variable im Breit-System	7
2.3	Energieverteilung und hadronische Strukturfunktionen	9
2.4	Variable im Laborsystem	11
2.5	Der Wirkungsquerschnitt	15
2.6	Ein Beispiel	16
3	Der H1-Detektor	20
3.1	Der HERA-Speicherring	20
3.2	Der H1-Detektor	20
3.3	Das Flüssig-Argon-Kalorimeter	24
3.3.1	Mechanischer Aufbau	24
3.3.2	Auslese und Rekonstruktion	26
3.3.3	Kalibration	29
3.4	Trigger	30
4	Simulationen der Physik und des Detektors	32
4.1	Physik	32
4.1.1	Streuprozeß und QCD-Effekte	33
4.1.2	Fragmentation und Hadronisierung	35
4.1.3	Programme	36
4.2	Detektor	36
5	Vergleiche zwischen Daten und Simulationen	39
5.1	Ereignisselektion und Grundschnitte	39
5.2	Vergleich von Daten und Monte Carlo	41
5.3	Der Transversale Impuls im hadronischen Endzustand	44
5.4	Einflüsse von Clusterenergien auf die Impulsbalance	47
6	Messung hadronischer Strukturfunktionen	55
6.1	Ablauf der Messung	55
6.2	Messung von Clustern in x und Q^2	57
6.3	Korrektur	61
6.4	Die Energieverteilung	64
6.4.1	Vorbemerkungen	64

6.4.2	Zusätzliche Parameter	65
6.4.3	Fehlerbetrachtung	67
6.4.4	Messung	69
6.4.5	Vergleich mit Modellrechnungen	73
7	Zusammenfassung	84
A	Anhang 1: Die Energieverteilungen der Daten	87
B	Anhang 2: Die Korrekturfaktoren	92

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	1.1 Theoretische Grundlagen	2
3	2.1 Theoretische Herleitung	3
7	2.2 Variable im BSM System	7
8	2.3 Energieverteilung und hadronische Strukturfunktionen	8
11	2.4 Variable im Laborsystem	11
13	2.5 Der Wirkungsquerschnitt	13
14	2.6 Ein Beispiel	14
20	3 Der H-Detektor	20
21	3.1 Der HfBA-Spektrometer	21
22	3.2 Der Hf-Detektor	22
23	3.3 Der Flüssig-Argon-Kalorimeter	23
24	3.3.1 Mechanischer Aufbau	24
26	3.3.2 Analyse und Rekonstruktion	26
29	3.3.3 Kalibration	29
30	3.4 Typische Ergebnisse	30
37	4 Simulationen der Physik und des Detektors	37
38	4.1 Physik	38
38	4.1.1 Streuprozess und Q ² -Einteilung	38
39	4.1.2 Fragmentation und Hadronisierung	39
39	4.1.3 Partonkaskaden	39
40	4.2 Detektor	40
40	5 Vergleich zwischen Daten und Simulationen	40
40	5.1 Ereignisrekonstruktion und Grundgrößen	40
41	5.2 Vergleich von Daten und Monte Carlo	41
41	5.3 Der Transversale Impuls im hadronischen Endzustand	41
47	5.4 Einfluss von Clusterungen auf die Impulsbilanz	47
48	6 Messung hadronischer Strukturfunktionen	48
48	6.1 Ablauf der Messung	48
49	6.2 Messung von Clustern in x und Q^2	49
51	6.3 Korrekturen	51
54	6.4 Die Energieverteilung	54
54	6.4.1 Beobachtungen	54

Tabellenverzeichnis

2.1	ϕ -Abhängigkeit von $N_k(\phi)$	10
2.2	ψ -Abhängigkeiten von $P_k(\psi)$	11
2.3	Angaben zu der im Beispiel verwendeten Teilchensimulation	19
3.1	Verschiedene Parameter für LAr-Zellen.	26
3.2	Reduzierung der Ereignisrate durch das H1-Triggersystem.	31
4.1	Angaben zu dem verwendeten MEPS Monte-Carlo	38
4.2	Angaben zu dem verwendeten MEAR Monte-Carlo	38
5.1	$\frac{ \vec{P}_{Lhad} }{ \vec{P}_{LeI} }$ in Daten und Monte-Carlo.	47
6.1	Einteilung der Gebiete in x und Q^2 mit der Zahl der zugehörigen Ereignisse und Cluster $q_T/Q \leq 1$ für die benutzten Daten.	57
6.2	Einteilung in q_T/Q	64
6.3	Zahl der Cluster in jedem Bereich.	64
6.4	Von dem benutzten Gebiet in (x, Q^2) abhängige Variable.	65
6.5	Effizienz in (x, Q^2) -Gebieten.	66
6.6	Bedeutung der Symbole in den Diagrammen.	69
6.7	Werte für $P_k(\psi)$ in den gewählten (x, Q^2) -Gebieten.	72
6.8	Angaben zu den verwendeten Teilchensimulationen	73

Kapitel 1

Einleitung

Um die innere Struktur des Atoms zu untersuchen, schoß Rutherford 1911 Heliumkerne auf eine Goldfolie. Aus der Winkelverteilung der gestreuten Projektile zog er wichtige Rückschlüsse auf den inneren Aufbau der Atome. Seit dieser Zeit sind Streuexperimente zu einer der wichtigsten Methoden der Physik geworden, die innere Struktur von Teilchen zu erforschen.

Auf diese Weise gewann man auch viele Erkenntnisse über den Aufbau des Protons aus Quarks und Gluonen. Natürlich sind diese Forschungen noch lange nicht abgeschlossen. Deshalb wurde vor einigen Jahren der Speicherring HERA gebaut, der 1992 in Betrieb ging. Hier werden Elektronen und Protonen auf hohe Energien beschleunigt und an zwei Orten — den beiden Detektoren *H1* und *Zeus* — zur Kollision gebracht. Die bei HERA zur Verfügung stehende hohen Schwerpunktsenergien ermöglichen die Beobachtung tiefinelastischer Streuung, in welcher bei dem Streuprozess das Proton in seine Bestandteile aufgelöst werden kann. Dabei wird das Proton zerstört, es entstehen mehrere Teilchenjets, die in einem Detektor nachgewiesen werden können.

Wichtige Erkenntnisse bei der Untersuchung solcher Tiefinelastischer ep-Streueignisse können aus einer *inklusiven* Analyse gewonnen werden, bei der man nur Eigenschaften des gestreuten Elektrons mißt. Eine andere Art der Analyse nennt man *semiinklusiv*, weil in ihr neben Eigenschaften des Elektrons auch Eigenschaften eines Teiles des hadronischen Endzustandes berücksichtigt werden. Eine solche Messung ermöglicht die Bestimmung der Energieverteilung, welche sich aus dem Streueignis ergibt. Diese Energieverteilung wird durch quantenchromodynamische Effekte beeinflusst. Berechnet man ihre Einflüsse mit störungstheoretischen Methoden, erhält man eine Abhängigkeit der Energieverteilung von neun hadronischen Strukturfunktionen. Durch die Messung der Energieverteilung lassen sich also diese Strukturfunktionen messen.

Dies ist das Thema dieser Diplomarbeit.

Im *zweiten* Kapitel sollen deswegen, nach einem kurzen allgemeinen Überblick auf die Tiefinelastische Streuung, die theoretischen Grundlagen für diese Messung dargestellt werden. Die Idee und die theoretischen Berechnungen beruhen auf eine Arbeit von Meng, Olness und Soper [1].

Die Arbeit wurde am H1-Detektor des Speicherringes HERA durchgeführt, dieser wird im *dritten* Kapitel vorgestellt, wobei insbesondere auf das Flüssig-Argon-Kalorimeter des Detektors eingegangen wird, das bei den Messungen in dieser Arbeit die Hauptrolle spielte.

Bei den physikalischen Analysen in dieser Arbeit spielten Computersimulationen eine

wichtige Rolle, in denen versucht wird, Vorhersagen für Messungen zu gewinnen. Im vierten Kapitel werden daher verschiedene Modelle beschrieben, mit denen die Tiefinelastische Streuung in Computerprogrammen berechnet wird. Außerdem wird das von der H1 Kollaboration bereitgestellte Programmpaket zur Simulation des H1-Detektors (H1SIM) vorgestellt.

Teilweise werden die Daten durch diese Simulationen zufriedenstellend beschrieben, allerdings gibt es noch einige Probleme, vor allem mit der Beschreibung der transversalen Impulse von Hadronen. Deshalb sollen im fünften Kapitel einige Vergleiche zwischen Monte-Carlo und Daten dargestellt und einige Studien zur Messung transversaler Impulse gezeigt werden.

Das sechste und letzte Kapitel behandelt schließlich die eigentliche Aufgabe, die Messung von hadronischen Strukturfunktionen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen zunächst einige wesentliche allgemeine Parameter der Tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung vorgestellt werden. Der Hauptteil des Kapitels beschäftigt sich jedoch mit der Idee, hadronische Strukturfunktionen aus der aus der Streuung resultierenden Energieverteilung zu messen. Dazu muß man diese in Abhängigkeit von bestimmten Variablen betrachten. Diese Variablen werden zunächst im sogenannten Breit-System vorgestellt. Danach wird der Einfluß der hadronischen Strukturfunktionen auf die Energieverteilung erläutert und die Möglichkeit ihrer Messung beschrieben. Anschließend wird gezeigt, wie man die zuvor beschriebenen Variablen auch durch Messungen von Laborvariablen bestimmen kann. Da die Messungen der Energieverteilung über einen Teilchenwirkungsquerschnitt erfolgt, wird dann noch kurz auf die wichtigen Parameter für eine solche Bestimmung eingegangen. Am Ende erfolgt ein Beispiel, in dem hadronische Strukturfunktionen für eine einfache Teilchensimulation gezeigt werden.

2.1 Tiefinelastische Streuung

Nach dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik ist das Proton aus Quarks und Gluonen (gemeinsam öfters auch als „Partonen“ bezeichnet) aufgebaut, die in seinem Innern fortwährend untereinander wechselwirken. Zu dieser Erkenntnis haben Streuexperimente viel beigetragen. Beginnend mit dem Linearbeschleuniger SLAC in Stanford wurden immer wieder neue Experimente aufgebaut, welche die Kenntnisse dadurch erweiterten, daß sie ihre Messungen bei größeren Energien durchzuführen vermochten. Als Meßsonde eignet sich das nach bisherigen Erkenntnissen seinerseits strukturlose Elektron. In vielen Experimenten werden Elektronen auf ruhende Ziele geschossen, doch ist es oft vorteilhafter, einen Elektronenstrahl direkt mit einem Protonenstrahl zur Kollision zu bringen. Dadurch erreicht man, daß für Streuvorgänge eine höhere Schwerpunktsenergie zur Verfügung steht.

Ein Streuvorgang findet statt, indem ein Elektron mit einem Proton ein virtuelles Boson austauscht. Bei einem hohen Impuls dieses Bosons wird das Proton aufgelöst, die Wechselwirkung erfolgt nicht mehr am Proton, sondern mit einem seiner Partonen. Dieses wird herausgestreut; da dadurch das ursprünglich farbneutrale Proton zerstört wird, treten nun zwischen dem gestreuten Parton und dem Protonüberrest quantenchromodynamische Kräfte auf, welche dazu führen, daß neue Partonen entstehen und mit dem gestreuten Parton einen Jet aus zahlreichen neuen in einem Detektor sichtba-

ren Teilchen bilden. Diese Kräfte werden in der Theorie der Quantenchromodynamik beschrieben. Die Mitglieder des Protonüberrestes bilden ebenfalls einen Jet, der als „Protonrest“ bezeichnet wird. Alle Teilchen, welche aus dem ursprünglichen Proton hervorgegangen sind, werden unter der Bezeichnung „hadronischer Endzustand“ zusammengefaßt.

Je nach Art des ausgetauschten Bosons spricht man von einem neutralen oder geladenen Strom. Bei letzterem handelt es sich bei dem Boson um ein W^- , das Elektron wandelt sich hier bei der Streuung in ein Neutrino um, das in normalen Teilchendetektoren nicht nachgewiesen werden kann. Diese Reaktionen sollen im weiteren nicht interessieren. Neutrale Ströme entstehen dagegen durch den Austausch von Photonen oder Z-Bosonen, bei denen ein Elektron auch wieder hinausläuft und leicht nachgewiesen werden kann. Die Darstellung einer solchen Tiefinelastischen Streuung zeigt Abbildung (2.1). Die angegebenen Impulse sind Vierervektoren¹. Für das Proton gelte:

$$P_A = \begin{pmatrix} E_A \\ \vec{P} \end{pmatrix} ,$$

für das Elektron vor der Streuung

$$k = \begin{pmatrix} E_{el} \\ \vec{p}_{el} \end{pmatrix} ,$$

und nach der Streuung

$$k' = \begin{pmatrix} E'_{el} \\ \vec{p}'_{el} \end{pmatrix} .$$

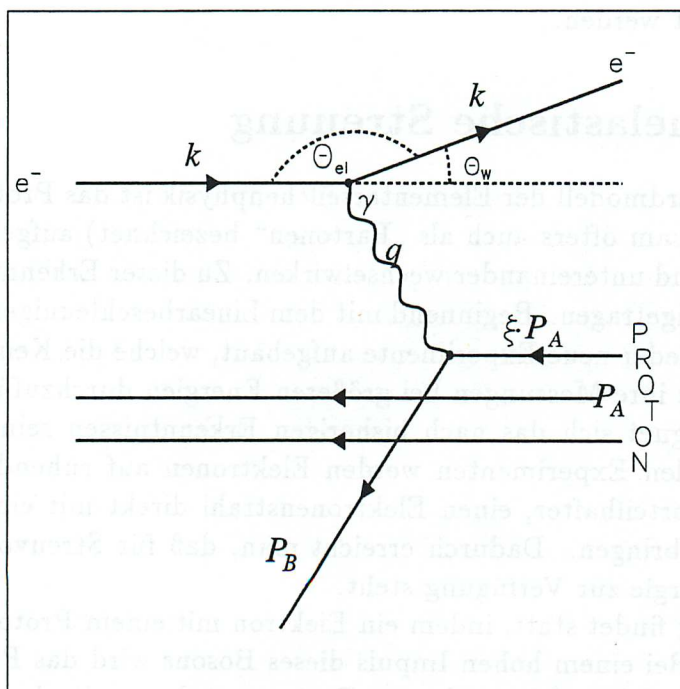


Abbildung 2.1: Darstellung der Tiefinelastischen Streuung unter Austausch eines Photons.

¹in allen Gleichungen gilt $\hbar = c = 1$

Als Meßgröße ist der Streuwinkel θ_W des gestreuten Elektrons wichtig, der Azimutalwinkel ϕ_{el} ist dagegen bedeutungslos. Bei dem H1-Experiment wird jedoch nicht der Streuwinkel θ_W gemessen, sondern der Winkel θ_{el} relativ zur Protonrichtung: $\theta_{el} = 180^\circ - \theta_W$. Ein kleiner Streuwinkel bedeutet in diesem Koordinatensystem ein $\theta_{el} \approx 180^\circ$. Zur Beschreibung dieses physikalischen Vorganges dienen mehrere Variablen:

- das Quadrat des Impulsübertrages q^2 :

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 = 4E_{el}E'_{el} \cos^2 \frac{\theta_{el}}{2}$$

- die beiden „Bjorken“-Variablen:

$$y = \frac{P_A \cdot q}{P_A \cdot k} = 1 - \frac{E'_{el}}{2E_{el}}(1 - \cos \theta_{el})$$

$$x = \frac{Q^2}{2P_A \cdot q} = \frac{Q^2}{ys}$$

- die invariante Masse des hadronischen Endzustandes zum Quadrat:

$$W^2 = (q + P_A)^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} - m_{Proton}^2$$

- das Quadrat der Schwerpunktsenergie:

$$s = (P_A + k)^2 = 4E_A \cdot E_{el}$$

Diese Variablen sind lorentzinvariant. Da Q^2 , y und x miteinander verknüpft sind, reichen zwei dieser Variablen zur Charakterisierung der Tiefinelastischen Streuung aus. Meistens werden Q^2 und x verwendet. q^2 , der eigentliche Impulsübertrag, ist negativ, weil das Austauschphoton bei der Tiefinelastischen Streuung ein virtuelles Teilchen ist. Die Definition $Q^2 = -q^2$ erfolgt nach Konvention aus Gründen der Überschaubarkeit: Q^2 ist mit dieser Definition eine positive Größe. Es wird oft ebenfalls als (quadratischer) Impulsübertrag bezeichnet. Die Variable x ist mit dem Impulsbruchteil ξ , den das gestreute Parton trug, verknüpft; y beschreibt den relativen Energieübertrag des Elektrons im Ruhesystem des Protons.

Durch die Beobachtung vieler Tiefinelastischer Streueignisse lassen sich Erkenntnisse über die innere Struktur des Protons gewinnen, da diese Struktur den differentiellen Wirkungsquerschnitt dieser Streuung beeinflusst²:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left((1-y) \frac{F_2(x, Q^2)}{x} + \frac{y^2}{2} \frac{2xF_1(x, Q^2)}{x} \right)$$

Der $1/Q^4$ -Term beschreibt die grundlegende Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von dem Impulsübertrag des Austauschbosons. Dieser Term dominiert auch den Rutherfordquerschnitt. Im Gegensatz zu jenem wird hier jedoch der Streuquerschnitt von der Funktion F_2 modifiziert. Sie wird als „Protonstrukturfunktion“ bezeichnet und

²siehe z.B. [2]

beschreibt die Impulsdichten der verschiedenen Partonarten im Proton. F_1 ist eine weitere Strukturfunktion. Durch die starke Abhängigkeit von Q^2 und x ist es wichtig, die Funktion F_2 in verschiedenen Bereichen dieser Variablen zu messen. Frühe Experimente konnten nur bei kleinen Q^2 und Werten von x nahe 1 messen, erst in neuerer Zeit hat man den Meßbereich auch auf hohe Q^2 und kleine x erweitern können.

Trotz der Tatsache, daß das Proton eben nicht nur aus den drei „Konstituenten“-Quarks besteht, sondern komplizierter und aus miteinander wechselwirkenden Teilchen aufgebaut ist, ist das einfache Parton-Modell zum Verständnis sehr hilfreich. In diesem Modell wird angenommen, daß das Proton aus punktförmigen, masselosen Partonen besteht, welche sich in seinem Innern frei bewegen können, ohne miteinander wechselzuwirken. Außerdem sei der longitudinale Impuls (entlang der Flugrichtung) des Protons unendlich groß und damit transversale Impulsanteile vernachlässigbar. Das eine Parton trage nun vor dem Streuvorgang einen Anteil ξ des Protonimpulses: $p_i = \xi P_A$. Da das Parton masselos ist, gilt:

$$0 = P_B^2 = (p_i + q)^2 = p_i^2 + 2p_i \cdot q + q^2 = \xi 2P_A \cdot q - Q^2 \Rightarrow \xi = \frac{Q^2}{2P_A \cdot q} \equiv x$$

Zudem ergibt sich dann ein einfacher Zusammenhang zwischen F_1 und F_2 , die sogenannte Callan-Cross-Relation: $2xF_1 = F_2$.

Im Quark-Parton Modell beschreibt das Bjorken'sche x also den Impulsbruchteil des Protons, den das gestreute Parton mit sich trägt. Wegen der in Wirklichkeit vorhandenen Wechselwirkung der Partonen untereinander gilt dieser Zusammenhang zwischen x und ξ nur noch im Groben.

Die oben beschriebenen Variablen können, wie dargestellt, durch das Messen der Energie E'_{el} und des Winkels θ_{el} des gestreuten Elektrons bestimmt werden. Eine andere Möglichkeit besteht darin, dazu den hadronischen Endzustand (Jacquet-Blondel-Methode), zu benutzen. In ihr wird zunächst y aus Energien und Impulsen der einzelnen Teilchen des hadronischen Endzustandes und dann Q^2 bestimmt:

$$y_{JB} = \frac{\sum_i E_i - p_{zi}}{2 \cdot E_A}$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_i p_{xi})^2 + (\sum_i p_{yi})^2}{1 - y_{JB}},$$

wobei die Summen über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes läuft. Ein Nachteil der Jacquet-Blondel-Methode ist, daß der hadronische Endzustand oftmals schwieriger zu erfassen ist (wegen der Detektorakzeptanz) als das einzelne, gestreute Elektron. Allerdings gibt es verschiedene Bereiche in der xQ^2 -Ebene, in welchen die eine oder andere Methode genauere Ergebnisse bringen kann [3].

Statt einer Tiefinelastischen Streuung können noch andere Reaktionen auftreten, welche die eigentlich gewünschten Meßdaten verfälschen. Darunter fällt insbesondere die Photoproduktion, bei der das Austauschphoton bei einem Impulsübertrag von $Q \approx 0$ quasireell ist. Hierbei wird die Reaktion durch die Struktur dieses „beinahe“ reellen Photons, die ähnliche Eigenschaften wie manche Hadronen aufweist, stark beeinflusst [4]. Der Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion $\sigma_{\gamma p} \approx 150 \mu\text{b}$ liegt um etwa zwei Größenordnungen über dem der Tiefinelastischen Streuung unter HERA-Bedingungen.

2.2 Variable im Breit-System

Zur Betrachtung der Energieverteilung, die sich aus einer Tiefinelastischen Streuung ergibt, ist es geeigneter, aus dem Laborsystem in das sogenannte Breit-System zu wechseln.

Dieses System ist dadurch definiert, daß die Raumkomponenten der Vierervektoren des Protons A und des Austauschphotons entlang einer Achse verlaufen, die als z-Achse definiert ist, das Proton kommt dabei aus der negativen Hemisphäre (siehe Abb. 2.2). Außerdem haben das einlaufende und das auslaufende Elektron in diesem System dieselbe Energie. Für den Viererimpuls des Austauschphotons mit dem Impulsübertrag $q^2 = -Q^2$ gilt:

$$q^\mu = (0, 0, 0, -Q).$$

Man kann zusätzlich eine x-Richtung definieren und zwar so, daß die Raumkomponenten des gestreuten Partons B in der xz-Ebene liegen und $P_B^x \geq 0$ sein soll.

Für das einlaufende Proton gilt:

$$P_A^\mu = \left(\frac{Q}{2x}, 0, 0, \frac{Q}{2x} \right)$$

mit dem Bjorken'schen $x = \frac{Q^2}{2P_A \cdot q}$ (s.o).

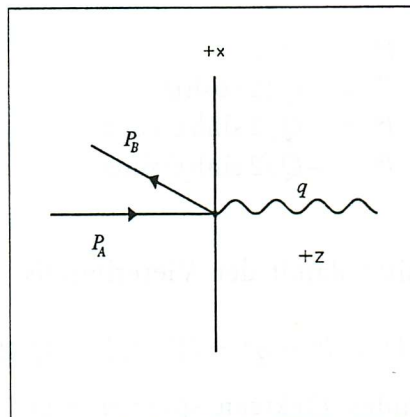


Abbildung 2.2: Darstellung der Tiefinelastischen Streuung im Breit-System. P_A ist das Proton, P_B das gestreute Parton.

Eine wichtige Variable in diesem System ist der Anteil des Impulses des Photons, welcher transversal zu dem Impuls des Partons B ist: Im Quarkpartonmodell wird Parton B einfach entlang der z-Achse zurückgestreut, damit ist die x-Achse undefiniert und der transversale Impuls des Photons ist null.

Bezieht man nun aber Effekte der Quantenchromodynamik mit ein, dann ist es möglich, daß beispielsweise das Parton B ein weiteres abstrahlt, so daß zwei Partonen entstehen, deren Impulse jeder für sich nicht mehr parallel zu dem Photonimpuls ausgerichtet sind. Bezüglich jedes einzelnen der beiden so entstandenen Partonen besitzt also der Photonimpuls einen transversalen Anteil. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß solche Prozesse stattfinden, ist von der Kopplungskonstanten der Starken Wechselwirkung

$\alpha_s \approx 0.1$ abhängig. Die genaue Definition von diesem transversalen Photonimpuls ist die als der Anteil, der senkrecht auf P_A und P_B steht:

$$q_T^\mu = q^\mu - \frac{P_B \cdot q}{P_A \cdot P_B} P_A^\mu - \frac{P_A \cdot q}{P_A \cdot P_B} P_B^\mu.$$

Für das einfache Quark-Parton Modell ist $q_T = 0$.

Die Variable q_T mißt also die Abweichungen von diesem Modell und besitzt eine gewisse Sensitivität gegenüber Effekten der starken Wechselwirkung, besonders für diejenigen Teilchen, welche aus dem gestreuten Parton hervorgegangen sind. Für eine Analyse von q_T betrachtet man sich Tiefinelastische Streuung von einem der Partonen des hadronischen Endzustandes aus als Reaktion:

$$E + A \rightarrow E' + B + X$$

betrachtet werden, wobei auch Eigenschaften von dem betrachteten Parton B gemessen werden, ohne den übrigen Teil des hadronischen Endzustandes zu beachten. Deswegen nennt man diese Art der Analyse auch *semiinklusive* Analyse.

Dabei müssen auch noch Eigenschaften des gestreuten Elektrons einbezogen werden. Es sind dies die Winkel ψ und ϕ des einlaufenden bzw. des auslaufenden Elektrons. Sie werden in einem normierten und orthogonalen Koordinatensystem (T, X, Y, Z) definiert, dessen Richtungen jedoch mit (t, x, y, z) übereinstimmen. In diesem Koordinatensystem gilt:

$$\begin{aligned} l^z &= -Q/2 \\ l^t &= -Q/2 \cosh \psi \\ l^x &= -Q/2 \sinh \psi \cos \phi \\ l^y &= -Q/2 \sinh \psi \sin \phi. \end{aligned}$$

Das gestreute Elektron besitzt damit den Viererimpuls

$$l'^\mu = l^\mu - q^\mu = (l^t, l^x, l^y, +Q/2).$$

Einlaufendes und auslaufendes Elektron spannen eine Ebene auf, welche gegenüber der vom Photon und Parton B definierten xz -Ebene um den Winkel ϕ verdreht ist. Für $l_y = 0$ sind die beiden Ebenen gleich ($\phi = 0$) oder genau gegeneinander verdreht ($\phi = \pi$).

Für ψ gilt die Beziehung:

$$\cosh \psi = \frac{2x \cdot s}{Q^2} - 1 = \frac{2}{y} - 1.$$

Während es bei q_T offensichtlich ist, daß es durch Kräfte zwischen Partonen beeinflusst wird, ist dieses bei den beiden Winkelvariablen nicht sogleich klar. Berechnungen zeigen, jedoch, daß dies der Fall ist [1] und insbesondere ϕ eine wichtige Rolle spielt.

2.3 Energieverteilung und hadronische Struktur- funktionen

Eine physikalische Größe, um Auswirkungen der Starken Wechselwirkung auf die Partonen zu untersuchen, ist die Verteilung der Energie im hadronischen Endzustand bezogen auf q_T und ϕ . Sie kann in Abhängigkeit von x, Q^2, q_T und ϕ angegeben werden. ψ spielt dabei eine untergeordnete Rolle, da es bei festem x und Q^2 und gegebener Schwerpunktsenergie s ebenfalls festgelegt ist:

$$\frac{d^4\Sigma}{dx dQ^2 dq_T^2 d\phi} = \sum_B \int dz (1 - \cos \theta_B) E_B \frac{d^5\sigma}{dx dQ^2 dq_T^2 d\phi dz}$$

Dabei ist:

$$\begin{aligned} \theta_B &= \text{der Polarwinkel im Laborsystem und} \\ E_B &= \text{die Energie der einzelnen Teilchen.} \end{aligned}$$

Die Integrationsvariable z ist nach [1] eine Variable, die eine Normalisierung des Viererimpulses P_B^μ beschreibt, und ist definiert als: $z = \frac{2x}{Q^2} P_A \cdot P_B$. Außerdem beschreibt sie eine Korrelation zwischen Laborvariablen und Variablen im hadronischen System: $E_B dE_B d\cos\theta_B d\phi_B = \frac{1}{2} z dz dq_T^2 d\phi$.

Theoretisch läuft die Summe über alle Partonen aus einem Streuereignis. Im Experiment, in dem diese Partonen zu Hadronen fragmentieren (die ihrerseits vor der Messung zerfallen und dabei auch nichthadronische Teilchen erzeugen können), läuft diese Summe in dem zu untersuchenden Bereich in ϕ und q_T über Teilchen statt über Partonen. Der Faktor $(1 - \cos \theta_B)$ ist eingefügt, weil er Teil des lorentzinvarianten Viererimpulsproduktes $P_{A,\mu} P_B^\mu = E_A E_B (1 - \cos \theta_B)$ ist. Der Wirkungsquerschnitt $d^5\sigma$ entspricht die Zahl der Teilchen mit bestimmtem x, Q^2, q_T^2, ϕ und z .

Diese Energieverteilung $d^4\Sigma$ läßt sich auch theoretisch ausrechnen, allerdings nur in QCD-Störungstheorie, die bei [1] bis zur 1.Ordnung verwendet wurde. Bei dieser Rechnung ergibt es sich, daß die Energieverteilung von neun verschiedenen hadronischen *Strukturfunktionen* beschrieben wird. Man erhält:

$$\frac{d^4\Sigma}{dx dQ^2 dq_T^2 d\phi} = C(x, Q^2, s, E_A) \cdot \sum_{k=1}^9 \mathcal{A}_k(\psi, \phi) \cdot S_k(x, Q^2, q_T^2)$$

C ist bei festem x und Q^2 , gegebener Schwerpunktsenergie s und Protonenergie E_A eine Konstante:

$$C(x, Q^2, s, E_A) = \frac{1}{64(2\pi)^5} \frac{Q^6}{x^3 s^2 E_A}$$

Diese neun Strukturfunktionen S_k sind abhängig von x, Q^2 und q_T^2 . Die ϕ - und ψ -Abhängigkeit der Energieverteilung wird durch die Funktion

$$\mathcal{A}_k(\psi, \phi) = P_k(\psi) \cdot N_k(\phi)$$

beschrieben. P_k und N_k sind bekannte Funktionen. Sind x, Q^2, s und E_A fest, so ist damit auch ψ gegeben, und als einzige Variable bleiben q_T und ϕ .

Damit macht die theoretische Rechnung die Vorhersage, daß bei gegebenem x, Q^2, s und E_A sowie festem q_T die Energieverteilung in eine über N_k definierten Weise von dem Winkel ϕ zwischen den Ebenen des Elektrons und des gestreuten Partons abhängt. Dabei lassen sich anhand der ϕ -Abhängigkeit vier Gruppen unterscheiden (Tabelle 2.1):

Klasse	Strukturfunktionen	$N_k(\phi)$	Größe
A	$\{S_1, S_2, S_6\}$	1	$\approx 100\%$
B	$\{S_3, S_7\}$	$\cos\phi$	$\approx 10\%$
C	$\{S_4\}$	$\cos(2\phi)$	$\approx 10\%$
D	$\{S_5, S_8, S_9\}$	$\sin\phi$ oder $\sin(2\phi)$	$\leq \mathcal{O}(\alpha_s^2)$ (1%)

Tabelle 2.1: ϕ -Abhängigkeit von $N_k(\phi)$.

Die konstanten Terme haben das größte Gewicht. Die der zweiten und dritten Gruppe haben darauf bezogen nur einen Anteil von 10% (Ordnung α_s^1). Die Anteile der Strukturfunktionen der vierten Gruppe (S_5, S_8, S_9) sind so gering, daß sie gegenüber den anderen im Folgenden vernachlässigbar sind. So verbleiben S_1 bis S_4 und S_6 mit S_7 . Anhand der ϕ -Abhängigkeit lassen sich allerdings leider nur die jeweiligen Gruppen der Strukturfunktionen messen. Mit einer geeigneten Zusammenfassung:

$$S'_k(x, Q^2, q_T^2) = C(x, Q^2, s, E_A) \cdot P_k(\psi) \cdot S_k(x, Q^2, q_T^2)$$

gilt für die Energieverteilung:

$$\frac{d^4\Sigma}{dx dQ^2 dq_T^2 d\phi} = [S'_1 + S'_2 + S'_6] + [S'_3 + S'_7] \cdot \cos\phi + S'_4 \cdot \cos(2\phi)$$

Gemessen werden können also auf diese Weise die Gruppen:

- $S'_1 + S'_2 + S'_6$
- $S'_3 + S'_7$
- S'_4

Für den Bereich $q_T/Q \rightarrow 0$ ergibt sich jedoch in der störungstheoretischen Beschreibung ein singuläres Verhalten von einzelnen Strukturfunktionen, am deutlichsten bei S'_1 und S'_6 , welche mit einem $1/q_T^2$ -Verhalten den stärksten Anstieg besitzen und deshalb in diesem Bereich dominieren. Bei der experimentiellen Messung können diese Singularitäten allerdings nicht auftreten, denn es werden Teilchenenergien gemessen, welche aus den Experimentalbedingungen gegeben sind und aus Energieerhaltungsgründen endlich sein müssen.

Das Wort „Parton“ wurde bisher als Oberbegriff für Quarks und Gluonen gebraucht. Gluonen im Proton spielen explizit bei Vorgängen der Ordnung α_s durch die Boson-Gluon-Fusion eine Rolle: Hierbei ist der Streupartner des Photons eigentlich ein Gluon, das sich vor dem eigentlichen Streuvorgang jedoch in ein Quark-Antiquark-Paar aufspaltet, von denen eines der Streupartner des Photons wird. Der Anteil von solchen Ereignissen gibt Aufschluß über den Anteil von Gluonen an der Gesamtzahl von Partonen im Proton. Diese können einen sichtbaren Einfluß an den gemessenen Werten der Strukturfunktionen ausmachen.

Der andere Prozeß bei Vorgängen 1.Ordnung ist die *Gluonabstrahlung* bei der ein Parton (Quark oder Gluon) vor oder nach der Streuung ein Gluon emittiert. In höheren Ordnungen können natürlich noch viel mehr Prozesse auftreten.

Die Funktionen $P_k(\psi)$ (aus[1]) sind in Tabelle 2.2 aufgelistet:

Strukturfkt	$P_k(\psi)$
\mathcal{S}_1	$(+1)(1 + \cosh^2(\psi))$
\mathcal{S}_2	(-2)
\mathcal{S}_3	$(-1)(\sinh(2\psi))$
\mathcal{S}_4	$(+1) \sinh^2(\psi)$
\mathcal{S}_5	$(+2) \sinh(\psi)$
\mathcal{S}_6	$(+2) \cosh(\psi)$
\mathcal{S}_7	$(-2) \sinh(\psi)$
\mathcal{S}_8	$(-1) \sinh(2\psi)$
\mathcal{S}_9	$(+1) \sinh^2(\psi)$

Tabelle 2.2: ψ -Abhängigkeiten von $P_k(\psi)$

2.4 Variable im Laborsystem

Für Messungen im Laborsystem müssen q_T und ϕ aus Messungen im Laborsystem gewonnen werden. Ein Problem bei einer derartigen Messung ist, daß die Partonen nicht direkt sichtbar sind, sondern zu Hadronen fragmentieren, die dann vom Detektor nachgewiesen werden müssen. Außerdem können diese Hadronen weiter zerfallen, ehe sie in den Detektor gelangen. Dadurch ist es möglich, daß die einzelnen Hadronen nicht mehr dieselben Werte von q_T oder ϕ tragen wie ihr Mutterparton, dieser Prozeß der *Fragmentierung* oder *Hadronisierung* kann somit für Verfälschungen sorgen. Es ist zu überprüfen, wie stark sich diese Einflüsse auf die Messung auswirken.

Betrachtet wird jetzt in semiinklusive Analyse:

$$E + A \rightarrow E' + H + X \quad ,$$

wobei Hadronen und durch den Zerfall kurzlebiger Hadronen hervorgegangene Teilchen aus dem Endzustand einzeln betrachtet werden und danach die Energieverteilung über die betrachteten Teilchen gebildet wird.

Im Laborsystem können q_T und ϕ aus Laborvariable berechnet werden. Dazu muß man für die Hadronen ihren Flugwinkel im Detektor messen, ausgedrückt in dem Polarwinkel θ_B und dem Azimutalwinkel ϕ_B in der Ebene senkrecht zur Strahlachse (Winkel mit Index B beziehen sich auf das Laborsystem). Gemessen wird dabei in ϕ_B die Abweichung von dem Azimutalwinkel ϕ_{QPM} , den das gestreute Parton im Quark-Parton Modell hätte, also bei einer Streuung ohne jede QCD-Wechselwirkung und ohne jede Fragmentierung. Dieser Winkel ist dem Azimutalwinkel des Elektrons genau entgegengerichtet, da sich die Impulse aus Erhaltungsgründen ausgleichen müssen.

Im Quark-Parton Modell gilt also: $(\theta_{QPM}, \phi_{QPM}) = (\theta^*, 0)$, wobei θ^* aus den allgemeinen Variablen, welche ein Streuereignis beschreiben, berechenbar ist:

$$\cot(\theta^*/2) = \frac{2xE_A}{Q} \cdot \left[1 - \frac{Q^2}{xs} \right]^{1/2} .$$

q_T kann ebenfalls im Laborsystem ausgedrückt werden³:

$$q_T^2 = \frac{8E^2 - 4E'(2E_{el} - E'_{el})(1 - \cos \theta_{el})}{1 - \cos \theta_B} \times \left\{ \sin^2 [(\theta_B - \theta^*)/2] + \sin \theta_B \sin \theta^* \sin^2(\phi_B/2) \right\}.$$

Für $(\theta_B, \phi_B) = (\theta^*, 0)$ ist $q_T^2 = 0$.

Die Umrechnung von ϕ aus den Laborvariablen geschieht durch eine komplizierte Funktion:

$$\cos \phi = \frac{Q}{2q_T} \left[1 - \frac{Q^2}{xs} \right]^{-1/2} \cdot \left\{ 1 - \frac{Q^2}{xs} + \frac{q_T^2}{Q^2} - \left(\frac{Q}{2xE_A} \right)^2 \cot^2(\theta_B/2) \right\}.$$

Zur Verdeutlichung des Zusammenhanges von q_T und ϕ mit Laborkoordinaten dienen die beiden folgenden Abbildungen. Sie zeigen die $(\cos \theta_B, \phi_B)$ -Ebene bei typischen Werten von x, Q^2 ($x = 0.002$ und $Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$) und den von HERA vorgegebenen Werten für die Protonenenergie $E_A (=820 \text{ GeV})$ und die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}(=296 \text{ GeV})$. Damit liegt die Richtung des gestreuten Partons im Quark-Parton Modell in beiden Bildern fest ($\cos \theta^* = -0.46$). $\cos \theta_B \rightarrow 1$ bedeutet im H1 Detektor die Vorwärtsrichtung, d.h. die ursprüngliche Flugrichtung des Protons, wo auch bei den gegebenen Werten für x und Q^2 der Protonrest zu finden ist. q_T wächst in diesem Bereich rasch an. Für $\cos \theta_B \rightarrow 1$ gilt $q_T \rightarrow \infty$. $\cos \theta_B \rightarrow -1$ ist die rückwärtige Richtung des H1-Detektors. Wegen der Definition von ϕ_B bezüglich der Richtung des Partons im Quark-Parton Modell hat das gestreute Elektron in diesem Diagramm den Winkel $\phi_{el} = \pi$.

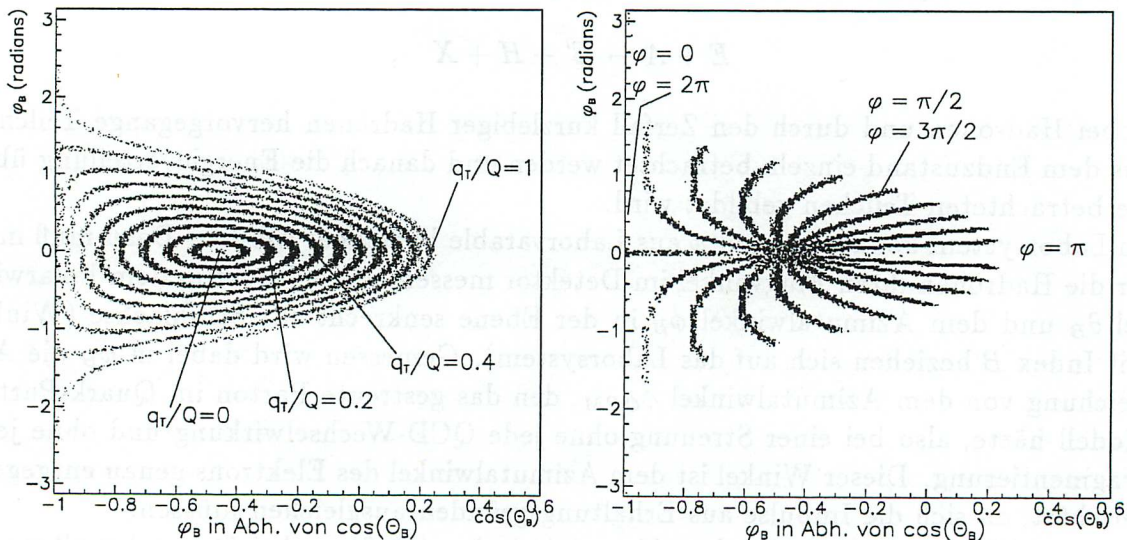


Abbildung 2.3: Konturen in ϕ_B und $\cos \theta_B$ für $Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$, $x = 0.002$ und $q_T/Q \leq 1$. Links sind die Kurven bei konstantem q_T eingezeichnet, rechts die bei konstantem ϕ .

³Bei [1] geht hier der Streuwinkel θ_w ein

Linien konstanten q_T sind durch die ellipsenähnlichen Kurven dargestellt. Mit wachsendem q_T sind die Teilchen weiter von $(\theta^*, 0)$ entfernt. Im rechten Bild sind die Linien konstanten ϕ 's gezeigt: Sie wandern für $\phi \rightarrow \pi$ aus dem hinteren Bereich nach vorne, erreichen bei $\phi = \pi$ die Spitze und wandern für $\phi \rightarrow 2\pi$ wieder nach hinten. Winkel von ϕ in dem Bereich $0 \rightarrow \pi$ und $\pi \rightarrow 2\pi$ sind hier deswegen nicht unterscheidbar!

Als Beispiel sei eine einfache Simulation gezeigt, in der Tiefinelastische Streuung generiert wurde, wobei dazu zwei QCD-Modelle miteinander verknüpft waren (Matrixelemente erster Ordnung QCD-Störungstheorie und Partonschauer ⁴). In den Simulationen werden die Ergebnisse des Streuprozesses zunächst für Partonen bestimmt, aus denen dann in einem zweiten Schritt reelle Teilchen gebildet werden (=Hadronisierung bzw. Fragmentierung). Aus den gegebenen Variablen für die einzelnen Teilchen wurden die benötigten Parameter direkt bestimmt, verfälschende Detektoreffekte wurden nicht einbezogen. Die Variablen sind wieder festgelegt auf $x = 0.002$ und $Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$ (damit ergibt sich ein $\psi = 3.26$). Für die generierten Ereignisse wurden verschiedene Schnitte für das gestreute Elektron und den hadronischen Endzustand festgelegt (siehe Tabelle 2.3 am Ende des Kapitels).

In Bild 2.4 ist die Verteilung in q_T für einzelne Teilchen dargestellt.

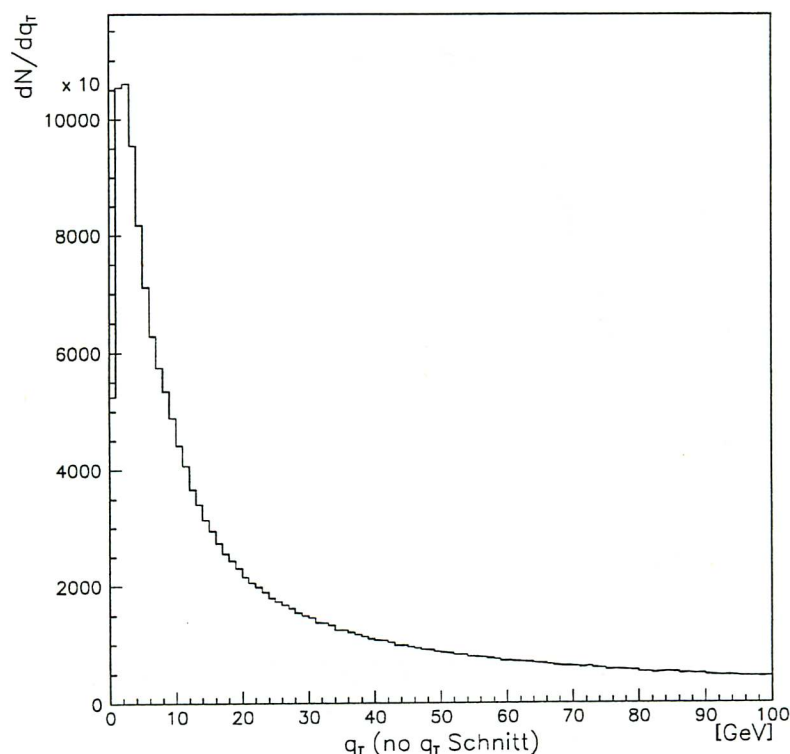


Abbildung 2.4: Verlauf von q_T in einer Simulation ohne Teilchenschnitt ($Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$).

⁴sieheKapitel 4

Die q_T -Verteilung steigt für sinkendes q_T immer stärker an, erreicht ein Maximum und fällt für $q_T \rightarrow 0$ wieder steil ab. Für große q_T zeigt sich ein sanft abflachendes Verhalten. Bei den Teilchen in diesem Bereich handelt es sich um weit abweichende Mitglieder von Streujets oder um durch den Zerfall schwerer Hadronen entstandene Teilchen, jedoch kann sich für sehr große q_T/Q auch der Protonjet bemerkbar machen, dessen Mitglieder sich im Bereich $\cos \theta_B \rightarrow 1$ befinden. Seine Einflüsse wirken sich natürlich verschieden aus, je nachdem, wie groß θ^* ist. Um die Messung ohne den Einfluß des Protonrestes durchzuführen, wurde eine weitere zusätzliche Bedingung aufgeführt:

$$q_T/Q \leq 1 \quad .$$

Diese Bedingung, welche bei jedem einzelnen Teilchen geprüft wird, dient also dazu, Einflüsse des Protonrestes auszuschalten. Geometrisch schneidet sie um die Richtung $(\cos \theta^*, 0)$ eine annähernd ellipsenförmige Fläche heraus (siehe Abb. 2.3). Da der Quotient q_T/Q in die Bestimmung von ϕ eingeht, ist diese Größe eine bessere Variable als q_T . In Abb. 2.5 ist daher die Verteilung der Teilchenzahlen für q_T/Q eingezeichnet.

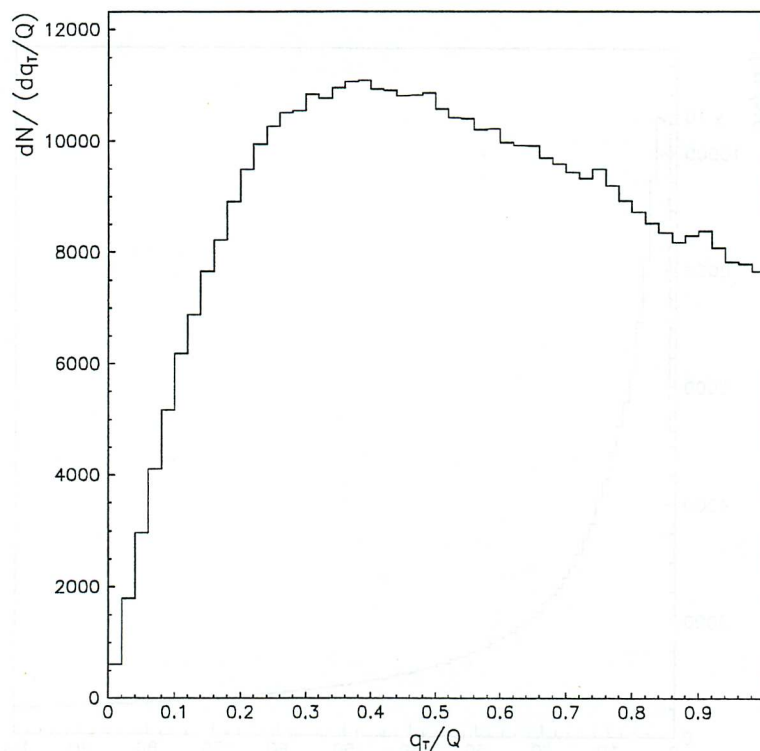


Abbildung 2.5: Verlauf von $\frac{q_T}{Q}$.

Diese Abbildung umfaßt also den Bereich kleiner q_T aus der vorigen Abbildung. Das Maximum der q_T -Verteilung ist bei einem Wert von $q_T/Q \approx 0.4$ zu sehen. Es werden also nur wenige Teilchen genau in die ursprünglichen Partonrichtung θ^* emittiert. Das sagt aber noch nichts über die Energieverteilung aus.

2.5 Der Wirkungsquerschnitt

Zur experimentiellen Bestimmung der Energieverteilung muß auch der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^4\sigma}{dx dQ^2 dq_T^2 d\phi}$ bestimmt werden. Hierfür benötigt man noch einige zusätzliche Variable:

Die Luminosität (genauer die integrierte Luminosität) $\int L dt$ ist ein Maß für die Rate, mit der ep-Streuereignisse stattfinden. Sie wird durch die Messung von physikalischen Ereignissen mit bekanntem Wirkungsquerschnitt bestimmt (siehe Kapitel 3). Sie hängt eng mit dem Wirkungsquerschnitt zusammen. Bei einer Messung von n Ereignissen gilt:

$$\sigma \approx \frac{n}{\int L dt}$$

Da nicht alle im Detektor aufgenommenen Ereignisse aus Tiefinelastischen Streuungen stammen, muß man bestimmte Kriterien erstellen, welche die für die Messung verwendeten Daten erfüllen müssen. Durch diese Kriterien gehen aber auch wirkliche tiefinelastische Ereignisse verloren. Die Effizienz e gibt den Anteil der wirklich gemessenen Ereignissen an der in der Luminosität berücksichtigten Rate an.

Außerdem gehen in den Wirkungsquerschnitt Korrekturen für Detektoreffektivität und Detektorakzeptanz ein. Die Akzeptanzkorrektur a berücksichtigt geometrische Einflüsse des Detektors, die verhindern, daß man alle vorhandenen Teilchen mißt. Dazu gehört, daß nur ein begrenzter Raumbereich überdeckt wird, oder daß sich Lücken zwischen und in einzelnen Teildetektoren befinden, in denen Teilchen verlorengehen können.

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt gilt dann:

$$\frac{d^4\sigma}{dx dQ^2 dq_T^2 d\phi} = \sum_{\text{Ereignisse}} n_{x, Q^2, q_T^2, \phi} \cdot \frac{1}{\int L dt} \cdot \frac{1}{\Delta x \Delta Q^2 \Delta q_T^2 \Delta \phi} \cdot \frac{1}{a} \cdot \frac{1}{e} \cdot \frac{1}{2}$$

wobei über gegebene Tiefinelastische Ereignisse die Zahl der Teilchen in einem gewissen Bereich (x, Q^2, q_T^2, ϕ) addiert wird.

Dieser Wirkungsquerschnitt gilt für Teilchen, nicht aber für Ereignisse. Der Faktor $\frac{1}{2}$ berücksichtigt, daß bei den Messungen in ϕ die Bereiche $0 \leq \phi \leq \pi$ und $\pi \leq \phi \leq 2\pi$ nicht unterscheidbar sind, so daß als Wertebereich nur noch $0 \leq \phi \leq \pi$ übrigbleibt. Dadurch erhält man im Mittel doppelt so viele Einträge, wie eigentlich vorhanden.

Bei der Bestimmung der Energieverteilung ist der Unterschied, daß nicht einfach die Zahl der Teilchen in einem (x, Q^2, q_T, ϕ) -Bereich eingeht, sondern jedes Teilchen mit seiner Energie E_B (und einem Faktor $(1 - \cos \theta_B)$) gewichtet werden muß.

$$\frac{d^4\Sigma}{dx dQ^2 dq_T^2 d\phi} = \sum_{\text{Ereignisse}} \sum_B (1 - \cos \theta_B) E_B \cdot \frac{1}{\int L dt} \cdot \frac{1}{\Delta x \Delta Q^2 \Delta q_T^2 \Delta \phi} \cdot \frac{1}{a} \cdot \frac{1}{e} \cdot \frac{1}{2}$$

An die so erhaltenen Werte kann für jeden (x, Q^2, q_T^2) -Bereich eine Funktion

$$f(\phi) = P_1 + P_2 \cdot \cos \phi + P_3 \cdot \cos(2\phi)$$

angepaßt werden, um den Wert der verschiedenen modifizierten Strukturfunctionen S'_k zu bestimmen. Effekte höherer Ordnung ($\sin \phi$ und $\sin(2\phi)$) Abhängigkeiten) werden nicht berücksichtigt. Mit dieser Anpassung findet man:

$$P_1 = S'_1 + S'_2 + S'_3$$

$$P_2 = S'_3 + S'_7$$

$$P_3 = S'_4$$

Hieraus ließe sich zusätzlich noch S_4 bestimmen, die übrigen Strukturfunktionen lassen sich leider nicht trennen.

2.6 Ein Beispiel

Abschließend noch ein Beispiel, in dem wieder eine Simulation der Tiefinelastischen Streuung mit dem MEPS-Modell benutzt und zunächst eine Energieverteilung

$$\Sigma(x, Q^2, q_T, Q) = \sum_{\text{Ereignisse}} \sum_B (1 - \cos \theta_B) E_B$$

im Bereich $q_T/Q \leq 1$ errechnet wurde. Die Werte für die kinematischen Variablen und die Schnitte sind wie im oberen Beispiel gewählt (siehe Tabelle 2.3).

In der Simulation wurden zweimal die angegebene Anzahl von Ereignissen generiert. Beim ersten Mal wurde Σ für die daraus resultierenden Partonen gemessen, beim zweiten Mal wurde eine Hadronisierung durchgeführt und die dabei entstandenen Teilchen gemessen. Die Einteilung in q_T/Q statt gegen q_T^2 erfolgt aus Konvention.

An die erhaltenen Verteilungen von Σ in den einzelnen (x, Q^2, q_T, ϕ) -Bereichen wurde dann die Funktion

$$f(\phi) = P_1 + P_2 \cdot \cos \phi + P_3 \cdot \cos(2\phi)$$

angepaßt. Bild 2.6 zeigt das Ergebnis. Hier sind sowohl die Ergebnisse mit als auch ohne Hadronisierung eingezeichnet. Die gestrichelten Kurven sind jeweils die Partonrechnungen, die durchgezogenen gelten für Teilchen. Unterteilt ist die Abbildung in vier Diagramme. Das erste (links oben) zeigt die Ergebnisse für alle Ereignisse, rechts oben („no ME“) ist der Teil der Ereignisse aufgeführt, bei denen keine durch Matrixelemente simulierten QCD-Effekte auftraten, sondern sich nur das Partonschauer-Modell auswirkte. Die unteren beiden zeigen die Ereignisse, welche durch Anwendung von Matrixelementen beeinflusst wurden: Links unten sind die mit Gluonabstrahlung (QG) aufgeführt, rechts unten diejenigen, in denen Boson-Gluon Fusion (QQB) auftrat.

Wie erwartet dominieren die Werte, welche den konstanten Term beschreiben. Die Abhängigkeiten von $\cos \phi$ und $\cos(2\phi)$ sind erheblich schwächer, außerdem ist das Vorzeichen des $\cos \phi$ -Termes fast durchweg negativ, sowohl mit, als auch ohne Hadronisierung. Dabei muß daran erinnert werden, daß die dazugehörigen $P_3(\psi)$ und $P_7(\psi)$ für $\psi = 3.26$ negativ sind. Die $\cos(2\phi)$ -Terme sind dagegen positiv, aber etwas geringer.

Zu sehen ist auch, daß die Hadronisierung bei kleineren q_T/Q eine Abnahme der konstanten Terme bewirkt. Eine Erklärung dafür ist, daß bei der Hadronisierung die ursprüngliche Partonenergie auf eine größere Zahl einzelner Teilchen aufgeteilt wird und für diese vom Parton verschiedene q_T und ϕ besitzen können. Zudem ist es möglich, daß bei der Hadronisierung auch instabile Teilchen entstehen, welche bei ihrem Zerfall Teilchen in weiter entfernte Richtungen abstrahlen können, was zu einem stärkeren Anteil von höheren q_T/Q führt. Dies deutet sich in einem Teil der Diagrammen dadurch an, daß P_1 nach der Hadronisierung für höhere q_T/Q etwas größer wird.

Die $\cos\phi$ -Werte sinken durch die Hadronisierung etwas tiefer, die Hadronisierung scheint Tendenzen für eine ungleichmäßige Verteilung der Energie in ϕ zu verstärken. Es ist also aus dieser Abbildung zu erkennen, daß die Hadronisierung deutlich auf die Messungen einwirkt.

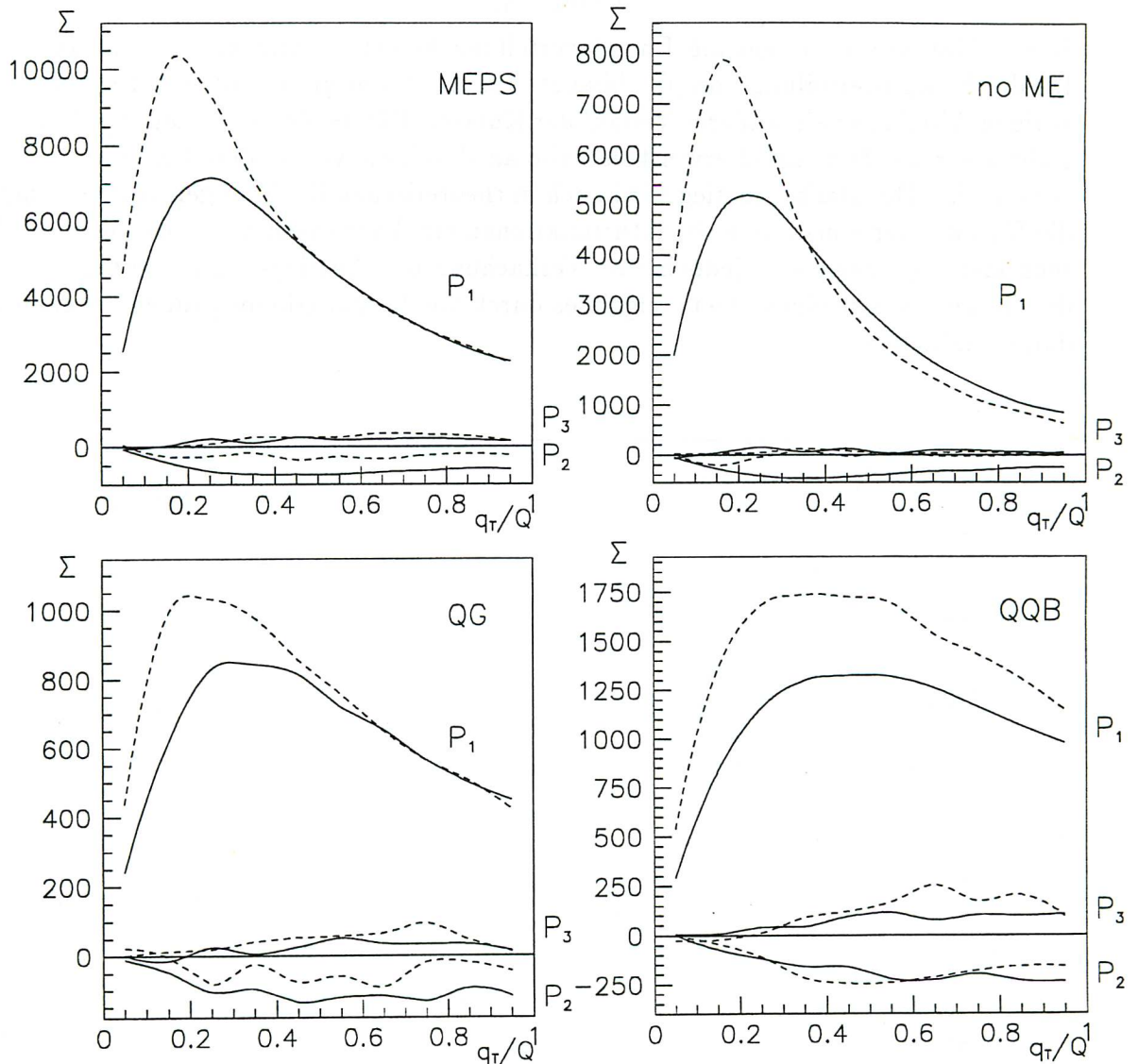


Abbildung 2.6: Verlauf der Parameter nach der Anpassung $f(\phi) = P_1 + P_2 \cdot \cos(\phi) + P_3 \cdot \cos(2\phi)$ an Σ für $0 < q_T/Q \leq 1$, für Partonen (---) und Hadronen (—).

Die Verteilung Σ entspricht allerdings noch nicht genau der Energieverteilung, da die zusätzlichen Parameter wie die Luminosität oder Δq_T^2 noch nicht einbezogen wurden. Abbildung 2.7 zeigt deshalb nun für die oben generierten Ereignisse mit Hadronisierung die Summe der drei konstanten Strukturfunktionen $S'_1 + S'_2 + S'_6$, bestimmt aus der Energieverteilung

$$\frac{d^4\Sigma}{dx dQ^2 dq_T^2 d\phi}$$

Dieses Mal wurde die genaue Energieverteilung berechnet und daran $f(\phi)$ angepaßt. Da die Energieverteilung von q_T^2 abhängt und nicht von q_T , ergibt sich gegenüber der vorigen Abbildung ein anderer Verlauf der Kurven. Für $q_T/Q \rightarrow 0$ fallen die Werte nun nicht mehr ab. Der Abfall erweist sich also als durch die verwendete Unterteilung in q_T verursacht. Der starke Anstieg wird auch in theoretischen Rechnungen vorhergesagt[1], die für zwei der konstanten Strukturfunktionen ein Anwachsen mit $1/q_T^2$ angeben. Für sehr kleine q_T zeigt sich jedoch eine Verflachung des Anstiegs. Das liegt daran, daß die Gesamtenergie eines Streueignisses durch die Ausgangsbedingungen gegeben und damit endlich ist.

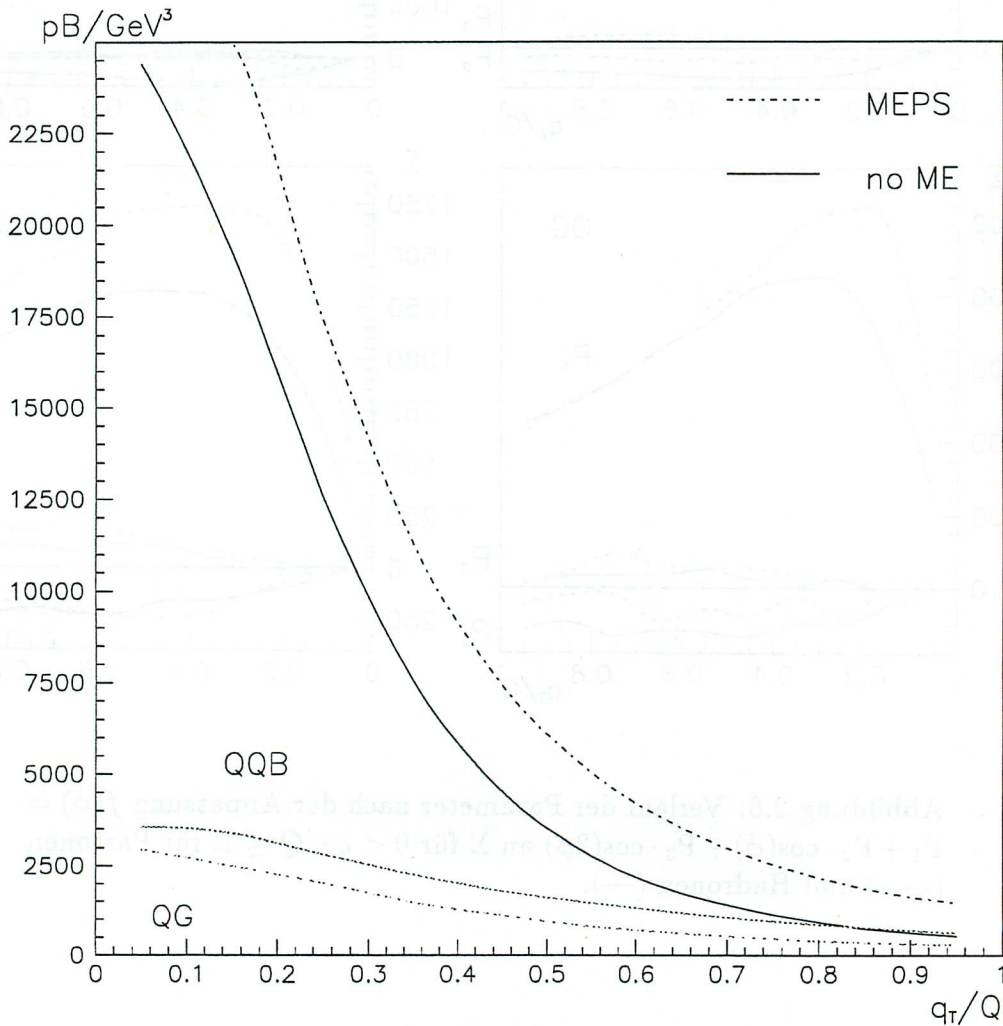


Abbildung 2.7: Summe der konstanten Strukturfunktionen in Abhängigkeit von q_T/Q .

Die Form der Kurve zeigt aber, daß auch bei Einbezug von QCD-Effekten und von Hadronisierung die meiste Energie noch ungefähr in der Richtung des gestreuten Partons im Quark-Parton Modell zu finden ist. Bei den QG und QQB - Ereignissen sind die konstanten Strukturformfaktoren für kleine q_T/Q nicht so hoch, doch dafür wächst der relative Anteil von QG und besonders QQB an der gesamten Energieverteilung mit steigendem q_T/Q an. Dieses Verhalten kann durch das verwendete MEPS-Modell verursacht sein, in dem Matrixelemente und Partonschauer derart kombiniert werden, daß Abstrahlungen von energiereichen Teilchen unter größerem Winkel mit Matrixelementen berechnet werden. Bei den QG und QQB - Ereignissen entstehen also zwei Partonen mit zumeist stark unterschiedlichem Winkel, so daß die zugehörigen Teilchen damit häufiger abseits der ursprünglichen Partonrichtung bei höheren q_T/Q gefunden werden.

Parameter und Bedeutung	benutzter Wert
Partondichteverteilung	MRSDH
Verwendetes CD-Modell	Matrixelemente + Partonschauer (=MEPS)
Hadronisierung	keine bzw. Lund-String Modell
Abschneideparameter y_{cut}^{gen}	0.0025
Zahl der generierten Ereignisse	99999
davon mit QG-Jets	16084
davon mit QQB-Jets	36006
Wirkungsquerschnitt	38.367 pB
Bereich in x	0.002
Bereich in Q^2	25 GeV ²
Bereich in W^2	> 3000 GeV ²
Bereich in E'_{el}	> 14 GeV
Bereich in θ_{el}	157° – 174°
ψ	3.26 [radians]
Teilchenschnitt	E > 200 MeV

Tabelle 2.3: Angaben zu der im Beispiel verwendeten Teilchensimulation

Kapitel 3

Der H1-Detektor

Für die Messungen in dieser Arbeit wurden Daten benutzt, welche am H1-Detektor des HERA-Speicherringes am DESY in Hamburg aufgenommen wurden. HERA soll zu Beginn kurz vorgestellt werden, danach wird der H1-Detektor beschrieben, wobei besonders auf das LAr-Kalorimeter eingegangen wird, welches in dieser Arbeit die Hauptrolle spielte. Die meisten Angaben zum H1-Detektor stammen aus [5] und [6].

3.1 Der HERA-Speicherring

Der HERA-Speicherring wurde konstruiert, um Tiefinelastische Elektron-Proton Streuung bei zuvor nicht erreichten Schwerpunktsenergien zu produzieren. In ihm können Protonen auf 820 GeV, Elektronen auf 26.7 GeV (ab 1994 27.5 GeV) beschleunigt werden. Damit werden Schwerpunktsenergien von etwa 296 GeV (ab 1994 ≈ 300 GeV) erreicht. Außerdem können Streuungen in dem bisher unerforschten Gebiet bei hohen Q^2 oder kleinen x untersucht werden.

Die Protonen und Elektronen werden in einzelnen Paketen von einem Vorbeschleuniger in den Ring eingebracht und dort in hochevakuierten Stahlröhren auf ihre Endenergien beschleunigt. An zwei Orten werden die beiden Strahlen miteinander zur Kollision gebracht. An einem steht der Detektor *H1*, der im Jahre 1992 seinen Betrieb aufnahm.

3.2 Der H1-Detektor

Abbildung 3.1 zeigt einen Längsschnitt durch den H1-Detektor. Die Protonen kommen dabei von der rechten Seite, die Elektronen von der linken. Die Orientierung ist derart festgelegt, daß die Richtung des Protonenstrahles die Vorwärtsrichtung ist, die Richtung des Elektronenstrahles die Rückwärtsrichtung.

Der H1-Detektor beruht auf einer Grundstruktur, welche bei vielen anderen Detektoren ähnlich ist: In dem Bereich, in dem Protonen und Elektronen zur Kollision kommen, umschließen Spurkammern die Strahlröhre zur Impulsmessung der in dem Streuprozess erzeugten Teilchen. Darum herum befinden sich Kalorimeter, welche die Energien der Teilchen messen. Eine Spule erzeugt ein Magnetfeld, welches den inneren Teil des Detektors durchsetzt und die Impulsmessungen in den Spurkammern möglich macht. Außen befindet sich ein Eisenjoch mit weiteren Meßgeräten, welche zum Teil die Kalorimetermessungen unterstützen, zum anderen der Myonenerkennung dienen.

In Vorwärtsrichtung befinden sich zusätzliche Spurkammern, ein kleines Kalorimeter nahe dem Strahlrohr und ein Myonspektrometer außerhalb des Detektors. Detektoren zur Messung der Luminosität (in der Abbildung nicht zu sehen) sind in einiger Entfernung hinter dem Detektor aufgebaut.

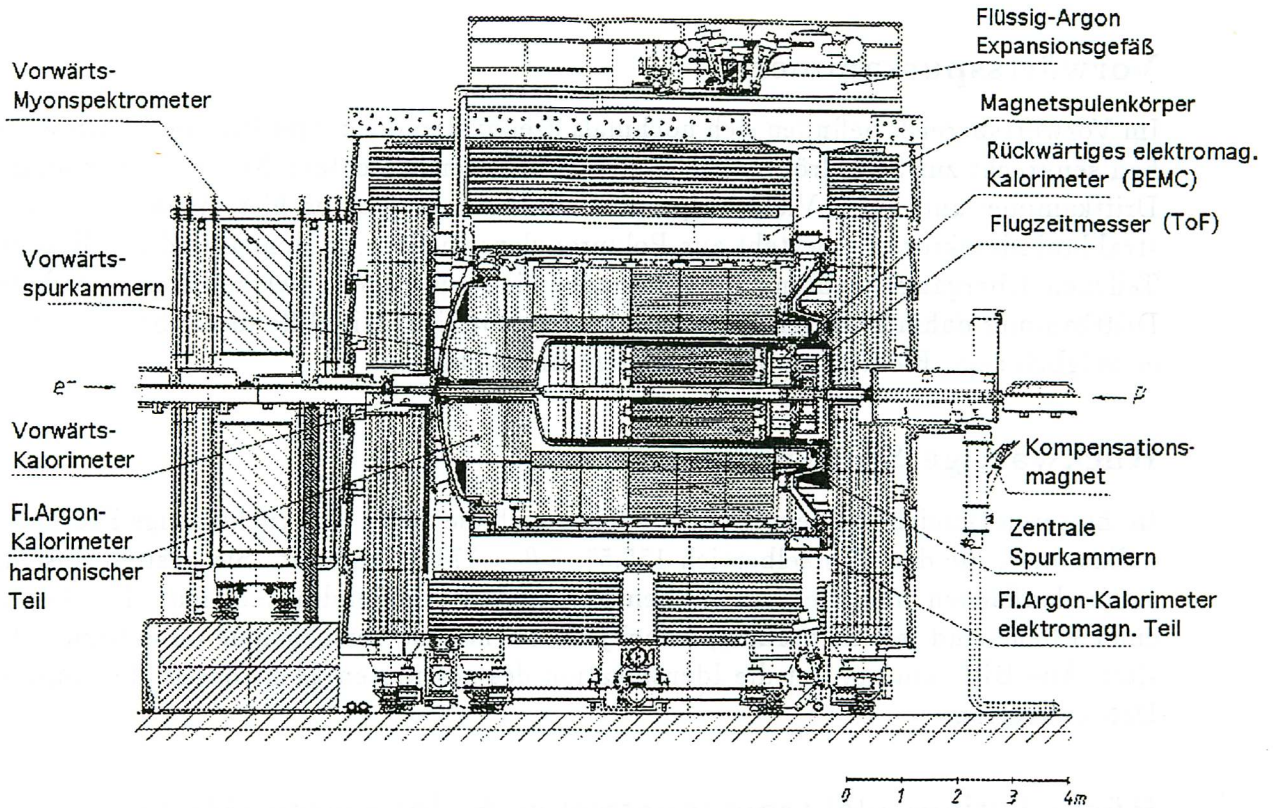


Abbildung 3.1: Längsschnitt durch den H1-Detektor.

Der Magnet

Ein starker *Magnet* umschließt die inneren Teile des Kalorimeters. Er besitzt eine Länge von 3.6 m und einen Durchmesser von 1.6 m. Eine supraleitende Spule aus einer Niob-Titan-Kupfer-Verbindung, welche mit flüssigem Helium gekühlt wird, erzeugt ein über den gesamten inneren Bereich des Detektors praktisch konstantes Magnetfeld von 1.12 Tesla parallel zur Strahlröhre. Das Eisenjoch und ein zusätzlicher Kompensationsmagnet am hinteren Ende führen die äußeren Magnetfeldlinien zurück.

Zentrale Spurkammern

Die *zentrale Spurkammern* decken einen Winkelbereich von $\theta \approx 25^\circ$ bis $\theta \approx 155^\circ$ ab. Geladene Teilchen erzeugen in ihnen Spuren. Die Bahnen dieser Teilchen sind durch das Magnetfeld gekrümmt, so daß aus dem Radius der Spuren ihre Impulse bestimmt werden können. Es gibt zwei Kammersystemem, eine innere und eine äußere, welche jeweils wiederum aus drei verschiedenen Teildetektoren bestehen:

Die Spurrekonstruktion in der Ebene senkrecht zur Strahlachse (xy-Ebene) wird jeweils

durch eine große, konzentrische Jetkammer bewerkstelligt. Ihre Auflösung in r , ϕ beträgt $170 \mu\text{m}$, in z -Richtung ist sie jedoch schlechter. Deswegen ist um sie herum jeweils eine zusätzliche dünne z -Kammer gebaut, welche die Auflösung in z -Richtung auf $200\text{--}260\mu\text{m}$ verbessert. Als drittes gehört eine Vieldrahtproportionalkammer dazu. Ihre wichtigste Eigenschaft ist ihre hohe Zeitauflösung, Sie gibt Ortsangaben für eine rasche Spurrekonstruktion zur Verfügung, welche vom Trigger verwendet wird.

Vorwärtsspurkammern

Im Vorwärtsbereich befinden sich nochmals drei Systeme von Spurkammern. Diese stehen senkrecht zur Strahlröhre. Sie bestehen aus vier Schichten: Neben einer planaren Driftkammer und einer Vieldrahtproportionalkammer gibt es hier einen Übergangsstrahlungsdetektor: Er besteht aus Polypropylenschichten, in denen hindurchfliegende Teilchen Übergangsstrahlung im Röntgenbereich aussenden, welche in einer radialen Driftkammer dahinter durch Ionisation nachweisbar ist. Mit Hilfe dieser Strahlung soll es möglich sein, Elektronen von Pionen zu unterscheiden.

Rückwärtige Spurkammer

Im hinteren Bereich vor dem BEMC befindet sich die *BPC*, eine rückwärtige Proportionalkammer, die den Winkelbereich $155.5^\circ \leq \theta \leq 174.5^\circ$ abdeckt. Sie besteht aus fünf Kathodenflächen und vier dazwischen gespannten Anodendrahtebenen. Die Drähte einer Ebene sind jeweils parallel, wobei jede Ebene eine verschiedene Orientierung besitzt. Die *BPC* unterstützt die Identifikation des gestreuten Elektrons in der hinteren Detektorregion.

Rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter (BEMC)

Das *BEMC* (Backward Elektromagnetic Calorimeter) deckte den Rückwärtsbereich des Detektors ab. Es handelt sich hierbei um ein elektromagnetisches Blei-Szintillator Sandwich-Kalorimeter. Seine wichtigste Aufgabe ist die Messung des gestreuten Elektrons bei Streuungen mit niedrigen Impulsüberträgen, es deckt dazu einen Winkelbereich von $\theta \approx 151^\circ$ bis $\theta \approx 177^\circ$ ab. Es besteht aus 88 Kalorimetersegmenten. Die meisten von ihnen haben eine quadratische Grundfläche mit 16.2 cm Durchmesser. Von den übrigen sind die vier innersten dreieckig und gleichen den Zwischenraum zwischen Strahlröhre und den nächstinnersten quadratischen Segmenten aus. Die restlichen liegen außen und sind so geformt, daß der quadratische Grundriß des BEMC in die zu ihm gehörige runde Aluminiumhalterung paßt.

Jeder dieser Segmente besteht aus 50 Schichten von 2.5 cm dicken Blei als Absorber und jeweils 49 4 mm dicken Szintillatorschichten aus einem Plastikmaterial. In den Absorbern erzeugen elektromagnetische Teilchen durch Bremsstrahlung einen Schauer von Sekundärteilchen, welche in den Szintillatorschichten Lichtspuren verursachen, die von seitlich an den Segmenten angebrachten Wellenlängenschiebern aufgefangen und Photodioden zur Auslese zugeführt werden. Die Tiefe des BEMC beträgt für elektromagnetische Teilchen 22 Strahlungseinheiten. Die laterale Ausbreitung eines Teilchenschauers, (der sog. Molièreradius), ist im BEMC ungefähr 3 cm groß. Durch die Grundfläche der Kalorimetersegmente sind jedoch keine Strukturen auflösbar, welche

kleiner als 16.2 cm sind. Die Meßunsicherheit des BEMC beträgt für einzelne Elektronen $\frac{\sigma}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}}$. Das Rauschen des Detektors hat eine Höhe von etwa $\sigma = 450$ MeV. Ein Nachteil des BEMC ist die ungenaue Hadronenmessung. Hadronen erzeugen Teilchenschauer durch tiefinelastische Stöße mit Atomkernen, diese Schauer sind jedoch ausgedehnter als die durch Elektronen oder Photonen erzeugten elektromagnetischen Schauer. Dadurch beträgt die optische Tiefe des BEMC nur 0.97 hadronische Wechselwirkungslängen, d.h. es ist sehr kurz. Etwa 30% aller Hadronen hinterlassen überhaupt kein Signal, daß sich vom durchschnittlichen Rauschen abhebt. Außerdem weist das BEMC auch für detektierte Hadronen nur einen Teil ihrer Energie nach. Das führt dazu, daß für Hadronen im BEMC gemittelt nur etwa ein Drittel ihrer Energie gemessen wird.

Im Winter 1994/95 wurde das BEMC durch ein neues, verbessertes Kalorimeter ersetzt.

Vorwärtskalorimeter (PLUG)

Das *PLUG* dient dazu, die Lücken in der Akzeptanz zwischen der Strahlröhre ($\theta \approx 0.6^\circ$) und dem LAr ($\theta \approx 3^\circ$) in der Vorwärtsregion zu verringern, so daß Hadronen, welche in diesem Bereich hindurchfliegen, noch gemessen werden können. Es ist ebenfalls ein Sandwich-Kalorimeter, bestehend aus neun Absorptionsschichten aus Kupfer mit acht Schichten von Siliziumdetektoren dazwischen. Die Energieauflösung beträgt ungefähr $150\%/\sqrt{E}$.

Das instrumentierte Eisen

Das *Eisenjoch* ist in drei verschiedene geometrische Bereiche unterteilt: die vordere und die hintere Endkappe, sowie den zentralen Bereich. Es besteht aus Eisenplatten zwischen denen Zwischenräume liegen, in denen Streamerkammern eingebracht sind, welche Myonen detektieren oder aus dem LAr-Kalorimeter herausleckende Hadronenschauer messen können.

Vorwärts-Myonspektrometer

Weitere Myonensysteme befinden sich in Vorwärtsrichtung außerhalb des Eisenjoches, um u.a. Myonen, die aus den Zerfällen schwerer Quarks stammen, zu detektieren. Dieses *Vorwärtsmyonspektrometer* deckt einen Bereich $3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$ ab. Es besteht aus mehreren Driftkammern mit einem dicken Eisenmagneten dazwischen. Dieser Eisenmagnet ist ein Toroid bestehend aus massiven Eisen. 12 Spulen, jede mit 15 Wicklungen, aus wassergekühltem Kupfer, erzeugen ein Magnetfeld von 1.6 bis 1.75 T.

Flugzeitmesser und Vetomauer

Der *Flugzeitmesser* (engl. „Time of Flight“ = *ToF*) befindet sich zwischen dem BEMC und der hinteren Endkappe des Eisenjoches. Er besteht aus zwei Szintillatorflächen mit zugehörigen Bleiabsorbern. Sein Zweck ist, Hintergrundereignisse als solche zu identifizieren. Teilchen, welche von hinten in den Detektor gelangen und dort ein Signal auslösen, treffen im TOF zeitlich früher auf als die Produkte einer möglichen Elektron-Proton-Reaktion. Dank seiner hohen Zeitauflösung von 4 ns kann das TOF diesen

Unterschied erkennen.

Die *Vetomauer* (in Abb.3.1 nicht eingezeichnet) befindet sich einige Meter hinter dem Detektor. Sie besteht ebenfalls aus mehreren Szintillatordetektoren und dient gleichfalls dem Erkennen von Hintergrundereignissen aufgrund von Laufzeitunterschieden. Außerdem mißt es die Stärke des vom Protonenstrahl erzeugten Untergrundes.

Luminositätsmeßsystem

Das *Luminositätsmeßsystem* dient dazu, aus der Rate von Bethe-Heitler-Ereignissen ($ep \rightarrow ep\gamma$) die Luminosität zu messen. Diese Reaktion besitzt einen genau berechneten Wirkungsquerschnitt, so daß man aus der gemessenen Ereignisrate die Luminosität bestimmen kann. Bei dieser Reaktion wird das Elektron nur unter einem beinahe verschwindenden Winkel gestreut, auch das Photon wird nahe der ursprünglichen Elektronenrichtung, also der Strahlachse abgestrahlt. Daher befindet sich der zugehörige Photonendetektor in größerer Entfernung (110 m) hinter dem Kalorimeter nahe der Strahlachse und muß deswegen durch eine Schutzwand vor der Untergrundstrahlung geschützt werden.

Durch einen Magnet werden die Elektronen wegen ihrer gegenüber dem Elektronenstrahl geringeren Energie hinter dem Detektor aus dem Strahl gebogen, so daß sie durch ein Elektronenmeßgerät aufgefangen werden können, das 30 m hinter dem Detektor steht. Beide Detektoren bestehen aus einem kristallinen Glas, in dem hindurchfliegende Photonen und Elektronen Čerenkovlicht erzeugen, das von Photomultipliern aufgefangen wird.

3.3 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das *Flüssig-Argon-Kalorimeter* („Liquid Argon-Kalorimeter“) befindet sich zwischen den zentralen Spurräumen und dem supraleitenden Magneten. Es deckt einen Winkelbereich von 4° – 152° ab und dient zur Messung des hadronischen Endzustandes und des gestreuten Elektrons, falls es unter einem größeren Streuwinkel abgelenkt wird.

Bei dem LAr-Kalorimeter handelt es sich um ein Samplingkalorimeter bestehend aus Absorberschichten und mit flüssigem Argon gefüllten, sensitiven Lücken, in denen die Energie der von hindurchfliegenden Teilchen im Absorber erzeugten Schauer gemessen wird. Für Hadronen kann jedoch die Energie nicht vollständig gemessen werden, da ein Teil davon an Atomkerne abgegeben oder durch Neutrinos und Myonen weggeführt wird. Der Anteil der nicht nachweisbaren Energie beträgt etwa 30%. Da das LAr diese Verluste nicht kompensiert, müssen sie bei der Rekonstruktion ausgeglichen werden.

3.3.1 Mechanischer Aufbau

Das Kalorimeter befindet sich in einem großen Kryostaten, der mit dem flüssigen Argon gefüllt ist und deshalb auf 90 Kelvin gekühlt werden muß. Er trägt auch das Gewicht der einzelnen Kalorimetermodule, das ungefähr 500 Tonnen ausmacht. Die notwendigen Kabel werden durch spezielle, isolierte Öffnungen in den Behälter hinein- und herausgeführt. Ein Expansionsgefäß kann überschüssiges flüssiges Argon aufnehmen. In z-Richtung besteht das Kalorimeter aus acht ringförmigen Modulen, welche ihrerseits

wiederum in Oktanten unterteilt sind. An den Rändern der Ringmodule und zwischen den Oktanten ergeben sich kleine Lücken von einigen mm, manche dienen als Kabelzuführungen. Außerdem gibt es eine Unterteilung in ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter (EMC und HAC). Das elektromagnetische befindet sich von dem Wechselwirkungsbereich aus gesehen innen, das hadronische weiter außen. Der Unterschied besteht in verschiedenen Absorbermaterialien und leicht unterschiedlicher innerer Struktur.

Die Orientierung der absorbierenden Schichten ist so gewählt, daß ein Teilchen, das aus dem Wechselwirkungsbereich kommt, immer unter einem Winkel auftritt, der steiler als 45° ist. Die Schichten sind also im mittleren Teil parallel, und im vorderen Teil senkrecht zur Strahlachse angeordnet. In diesen Absorberschichten erzeugen hindurchfliegende Teilchen Schauer, die in den sensitiven Lücken Argonatome ionisieren. Die Ionisationselektronen werden aufgefangen, ihr Signal dient zur Messung der von den Schauern hinterlassenen Energie.

Für die Messungen ist wichtig, daß das flüssige Argon nicht durch irgendwelche Beimengungen verschmutzt wird. Die Reinheit wird deshalb in speziellen Zellen im Kalorimeter durch die Messung radioaktiver Proben überwacht. Bis einschließlich 1993 waren Einflüsse von Verunreinigungen auf die Messungen zu vernachlässigen.

Die einzelnen Kalorimetermodule sind in Zellen unterteilt. Diese sind die kleinsten Meßeinheiten und bestimmen die Ortsauflösung im Kalorimeter. Ihre Größen wurden so gewählt, daß elektromagnetische und hadronische Schauer unterschieden und ihre Entwicklung in die Tiefe mit 3 bis 4 Messungen verfolgt werden können.

Das EMC ist 20 Strahlungslängen dick. Elektronen verlieren also hier bereits mit hoher Wahrscheinlichkeit ihre gesamte Energie, während Hadronen tief in das Innere des HAC vordringen können. Für die Messung von Hadronen ist die gesamte Tiefe des Kalorimeters einigendermaßen ausreichend, sie beträgt, abhängig von dem Polarwinkel der Flugrichtung, 4–8 Wechselwirkungseinheiten. Nur im hintersten Modul ist die Tiefe ungenügend, da dieses Modul kein hadronisches Kalorimeterteil besitzt. Hadronen aus energiereichen Jets können allerdings überall noch aus dem Kalorimeter heraus in das instrumentierte Eisen hineinlecken.

Insgesamt gibt es 44 352 Auslesekanäle, davon 30 784 für den elektromagnetischen und 13 568 für den hadronischen Teil.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Kalorimeterarten besteht in dem verwendeten Absorbermaterial: für den elektromagnetischen Teil wurde Blei, für den hadronischen rostfreier Stahl verwendet.

Aufbau einer Auslesezeile

Die Grundelemente einer *elektromagnetischen* Zelle sind 2.4 mm dicke Bleiplatten als Absorber, welche an beiden Flächen mit dem Platinenmaterial G-10 bedeckt und durch mit flüssigen Argon gefüllten Lücken voneinander getrennt sind. Die Breite der Lücken beträgt etwa 2.35 mm. Diese Platten dienen abwechselnd zum einen als Hochspannungszuleitung und Kathode, zum anderen als Träger der Ausleseelemente. Zur Auslese sind auf dem Platinenmaterial Kupferflächen („Pads“) angebracht, welche als Anode dienen und das Signal der Ionisationselektronen auffangen. Die Fläche dieser Anoden bestimmt die Grundfläche einer Zelle parallel zu den Absorberschichten. Die Aus-

dehnung einer Zelle in der Richtung senkrecht dazu ist durch die Zusammenfassung mehrere Schichten gegeben. Im Unterschied zum EMC wird im HAC an den Absorberplatten (hier aus rostfreiem Stahl) die Hochspannung an beiden Seiten zugeführt. Die Ausleseeinheit befindet sich dazwischen und teilt die eigentlich von den Absorberplatten definierte Lücke. Sie besteht wieder aus dem Platinenmaterial G10, auf dem die Kupferanodenflächen angebracht sind.

Die Grundfläche für Zellen wurde so ausgewählt, daß sie im EMC etwa 1-2 Molièreren beträgt; für Zellen im HAC ist sie etwa doppelt so groß.

Zwischen den Modulen gibt es im einzelnen immer wieder leichte Unterschiede. In der folgenden Tabelle sind die nominelle Werte für verschiedene Zellparameter aufgelistet:

<i>Elektromagnetisches Kalorimeter</i>	
Flüssigargon-Lücke	2.35 mm
Bleidicke	2.4 mm
Grundfläche	3×3 bis 5×5 cm ²
<i>Hadronisches Kalorimeter</i>	
Absorberplatten	16 mm
Absorberlücken	12 mm
Flüssigargon-Lücken	2×1.5 mm
Absorber im Auslesebrett	2×1.5 mm
Grundfläche	8×8 bis 13×13 cm ²

Tabelle 3.1: Verschiedene Parameter für LAr-Zellen.

3.3.2 Auslese und Rekonstruktion

Bei der Rekonstruktion eines Ereignisses muß aus den gemessenen Ladungen der von den Anoden aufgefangenen Ionisationselektronen die Energien der Teilchen bestimmt werden, welche sie verursachten. Dafür sind mehrere Schritte notwendig, da dabei auch negative Einflüsse auf die Meßgenauigkeit ausgeglichen werden müssen.

Die Signale der einzelnen Pads, also Ladungen von Ionisationselektronen, werden über einen Vorverstärker und einen Bandpaßfilter schließlich einem Multiplexer zugeführt, welcher je mehrere Kanäle zusammenbündelt und einem Analog-Digital-Wandler zuführt. Von diesem gehen die Signale dann zu einem Digitalen Signalprozessor. In ihnen werden die ADC-Werte in Werte gemessener Ladung konvertiert. Zudem sorgen sie auch für eine erste Rauschunterdrückung der Signale, eine geometrische Numerierung der einzelnen Kanäle und eine Korrektur aufgrund einer elektronischen Kalibration. Diese Schritte erfolgen bereits, bevor der Trigger das Ereignis prüft.

Als nächstes wird versucht, verschiedene störenden Einflüsse auf die Messungen zu beseitigen. Dazu gehören fehlerhafte Signale in der Elektronik und Korrekturen auf leichte Unterschiede in den Zellen verschiedener Module. Auch Veränderungen an der Hochspannungsversorgung müssen berücksichtigt und Auslesekanäle, welche gestört waren oder nicht funktionierten, beseitigt und ihre Meßwerte ersetzt werden. Das alles geschieht noch mit den gemessenen Ladungswerten der Ionisationselektronen.

Ladung zu Energie-Konversion

Die anschließende Umrechnung der Ladungswerte in Energieangaben wird anhand von Kalibrationsfaktoren durchgeführt. Für den elektromagnetischen Teil des Kalorimeters wurden diese durch Testmessungen gewonnen, für den hadronischen Teil wurden detaillierte Simulationen benutzt, aus denen die Faktoren bestimmt wurden. Am Ende dieses Abschnittes liegen für jede Zelle Energiewerte vor. Allerdings stimmen diese Werte für Hadronen noch nicht, da diese ja nur einen Teil ihrer Energie abgeben. Meßwerte für Hadronen müssen noch gewichtet werden, diese Gewichtung kann natürlich nicht anhand einzelner Zellen durchgeführt werden, ohne zu wissen, ob sie zu einem hadronischen oder elektromagnetischen Objekt gehören. Daher erfolgt sie erst am Ende der Rekonstruktion.

Weitere Rauschunterdrückung

Zunächst wird jedoch eine weitere Rauschunterdrückung vollzogen. Nach den bisherigen Schnitten in der Energie erwartet man nämlich immer noch, daß viele Zellen Energiewerte oberhalb der dort angelegten Schwellen besitzen, die durch ihr Rauschen verursacht wurden und nicht durch ein wirkliches Signal. Durch einen weiteren Schnitt sollen diese Signale unterdrückt, wirkliche geringe, physikalische Signale aber möglichst beibehalten werden. Das Prinzip richtet sich nach dem mittlere Rauschen jeder Zelle, das bekannt ist und als Anhaltswert dient. Bei Signalen, welche die Rauschwerte um ein Mehrfaches überschreiten, handelt es sich sicher um tatsächliche Meßwerte. Signale, die dicht neben solchen Zellen liegen sind mit hoher Wahrscheinlichkeit ebenfalls kein Rauschen. Zellen mit Meßwerten in der Nähe der Rauschschwelle werden dagegen verworfen.

Clusterbildung

Die Zellen werden nun zu größeren Objekten gruppiert, welche einen besseren Zusammenhang zwischen gemessenen Objekten und tatsächlichen Teilchen liefern sollen. Diese Objekte werden als Cluster bezeichnet. Sie haben bestimmte Eigenschaften, je nachdem sie von einem elektromagnetischen (Elektron, Photon) oder einem hadronischen Teilchen verursacht wurden.

Die Bildung von Clustern bei der Rekonstruktion verläuft in zwei Schritten:

1. Zunächst werden innerhalb der einzelnen Kalorimetermodule die Verteilung der gemessenen Zellenergien in Schauerrichtung darauf untersucht, ob zusammenhängende Regionen vorhanden sind. Innerhalb dieser Regionen wird dann nach separaten Maxima gesucht. Falls solche vorhanden sind, wird die Region unterteilt.
2. Aus den bislang zweidimensionalen Clustern werden dreidimensionale gebildet. Dies geschieht zuerst wieder innerhalb der einzelnen Kalorimetermodule, dann werden die auf diese Weise erhaltenen Objekte zu größeren, mehr als ein Modul umfassenden Clustern, verbunden, falls sie nahe beieinander liegen.

Cluster bieten Informationen über die Teilchen, welche ihn verursachten. Dafür gibt es bestimmte, festgelegte Kriterien, welche sich nach den physikalischen Bedingungen

der Schauerbildung richten. Nach ihnen kann man Cluster darin einteilen, ob sie von einem elektromagnetischen oder einem hadronischen Teilchen verursacht wurden:

Elektronen und Photonen geben ihre Energie sehr rasch in den Absorbern ab. Wenn sie aus dem Wechselwirkungspunkt kommen, bedeutet das, daß ihre Energie in den vordersten Zellschichten und innerhalb eines kleinen Gebietes deponiert ist. Dadurch ist es möglich, dicht beieinanderliegende Teilchen in getrennten Clustern zu erfassen. Bei der Rekonstruktion können allerdings nur solche Cluster als elektromagnetisch klassifiziert werden, die aus der Wechselwirkungszone kommen, nicht aber, wenn sie beispielsweise durch Zerfall von Hadronen erst im Kalorimeter entstehen.

Hadronischen Cluster sind weniger kompakt, sondern weiter ausgedehnt, sie können also nicht mit als elektromagnetisch identifizierten Objekten verwechselt werden. Als hadronisch gelten alle nichtelektromagnetischen Cluster, deren Energie mindestens 1 GeV beträgt oder die tief im Inneren des Kalorimeters gefunden werden und einen Energiewert besitzen, der signifikant über dem Rauschen der zugehörigen Zellen liegt. Die Ausdehnung hadronischer Cluster führt leider dazu, daß sie oftmals nicht nach einzelnen Teilchen aufgelöst werden können, sondern mehrere umfassen.

Durch die Clusterbildung wird eine weitere Rauschunterdrückung möglich. Für alle Cluster, welche nicht klassifiziert werden konnten, die sogenannten *garbage*-Cluster, wird geprüft, ob sie räumlich mit einem klassifizierten Cluster korreliert sind. Sie werden nur dann beibehalten, wenn dies der Fall ist, oder sie noch zu den ersten beiden Schichten (den ersten drei im Vorwärtsbereich) des EMC gehören. Verglichen mit den beiden anderen Clusterarten ist bei letzteren die Wahrscheinlichkeit, daß es sich um Rauschen handelt, jedoch noch relativ hoch.

Korrekturen für Lücken und passives Material

Obwohl die Spule für das Magnetfeld außerhalb des LAr-Kalorimeters montiert ist, befindet sich noch genügend passives, absorbierendes Material zwischen Wechselwirkungszone und Kalorimeter (Wand der Strahlröhre, Kryostat, Zentrale Spurkammern), in denen Teilchen einen deutlichen Anteil ihrer Energie verlieren können, ehe sie in das LAr-Kalorimeter gelangen. Außerdem kann die Energie von Teilchen, welche Lücken im Kalorimeter treffen, nicht vollständig gemessen werden.

Die Korrekturen für diese störenden Einflüsse wurden anhand von detaillierten Simulationen entwickelt. Die Korrekturen werden auf einzelne Zellen angewendet.

Die Korrektur des Energieverlustes vor dem LAr-Kalorimeter ist von der Dicke des dort befindlichen Materials abhängig. Sie wird an die Zellen in der ersten Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters angelegt, unabhängig davon, ob sie zu einem elektromagnetischen oder einem hadronischen Cluster gehört. Die Energiekorrektur beträgt etwa 60 - 100 MeV pro Zelle, Spitzenwerte liegen bei 180 MeV für Zellen im vorderen und hinteren Bereich.

Für die Korrektur von Lücken werden aus den Meßwerten der Zellen an beiden Rändern der Lücke die dazwischen verlorengegangene Energie abgeschätzt.

Danach liegen nun Zell- und damit Clusterenergiewerte vor, in denen Einflüsse von Rauschen und Detektorungenauigkeiten berücksichtigt sind. Jedoch sind diese Werte nur für elektromagnetische Teilchen richtig, diese sog. Elektromagnetische Energieskala muß für Hadronen in eine eigene Hadronische Skala umgerechnet werden, damit auch ihre Energien vollständig ermittelt werden können.

Gewichtung auf hadronischer Energieskala

Diese Korrektur geschieht durch Gewichtungsfaktoren, welche auf einzelne Zellen angewendet werden, aber davon abhängig sind, zu welcher Art Cluster sie gehören. Nicht gewichtet werden natürlich die Zellen, welche zu einem elektromagnetischen Cluster gehören.

Die Technik, mittels Gewichtungsfaktoren die hadronische Energieskala auszurechnen, ist bereits in früheren Experimenten erprobt worden. Sie wurde bei Testmessungen im CERN mit Modulen des LAr-Kalorimeters verbessert. Die Korrektur erfolgt durch eine Funktion, deren verschiedenen Parameter für Hadronen im EMC durch Testmessungen mit Modulen des LAr-Kalorimeters am CERN gewonnen wurden. Für das HAC wurden diese Parameter durch Simulationen bestimmt.

Die Energien der verbliebenen Garbage-Zellen werden mit Faktoren korrigiert, welche von ihrem Energiespektrum abhängen und wiederum durch Simulationsstudien gewonnen wurden.

Verbindung mit anderen Kalorimetern

In den 1993 aufgenommenen Daten wurden die Cluster verschiedener Kalorimeter zu größeren Objekten verbunden, die damit den Bereich eines einzelnen Kalorimeters überspannen. Auf diese Weise werden Cluster im LAr auch mit denen im Eisen zusammengefaßt. Für diese Objekte wird eine zusätzliche Energiekorrektur für das Absorbiermaterial zwischen den Kalorimetern berechnet und zur Hälfte auf die Energien der beiden Teilcluster aufgeteilt. Die geometrischen Koordinaten dieser Cluster beziehen sich auf seinen Schwerpunkt. Leider gab es mit dem instrumentierten Eisen in diesem Jahr Probleme mit Rauschen, so daß die Clusterkoordinaten einen leichten Fehler aufweisen.

3.3.3 Kalibration

Um gemessene Ladungen in Energiewerte umzurechnen, sind Faktoren notwendig, welche erst durch Messungen bestimmt werden müssen. Dazu wurden Teilchenstrahlen bekannter Energie auf die einzelnen Kalorimetermodule geschossen und die Meßergebnisse mit dem tatsächlichen Wert der Strahlen verglichen. Dies geschah vor Inbetriebnahme des H1-Detektors am H6 Teststrahl am CERN SPS mit Elektron- und Pionstrahlen[7][8]. Dabei wurden mehrere Kalorimetermodule untersucht, von denen die meisten später auch in den H1-Detektor eingebaut wurden. Außerdem wurden spezielle Module verwendet, welche aus zwei Hälften mit einer Lücke dazwischen bestanden, wodurch der Einfluß der Lücken auf Messungen studiert werden konnte.

Die Energie des Teststrahles lag im Bereich von 3.7 bis 80 GeV für Elektronen und 4.7 bis 205 GeV für Pionen. Mit Hilfe des Elektronenstrahles wurde die elektromagnetische Skala geeicht. Für die Energieauflösung fand man Werte für die einzelnen Module von

$$\frac{\sigma}{E} \approx \frac{10\%}{\sqrt{E}} \text{ bis } \frac{13\%}{\sqrt{E}} \quad [7].$$

Leider konnten diese Messungen nur für das EMC durchgeführt werden, für das HAC wurden die für das EMC erhaltenen Angaben mit Werten korrigiert, welche anhand von detaillierten Simulationsstudien gewonnen wurden.

Die Messungen im Pionenstrahl erbrachten Werte für das Verhältnis zwischen elektromagnetischer und hadronischer Skala. Für die Energieauflösung einzelner Pionen ergab sich ein Fehler

$$\frac{\sigma}{E} \approx \frac{50\%}{\sqrt{E}} \quad [8].$$

Für die Messung von Hadronen aus tiefinelastischen Streueignissen muß man jedoch von einer etwas schlechteren Energieauflösung ausgehen.

3.4 Trigger

Neben der erwünschten Tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung gibt es zahlreiche andere Ereignisarten, welche in dem Detektor ein Signal auslösen und damit die Aufnahme eigentlich erwünschter Daten stören, da eine Datenspeicherung immer mit einer gewissen „Totzeit“ verbunden ist, in welcher der Detektor quasi angehalten wird und keine weiteren Ereignisse aufnehmen kann. Zu den Hintergrundarten gehören:

- Synchrotronstrahlung, welche von dem Elektronenstrahl ausgeht. Diese wird durch zusätzliche Abschirmungen bereits stark reduziert
- Reaktionen von Protonen mit der Wand der Strahlröhre
- Reaktionen von Protonen mit Restgasteilchen im Strahlrohr
- Kosmische Ereignisse: Myonen, welche von außen durch den Detektor fliegen
- Photoproduktionsereignisse

Die ersten drei Ereignisarten besitzen bei HERA-Sollbedingungen zusammen etwa eine Rate von 50-100 kHz, die Photoproduktion hat eine Rate von einigen 100 Hz und die eigentliche Tiefinelastische Streuung von bloß einigen Hz! Da die Rate dieses störenden Hintergrundes so viel höher ist, als die Häufigkeit der gesuchten Streueignisse, wäre eine Messung von diesen praktisch unmöglich. Trigger dienen dazu, diese Hintergrundereignisse rechtzeitig vor der eigentlichen Datenspeicherung auszusortieren.

Das Triggersystem, welches diese Aufgabe bewerkstelligt, besteht aus mehreren Stufen. Der Trigger der 1. Stufe sorgt dabei für die schnellste und stärkste Reduzierung. Dieser Trigger arbeitet „totzeitfrei“, er prüft Ereignisse und trifft seine Entscheidung, ohne daß eine weitere Aufnahme von neuen Ereignissen währenddessen gestört wird. Dazu werden alle in der Zwischenzeit neu eintreffenden Daten in einer Pipeline zwischengespeichert.

Der Trigger prüft für jedes Ereignis, ob es bestimmten Bedingungen erfüllt. Dazu erhält er die nötigen Informationen aus verschiedenen Teildetektoren. Ist mindestens eine Bedingung erfüllt, wird das Ereignis angenommen und weitergeleitet, ansonsten wird das Ereignis verworfen.

Die wichtigsten Bedingungen sind:

- Zeitpunkt:

Durch das TOF können Proton-Restgas-Reaktionen zurückgewiesen werden, die hinter dem Detektor stattfinden.

- Position

Aus den Spuren in den zentralen Vieldrahtproportionalkammern wird der Punkt in Strahlrichtung rekonstruiert, an dem die vermutete Elektron-Proton-Wechselwirkung stattfand (= der „Vertex“). Dieser Punkt muß nahe der Strahlachse und in dem Bereich liegen, an dem Elektron- und Protonstrahl zur Kollision gebracht werden.

- Energien:

Das LAr-Kalorimeter versorgt den Trigger mit einigen raschen Angaben zu den gemessenen Energien. Das BEMC teilt mit, ob ein Elektron mit einer Mindestenergie von 4 GeV in seinem Bereich gefunden wurde.

Mit letzteren Bedingungen können auch verschiedene Ereignisklassen unterschieden werden: Kein Elektron im BEMC und LAr sowie fehlende transversale Energie im LAr können beispielsweise auf eine Tiefinelastische Streuung hinweisen, in der ein geladenes Boson ausgetauscht wurde, und statt einem Elektron ein im Kalorimeter unbeobachtbares Neutrino gestreut wurde. Ein Elektron im BEMC deutet dagegen auf ein neutrales tiefinelastisches Ereignis hin, daß bei einem $Q^2 < 100$ GeV stattfand.

Alle diese Informationen werden durch elektronische Bauteile direkt verarbeitet, weshalb man diesen Trigger auch als Hardwaretrigger bezeichnet. Die beiden anderen Hardwaretrigger (2. und 3. Stufe) standen 1993 noch nicht zur Verfügung.

Der Trigger der 4. Stufe (genannt Filterfarm) ist dagegen ein Softwaretrigger. Ihm stehen bereits die vollständigen Rohdaten eines Ereignisses zur Verfügung. Zur Bearbeitung dieser Daten verwendet er verschiedene Computerprogramme.

Läßt auch dieser Trigger ein Ereignis zu, so gilt es als angenommen und wird gespeichert. Zum Schluß ist eine Tabelle gezeigt, welche die von jedem Trigger erwünschte Reduzierung der Ereignisrate darstellt.

Triggerstufe	Ereignisrate
keine	50-100 kHz
nach 1.	1 kHz
nach 2.	200 Hz
nach 3.	50 Hz
nach 4.	5 Hz

Tabelle 3.2: Reduzierung der Ereignisrate durch das H1-Triggersystem.

Kapitel 4

Simulationen der Physik und des Detektors

Zum besseren Verständnis von physikalischen Prozessen können Computersimulationen dienen. Die zu untersuchenden Probleme sind so kompliziert, daß eine direkte Berechnung nicht möglich ist. In solchen Fällen helfen Simulationen, die Ergebnisse einer Messung zu verstehen.

Da in solchen Simulationen das Ergebnis einzelner Vorgänge „gewürfelt“ — d.h. mittels Zufallszahlen ausgewählt — wird, nennt man sie auch Monte-Carlo Simulationen. Sie dienen hauptsächlich zwei Zwecken:

- Sie ermöglichen einen Vergleich der Theorie mit den Daten
- Sie können helfen, Einflüsse von Detektoren auf die Messungen zu verstehen und gegebenenfalls zu korrigieren. Beispielsweise haben Detektoren bereits von vorneherein eine unvollkommene Akzeptanz (Strahlröhre, Detektorwände), was Messungen natürlich beeinflusst. Durch Simulationen kann man untersuchen, wie groß dieser Einfluß wirklich ist.

Es gibt daher zwei Arten von Simulationen, zum einen solche, welche die eigentlich zu untersuchende Physik, und zum anderen diejenigen, welche den Detektor beschreiben. Die erste Art errechnet in der Tiefinelastischen Streuung den eigentlichen Streuprozess sowie die Entstehung von Teilchen aus dem gestreuten Parton und dem Protonrest und stellt eine Liste mit den dabei entstandenen Teilchen und ihren Eigenschaften zur Verfügung. Eine Detektorsimulation modelliert den Durchgang dieser Teilchen durch den Detektor und ihre Auswirkungen. Zunächst werden daher Modelle und Programme für die Simulation der Tiefinelastischen Streuung beschrieben; anschließend wird das Programm vorgestellt, welches den H1 Detektor modelliert.

4.1 Physik

Der grundsätzliche Lepton-Proton Streuprozess besitzt wohldefinierte Formeln für den Wirkungsquerschnitt innerhalb des elektroschwachen Standardmodells. Dieser Streuprozess wird jedoch durch Einflüsse der Quantenchromodynamik modifiziert. Letztendlich bewirken sie die Entstehung zusätzlicher Partonen.

Der Streuprozess wird für Partonen berechnet, welche in Wirklichkeit zu sichtbaren

Teilchen hadronisieren. Dieser Prozeß der Hadronisierung oder Fragmentierung wird in Simulationen als zweiter, von der eigentlichen Streuung getrennter, Prozeß berechnet.

4.1.1 Streuprozeß und QCD-Effekte

Der grundlegende Streuprozeß eines Elektrons an einem Parton unter Austausch eines neutralen Bosons wird in der Elektroschwachen Theorie beschrieben (siehe Kapitel 2). Bei der Initialisierung eines Streuprozesses werden die benötigten Variablen für die Simulation definiert und ihre Grenzen festgelegt, welche vom Benutzer durch Schnitte beeinflusst werden können. Als kinematische Variable für neutrale Ströme werden häufig x und Q^2 verwendet, dies kann vom Benutzer jedoch geändert werden.

Eine wichtige Rolle spielen auch die Dichteverteilungen der Partonimpulse im Proton. Sie beschreiben die Wahrscheinlichkeit, bei gegebenem x und Q^2 Quarks, Antiquarks oder Gluonen zu finden, und bestimmen damit die Art des zu streuenden Partons. Für diese Dichteverteilungen gibt es verschiedene Parametrisierungen, aus welchen für Simulationen eine ausgewählt werden kann.

Zwei gebräuchliche stammen von Martin, Roberts und Stirling. Bezeichnet werden sie mit MRSD0 und MRSD-. Der wesentliche Unterschied zwischen den beiden ist, das MRSD- bei sinkendem x einen stärkeren Anstieg von Gluonen und Seequarks im Proton vorhersagt, als MRSD0. Inzwischen gibt es auch eine weitere (MRSDH), welche auf diesen beiden basiert, aber an Meßergebnisse von H1 angepaßt wurde. Sie liefert Angaben für Impulsdichteverteilungen, welche zwischen diesen beiden Parametrisierungen liegen.

Werden nun noch QCD-Effekte berücksichtigt, so modifizieren diese den Wirkungsquerschnitt. Zur Simulation dieser QCD-Einflüsse gibt es verschiedene Programme bzw. Generatoren. Sie verwenden eine störungstheoretische oder genäherte Beschreibung der QCD. Jeder Generator hat seine Vorteile und Schwächen. Die wichtigsten seien nun vorgestellt:

QCD Matrixelemente (ME)

Hier werden die exakten Matrixelemente der QCD-Theorie benutzt. Allerdings gibt es bislang nur Ereignisgeneratoren, welche die Matrixelemente bis zur ersten Ordnung in α_s verwenden. ME ermöglicht auf diese Weise die Darstellung von Boson-Gluon-Fusion ($g \rightarrow q\bar{q}$) und Gluonabstrahlung ($q \rightarrow qg$). Ein Problem dabei ist, daß die Matrixelemente divergieren, wenn die Energie eines abgestrahlten Gluons oder der Öffnungswinkel zwischen zwei Partonen verschwindet. Tritt dieses ein, dann wächst der Beitrag der 1.Ordnung über den 0.Ordnung (Streuung ohne QCD-Effekte) hinaus, was physikalisch unsinnig ist. Eine Grenze kann also durch den Vergleich des aus den Matrixelementen errechneten Wirkungsquerschnittes mit dem 0. Ordnung gezogen werden. Praktisch verhindert man ein zu hohes Anwachsen der Matrixelemente durch die Einführung eines Abschneideparameters y_{cut} . Für ein QCD-Ereignis wird die invariante Masse m_{ij} zwischen dem entstandenen Partonpaar berechnet; damit ein Prozeß 1. Ordnung stattfinden kann, muß m_{ij}^2 einen Mindestwert von $m_{ij}^2 > y_{cut} W^2$ besitzen.

W ist dabei die Masse des gesamten hadronischen Endzustandes. y_{cut} wird meistens so gering wie möglich gewählt, ohne zu nahe an die Divergenzen der Matrixelemente zu kommen. m_{ij} nennt man auch die virtuelle Masse oder einfach die Virtualität. Zuweilen wird stattdessen auch ein Kriterium benutzt, bei dem m_{ij} einen festgelegten Mindestwert von dieser Grenze entfernt sein muß.¹

Partonschauermodell (*PS*)

Dieses Modell benutzt die Beschreibung von Partonverzweigungen durch die Altarelli-Parisi-Gleichungen. Diese Gleichungen geben die Wahrscheinlichkeiten für Verzweigungen der Art $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$ und $g \rightarrow gg$ an. Durch wiederholte Anwendung lassen sich hieraus Endzustände mit vielen Partonen beschreiben und damit Prozesse höherer Ordnung simulieren. Allerdings werden die Verzweigungen nicht exakt, sondern nur in der „leading logarithm“-Näherung der QCD-Störungstheorie errechnet. Die Simulation höherer Ordnungen wird also durch den Verlust an Exaktheit erkauft. Die Näherung ist zwar ausreichend bei der Emission niederenergetischer und kollinearere Partonen, nicht aber bei der Abstrahlung von Partonen unter größeren Winkeln oder mit höhere Energien.

Für das Partonschauermodell gibt es drei Varianten: die eine führt einen Schauerprozeß vor dem Streuvorgang aus (= Initial Parton Shower IPS), die andere danach (= Final Parton Shower FPS). Die dritte kombiniert beide. Allerdings werden hierbei Interferenzen zwischen Partonschauern im Anfangs- und im Endzustand vernachlässigt. Außerdem ist die Trennung zwischen den beiden Zuständen nicht eichinvariant.

Immerhin deuten Vergleiche dieses Modells mit Daten, welche aus e^+e^- Streuung gewonnen wurden, darauf hin, daß Partonschauer im Endzustand (FPS) gut verstanden zu sein scheinen, was für Schauer im Anfangszustand (IPS) allerdings noch nicht gilt. Auch hier spielt eine Grenze für m_{ij} eine Rolle. Die maximal mögliche Virtualität beeinflusst die Anzahl und die Energie der abgestrahlten Partonen. Sie ist aber davon abhängig, wie man sie skaliert. Eine gebräuchliche Skala ist $Q^2(1-x) \cdot \max(1, \ln \frac{1}{x})$.

Matrixelemente + Partonschauer (*ME+PS* bzw. *MEPS*)

Hier wird versucht, durch eine Kombination der beiden oben beschriebenen Modelle ihre jeweiligen Stärken zu vereinen und ihre Schwächen auszumerzen. „Harte“ Abstrahlungen, d.h. Abstrahlungen unter großen Winkeln oder von Partonen mit hohen Energien, werden durch Matrixelemente berechnet, „weiche“, bei denen die Matrixelemente divergieren, durch PS simuliert. Begonnen wird dabei immer mit einer harten Abstrahlung, der danach „weichere“ folgen. Dabei kann eine ME-Abstrahlung wieder nur für eine virtuelle Masse $m_{ij}^2 > y_{cut}W^2$ stattfinden.

Farbdipolmodell (*CDM*)

Das „Color Dipol“-Modell ist vergleichbar mit der Dipolstrahlung in der Elektrodynamik. Hier wird nun eine Gluonemission als Abstrahlung eines Farbdipols zwischen einem Quark q und einem Antiquark \bar{q} aufgefaßt. Da das Gluon selbst eine Farbladung trägt, führt seine Abstrahlung zum Entstehen zweier unabhängiger neuer Farbdipole,

¹Eine ausführlichere Darstellung von diesem und der folgenden Modelle findet sich bei [9].

von denen der eine aus dem Gluon und dem Quark, der andere aus dem Gluon und dem Antiquark besteht. Hieraus können sich weitere Gluonabstrahlungen ergeben. Neben $q\bar{q}$ als Ausgangspaar sind auch Emissionen aus qg , $\bar{q}g$ und gg Dipolen möglich. Diese Methode wurde ursprünglich für die Simulation von e^+e^- Streuexperimenten entwickelt. Für die Beschreibung der Wechselwirkung zwischen dem gestreutem Parton und dem Protonrest, welche bei einer Tiefinelastischen Elektron-Proton Streuung den Ausgangsdipol bilden, sind jedoch einige Modifikationen notwendig, da der Protonrest nicht punktförmig, sondern ausgedehnt ist. Diese Ausdehnung führt zu Interferenzeffekten bei der Abstrahlung. Im CDM-Modell wird dieser Effekt dadurch berücksichtigt, daß man nur einen Teil des Protonrestes an der Emission teilnehmen läßt. Ein Nachteil dieses Modelles ist, daß die Boson-Gluon-Fusion darin nicht direkt eingebunden ist. Manche Monte-Carlo Programme greifen deshalb zur Simulation dieses Prozesses auf Matrixelemente zurück.

4.1.2 Fragmentation und Hadronisierung

Die QCD-Modelle beschreiben nur die Erzeugung von Quarks und Gluonen. Für die Entstehung von im hadronischen Endzustand beobachtbaren Teilchen müssen Quarks und Gluonen noch in reale Hadronen umgewandelt werden. Diese Umwandlung kann nur durch phänomenologische Näherungen simuliert werden, da hier quantenchromodynamische Kräfte in großen Abständen wirken, die nicht mehr mit störungstheoretischen Methoden berechnet werden können.

Das *Lund-String Modell* findet dabei häufigeren Gebrauch. Dieses basiert auf ein Modell, in dem zwischen zwei farbgeladenen Partonen, die sich voneinander entfernen, ein röhrenförmiges Farbfeld (String) entsteht. Die in diesem Feld enthaltene Energie ist proportional zum Abstand. Wird der Abstand zu groß, dann bricht der String auseinander und bildet ein neues Quark-Antiquark-Paar, von denen jedes eine mit einem der beiden Partonen verbunden ist. Aus diesen neuen Paaren können auf die gleiche Weise in der Simulation weitere Teilchen erzeugt werden. Einige freie Parameter des Lund-String Modelles wurden anhand von Meßdaten angepaßt.

Dieses Modell lag auch den Simulationen zugrunde, welche in dieser Arbeit verwendet wurden.

Zwei weitere Modelle sind die „Fragmentation durch Clusterzerfall“ und die „Unabhängige Fragmentation“. Beim Clusterzerfall wird ein Übergang aller vorhandenen Gluonen in Quark-Antiquark-Paare erzwungen und dann farbneutrale Cluster aus allen vorhandenen Quarks und Antiquarks erzeugt, welche danach in kleinere Cluster und schließlich in Hadronen zerfallen. Das zweite ist ein rekursives Schema, in dem die Partonen unabhängig voneinander betrachtet werden. Ein primäres Quark erzeugt dabei ein $q\bar{q}$ -Paar. Das erste Quark verbindet sich mit dem Antiquark zu einem Meson, von dem verbliebenen Quark aus kann nun das Verfahren iterativ fortgesetzt werden. Beide Modelle sollen hier nicht näher betrachtet werden.

Der Protonrest spielt natürlich ebenfalls eine Rolle. Sein Zerfall in Hadronen wird gesondert betrachtet. Je nach Art des weggestreuten Partons entscheidet sich, wie sich der Protonrest weiterentwickelt. Eine Behandlung nach dem Lund-String Modell ist beispielsweise davon abhängig, ob es sich bei dem gestreuten Parton um ein Valenz-, ein Seequark oder ein Gluon handelt.

Gleich welche Modelle für den Streuprozess, die QCD und die Fragmentation verwendet wurden: Nach diesen beiden Schritten liegen als Ergebnis der Simulation einzelne Teilchen vor, deren Eigenschaften prinzipiell nur von der Physik der Streuung abhängig sind. Sie haben alle wohldefinierte Impulse und Energien.

4.1.3 Programme

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden zwei Generatoren benutzt: LEPTO (in der Version 6.1) berücksichtigt den elektroschwachen Wirkungsquerschnitt in führender Ordnung der Kopplungskonstanten. Als QCD-Effekte können gewählt werden: Partonschauer im Anfangs- oder/und Endzustand, Matrixelemente oder eine Mischung der beiden.

ARIADNE 4.03 verwendet das CDM-Modell. Für die Generierung des elektroschwachen Teiles des Streuvorganges greift es auf LEPTO zurück. Es verwendet zudem die QCD-Matrixelemente für die Beschreibung von Boson-Gluon-Fusion. Deshalb wird diese Kombination zweier Modelle mit *MEAR* abkürzt.

Beide Programmpakete verwenden für die Fragmentierung das Programm JETSET (7.3). Dieses benutzt das Lund-String Modell². Außerdem berücksichtigt es Zerfälle von Hadronen, welche so instabil sind, daß ihr Zerfall noch vor oder während ihres Durchganges durch den Detektor stattfindet.

JETSET wurde zur Beschreibung von e^+e^- Kollisionsexperimenten entwickelt und dann auch für die Beschreibung der Fragmentation bei ep-Streuung übernommen. Einzelne Parameter werden bei der Initialisierung des Programmes automatisch an das verwendete QCD-Modell angepaßt.

Nach Streuung und Hadronisierung liegen Angaben über die einzelnen dabei entstandenen Teilchen vor. Man kann aus den Simulationen die Teilchenvariable übernehmen und für eine Analyse direkt benutzen. In solch einem Teilchen-Monte-Carlo sind jedoch keine Detektoreinflüsse auf die Messung berücksichtigt. Um daher möglichst realitätsnahe Simulationsdaten zu erhalten, welche den experimentellen Meßgrößen entsprechen, wurde bei H1 ein Programmpaket entwickelt, daß den Detektor beschreibt und die Teilchendaten in Meßgrößen umsetzt.

4.2 Detektor

Dieses Programmpaket ist H1SIM. H1SIM liest generierte Ereignisse aus und erstellt daraus Meßwerte, welche den experimentell mit dem H1-Detektor aufgenommenen möglichst gut entsprechen sollen. Von dem Benutzer kann dabei gewählt werden, wie genau der gesamte Detektor oder die einzelnen Unterdetektoren behandelt werden sollen. Darüber hinaus läßt sich z.B. auch einstellen, ob die Streureaktion genau am dafür vorgesehenen Punkt stattgefunden haben soll, oder leicht davon abweichend, wie es auch in Wirklichkeit der Fall ist [10].

Für die Berechnung der physikalischen Effekte beim Durchflug von Teilchen durch Detektoren greift H1SIM auf das Programm GEANT zurück, welches am CERN ent-

²von der Möglichkeit, die unabhängige Fragmentation zu wählen, wird in dieser Diplomarbeit kein Gebrauch gemacht.

wickelt wurde. Dieses stellt ein Paket von Hilfsprogrammen zur Verfügung und ist das Herz der Detektorsimulation. Es berechnet die physikalischen Effekte beim Durchgang von Teilchen durch Materie und die Meßergebnisse, welche man daraus erhält. Für Spurrkammern sind das beispielsweise Eintritts- und Austrittsorte des Teilchens, in Kalorimetern Energieverluste durch Streuung und Schauerbildung in Materie. GEANT beschreibt auch physikalische Effekte wie den Einfluß eines Magnetfeldes auf Teilchenbahnen, die Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Stöße in Materie (z.B. in Detektorwänden, aber auch in Spurrkammerngasen und dem flüssigen Argon des LAr-Kalorimeters), und die Generierung von Sekundärteilchen und die Schauerbildung. Innerhalb von H1SIM greift GEANT dabei auf Datenbanken zurück, in denen die Geometrie und wichtige Parameter des H1-Detektors gespeichert sind.

Ein weiteres Teilmodul von H1SIM wandelt dann die von GEANT produzierten Ergebnisse in Detektorantworten um, die denjenigen wirklicher Messungen entsprechen. Am Ende dieses Moduls liegt nun das simulierte Ereignis in Detektordaten genauso vor wie ein experimentelles.

Jetzt muß noch die Antwort der Trigger auf dieses Ereignis berücksichtigt werden. Dies geschieht in einem „Trigger“-Modul. Dieses entscheidet, wie das Ereignis aufgrund der Detektormessungen klassifiziert wird oder ob es vielleicht gar zurückgewiesen wird.

In H1SIM sind zwei Detailgenauigkeiten voreingestellt, eine davon mit gröberer Detektorgranularität für schnelle Berechnungen (genannt H1FAST). In der zweiten sind die Strukturen der einzelnen Detektorkomponenten möglichst genau beschrieben.

Auch Detektorrauschen wird implementiert. Dieses wird aus „leeren“ Ereignissen gewonnen, in denen die Detektorsignale allein aufgenommen wurden. Das Rauschen wird dann mit den Monte-Carlo Ereignissen überlagert, so daß man eine Mischung aus Rauschen und Teilcheneinwirkung erhält, wie es bei den Daten der Fall ist.

Diese Daten werden rekonstruiert wie die wirklichen auch und gleichermaßen behandelt. Im Falle des LAr Kalorimeters beinhaltet das z.B. Gruppierung der Zellen zu Clustern und die Energiegewichtung je nach Clusterart.

Eine wichtige Anwendung von MC Simulationen berücksichtigt, daß diese Informationen über physikalische Variablen vor und nach der eigentlichen Detektormessung zur Verfügung stellen. Durch einen Vergleich lassen sich Detektoreffekte herauskorrigieren. Beispielsweise kann das LAr-Kalorimeter keine Teilchen, sondern nur Cluster messen, die aus mehreren Teilchen bestehen können. Da ein MC sowohl die Daten für die ursprünglichen Teilchen, wie auch die für die Cluster bereitstellt, lassen sich Messungen von Clustern auf Teilchen zurückkorrigieren.

In dieser Arbeit wurden zwei verschiedene MC-Simulationen benutzt, welche am DESY in Hamburg durchgerechnet wurden, und zwar vollständig, einschließlich der Detektorsimulation H1SIM. Das eine verwendete als Modell eine Kombination aus Matrixelementen und Partonschauern (MEPS), das zweite nutzte das CDM-Modell zusammen mit den Matrixelementen für Boson-Gluon-Fusion (MEAR).

Parameter und Bedeutung	benutzter Wert
Partondichteverteilung	MRSDH
Hadronisierung	Lund-String Modell
z-Komponente des Strahlelektrons	-26.7 GeV
Bereich in x	$10^{-5} - 1$
Bereich in Q^2	$5 - 8.7577 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$
Bereich in W^2	$2000 - 8.7577 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$
Bereich in E'_{el}	$5 - 10^8 \text{ GeV}$
Bereich in θ_{el}	$6^\circ - 180^\circ$
Skala für PS	$Q^2(1-x) \cdot \max(1, \ln \frac{1}{x})$
y_{cut}^{gen}	—
m_{ij} = Abstand von Limit	2 GeV
λ_{QCD} (QCD-Variable)	0.25 GeV

Tabelle 4.1: Angaben zu dem verwendeten MEPS Monte-Carlo

Parameter und Bedeutung	benutzter Wert
Partondichteverteilung	MRSDH
Hadronisierung	Lund-String Modell
z-Komponente des Strahlelektrons	-26.7 GeV
Bereich in x	$10^{-5} - 1$
Bereich in Q^2	$5 - 8.7577 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$
Bereich in W^2	$2000 - 8.7577 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$
Bereich in E'_{el}	$5 - 10^8 \text{ GeV}$
Bereich in θ_{el}	$6^\circ - 180^\circ$
y_{cut}^{gen}	0.015
λ_{QCD} (QCD-Variable)	0.25 GeV

Tabelle 4.2: Angaben zu dem verwendeten MEAR Monte-Carlo

Kapitel 5

Vergleiche zwischen Daten und Simulationen

In diesem Kapitel sollen, rückblickend auf das 3. Kapitel, einige Studien gezeigt werden, die mit dem LAr-Kalorimeter durchgeführt wurden. Zunächst werden dazu die verwendete Art der Daten und die Schnitte zur Untergrundunterdrückung vorgestellt werden, welche angelegt wurden, um Hintergrundereignisse zu entfernen. Danach werden einige der Streuvariablen im Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulationen gezeigt. Hier zeigen sich Unterschiede in den gemessenen Werten des transversalen Impulses im hadronischen Endzustand, welche im letzten Teil des Kapitels etwas näher untersucht werden.

In der Analyse wurden auch verschiedene Routinen benutzt, welche von der H1 Gruppe in einem „Physikalischen Analysepaket“ (*H1Phan*) bereitgestellt werden. Dieses wurde entwickelt, um einen Rahmen für die Analyse von Experiment- und Simulationsdaten bereitzustellen und physikalische Analysen zu vereinfachen.

5.1 Ereignisselektion und Grundschnitte

Für die Analyse wurden Tiefinelastische Streuungen mit Photonenaustausch bei niedrigen Q^2 (=„low Q^2 -Ereignisse“) untersucht. Dabei wurden Daten verwendet, welche im Jahr 1993 am H1-Detektor aufgenommen wurden und bereits vorselektiert waren; es waren nur solche Ereignisse enthalten, bei denen im BEMC ein Objekt mit einer Energie größer 4 GeV nachgewiesen wurde, bei dem es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um das gestreute Elektron handelt. Da das BEMC einen Winkelbereich $\theta > 155^\circ$ ¹ abdeckt, sind in den Daten nur Streuungen mit Impulsüberträgen bis etwa 100 GeV² enthalten.

Trotz dieser Vorselektion ist Untergrund aber immer noch reichlich vorhanden, wofür vor allem Photoproduktionsereignisse verantwortlich sind. Da bei diesen der Impulsübertrag sehr gering ist, wird das Elektron unter einem so kleinen Winkel gestreut, daß es im BEMC gar nicht erkannt werden kann, sondern durch die Strahlröhre hinausläuft. Stattdessen wird mitunter ein energiereicher Cluster im BEMC gemessen, der in Wirklichkeit von Teilchen des hadronischen Endzustandes verursacht wurde und fälschlicherweise als ein Elektron angesehen wird.

¹H1 Koordinatensystem

Aus diesem Grunde wurden an die benutzten Daten weitere Schnitte angelegt, und die Ereignisse, welche ihnen nicht genügten, verworfen. Es sind im einzelnen folgende Bedingungen:

- Das Ereignis muß in der Zone stattgefunden haben, in der die Elektronen und Protonen aufeinandertreffen. Aus in den zentralen Spurkammern gefundenen Flugbahnen wird der Vertex in z-Richtung bestimmt, er darf nur einen Abstand von höchstens 50 cm zum festgelegten Wechselwirkungspunkt besitzen.
- Es soll auch wirklich ein Elektron im rückwertigen Bereich des Detektors erkannt worden sein. Dazu wird überprüft, ob ein Signal in der BPC mit dem als Elektron im BEMC identifizierten Cluster korreliert ist: Der Abstand in der xy-Ebene zwischen diesem Punkt und dem Clusterschwerpunkt im BEMC darf nicht größer als 5 cm sein.
- Außerdem muß der Abstand dieses Punktes zur Mitte der Strahlröhre in einem gewissen Bereich liegen. Dieser Abstand soll 18 bis 60 cm groß sein. Hiermit wird sichergestellt, daß keine Ereignisse verwendet werden, bei denen das gestreute Elektron in die inneren und äußeren Randzonen des BEMC gelangte, weil dort seine Energie nur ungenau gemessen werden kann. Das bedeutet eine Einschränkung des erlaubten Bereiches von θ_{el} .
- Der Hauptteil der in der Selektion falsch identifizierten Photoproduktionsereignisse liefert BEMC-Cluster mit Energien unter 14 GeV, die meisten wirklichen Elektronen haben eine höhere Energie. Deshalb soll die Energie des gestreuten Elektrons ($=E'_{el}$) größer als 14 GeV sein.
- Die invariante Masse des hadronischen Endzustandes ist bei Photoproduktion gering. Es wurde deswegen der Schnitt $W^2 > 3000 \text{ GeV}^2$ angebracht.

Diese Schnitte werden im folgenden unter der Bezeichnung *Hades*-Schnitt zusammengefaßt. Der Schnitt auf den Abstand des Elektronsignals in der BPC zur Mitte der Strahlröhre ist kreisrund, jedoch überlappt die Grenze dieses Kreises sich mit den Ecken der inneren Dreiecke des BEMC. Da Messungen in diesen inneren Dreiecken weit weniger genau sind als in den übrigen Teilen des BEMC, wurden zu diesem Schnitt ein weiterer angefügt:

- Der Betrag der x-Position oder der Betrag der y-Position des BPC-Treffers muß größer sein als 17 cm.

Ein weiteres Problem ist kohärentes Rauschen, bei dem Gruppen von Zellen im LAr-Kalorimeter Signale auslösen, welche auf technische Ursachen beruhen. Das kommt nicht häufig vor, doch können solche Signale Messungen des hadronischen Endzustandes stark beeinflussen. Deswegen wurden Ereignisse, bei denen dieses Rauschen auftrat und erkannt wurde, ebenfalls entfernt.

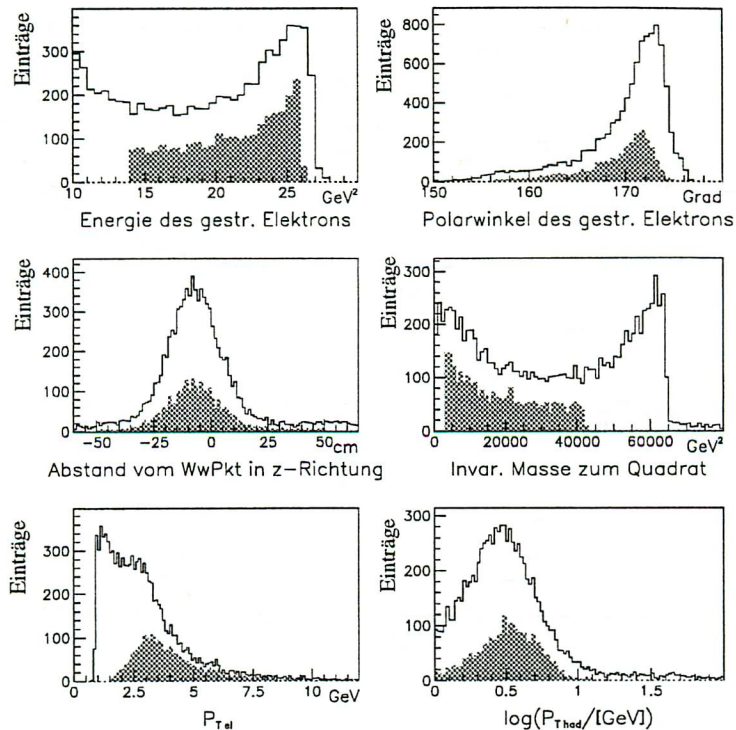


Abbildung 5.1: Verteilung verschiedener Variablen für einen Teil der 93'er Daten vor und nach dem Hades-, Noise- und BPC-Schnitt. Grau unterlegt sind die Daten, welche nach den Schnitten übrigbleiben.

Abbildung 5.1 zeigt die gemessene Elektronenergie, seinen Polarwinkel θ_{el} (im H1-Bezugssystem), den z-Vertex und die invariante Masse des hadronischen Endzustandes (bestimmt aus den Elektronendaten) jeweils vor und nach diesen Schnitten. Die invariante Masse wurde nach der im 2.Kapitel vorgestellten Elektronmethode bestimmt. Außerdem ist die Verteilung des Transversalimpulses des Elektrons und derjenige des hadronischen Endzustandes gezeigt.

Mit diesen Schnitten blieben in den Daten 16698 Ereignisse übrig.

5.2 Vergleich von Daten und Monte Carlo

Die wichtigsten DIS Variablen werden in Abbildung 5.2 im Vergleich zwischen Daten und zwei verschiedenen Simulationen, MEPS (gestrichelt) und MEAR (gepunktet), dargestellt. Die Variablen wurden nach der Elektronmethode aus Energie und Winkel des gestreuten Elektrons bestimmt und auf die Gesamtzahl der Einträge normiert.

Das Bjorken'sche x steigt mit abnehmender Größe an, fällt dann aber aufgrund der Beschränkung von y für sehr kleine Werte wieder ab.

Bei Q^2 erkennt man jeweils deutlich den starken Abfall des Wirkungsquerschnittes mit steigendem Impulsübertrag ($\propto \frac{1}{Q^4}$). Kleine Impulsüberträge sind wegen der Einschränkung von θ_{el} durch die Schnitte stark reduziert. Für kleine Q^2 gibt es leicht unterschiedliche Ereigniszahlen für Daten und Monte-Carlo.

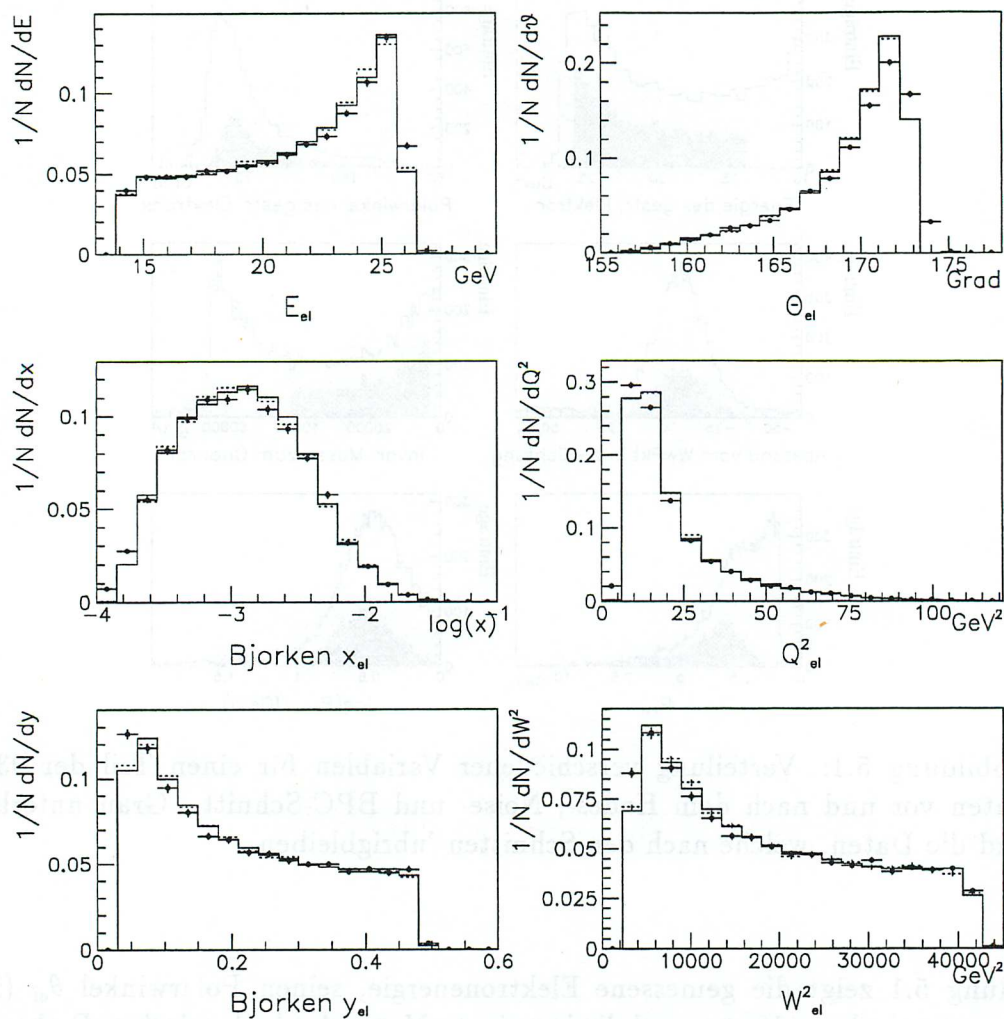


Abbildung 5.2: Vergleich versch. Variablen zwischen Daten (\bullet), MEPS (—) und MEAR (\cdots), berechnet aus dem hadronischen Endzustand. Angewendet sind Hades-, Noise- und BPC-Schnitt.

Der relative Energieübertrag y ist durch den Schnitt in E'_{el} auf Werte kleiner bis etwa gleich 0.5 beschränkt. Der gleiche Schnitt beschränkt auch W^2 auf Werte unterhalb von 43000 GeV².

Weniger zufriedenstellend sieht der Vergleich zwischen Daten und Simulationen aus, wenn man die „hadronische Seite“ betrachtet (Abb. 5.3). Hier wurden die verschiedenen Variablen nach der Jacques-Blondel-Methode aus der Messung des hadronischen Endzustandes errechnet. Dabei wurde ein Verfahren aus dem Analysepaket *H1Phan* benutzt, welches diese Variablen aus den Zellen der verschiedenen Kalorimeter (LAR, BEMC und instrumentiertes Eisen) bestimmt. Die Abbildungen enthalten dieselben Ereignisse wie 5.2. Zu erkennen sind bereits in den Daten allein Unterschiede zwischen beiden Methoden: Die Schnitte für das Elektron bewirken, daß keine Ereignisse mit sehr niedrigen Q^2 vorkommen, in dem nach der JB-Methode bestimmten Q^2 treten solche trotzdem auf — es zeigt sich also deutlich eine Diskrepanz zwischen beiden Meßmethoden. Auch in y unterscheiden sie sich stark, niedrige y treten in der JB-Methode häufiger auf, größere y dagegen weniger.

Im Vergleich mit den Simulationen ist die Übereinstimmung in x_{had} etwas schlechter als in x_{el} . In y_{had} wird in den beiden Simulationen ebenfalls ein stärkerer Abfall beschrieben, allerdings existieren einige Unterschiede in der Form dieses Absinkens im Bereich $y_{had} \approx 0.3$ zu den Daten, die sich auch im Abfall von W^2 zeigen. Bei der Q_{had}^2 -Kurve gibt es gerade für kleine Werte, in denen sich die beiden Methoden am stärksten unterscheiden, auch die größten Abweichungen zu den Simulationen.

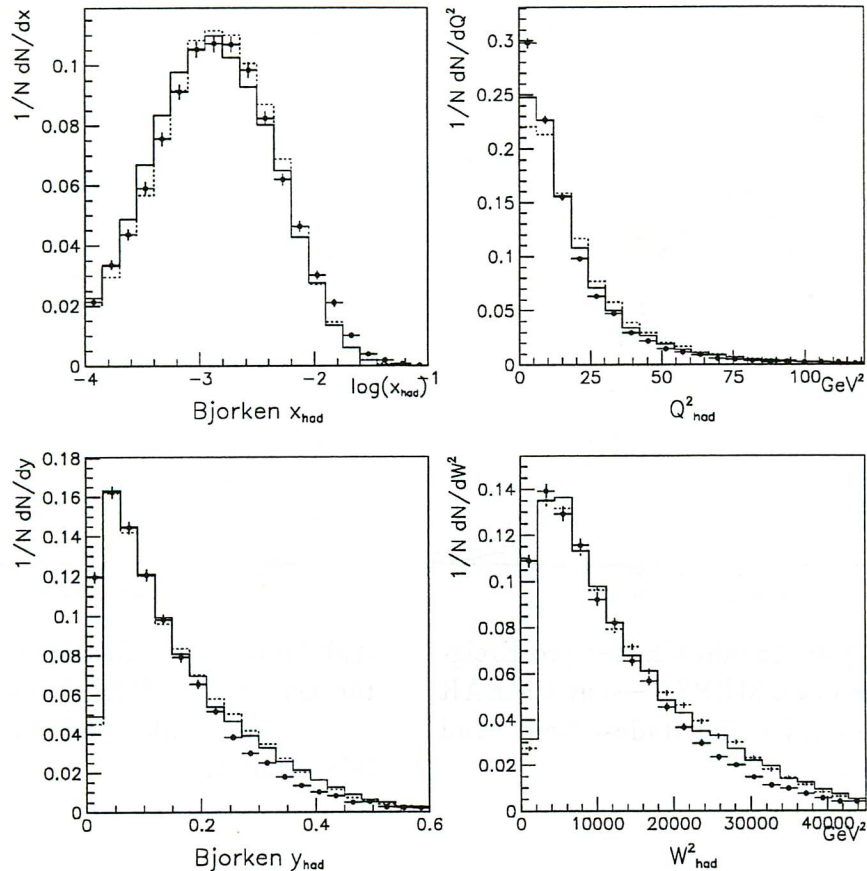


Abbildung 5.3: Vergleich versch. Variablen zwischen Daten (\bullet), MEPS (—) und MEAR (\cdots), berechnet aus dem hadronischen Endzustand. Angewendet sind Hades-, Noise- und BPC-Schnitt.

Die Abbildung deutet darauf hin, daß gerade die Rekonstruktion und die genaue Simulation des hadronischen Endzustandes schwierig ist. Dagegen gilt gerade Q^2 als durch die Elektronmethode gut bestimmbar [3], so daß die Unterschiede zzu Q_{had}^2 auf Ungenauigkeiten in der Messung des hadronischen Endzustandes zurückzuführen sind. Wegen diesen Schwierigkeiten wurde in dieser Arbeit auch x weiterhin nach der Elektronmethode bestimmt, obwohl in dieser Methode die Unsicherheiten für geringe y stark anwachsen.

Im folgenden Bild sind Clustereigenschaften gezeigt, wieder im Vergleich der Daten mit den beiden Simulationen (5.4 und 5.5). Es sind nur Cluster berücksichtigt, die mindestens 50% ihrer Energie im LAr-Kalorimeter deponierten; die aufgeführten Variablen beziehen sich nur auf dieses Kalorimeter. Zunächst ist die Zahl der LAr-Cluster pro Ereignis aufgeführt. Besonders groß ist hier der Unterschied zwischen Daten und dem

MEPS-Modell. Dieses Modell erzeugt im Mittel weniger Cluster als tatsächlich gemessen werden. Die rechte Flanke stimmt bei MEAR mit den Daten gut überein, ebenso die Position des Maximums der Kurve, jedoch sind der Betrag des Maximums sowie die linke Flanke unterschiedlich. Bei den Daten ist das Maximum niedriger, es gibt jedoch mehr niederenergetische Cluster. Das rechte Bild zeigt die durchschnittliche Energie pro Cluster für jedes Ereignis. Hier liegen die Daten zumeist in der Mitte zwischen den beiden Simulationen.

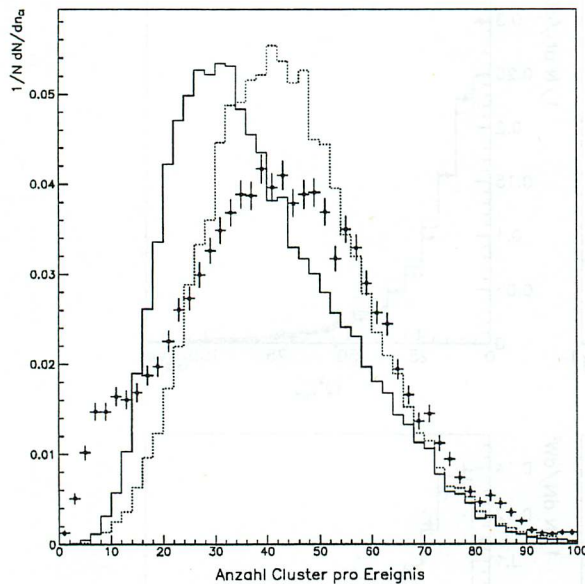


Abbildung 5.4: Anzahl Cluster pro Ereignis für Daten (\bullet), MEPS (—) und MEAR (\cdots). Angewendet sind Hades-,Noise- und BPC-Schnitt.

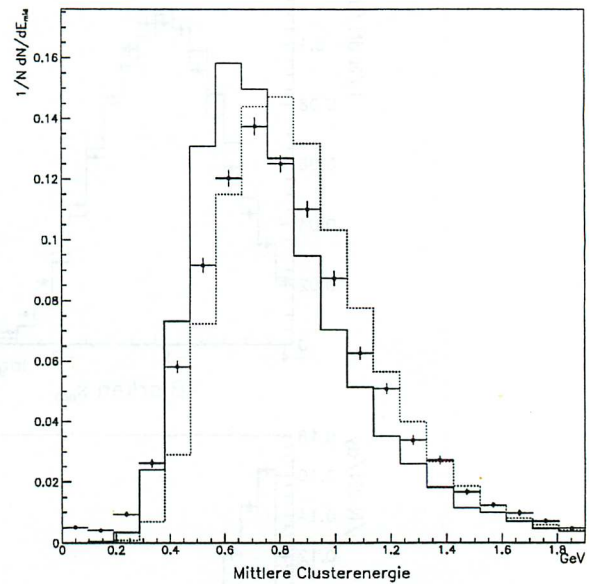


Abbildung 5.5: Mittlere Clusterenergie für Daten (\bullet), MEPS (—) und MEAR (\cdots). Angewendet sind Hades-,Noise- und BPC-Schnitt.

5.3 Der Transversale Impuls im hadronischen Endzustand

Die Untersuchung der transversalen Impulse der gestreuten Teilchen bietet einen wichtigen Test für die Genauigkeit der Kalorimetermessungen und der Simulationen: Mit „transversal“ ist die Ebene senkrecht zum Strahlrohr bezeichnet; da Elektron und die Partonen im Proton vor der Streuung keinen oder nur einen sehr geringen Impuls senkrecht zur Strahlrichtung besitzen, müssen nach der Streuung der Impuls des auslaufenden Elektrons und der resultierende Gesamtimpuls der auslaufenden Teilchen des hadronischen Endzustandes sich in dieser Ebene ebenfalls ausbalancieren; der transversale Elektronimpuls und der resultierende transversale Impuls des hadronischen Endzustandes müssen also gleich groß und einander entgegengesetzt sein (Impulserhaltung). Praktisch wird natürlich die Messung durch die Detektoren beeinflusst: Während das gestreute Elektron im BEMC relativ genau gemessen wird, ist die Messung einer größeren, über einen weiteren Raumbereich verteilten Zahl von Teilchen, wie es beim hadronischen Endzustand der Fall ist, natürlich schwieriger:

- Kurzlebige Hadronen zerfallen und geben einen Teil ihres Impulses an im Detektor nicht sichtbare Neutrinos oder an Myonen ab, die schwierig zu messen sind.
- Wenn Teilchen durch die Strahlröhre hinausfliegen, gehen sie verloren.
- Die Energiemessung des Kalorimeters ist ungenau.
- Die Teilchen verlieren bereits Energie in totem Material vor dem Kalorimeter, was bei der Rekonstruktion zwar auszugleichen versucht wird, aber natürlich mit Unsicherheiten behaftet ist.
- Das BEMC ist für Hadronen fast durchlässig. Insgesamt wird nur etwa ein Drittel der hadronischen Energie gemessen.
- Inkohärenten Rauschen im LAr-Kalorimeter, das die Schnitte in der Rekonstruktion passierte.

Untergrund sollte dagegen nach den Schnitten keine Rolle mehr spielen.

Bei der Vielzahl dieser Probleme ist es nicht allzu überraschend, daß keine vollkommene \vec{P}_\perp -Balance gemessen wird, obwohl in der Rekonstruktion, versucht wird, manche Probleme auszugleichen: In Abb.5.6 ist der Winkel zwischen $\vec{P}_{\perp had}$ und $\vec{P}_{\perp el}$ gegen dieses Verhältnis aufgetragen. Die Größe der eingezeichneten Quadrate repräsentiert die Zahl der gemessenen Ereignisse.

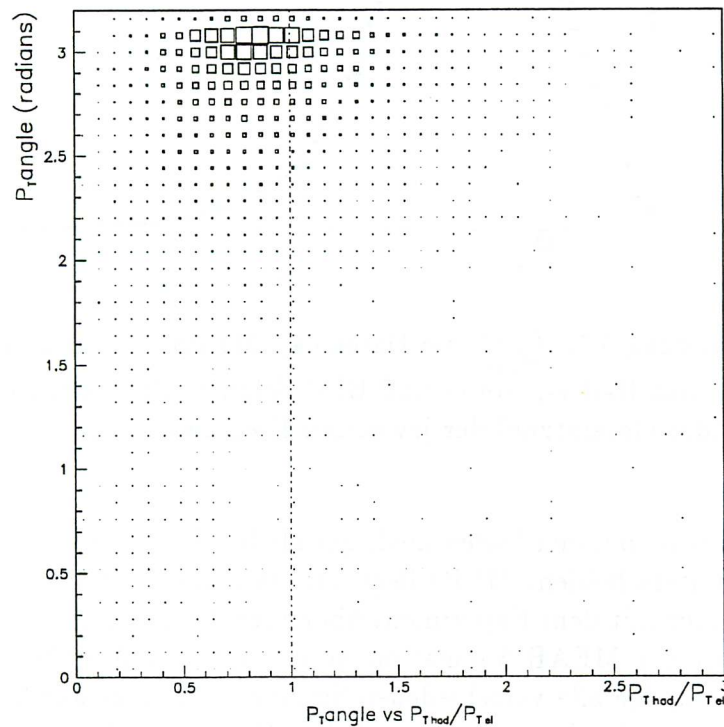


Abbildung 5.6: Der Winkel zwischen $\vec{P}_{\perp had}$ und $\vec{P}_{\perp el}$ abhängig von $\frac{|\vec{P}_{\perp had}|}{|\vec{P}_{\perp el}|}$. Angewendet sind Hades-, Noise- und BPC-Schnitt.

Dabei ist zum einen zu sehen, daß ein großer Teil der Impulse zwar einander entgegengesetzt gerichtet ist, aber die Mehrzahl dennoch unterhalb der Geraden $\frac{|\vec{P}_{\perp had}|}{|\vec{P}_{\perp el}|} = 1$

liegt. Zum anderen gibt es eine Anzahl Ereignisse, bei denen sich eine Balance der Impulse nicht einmal annähernd ergibt.

$\vec{P}_{\perp had}$ wurde wie die Variablen in Abb.5.3 aus den gemessenen Energien in Zellen von LAr, BEMC und dem instrumentierten Eisen errechnet.

Betrachtet man nun die Verteilung nur in $\frac{|\vec{P}_{\perp had}|}{|\vec{P}_{\perp el}|}$ im Vergleich mit zwei verschiedenen Monte-Carlo Simulationen (MEPS und MEAR), dann ist auch hier deutlich sehen, daß sich die Ergebnisse der Simulationen von dem Wert, den man aus den Daten gewinnt, unterscheiden (Abb. 5.7 und Tab. 5.1):

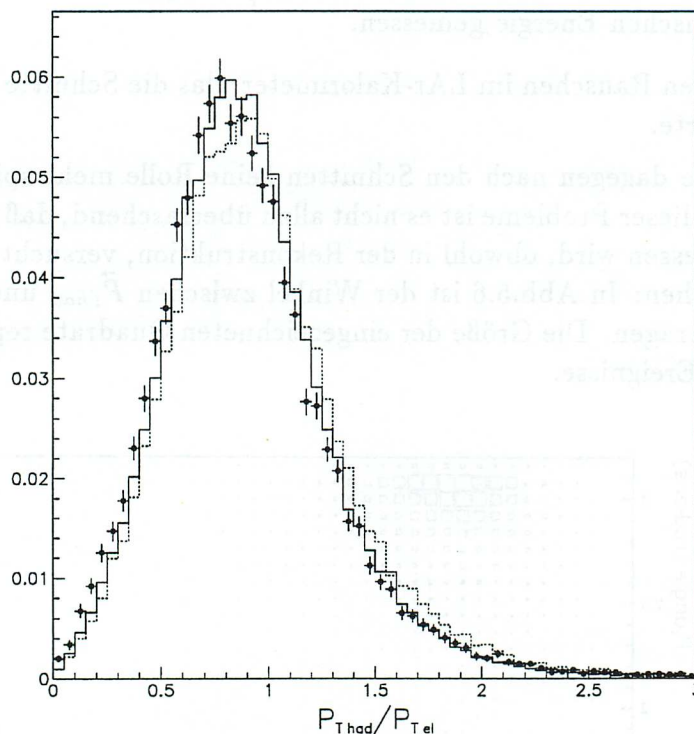


Abbildung 5.7: $\frac{|\vec{P}_{\perp had}|}{|\vec{P}_{\perp el}|}$ bei Daten (\bullet), MEPS (—) und MEAR (\cdots) mit Hades-, Noise- und BPC-Schnitt. Die Einträge sind mit der Gesamtzahl der jeweiligen Ereignisse normiert.

Das \vec{P}_{\perp} -Verhältnis ist bei den Daten niedriger als bei den Simulationen, wobei letztere sich um ca. 5% unterscheiden. MEPS liegt nur etwas mehr als 1% über den Daten und scheint daher besser mit dem Experiment übereinzustimmen, als MEAR, jedoch deckt sich das Ergebnis der MEAR-Simulation besser mit den Angaben aus anderen H1-Gruppen, denen zufolge alle verschiedenen Simulationen ungefähr 5% über den Daten liegen[11]. Da die Beschreibung der eigentlichen Physik der Tiefinelastischen Streuung in den Simulationen auf verschiedenen Modellen beruht, werden diese Angaben darauf hingedeutet, daß allgemein eher ein Problem der Detektorsimulation vorliegt.

	$\frac{ \vec{P}_{\perp had} }{ \vec{P}_{\perp el} } = 1$	RMS	Ereignisse (nach Schnitten)
Daten	0.887	0.407	16698
MEPS	0.909	0.389	36937
MEAR	0.953	0.415	33947

Tabelle 5.1: $\frac{|\vec{P}_{\perp had}|}{|\vec{P}_{\perp el}|}$ in Daten und Monte-Carlo.

Seit einigen Monaten sind in Hamburg detaillierte Untersuchungen zu diesem Problem und zum Verständnis des LAr-Kalorimeters im Gange. Sie erstrecken sich über zahlreiche Aspekte wie Vergleich verschiedener Monte-Carlo Generatoren oder Einfluß des instrumentierten Eisens bis zu speziellen Dingen wie die Hochspannungsversorgung der Zellen und ihrer Auswirkung.

Auch die Transversalimpulse bei „high Q^2 “ Ereignissen (d.h. Ereignissen mit $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$) werden dabei untersucht. Bei diesen Ereignissen wird das Elektron unter einem solchen Winkel gestreut, daß es in das LAr und nicht in das BEMC hineinläuft. Infolge des höheren Impulsübertrages haben die resultierenden Hadronenjets größere Energien. Hier konnte für die 93-er Daten bislang kein Unterschied zwischen Daten und Simulationen festgestellt werden. Außerdem liegt das Verhältnis $\frac{|\vec{P}_{\perp had}|}{|\vec{P}_{\perp el}|}$ bei eins, mit einer Unsicherheit von etwa 1% [11].

5.4 Einflüsse von Clusterenergien auf die Impulsbalance

Ein Grund für die Übereinstimmung in diesem Bereich könnte eben darin liegen, daß auch die Elektronenergie im LAr zu gering gemessen wird. Das würde eine zu geringe Hadronenmessung ausgleichen. Der Unterschied zu den „low Q^2 “ Ereignissen läge dann in der Tatsache, daß das gestreute Elektron nicht durch das gut kalibrierte BEMC fliegt.

Eine andere Überlegung ist die, daß sowohl Elektron wie hadronischer Endzustand in diesem Bereich gemessen werden. Der Unterschied zu den „low Q^2 “ Ereignissen läge dann darin, daß hier die in transversale Richtung fließende Energie größer ist, und diese höheren Energien genauer gemessen werden. Das Mißverhältnis in der \vec{P}_{\perp} -Balance und im Vergleich Daten mit Simulationen wäre damit ein Problem, das nur bei geringeren Energien aufträte.

Aus diesem Grunde ist es interessant, das \vec{P}_{\perp} -Verhältnis für „low Q^2 “ in Abhängigkeit von den in den Ereignissen vorkommenden Teilchenenergien zu bestimmen. Da das LAr-Kalorimeter keine einzelnen Teilchen anzeigt, bieten sich stattdessen dafür die Cluster an, welche als „Meßeinheit“ hindurchlaufenden Teilchen noch am nächsten kommen.

Ist das Verhältnis näher bei eins oder die Übereinstimmung mit den Simulationen besser, wenn sich die Energie in wenigen großen Clustern konzentriert und nicht in vielen verschiedenen kleinen?

Das Problem bei einer derartigen Studie ist, daß die Tiefinelastischen Streuung im hadronischen Endzustand gewöhnlich eine Anzahl Cluster verschiedener Größe erzeugen,

und damit die Einordnung in ein Schema erschwert ist. Ereignisse mit lauter Clustern derselben Energie kommen so gut wie nicht vor.

Eine Möglichkeit, dennoch solch eine Einordnung vorzunehmen, ist, einen Zusammenhang zwischen dem \vec{P}_\perp -Verhältnis und einer Variablen zu untersuchen, welche für jedes Ereignis einen mittleren Wert für die Energien der Cluster angibt. Es bietet sich dabei ein Energiemittelwert an, welcher mit den transversalen Clusterenergien gemittelt ist: Gemessen sei für ein Ereignis die Energie $E_{Cl,i}$ von jedem Cluster i und sein Polarwinkel $\theta_{Cl,i}$, aus denen jeweils seine transversale Energie bestimmt wird: $E_{\perp Cl,i} = E_{Cl,i} \cdot \sin\theta_{Cl,i}$. Daraus definiert man die Variable

$$E_{Cl,gewichtet} = \frac{\sum_i E_{Cl,i} \cdot E_{\perp Cl,i}}{\sum_i E_{\perp Cl,i}},$$

wobei die Summe über alle nach der Rekonstruktion noch vorhandenen Cluster des LAr-Kalorimeters mit ihren dort deponierten Energien geht. Dieser Wert berücksichtigt also auch die Größe der Cluster, wie ein einfaches Beispiel zeigt:

Gegeben sei ein Jet mit der Energie E_{Jet} . Einmal ist seine Energie zu einem großen Cluster zusammengefaßt, das andere Mal auf n kleine Cluster verteilt:

$$\begin{aligned} 1 \text{ großer Cluster mit Energie } E_{Jet} &\Rightarrow E_{Cl,gew} = E_{Jet} \\ n \text{ kleine Cluster mit Energie } \frac{E_{Jet}}{n} &\Rightarrow E_{Cl,gew} = \frac{E_{Jet}}{n} \end{aligned}$$

Ein Jet mit vielen kleinen Clustern ergibt also ein geringeres $E_{Cl,gew}$ als eines mit wenigen großen.

Zum anderen wird durch die Gewichtung geprüft, wieviel die einzelnen Cluster zur gesamten transversalen Energie beitragen, welche in die Berechnung von \vec{P}_\perp^{had} eingeht. Ein großer Cluster im inneren Vorwärtsbereich nahe der Strahlröhre trägt nur wenig zum transversalen Impuls bei. $E_{Cl,gew}$ gibt also eine ungefähre Beschreibung dafür, aus wie großen Clustern sich der Transversalimpuls zusammensetzt. Massen, welche zusätzlich noch in die Impulsbestimmung eingehen, werden in dieser Klassifizierung nicht berücksichtigt.

Verwendet werden im Folgenden wieder die 93-er Daten mit den oben angegebenen Schnitten (Hades, Noise, BPC). Die Cluster in ihnen erstrecken sich gegebenenfalls auch über Kalorimetergrenzen hinaus und umfassen damit auch Energieanteile beispielsweise des Eisens. Da aber LAr-Eigenschaften untersucht werden sollten, wurde deshalb festgelegt, daß nur diejenigen Cluster verwendet werden sollen, von deren Gesamtenergie mindestens 50 % im LAr-Kalorimeter gemessen wurden. Für jeden Cluster, der dieser Bedingung genügte, wurde dann die im LAr abgegebene Energie bestimmt; $E_{Cl,gew}$ und $E_{\perp Cl,i}$ beziehen sich daher nur auf LAr-Energien, auch wenn zu einem Cluster noch andere Energieanteile (z.B. im Eisen) gehören. Allerdings wurde das \vec{P}_\perp -Verhältnis weiterhin nach der alten Methode ausgerechnet (also aus den Zellen aller Kalorimeter bestimmt).

In Abbildung 5.8 ist die Verteilung von $E_{cl,gewichtet}$ dargestellt. Hier sind erneut Unterschiede zwischen Daten und Simulationen zu erkennen. MEAR liegt noch etwas näher an den Daten, die Höhe des Maximums ist ungefähr gleich, jedoch ist die Lage des Maximums unterschiedlich. Bei den Daten liegt sie bei einem Wert von etw 1.3 GeV gewichteter Energie, bei MEAR darüber, bei MEPS knapp darunter. MEPS besitzt mehr Ereignisse für kleine $E_{Cl,gew}$, daß deutet wieder darauf hin, daß bei diesem Modell die Cluster im Mittel weniger Energie haben als bei den Experimentaldaten, und dieses Modell zu wenig Energie im hadronischen Endzustand produziert (vgl. Abb. 5.5).

Abbildung 5.9 zeigt die Abhängigkeit $\frac{|\vec{P}_{\perp, had}|}{|\vec{P}_{\perp, el}|}$ von $E_{Cl, gew}$ für Daten und Simulation. Der betrachtete Bereich in $E_{Cl, gew}$ ist in diesem Bild größer gewählt als im vorigen. Es ist deutlich zu erkennen, daß für kleine $E_{Cl, gew}$ ($E_{Cl, gew} < 3$ GeV) das \vec{P}_{\perp} -Verhältnis unter den Wert eins absinkt. Für größere Energien liegen die Werte um $\frac{|\vec{P}_{\perp, had}|}{|\vec{P}_{\perp, el}|} = 1$, die Monte-Carlo Werte sogar darüber. Für höhere Werte von $E_{Cl, gew}$ wird die Statistik leider sehr schlecht. Da die meisten Ereignisse ein kleines $E_{Cl, gew}$ besitzen, weicht der Wert für das \vec{p}_{\perp} -Verhältnis über den ganzen Bereich gemittelt letztendlich deutlich von dem Wert eins ab. Zu erkennen ist also in diesem Bild, daß es tatsächlich eine Korrelation zwischen gemessenen Clusterenergien und dem \vec{p}_{\perp} -Verhältnis gibt: Das \vec{p}_{\perp} -Mißverhältnis tritt vor allem bei Ereignissen mit vielen niederenergetischen Clustern auf.

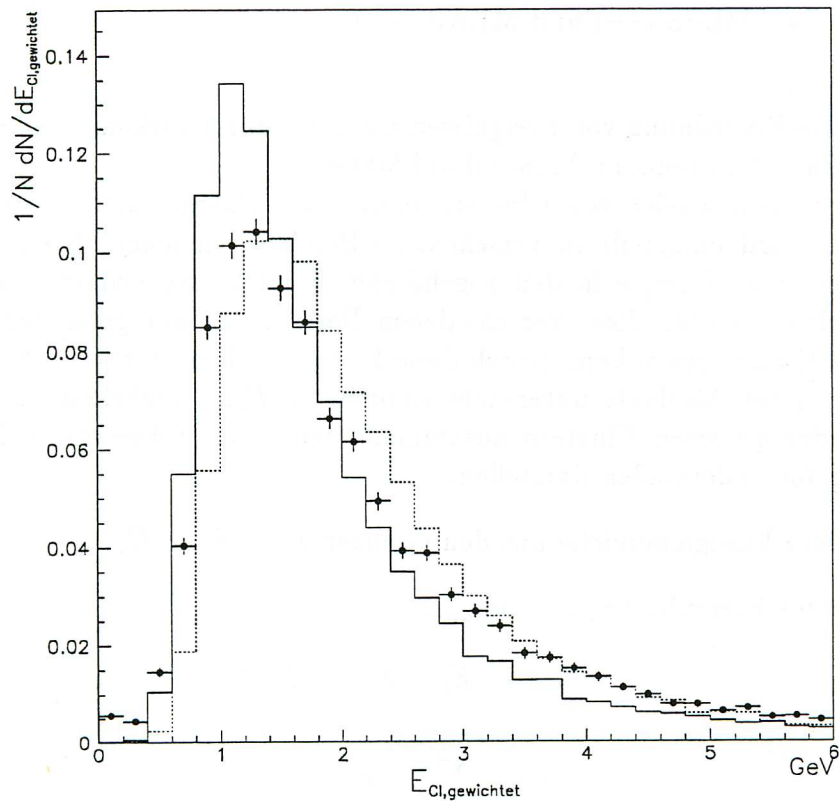


Abbildung 5.8: Verteilung von $E_{Cl, gew}$ für Daten (\bullet), MEPS (—) und MEAR (\cdots).

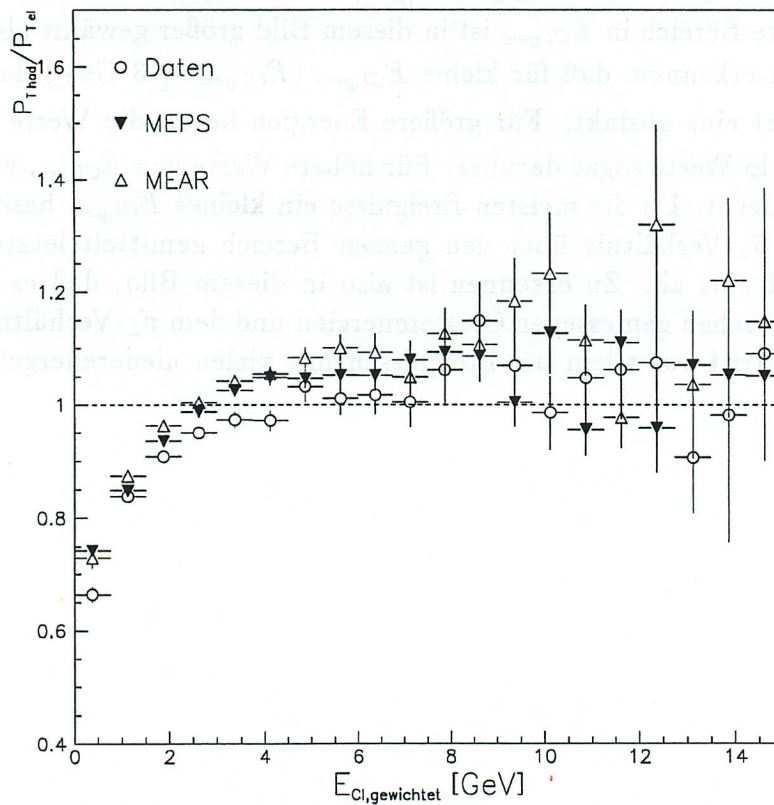


Abbildung 5.9: $\frac{|\vec{P}_{\perp had}}{|\vec{P}_{\perp tel}}|$ in Abhängigkeit von $E_{Cl,gew}$ für Daten (●), MEPS (—) und MEAR (···).

Eine genauere Einordnung von Ereignissen nach den darin vorkommenden Clusterenergien läßt sich mit folgendem Ansatz durchführen:

Ausgegangen wird wieder von Clustern bzw. ihrer Energie und ihrem Winkel. Die Energieskala wird eingeteilt in verschiedene Bereiche; in jedem Ereignis werden die Cluster nach ihrer Energie in den zugehörigen Bereich eingeordnet. Schließlich wird geprüft, welchen Anteil diese verschiedenen Bereiche an der gesamten transversalen Energie des Ereignisses haben. Durch diese Einteilung kann für jedes Ereignis genauer als mit der ersten Methode untersucht werden, ob $P_{\perp had}$ mehrheitlich aus kleineren, mittleren oder größeren Clustern zusammengesetzt ist. Schematisch läßt sich diese Einordnung folgendermaßen darstellen:

1. Definiere Energiebereiche mit den Grenzen $E_1 < E_2 < E_3 \dots$
2. Für jedes Ereignis: $i = 1, \dots, n_{cluster}$

$$E_1 \leq E_{cl,i} < E_2 ?$$

$$\rightarrow \sum_{i=1 \dots n}^{E_1 \leq E_{cl,i} < E_2} E_{\perp cl,i} = E_{\perp}^{cl,range}$$

$$\sum_{i=1 \dots n} E_{\perp cl,i} = E_{\perp}^{total}$$

3. Betrachte dann:

$$\frac{E_{\perp}^{cl,range}}{E_{\perp}^{total}}$$

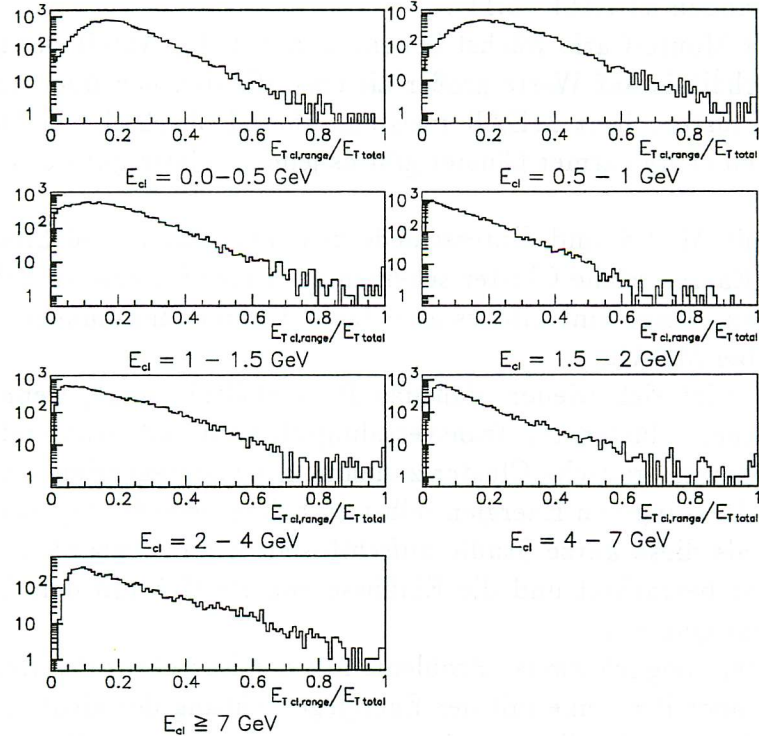


Abbildung 5.10: Anteil an transversaler Energie für verschiedene Clusterenergien.

Es wurden 7 Bereiche für die Clusterenergie definiert:

0–0.5 GeV, 0.5–1 GeV, 1–1.5 GeV, 1.5–2 GeV, 2–4 GeV, 4–7 GeV, >7 GeV.

Bei der Einteilung wurde versucht, einen Mittelweg zwischen der Größe des Energiebereiches und der Zahl der dazugehörigen Cluster einzuschlagen. In Abbildung 5.10 ist für jeden der Energiebereiche $\frac{E_{\perp}^{cl,range}}{E_{\perp}^{total}}$ für die benutzten Daten dargestellt. Man sieht, daß Ereignisse, in denen die Transversalenergie fast völlig auf gleichgroße Cluster verteilt ist, nur sehr selten vorkommen, zumeist ist die Transversalenergie auf die verschiedenen Bereiche verteilt.

In den folgenden Abbildungen (5.11 - 5.14) ist $\frac{|\vec{P}_{\perp}^{had}|}{|\vec{P}_{\perp}^{ei}|}$ in Abhängigkeit von $\frac{E_{\perp}^{cl,range}}{E_{\perp}^{total}}$ für jeden der sieben Bereiche aufgetragen. In den ersten beiden Bildern sind neben den Daten die entsprechenden Ergebnisse des MEAR Monte-Carlo aufgetragen, in den letzten beiden die der MEPS-Simulation. Die gezeigten Fehler sind statistische Fehler. Deutlich ist zu erkennen, daß das \vec{P}_{\perp} -Verhältnis abnimmt, wenn der Anteil für kleine Energien ($E < 1$ GeV) an der Gesamttransversalenergie zunimmt. Umgekehrt nimmt das Verhältnis zu, wenn höherenergetische Cluster einen stärkeren Einfluß ausüben. Der Versuch einer Extrapolation auf $\frac{E_{\perp}^{cl,range}}{E_{\perp}^{total}} = 1$ wäre jedoch wegen der schlechten Statistik für größere $\frac{E_{\perp}^{cl,range}}{E_{\perp}^{total}}$ sehr schwierig.

Die gezeigten Fehler sind die statistischen Fehler. Vergleicht man den Verlauf des \vec{P}_\perp -Verhältnisses zwischen Daten und Simulationen, dann ergibt sich in manchen Clusterenergiebereichen einige Unterschiede.

Auffällig, aber nicht zu erklären, ist der „Sprung“ zwischen den ersten beiden Bins bei niedrigen Clusterenergien, der in den Simulationen nur zum Teil und dann auch schwächer vorhanden ist (Abb. 5.11).

Bei dem MEAR Monte-Carlo wächst bei einem hohen E_\perp -Anteil energiereicherer Cluster das \vec{P}_\perp -Verhältnis auf Werte größer als eins, die deutlich über den Daten liegen. Bei mittleren Clustern liegt MEAR meistens überall oberhalb der Daten, bei einem großen E_\perp -Anteil energieärmerer Cluster gibt es jedoch relativ gute Übereinstimmungen mit den Daten.

Im Vergleich mit MEPS sind Unterschiede zwischen Daten und Simulation zumeist weniger krass. Energiereiche Cluster scheinen auch hier für eine zu hohe Messung von $|\vec{P}_{\perp had}|$ zu sorgen. Insgesamt gibt es aber mehr Übereinstimmungen zwischen MEPS und Daten als bei MEAR.

Für die Daten zeigt sich wieder, daß das \vec{P}_\perp -Verhältnis sinkt, wenn der Anteil der niederenergetischen Cluster am Transversalimpuls zunimmt, während es dagegen ansteigt, wenn höherenergetische Cluster zunehmen. Clusterenergien scheinen also einen Einfluß auf die Messung von Energien selbst zu haben, jedoch mag dieser Einfluß komplizierter sein, als diese kurze Studie aufschlüsseln kann. Außerdem ist hier nur das LAr-Kalorimeter betrachtet und die Einflüsse von BEMC und dem instrumentierten Eisen außer Acht gelassen.

Ursachen könnten möglicherweise Probleme mit der Korrektur des Einflusses von passivem Material oder Probleme mit der Energiegewichtung der nicht elektromagnetisch klassifizierten Cluster sein, die ja von den zunächst bestimmten Energien abhängt und zum Teil nur anhand von Monte-Carlo-Simulationen bestimmt wurde. Außerdem gibt es Unterschiede bei der Beschreibung durch Simulationen, die teilweise ebenfalls von Clusterenergien abhängen.

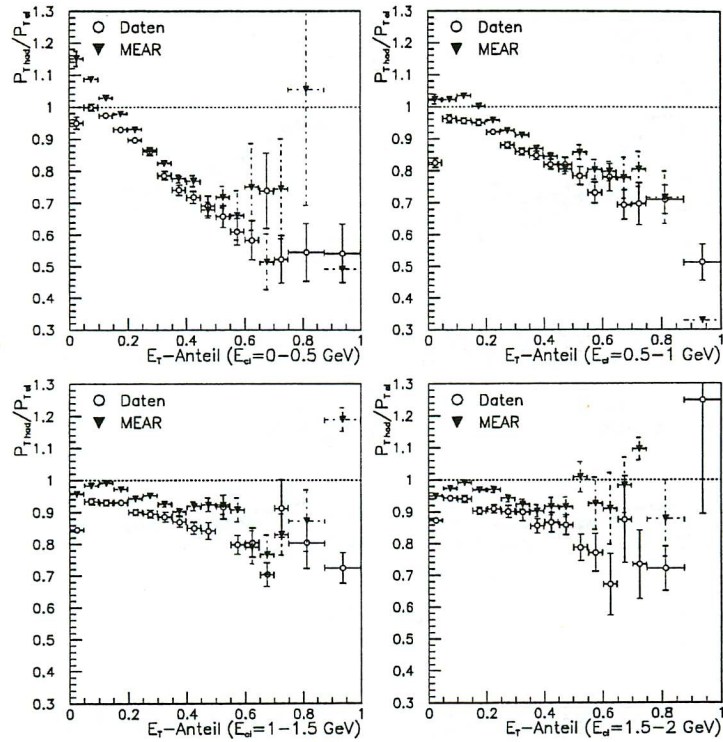


Abbildung 5.11: Vergleich zwischen Daten und MEAR: $\frac{|\vec{P}_{\perp had}|}{|\vec{P}_{\perp el}|}$ in Abhängigkeit des Anteils von bestimmten Energiebereichen an $E_{\perp had}$.

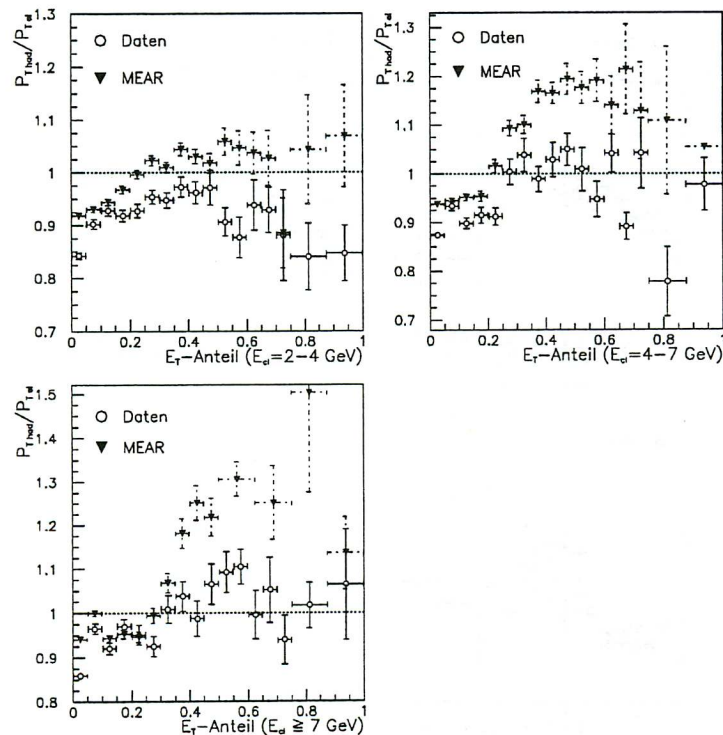


Abbildung 5.12: Vergleich zwischen Daten und MEAR: $\frac{|\vec{P}_{\perp had}|}{|\vec{P}_{\perp el}|}$ in Abhängigkeit des Anteils von bestimmten Energiebereichen an $E_{\perp had}$.

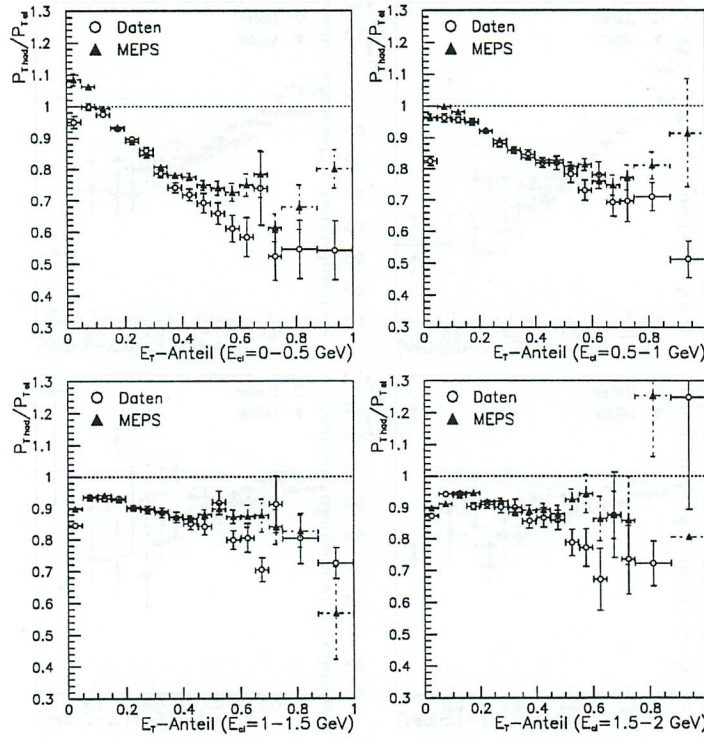


Abbildung 5.13: Vergleich zwischen Daten und MEPS: $\frac{|\vec{P}_{\perp,had}|}{|\vec{P}_{\perp,el}|}$ in Abhängigkeit des Anteils von bestimmten Energiebereichen an $E_{\perp,had}$.

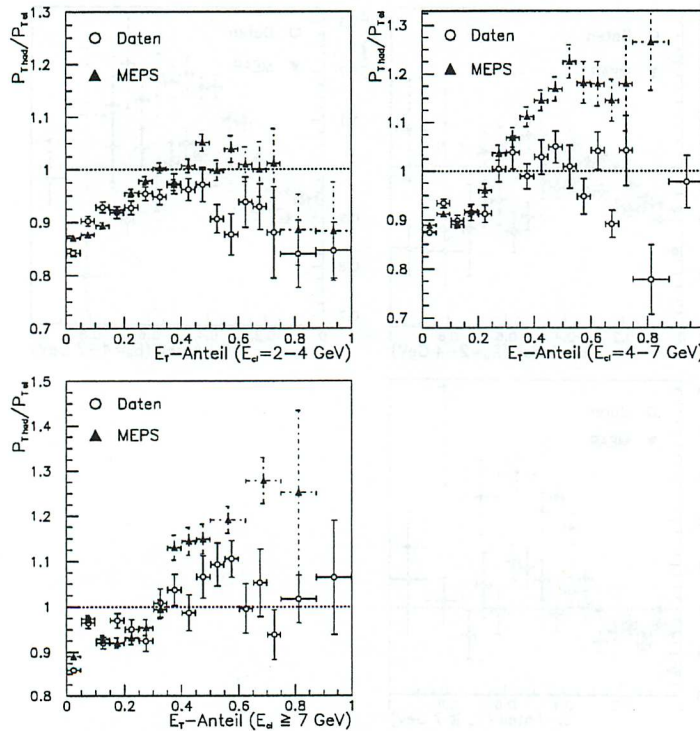


Abbildung 5.14: Vergleich zwischen Daten und MEPS: $\frac{|\vec{P}_{\perp,had}|}{|\vec{P}_{\perp,el}|}$ in Abhängigkeit des Anteils von bestimmten Energiebereichen an $E_{\perp,had}$.

Kapitel 6

Messung hadronischer Strukturfunktionen

In diesem Kapitel erfolgt die Messung hadronischen Strukturfunktionen über die Energieverteilung wie im zweiten Kapitel beschrieben:

$$\frac{d^4\Sigma}{dx dQ^2 dq_T^2 d\phi}$$

Die Strukturfunktionen beeinflussen die Energieverteilung durch unterschiedliche Abhängigkeiten von ϕ , wobei 3 Gruppen beobachtet werden können: konst., $\cos\phi$, $\cos(2\phi)$. Zur Messung der Energieverteilung müssen auch die Abhängigkeiten der untersuchten Ereignisse in x und Q^2 beachtet werden. Deshalb wird zunächst der Meßbereich in diesen Variablen in verschiedene Abschnitte eingeteilt und die Verteilung der Teilchenzahlen in ϕ gezeigt. Dabei wird offensichtlich, daß die Messungen vom Detektor beeinflußt werden, und daher eine Korrektur der Messungen nötig sein wird. Diese Korrektur wird im zweiten Teil dieses Kapitels beschrieben.

Mit Hilfe dieser Korrektur wird dann die Energieverteilung gemessen. Mit der Anpassung einer Funktion, welche die verschiedenen ϕ -Abhängigkeiten berücksichtigt, können dann Werte für die verschiedenen Gruppen der Strukturfunktionen erhalten werden. Nach einigen Bemerkungen über die Größen einiger zusätzlicher Parameter und einer Fehlerbetrachtung werden dann die gemessenen Verteilungen der drei Gruppen von Strukturfunktionen gezeigt und mit verschiedenen Simulationen verglichen. Eine genaue Bestimmung einzelner Strukturfunktionen ist jedoch nur im Falle von S_4 möglich.

Verwendet wurden wie im vorigen Kapitel die 1993 am H1-Detektor aufgenommenen Daten und für die Korrekturen die dort benutzten Monte-Carlo-Simulationen.

6.1 Ablauf der Messung

Zur Messung der Energieverteilung wurden Cluster aus LAr und BEMC verwendet, die sich auch in das Instrumentierte Eisen erstrecken können. Das Hauptgewicht der Energiemessung sollte aber im LAr und im BEMC liegen.

Meßtechnisch ist es leider nicht direkt möglich, aus den Kalorimetern BEMC und LAr einfach Eigenschaften von einzelnen Teilchen zu bestimmen. Es existieren nur

die Meßwerte einzelner Kalorimeterzellen, aus denen Cluster als einzige ausgedehntere Objekte rekonstruiert werden, die der Teilchenverteilung im Kalorimeter entsprechen. Daher muß versucht werden, aus Clustern Meßwerte zu erhalten, die eigentlich für Teilchen gedacht sind.

Die Daten wurden denselben Schnitten unterworfen, wie im vorigen Kapitel (*Hades, Noise, BPC*-Schnitte). Untersucht werden also nur Ereignisse mit niedrigem Impulsübertrag $Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$.

Für jedes Ereignis, welches die genannten Schnitte passierte, wurden alle Cluster des hadronischen Endzustandes nacheinander geprüft, ob sie zur Messung verwendet werden sollten. Sie mußten dazu folgenden Bedingungen genügen:

- $q_T/Q \leq 1$
- Eine gewisse Mindestenergie im LAr oder im Bemc:
Für LAr-Cluster: $E_{Cluster} \geq 0.2 \text{ GeV}$,
für BEMC-Cluster: $E_{Cluster} \geq 0.1 \text{ GeV}$
- Eine Gesamtmindestenergie (in allen 3 Kalorimetern) von mindestens 0.2 GeV

Die Energieschnitte dienen dazu, Energiebereiche, die schlecht gemessen werden, nicht in die Messung hineinzunehmen. Wie im vorigen Kapitel gesehen, sind Messungen gerade bei niederenergetischen Clustern ungenau. Mit der Bedingung $E_{LAr}^{Cluster} > 0,2 \text{ GeV}$ wird versucht, einen Teil dieses unsicheren Bereiches zu entfernen. Für BEMC-Cluster wird der Energieschnitt auf 0.1 GeV festgelegt, das durchschnittliche Rauschen ist hier zwar höher als dieser Schnitt, aber es erwies sich hier als wichtiger, etwaige Hadronensignale zusammen mit Rauschen mitzunehmen, als noch mehr wegzuschneiden. Alle Cluster, welche diesen Schnitten genügten, gehen nun in die Messung ein. Dazu muß die Energieverteilung in Abhängigkeit von x, Q^2, q_T und ϕ bestimmt werden, wobei x und Q^2 Eigenschaften eines ganzen Ereignisses sind. q_T und ϕ sind wieder Variablen der einzelnen Cluster. q_T ist der transversale Impuls des Austauschphotons in bezug auf den betreffenden Cluster, ϕ der Winkel zwischen Elektronebene und der Ebene, welche durch das Austauschphoton und dem gerade betrachteten Cluster aufgespannt wird.

Da die Ereignisse in x und Q^2 und die Cluster in q_T und ϕ über einen weiten Bereich verteilt sind, wurden die Wertebereiche dieser vier Variablen in Gebiete eingeteilt, denen die Ereignisse, bzw. die einzelnen Cluster zugeordnet wurden. In diesen Gebieten wurde dann die Energieverteilung gemessen. Der Meßvorgang geschah wie folgt:

- Messung der Elektronvariablen und x und Q^2 aus der Elektronmethode
- Schnitte auf Ereignisse (*Hades, Noise, BPC*) wie in Kapitel 5
- Die verbliebenen Ereignisse werden in x und Q^2 eingeordnet
- Schnitt auf Clusterenergien
- Bestimmung der Laborwinkel θ_B und ϕ_B der einzelnen Cluster aus den gegebenen Koordinaten, daraus werden q_T und ϕ ermittelt.

- Damit sind x , Q^2 , q_T und ϕ bekannt. Jeder Cluster wird dem entsprechenden Bereich zugeordnet, wobei sein Eintrag mit seiner Energie und $(1 - \cos\theta_{Cl})$ (θ_{Cl} = Polarwinkel des Clusters im Laborsystem) gewichtet wird.

Diese Werte wurden dann in die entsprechenden Bereiche eingetragen. Damit erhält man zunächst eine gewichtete Verteilung der Clusterenergien:

$$\Sigma(x, Q^2, q_T, \phi) = \sum_{\text{Ereignisse}} \left(\sum_{\text{Cluster}} (1 - \cos\theta_{Cl}) E_{Cl}(x, Q^2, q_T, \phi) \right)$$

Die Tabelle 6.1 zeigt die Unterteilung in (x, Q^2) -Gebiete. Diese 14 Gebiete wurden allerdings nicht gleichmässig in x und Q^2 eingerichtet, sondern so, daß die Zahl von Ereignissen sich nicht zu stark unterschied. Zudem sollten besonders ungünstige kinematische Randbereiche unerfaßt bleiben.

Nummer	Bereich in x	Bereich in Q^2	Ereignisse	Cluster mit $q_T/Q \leq 1$
1	$5 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-4}$	3 - 9	1756	838
2	$4.2 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-4}$	9 - 20	2158	1188
3	$5 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-3}$	3.5 - 13	1387	1488
4	$5 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-3}$	13 - 20	1355	1734
5	$5 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-3}$	20 - 70	847	1099
6	$1 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-3}$	3.5 - 13	1326	1542
7	$1 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-3}$	13 - 20	1740	2886
8	$1 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-3}$	20 - 35	1575	3506
9	$1 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-3}$	35 - 100	957	2351
10	$3 \cdot 10^{-3} - 6 \cdot 10^{-3}$	9 - 20	844	1718
11	$3 \cdot 10^{-3} - 6 \cdot 10^{-3}$	20 - 43	1042	2879
12	$3 \cdot 10^{-3} - 6 \cdot 10^{-3}$	43 - 100	474	1574
13	$6 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-2}$	16 - 37	362	1328
14	$6 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-2}$	37 - 100	779	3559

Tabelle 6.1: Einteilung der Gebiete in x und Q^2 mit der Zahl der zugehörigen Ereignisse und Cluster $q_T/Q \leq 1$ für die benutzten Daten.

Zu beachten ist hier das geringe Verhältnis von Clusterzahlen zu Ereigniszahlen bei einigen Gebieten (vor allem 1 und 2). Zwar sind durch den q_T/Q -Schnitt manche geometrische Bereiche der Kalorimeter ausgeschlossen (vgl. Abb. 6.2), insbesondere der Protonrest fehlt, doch ist der Unterschied zwischen den verschiedenen Gebieten auffällig. Dies weist auf Probleme bei der Messung von Clustern hin die im Folgenden noch deutlicher werden.

6.2 Messung von Clustern in x und Q^2

In einer Voruntersuchung wurden in den Kalorimetern Cluster gesucht, und für die (x, Q^2) -Gebiete in Abhängigkeit von Laborwinkeln bzw. ϕ in den folgenden Abbildungen 6.1-6.3 eingezeichnet. Dadurch kann man erkennen, wie sich Regionen im Detektor

mit schlechter Sensitivität bemerkbar machen. Es wurde bei der Gestaltung dieser Diagramme versucht, die Unterteilung in der (x, Q^2) -Ebene schematisch zu verdeutlichen, die wirklichen Grenzen bleiben jedoch weiterhin die in der Tabelle genannten. Aufgetragen sind hier Clusterzahlen in jedem (x, Q^2) -Gebiet, summiert über alle Ereignisse.

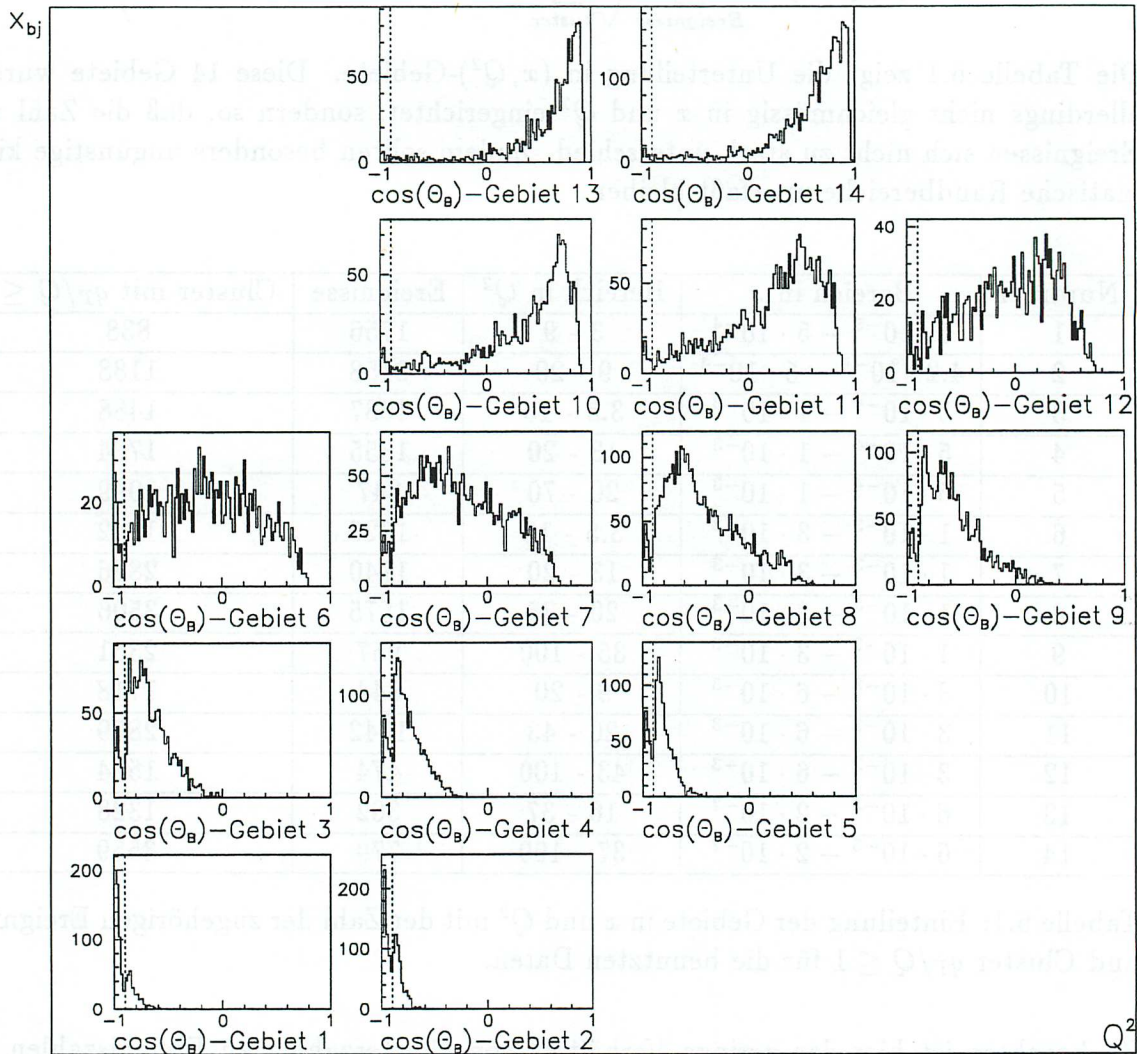


Abbildung 6.1: $\sum n_{Cluster}(x, Q^2)$, abhängig von $\cos\theta_B$ in 93-er Daten. (- - -) bezeichnet die Akzeptanzregion des BEMC.

Als erstes ist die Verteilung in $\cos\theta_B$ gezeigt. Die gestrichelte Linie bezeichnet die Grenze des BEMC. Alle Einträge mit kleineren Werten von $\cos\theta_B$ sind Messungen im BEMC oder Einträge aus dem instrumentierten Eisen hinter dem BEMC. Für niedrige x , dem kinematischen Bereich, in dem die Quark-Parton Richtung in den hinteren Teil des Detektors verläuft, ist ein Abfall der Einträge in dieser Region deutlich festzustellen.

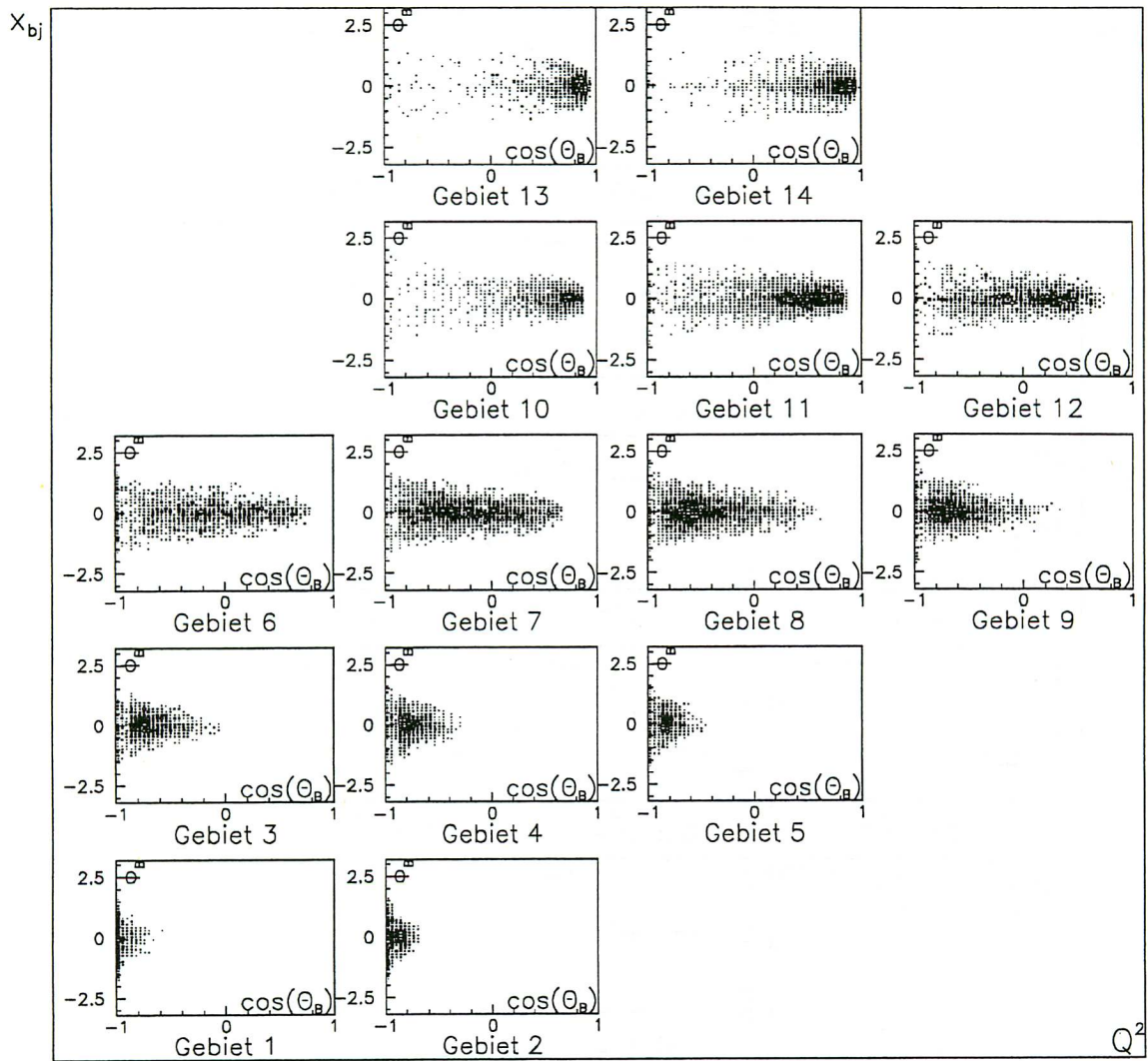


Abbildung 6.2: Verteilung der Cluster in $\cos\theta_B$ und ϕ_B .

In den zweidimensionalen Bildern (6.2) ist die Abnahme der gezählten Cluster im BEMC an einer geringeren Punktdichte in dieser Region zu erkennen. Hier sieht man auch, wie die örtliche Verteilung der Cluster im Detektor mit steigendem x bzw. sinkendem Q^2 in die Vorwärtsrichtung wandert. Da x und Q^2 nicht fest sind, sondern in jedem Gebiet leicht variieren, ist das Zentrum der Punktwolke verschmiert. Die Punktwolke ist nach vorne durch den Schnitt $q_T/Q \leq 1$ begrenzt.

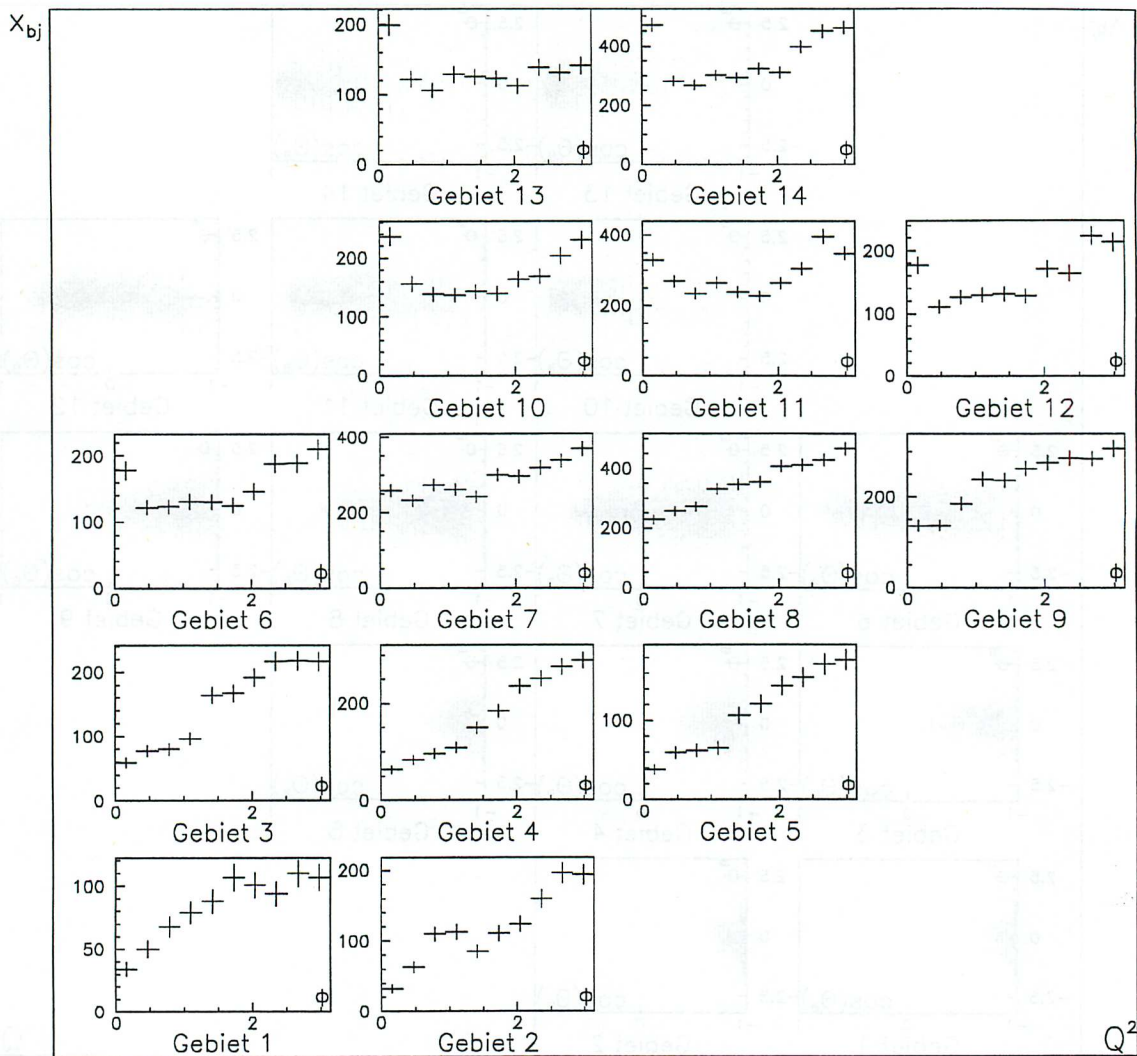


Abbildung 6.3: $\sum n_{cluster}(x, Q^2)$ in Abhängigkeit von ϕ .

Als drittes ist die Abhängigkeit der Clusterzahlen von ϕ für alle Cluster mit $q_T/Q \leq 1$ zu sehen (Abb. 6.3). Wie nach den ersten beiden Bildern nicht anders zu erwarten, fällt die Zahl der Cluster für $\phi \rightarrow 0$, was im Laborsystem den hinteren Regionen des Detektors entspricht, in den meisten Gebieten stark ab. Am deutlichsten ist dies bei kleinen x zu sehen. Der Effekt nimmt mit wachsendem x immer mehr ab, wenn der Schwerpunkt der Streujets nach vorne wandert und daher auch bei kleinen ϕ immer mehr Teilchen vom LAr-Kalorimeter aufgefangen werden.

Dieser Rückgang von gezählten Clustern ist hauptsächlich auf eine schlechte Messung von Hadronen zurückzuführen. Das instrumentierte Eisen hinter dem BEMC bietet nur einen ungenügenden Ausgleich dieses Effektes.

Außerdem wirkt sich in den eben gezeigten Bildern die gröbere Granularität des BEMC aus: Vergleicht man die Grundfläche eines BEMC-Stacks ($16.2 \text{ cm} \cdot 16.2 \text{ cm}$) mit der einer durchschnittlichen hadronischen LAr-Zelle (z.B. $8 \text{ cm} \cdot 8 \text{ cm}$) so beträgt das Verhältnis in der Fläche immerhin bereits ungefähr das Vierfache, im Vergleich zu einer elektromagnetischen LAr-Zelle (z.B. $3 \text{ cm} \cdot 3 \text{ cm}$) ist dieser Unterschied noch

größer. Der Rückgang von gezählten Clustern für kleine ϕ ist also vor allem auf die schlechte Granularität des BEMC zurückzuführen.

Für die Messung einer Energieverteilung gleicht sich dieser Granularitätseffekt aus, da nur Energien betrachtet werden. Allerdings werden so verschiedene Teilchen mit eventuell voneinander abweichenden Werten von q_T und ϕ in einen einzelnen Cluster zusammengefaßt, so daß auch hier Verfälschungen auftreten können. Diese können auch im LAr bei hadronischen Clustern auftreten, die ja auch nicht immer in einzelne Teilchen aufgelöst werden können. Außerdem bleibt das Problem der schlechten Energiemessung des BEMC für Hadronen. Dies würde sich wieder besonders bei kleinen x auswirken, wenn die Streurichtung im Quark-Parton Modell in das BEMC zeigt und damit viel Energie in dieser Region zu erwarten wäre.

Es ist also zu erwarten, daß Detektoreffekte auch die Messung der Energieverteilung beeinflussen. Somit wäre eine Korrektur der Clustermessung auf Messung von einzelnen Teilchen notwendig. Dies bietet zudem den Vorteil, daß man die korrigierten Daten mit Monte-Carlo-Rechnungen ohne Detektorsimulation, die sehr zeitaufwendig ist, vergleichen kann.

6.3 Korrektur

Eine solche Korrektur muß also für jeden untersuchten Bereich in x, Q^2, q_T und ϕ einen Korrekturfaktor bereitstellen, der aus einer gegebenen Messung von Clusterenergien den Meßwert angibt, den man erhalten hätte, wenn man Teilchen in einem perfekten Detektor gesucht hätte.

Hier bieten Monte-Carlo's Abhilfe an. Die vollständig mit Detektor durchgerechneten Simulationen geben nicht nur Clustereigenschaften nach Streuung, Hadronisierung und Detektorsimulation an, sondern auch ein Ergebnis ohne Detektoreinwirkung für einzelne Teilchen. Man erhält also durch diese Simulationen gleichzeitig Informationen über gemessene Cluster und über die Teilchen, welche sie produziert haben. Dadurch wird die gewünschte Korrektur möglich. Allerdings darf nicht vergessen werden, daß die Simulationen die Daten nicht genau beschreiben (siehe voriges Kapitel), und daher solch eine Korrektur mit Unsicherheiten behaftet ist.

Für die Korrektur gilt: Gesucht ist die Verteilung der Energie, wie sie von den einzelnen Teilchen, in jedem (x, Q^2, q_T, ϕ) -Bereich produziert wird:

$$\sum_{\text{Ereignisse}} \left(\sum_{\text{Teilchen}} (1 - \cos\theta_{Te}) E_{Te} \right) (x, Q^2, q_T, \phi)$$

Gegeben ist durch die Messung:

$$\sum_{\text{Ereignisse}} \left(\sum_{\text{Cluster}} (1 - \cos\theta_{Cl}) E_{Cl} \right) (x, Q^2, q_T, \phi) .$$

Der Korrekturfaktor ist also für jeden Bereich (x, Q^2, q_T, ϕ) der mit einem Monte Carlo errechnete Quotient dieser beiden Größen:

$$\mathcal{K} = \frac{\sum_{\text{Ereignisse}} \sum_{\text{Teilchen}} E_{Te} (1 - \cos\theta_{Te})}{\sum_{\text{Ereignisse}} \sum_{\text{Cluster}} E_{Cl} (1 - \cos\theta_{Cl})} .$$

Die Summe läuft über alle Ereignisse. Damit gilt für die Messung:

$$\Sigma_{\text{Teilchen}}(x, Q^2, q_T, \phi) = \mathcal{K} \cdot \Sigma_{\text{Cluster}}(x, Q^2, q_T, \phi)$$

Für die Schnitte nach der Rekonstruktion (Hades, Noise, BPC) werden äquivalente auf dem Teilchenniveau benutzt. Da es hier keine einzelnen Detektorkomponenten (wie die BPC) gibt, sind dabei einige Kompromisse notwendig.

Hierbei wurden nun die oben angewendeten Schnitte vereinfacht zu:

- $E'_{el} > 14 \text{ GeV}$
- $W^2 > 3000 \text{ GeV}$
- $157^\circ < \theta_{el} < 174^\circ$
- $E_{\text{Teilchen}} > 200 \text{ MeV}$

Eigentlich erfolgt die Korrektur in zwei Schritten. Zum einen müssen gemessene Cluster auf die entsprechenden Teilchen korrigiert werden. Als zweiter Schritt muß berücksichtigt werden, daß im Detektor überhaupt nicht alle Teilchen gefunden werden, weil sie in Lücken geraten und vor allem in der Strahlröhre entweichen können. Das betrifft hier, da mit dem Schnitt $q_T/Q \leq 1$ der vorderste Detektorbereich sowieso unberücksichtigt bleibt, die unter dem BEMC hinauslaufende Strahlröhre und damit den Bereich $\phi \rightarrow 0$. Da auch die Messung der Variablen x und Q^2 durch den Detektor nicht genau sind, erhält man für jedes (x, Q^2) -Gebiet nicht dieselbe Anzahl von Ereignissen. Die Korrektur gleicht damit nicht nur Detektoreffekte der Clusterbildung aus, sondern wird auch durch das „Wandern“ von Ereignissen in andere kinematische Gebiete beeinflusst.

Für die Korrektur wurde dasselbe MEAR Monte-Carlo benutzt wie im vorigen Kapitel. Es lieferte dort bei der Betrachtung von Clusterverteilungen Werte, die den gemessenen Daten besser entsprachen als MEPS, das im Vergleich mit den Daten weniger Cluster und geringere Energien erzeugte.

Die Energieverteilung wurde zunächst mit Clustern gemessen. Hierfür wurden die gleichen Ereignis- und Clusterschnitte verwendet, wie bei den Daten auch. Es folgte eine Messung mit denselben Ereignissen aus den einzelnen Teilchen, also ohne Detektoreinflüsse. Abbildung 6.4 zeigt als Beispiel die auf diese Weise für das Gebiet 8 erhaltenen Korrekturfaktoren \mathcal{K} . Das Gebiet ist in 10 gleichgroße Bereiche in q_T/Q eingeteilt:

Bereich Nr.1	$0 < q_T/Q \leq 1/10$
Bereich Nr.2	$1/10 < q_T/Q < 2/10$
...	...
Bereich Nr.10	$9/10 < q_T/Q < 1$

Aufgetragen ist die Abhängigkeit von ϕ . Dieses Gebiet ist als Beispiel aufgeführt. Alle Gebiete 6–14 zusammen finden sich in Anhang B.

Die Korrekturfaktoren haben meistens Werte zwischen $\mathcal{K} = 1$ und $\mathcal{K} = 2$, es kommen vereinzelt größere vor. Fluktuationen in ϕ sind zum großen Teil sicher statistischer

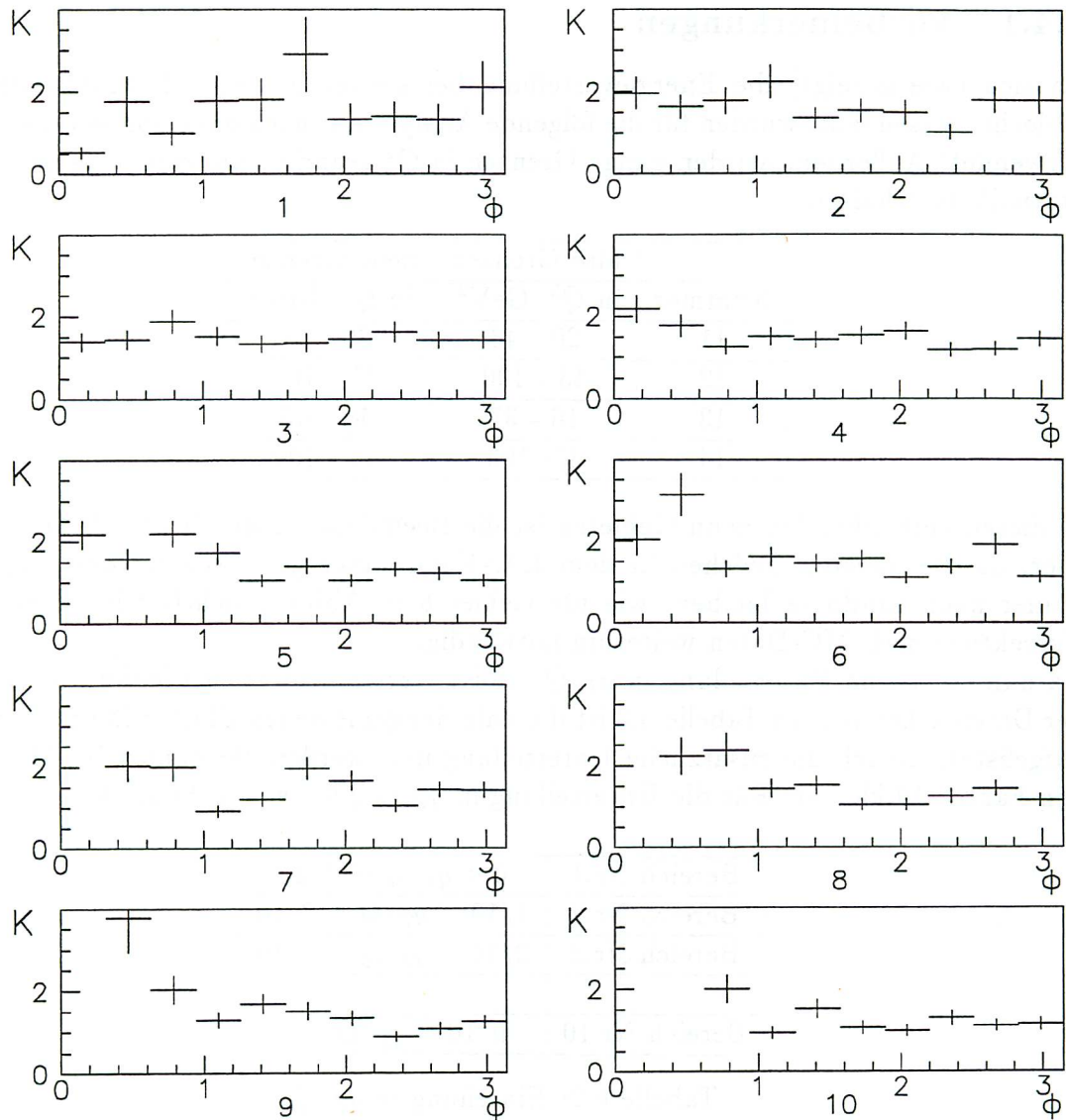


Abbildung 6.4: Korrekturfaktoren für Gebiet 8 und verschiedene q_T/Q , errechnet mit dem MEAR Monte-Carlo.

Natur, doch zeigen die Bereiche $q_T/Q \rightarrow 1$ einen starken Anstieg für $\phi \rightarrow 0$. Dies hängt wieder mit dem Einfluß des BEMC zusammen, der sich für diese Größen von q_T/Q und ϕ bemerkbar macht (vgl. Kapitel 2, Abb. 2.3). Die gezeigten Fehler sind aus der Zahl der in jedem Bereich gemessenen Cluster berechnet (siehe Kapitel 6.4.3). Dafür, daß auch die mittlere Größe der Korrekturfaktoren deutlich über dem Wert $\mathcal{K} = 1$ liegt, gibt es mehrere Erklärungen. Eine Ursache dürfte ein Effizienzgewinn sein. Die Ereignisschnitte beim Messen der Teilchen im Monte-Carlo sind weniger umfangreich als die für die vollständig simulierten. Außerdem werden sie auf Teilchen angewendet, welche nicht durch Detektoreinflüsse und Energieverluste in passivem Material beeinflusst werden.

6.4 Die Energieverteilung

6.4.1 Vorbemerkungen

Da sich (wie gezeigt) die Energieverteilung bei kleinen x wegen Detektoreinflüssen schlecht messen läßt, wurden für die folgende Analyse nur noch die Gebiete 6-14 weiterverwendet! Außerdem wurden einige Grenzen in Q^2 geändert um eine ausgeglichene Statistik zu erhalten:

	alte Grenzen	neue Grenzen
Nummer	in Q^2 [GeV ²]	in Q^2 [GeV ²]
11	20 - 43	20 - 35
12	43 - 100	35 - 100
13	16 - 37	16 - 45
14	37- 100	45 - 100

In diesen verbleibenden neun Gebieten ist die Beeinflussung durch das BEMC schwächer, da die meisten Teilchen in dem LAr-Kalorimeter gemessen werden. Da aber immer noch Einflüsse bleiben, wie für Gebiet 8 in Abb.6.4 sichtbar ist, bleibt eine Korrektur durch MC-Daten weiterhin notwendig.

Da nun noch eine Unterteilung in q_T/Q erfolgt, verschlechtert sich leider die Statistik der Daten erheblich. In Tabelle 6.3 ist die Zahl der gemessenen Cluster in $(x, Q^2, q_T/Q)$ aufgelistet. Durch die zusätzliche Unterteilung in ϕ werden die Zahlen im Mittel um den Faktor 10 kleiner! Für die Unterteilung in q_T/Q gilt (wie in Abb.6.4):

Bereich Nr.1	$0 < q_T/Q \leq 1/10$
Bereich Nr.2	$1/10 < q_T/Q \leq 2/10$
Bereich Nr.3	$2/10 < q_T/Q \leq 3/10$
...	...
Bereich Nr.10	$9/10 < q_T/Q \leq 1$

Tabelle 6.2: Einteilung in q_T/Q .

q_T/Q -Bereich	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Gebiet Nr.										
6	31	70	123	167	173	210	188	207	206	194
7	63	185	263	311	355	378	355	334	314	328
8	75	261	350	387	429	443	428	386	389	351
9	84	178	260	335	303	272	276	226	222	204
10	31	94	163	196	180	207	196	219	199	226
11	60	151	193	265	281	279	305	258	261	220
12	51	190	214	251	267	278	253	239	235	190
13	50	127	202	221	254	241	232	259	235	261
14	84	201	287	335	352	350	335	312	313	306

Tabelle 6.3: Zahl der Cluster in jedem Bereich.

Die Unterteilung in q_T/Q statt q_T bietet sich an, weil ϕ nur in dieser Form von q_T abhängig ist¹. In diesen Bereichen in $x, Q^2, q_T/Q$ wurden nun die ϕ -Abhängigkeiten betrachtet.

6.4.2 Zusätzliche Parameter

Die Energieverteilung wird aus den gewichteten Clusterenergien und den zugehörigen Korrekturfaktoren bestimmt. Man erhält als Meßgröße für jeden Bereich (x, Q^2, q_T^2, ϕ) :

$$\frac{d^4\Sigma}{dx dQ^2 dq_T^2 d\phi} = \sum_{\text{Ereignisse}} \left(\sum_{\text{Cluster}} \mathcal{K} \cdot (1 - \cos \theta_{Cl}) E_{Cl} \right) \cdot \frac{1}{\int L dt} \cdot \frac{1}{\Delta x \Delta Q^2 \Delta q_T^2 \Delta \phi} \cdot \frac{1}{a} \cdot \frac{1}{e} \cdot \frac{1}{2}$$

wobei

a = Detektorakzeptanz

e = Effektivität

$\frac{1}{2}$ = Korrekturfaktor für ϕ und

$\int L dt$ = die integrierte Luminosität für die benutzten Daten

ist.

Die Variablen $\Delta x, \Delta Q^2, \Delta q_T^2, \Delta \phi$ beschreiben die Ausdehnung der einzelnen Bereiche, in denen die Energieverteilung gemessen wird.

Allgem. Variablen

In der folgenden Tabelle 6.4 sind die Variablen aufgelistet, welche nur von dem gewählten Gebiet in (x, Q^2) abhängen. Hier ist neben Δx und ΔQ^2 der Vollständigkeit halber ψ und \mathcal{C} mit aufgeführt, welche nicht direkt in die Bestimmung der Energieverteilung eingehen, sondern über die Gleichung

$$S'_k(x, Q^2, q_T^2) = \mathcal{C}(x, Q^2, s, E_A) P_k(\psi) S_k(x, Q^2, q_T^2)$$

in die Bestimmung der eigentlichen Strukturfunktionen S . Für x und Q^2 wurde bei der Berechnung von ψ und \mathcal{C} die Mittelwerte für jedes Gebiet eingesetzt.

Gebiet	Δx	$\Delta Q^2 [\text{GeV}^2]$	ψ	$\mathcal{C} [\text{GeV}]$
6	$2.0 \cdot 10^{-03}$	9.5	4.41776	$1.78077 \cdot 10^{-08}$
7	$2.0 \cdot 10^{-03}$	7.0	3.69973	$1.42462 \cdot 10^{-07}$
8	$2.0 \cdot 10^{-03}$	15.0	3.15419	$6.59545 \cdot 10^{-07}$
9	$2.0 \cdot 10^{-03}$	65.0	2.11122	$9.75344 \cdot 10^{-06}$
10	$3.0 \cdot 10^{-03}$	14.0	4.78123	$6.11687 \cdot 10^{-09}$
11	$3.0 \cdot 10^{-03}$	15.0	4.01285	$5.79025 \cdot 10^{-08}$
12	$3.0 \cdot 10^{-03}$	65.0	3.05902	$8.56269 \cdot 10^{-07}$
13	$1.4 \cdot 10^{-02}$	29.0	5.13486	$2.14904 \cdot 10^{-09}$
14	$1.4 \cdot 10^{-02}$	65.0	4.03853	$5.37541 \cdot 10^{-08}$

Tabelle 6.4: Von dem benutzten Gebiet in (x, Q^2) abhängige Variable.

¹siehe Kapitel 2, Variable im Laborsystem

Zur Berechnung von \mathcal{C} wurden die Werte für die Protonenenergie bei HERA ($E_A = 820$ GeV) und dem Quadrat der Schwerpunktsenergie $s = 4E_A E_{el} = 8.7576 \cdot 10^4$ GeV² eingesetzt.

Da der Bereich $0 \leq \phi \leq \pi$ in 10 gleiche Abschnitte unterteilt wurde, gilt $\Delta\phi = \frac{\pi}{10}$. Δq_T^2 ist dagegen von Q^2 abhängig. Für $q_T/Q = n_i/10 \cdot Q$ gilt:

$$\Delta q_{T_i}^2 = \frac{(2n_i - 1)^2}{100} \cdot Q^2 \quad .$$

Akzeptanz und Selektion

Durch die Korrektur von Clustern auf Daten wird auch eine mangelnde Akzeptanz des Detektors ausgeglichen. Teilchen mit $\phi \approx 0$, die nach hinten in der Strahlröhre hinausfliegen, hinterlassen keinen Cluster, werden aber als Teilchen gezählt. Es kann also davon ausgegangen werden, daß Akzeptanzmängel durch die Korrektur ausgeglichen werden (d.h. $a = 1$).

Die Triggereffizienz beträgt für Ereignisse mit einem Elektron im BEMC mit einer Energie $E_{el} > 14$ GeV nahezu 100%. Durch die Selektion der Daten mittels der drei Schnitte *Hades*, *Noise*, *BPC* ergibt sich jedoch eine weitere Reduktion der Effizienz, da durch sie auch tatsächliche tiefinelastische Ereignisse verworfen werden. Wegen der Korrektur, in der ja nur vereinfachte Schnitte galten, wirken sich letztendlich nur die Schnitte in E'_{el}, θ_{el} und W^2 aus. Diese Auswirkungen läßt sich mittels dem MEAR Monte-Carlo studieren. Es wurde ohne Detektorsimulation die Zahl von Ereignissen in einem Gebiet einmal mit und einmal ohne diese Schnitte ermittelt. Zum Vergleich wurde das MEPS Monte-Carlo herangezogen. Man erhält:

MEAR									
Gebiet	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Anteil in %	100	100	100	86	67	100	94.5	43.9	91.9
MEPS									
Gebiet	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Anteil in %	100	100	100	85.5	65.9	100	94.9	45.8	91.5

Tabelle 6.5: Effizienz in (x, Q^2) -Gebieten.

Die Anteile beschreiben die Reduktionen durch die Schnitte auf dem Teilchenniveau in den einzelnen (x, Q^2) -Gebiete. Wie zu erkennen ist, unterscheiden sich beide Simulationen nur sehr wenig voneinander, die Abweichung beträgt maximal 4% (für Gebiet 13), ansonsten sind die Unterschiede geringer. Als Maß für die Effizienz wurden die MEAR-Werte gewählt, da mit diesem Monte-Carlo auch die Korrektur von Clustern auf Teilchen vollzogen wurde.

Luminosität

Für die benutzten Ereignisse ergab sich eine integrierte Luminosität von

$$\int L dt = \frac{307}{nb} = \frac{0.307}{pb} \quad .$$

6.4.3 Fehlerbetrachtung

Fehler in der Berechnung der Energieverteilung rühren von vier Quellen her:

1. Statistische Fehler der Daten
2. Statistische Unsicherheit der Korrektur
3. Systematischer Fehler der Korrektur
4. Einfluß von Hintergrundereignissen
5. Fehler auf übrige Variable (Effizienz, Luminosität)

Statistischer Fehler der Daten

Der statistische Fehler der Daten beruht auf dem Fehler der Zahl für die in einem Bereich gemessenen Teilchen.

Für diesen Fehler gilt:

$$\Delta n = \sqrt{n} \quad .$$

Die Zahl n entspricht hier der Summe über alle Ereignisse mit der jeweiligen Zahl von Clustern in $(x, Q^2, q_T/Q, \phi)$:

$$n = \sum_{\text{Ereignisse}} n_{x, Q^2, q_T/Q, \phi}^{\text{unkorr}} \quad .$$

Im Allgemeinen liegt der Hauptanteil des gesamten Fehlers an diesem statistischen, da zum Teil nur wenige Cluster gefunden wurden.

Stat. Unsicherheit der Korrekturfaktoren

Der statistische Fehler der Korrekturfaktoren wurde ebenfalls aus der im Monte-Carlo bestimmten Zahl von Einträgen in $(x, Q^2, q_T/Q, \phi)$ sowohl für Cluster, als auch für Teilchen bestimmt. Der gesamte Fehler wurde anhand der Gauss'schen Fehlerfortpflanzung ausgerechnet:

$$\frac{\Delta \mathcal{K}}{\mathcal{K}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta n_{\text{cluster}}}{n_{\text{cluster}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta n_{\text{Teilchen}}}{n_{\text{Teilchen}}}\right)^2} \quad .$$

Systematischer Fehler der Korrektur

Da die Monte-Carlo Rechnungen bei der Bestimmung von Energien und Impulsen des hadronischen Endzustandes in der Regel um 5% zu hoch liegen [11], ergibt sich dadurch eine systematische Unsicherheit. Da die Teilchenenergien linear in die Bestimmung der Energieverteilung eingehen, bedeutet das im Endeffekt einen zusätzlichen Fehler von eben 5%, der in den Fehler der Korrekturfaktoren mit eingeht. Für das in Kapitel 5 und nun ebenfalls zur Korrektur benutzte MEAR sind die Unterschiede bei der Messung hadronischer Impulse etwas größer, doch wird die Unsicherheit von 5% als systematischer Fehler beibehalten.

Für die Bestimmung der Korrekturfaktoren wurde nur die MEAR-Simulation verwendet. Da bei der Korrektur allein Detektoreffekte eine Rolle spielen, sollten eigentlich

keine größeren Unterschiede zwischen verschiedenen Monte-Carlo Generatoren auftreten. Um dies zu überprüfen, wurde mit der MEPS-Simulation in gleicher Weise Korrekturfaktoren ermittelt, und die Differenz zwischen den jeweiligen MEPS- und MEAR-Faktoren bestimmt. Dabei traten vereinzelt Unterschiede bis zu 30% auf, jedoch waren diese Unterschiede in beide Richtungen verstreut und lagen zumeist noch innerhalb des statistischen Fehlers.

Hintergrundereignisse

Trotz der angebrachten Schnitte ist immer noch damit zu rechnen, daß ein gewisser Anteil von Ereignissen nicht aus einer Tiefinelastischen Streuung stammt, sondern aus anderen Reaktionen, insbesondere Photoproduktion. Dadurch werden die Messungen in den einzelnen Abschnitten beeinflusst, es werden mehr Teilchen gemessen, als eigentlich vorhanden sind, die Energieverteilung wird größer. Durch die Schnitte $E'_{el} \geq 14$ GeV und $W^2 > 3000$ GeV² werden die Photoproduktionsereignisse nahezu eliminiert. Immer noch vorhandene leichte Zusätze dürften gegenüber der statistischen Unsicherheit der Daten wenig ausmachen und werden daher vernachlässigt.

Übrige Variable

Darunter fallen Konstanten, welche in die Berechnung des Wirkungsquerschnittes bzw. der Energieverteilung mit eingehen, wie Effizienz, Akzeptanz und die Luminosität. Beim Vergleich von MEAR und MEPS ergaben sich nur geringfügige Effizienzunterschiede (siehe Tabelle 6.5). Es wird deshalb eine mittlere Unsicherheit von 2% eingesetzt.

Für die Akzeptanz wird wegen der Korrektur kein zusätzlicher Fehler angesetzt. Aufgrund der Art der Berechnung der integrierten Luminosität existiert eine leichte Unsicherheit. Die benötigten Werte wurden aus Angaben über einzelne Meßperioden aufsummiert, jedoch sind in den verwendeten Daten nicht alle diese Perioden vollständig enthalten. Dabei handelt es sich um vier Perioden mit einer gesamten Luminosität von 0.0022pb^{-1} , was etwa $\leq 1\%$ der gesamten errechneten integrierten Luminosität entspricht. Da diese Perioden zumindest teilweise enthalten sind, liegt die Abweichung sicher unter 1%. Damit ist dieser Fehler niedriger als die allgemeine Unsicherheit der H1-Luminositätsmessung. Diese beträgt 4.5 % [12]. Dieser Wert wird daher als Fehler angenommen. Da sich dieser Fehler auf alle Messungen in gleicher Weise auswirkt, wurde er nicht bei den einzelnen Datenpunkten, sondern erst bei der Bestimmung der Strukturfunktionen einbezogen. Alle übrigen Fehler gingen in die Bestimmung der Energieverteilung ein.

Eine Fehlerquelle liegt in der Bestimmung von x , Q^2 , q_T und ϕ . Die Elektronmethode ist in der Bestimmung von x nicht immer sehr genau. Dadurch können Ereignisse den falschen Gebieten zugerechnet werden. Da die Elektronmessung im Monte-Carlo eigentlich verstanden ist, sollten die dort gewonnenen Clusterzahlen eigentlich demselben Effekt unterworfen sein. Durch die Messung von Teilchen, deren x und Q^2 angegeben und damit genau bekannt sind, dürfte dieser Effekt durch die Korrektur einigendermaßen ausgeglichen werden.

6.4.4 Messung

Mit diesen Angaben wurde $\frac{d^4\Sigma}{\Delta x \Delta Q^2 \Delta q_T^2 \Delta \phi}$ für alle Bereiche bestimmt. Die Energieverteilung wurde für jedes (x, Q^2) -Gebiet und darin für jedes der (q_T/Q) -Bereiche in Abhängigkeit von ϕ errechnet, wobei die Monte-Carlo Korrektur (MEAR) einbezogen wurde. An diese Verteilungen wurde die Funktion $f(\phi) = P_1 + P_2 \cdot \cos\phi + P_3 \cdot \cos(2\phi)$ angepaßt, wobei gilt:

1. $P_1 = S'_1 + S'_2 + S'_6$ (die konstanten Strukturfunktionen)
2. $P_2 = S'_3 + S'_7$ (die $\cos\phi$ -abhängigen Strukturfunktionen)
3. $P_3 = S'_4$ (die $\cos(2\phi)$ -abhängige Strukturfunktion)

S' sind die modifizierten Strukturfunktionen. Der Zusammenhang zu den eigentlichen Strukturfunktionen S ist:

$$S'_k(x, Q^2, q_T^2) = C(x, Q^2, s, E_A) \cdot P_k(\psi) \cdot S_k(x, Q^2, q_T^2) \quad .$$

Eine Bestimmung von S_k selbst ist nur für die vierte Strukturfunktion möglich, die als einzige isoliert auftritt:

$$S_4(x, Q^2, q_T^2) = \frac{S'_4(x, Q^2, q_T^2)}{C(x, Q^2, s, E_A) \cdot P_4(\psi)} \quad .$$

Der ψ -Term ist die zugehörige Funktion $P_4(\psi)$. Die Funktionen $P_k(\psi)$ sind in Kapitel 2 aufgelistet (Tabelle 2.2). Mit den angegebenen Werten der einzigen Variablen wurde nun der Wirkungsquerschnitt für jeden einzelnen Bereich in (x, Q^2, q_T, ϕ) ausgerechnet und wie angegeben die Ausgleichsfunktion daran angepaßt. Die Ergebnisse für die Energieverteilung sind im Anhang A in Diagrammen dargestellt. Im Folgenden werden nur die Ergebnisse für die einzelnen Parameter von $f(\phi)$ gezeigt. Die eingezeichneten Fehler ergeben sich aus der Unsicherheit der Anpassung von $f(\phi)$, zuzüglich der 4.5% Unsicherheit, welche durch die Luminositätsmessung verursacht wird. Die Abbildungen 6.5-6.7 zeigen die Ergebnisse. Dabei wurden die drei verschiedenen Parameter durch verschiedene Symbole dargestellt:

Parameter	entspricht:	Symbol	Fehlerbalken
P_1	$S'_1 + S'_2 + S'_6$	•	—
P_2	$S'_3 + S'_7$	■	—
P_3	S'_4	○	- - -

Tabelle 6.6: Bedeutung der Symbole in den Diagrammen.

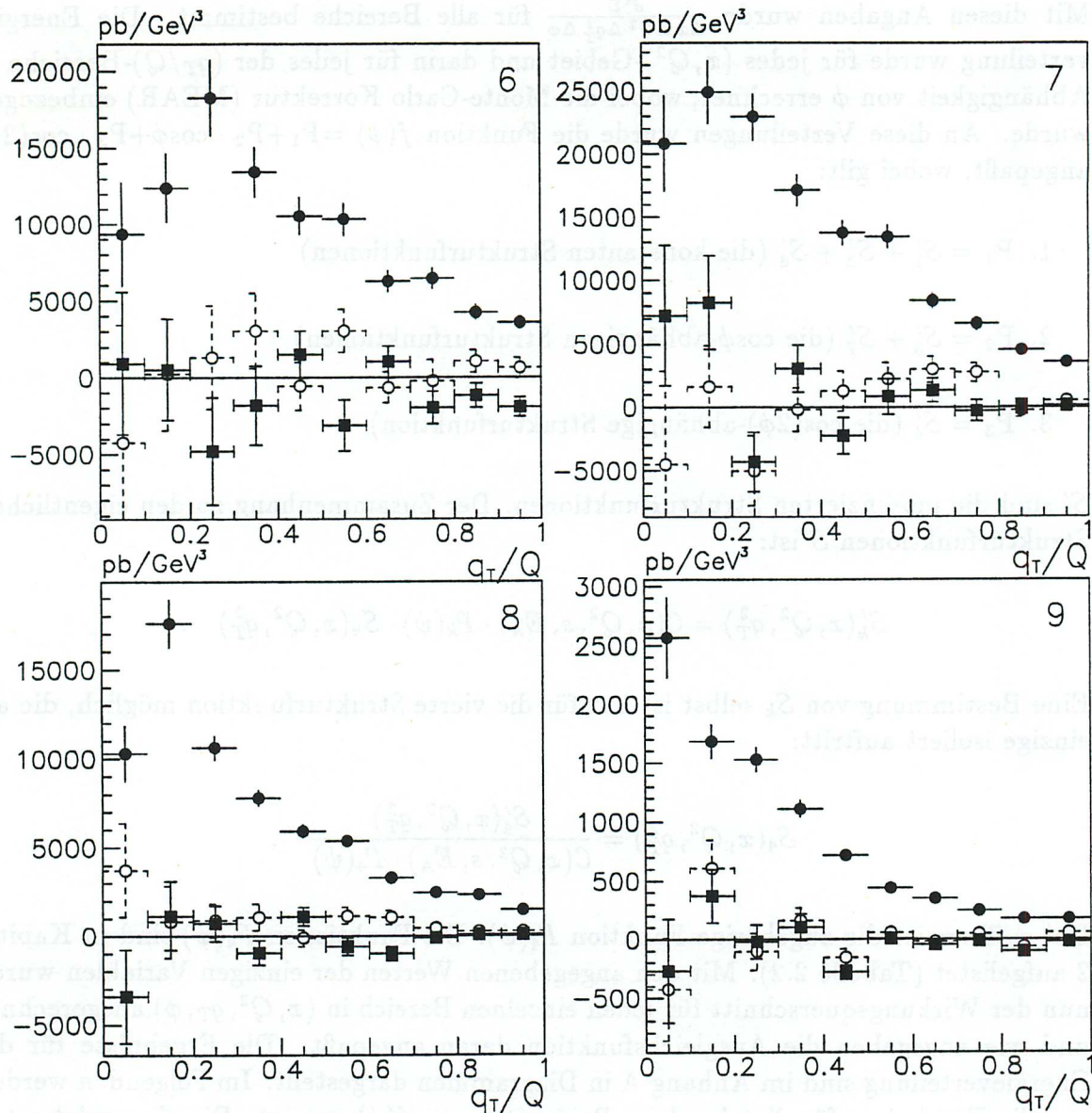


Abbildung 6.5: Größe der verschiedenen Gruppen von Struktur-
funktionen in den Gebieten Nr.6-9 .

Zunächst sind die Gebiet Nr. 6 - 9 (Abb.6.5) gezeigt. Bei gleichem x unterscheiden sie sich nur in Q^2 :

Für Nr.6 steigen mit sinkendem q_T/Q die konstanten Struktur-
funktionen wie erwartet an. Dieser Anstieg kommt bei einem $q_T/Q \approx 0.25$ zum Stillstand, für noch kleinere q_T sinken die Werte wieder ab. Eine Begrenzung der Werte für die Struktur-
funktionen ist physikalisch zu erwarten, da unendlich große Werte für Struktur-
funktionen einen unendlich großen Energiefluß bedeuten würden. Allerdings ist die Genauigkeit der
Messungen für $q_T/Q \rightarrow 0$ nicht gerade gut, wie am Fehler zu sehen ist. Dies liegt an
der mangelnden Statistik, da in diesem Bereich nur wenige Teilchen gemessen wurden.
Die Gebiete 7 und 8 zeigen ebenfalls ein Absinken der konstanten Struktur-
funktionen für sehr kleine q_T/Q , Gebiet 9 allerdings nicht.

Auch die anderen Strukturfunktionen leiden unter der schlechten Statistik, da statistische Fluktuationen der Energieverteilung in ϕ sich bei der Anpassung einer ϕ -Abhängigkeit stark bemerkbar machen. Für kleine q_T/Q sind die Werte wieder wenig aussagekräftig. Immerhin ist zu erkennen, daß P_2 häufig unter Null liegt — $P_3(\psi)$ und $P_7(\psi)$ sind negativ (siehe Tabelle 6.7) — und P_3 eher über Null liegt und etwas geringer zu sein scheint.

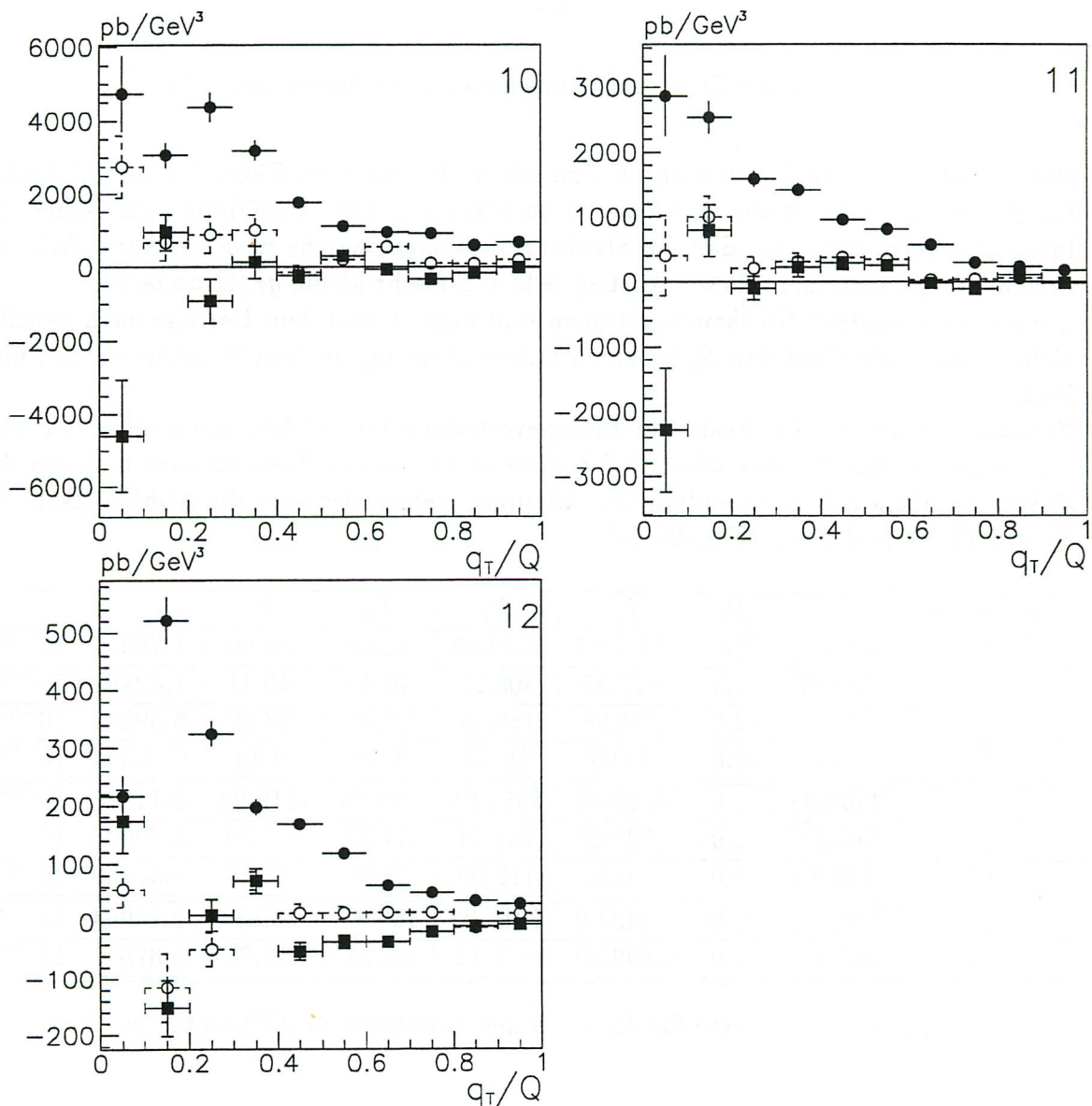


Abbildung 6.6: Strukturfunktionen in den Gebieten Nr.10-12 .

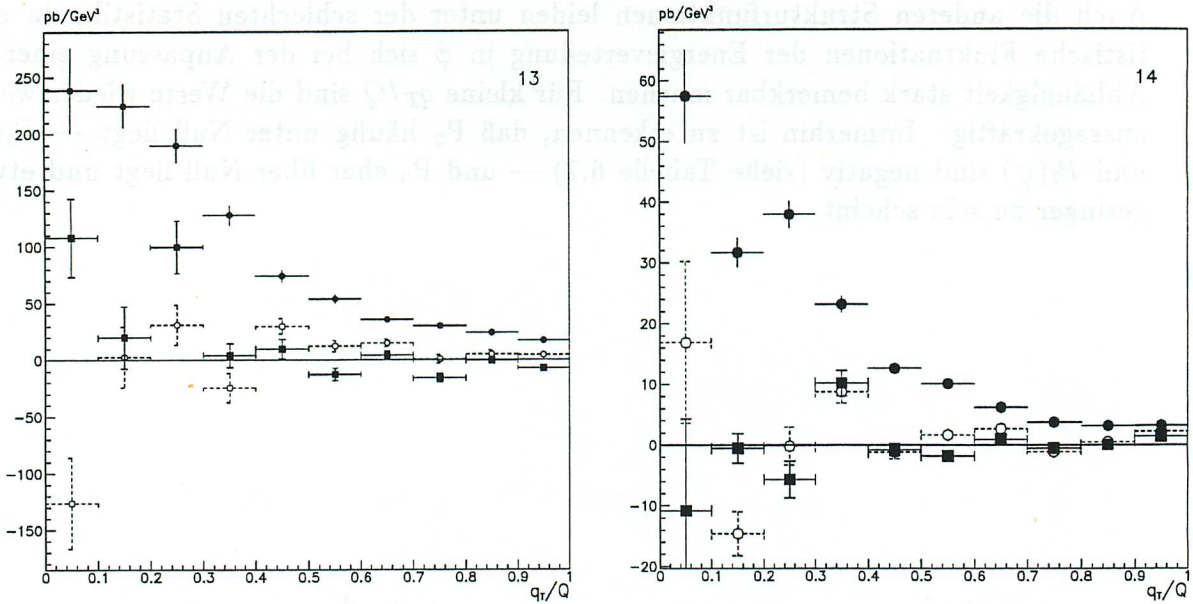


Abbildung 6.7: Strukturfunktionen in Gebieten Nr.13-14.

Die Gebiete 10-14 sind in 6.6 und 6.7 zu sehen. In fast allen Fällen ist das Abflachen für P_1 bei $q_T/Q \rightarrow 0$ wie in Gebiet 6 zu erkennen, mit Ausnahme von Gebiet 14. Insgesamt zeigt sich also, daß die Strukturfunktionen, welche in ϕ konstant sind, mit sinkendem q_T ansteigen, dieser Anstieg jedoch für sehr kleine q_T/Q abflacht.

Die $\cos \phi$ -abhängigen Strukturfunktionen sind negativ und dem Betrage nach deutlich kleiner. Auch die Funktion S'_4 ist kleiner, liegt allerdings in dem Bereich um und über Null.

Betrachtet man sich die Skala der Energieverteilung für Gebiete mit gleichem x aber unterschiedlichem Q^2 (das wären 6-7-8-9, 10-11-12, 13-14), dann erkennt man ein Absinken der Skala mit wachsendem Q^2 . Allerdings gehen hier auch die Abhängigkeit von S'_k von $P_k(\psi)$ und C ein (Tabelle 6.7):

Gebiet Nr.	P_1	P_2	P_3	P_4	P_6	P_7	C
6	1719.02	-2.0	-3437.04	1718.02	82.92	-82.90	$1.78077 \cdot 10^{-08}$
7	409.27	-2.0	-817.55	408.28	40.46	-40.41	$1.42462 \cdot 10^{-07}$
8	137.79	-2.0	-274.58	136.79	23.48	-23.39	$6.59545 \cdot 10^{-07}$
9	17.55	-2.0	-34.09	16.55	8.38	-8.14	$9.75344 \cdot 10^{-06}$
10	3555.68	-2.0	-7110.37	3554.68	119.26	-119.24	$6.11687 \cdot 10^{-09}$
11	765.14	-2.0	-1529.29	764.14	55.32	-55.29	$5.79025 \cdot 10^{-08}$
12	113.99	-2.0	-226.99	112.99	21.35	-21.26	$8.56269 \cdot 10^{-07}$
13	7212.02	-2.0	-14423.0	7211.02	169.85	-169.84	$2.14904 \cdot 10^{-09}$
14	805.44	-2.0	-1609.89	804.44	56.76	-56.73	$5.37541 \cdot 10^{-08}$

Tabelle 6.7: Werte für $P_k(\psi)$ in den gewählten (x, Q^2) -Gebieten.

6.4.5 Vergleich mit Modellrechnungen

Hier erfolgt ein Vergleich mit Monte-Carlo Simulationen, in denen Streuprozeß und Hadronisierung gemessen wurde, aber keine Detektoreinflüsse. Es werden also Teilchen gemessen, was der Messung der korrigierten Daten entspricht. Für diese einfachen Simulationen wurde erneut LEPTO 6.1 benutzt, bzw. in einem Fall ARIADNE 4.03 (bei der MEAR-Simulation).

Parameter und Bedeutung	benutzter Wert
Partondichteverteilung	MRS DH
Hadronisierung	Lund-String Modell
z-Komponente des Strahlelektrons	-26.7 GeV
Bereich in x	0.001 – 0.02
Bereich in Q^2	3.5 – 100 GeV ²
Bereich in W^2	> 3000 GeV ²
Bereich in E'_{el}	> 14 GeV
Bereich in θ_{el}	< 174°
Skala für PS	$Q^2(1-x)\max(1, \ln \frac{1}{x})$
y_{cut}^{gen} für ME	0.0025
λ_{QCD} (QCD-Variable)	0.25 GeV

Tabelle 6.8: Angaben zu den verwendeten Teilchensimulationen

Es wurden verschiedene QCD-Modelle ausgewählt, dann eine Zahl von Ereignissen generiert und die von einzelnen Teilchen in jedem Bereich ($x, Q^2, q_T/Q, \phi$) hinterlassenen Energie bestimmt. Die Strukturfunktionen wurden wie bei den Daten über die Anpassungskurve $f(\phi)$ bestimmt.

Die Gebiete 6–14 sind dieselben wie zuvor, die Luminosität erhält man aus der angegebenen Zahl von Ereignissen und dem Wirkungsquerschnitt, der von dem Simulationsprogramm angegeben wird.

Als QCD-Modelle wurden verwendet:

- α_s^0 – Es wurden keine QCD-Elemente simuliert oder berechnet. Diese Simulation wird nur für die konstanten Strukturfunktionen gezeigt.
- PS – Partonschauer im Anfangs- und im Endzustand
- ME – Matrixelemente. Dazu gehören
 QQB – Boson-Gluon-Fusion
 und
 QG – Gluonabstrahlung
- MEPS (Matrixelemente + Partonschauer)
- MEAR (CDM-Modell + ME für Boson-Gluon-Fusion)

Es wurden jeweils etwa 200000 bis 400000 Ereignisse generiert, dabei galten dieselben Schnitte wie bei der Korrektur. In den folgenden Abbildungen sind die auf diese Weise erhaltenen Kurven zusammen mit den Daten eingezeichnet. Verglichen werden zunächst nur die konstanten Strukturfunktionen, dann die für $\cos\phi$ und zum Schluß die für $\cos 2\phi$. Dabei sind die einzelnen Monte-Carlo-Kurven folgendermaßen dargestellt:

Modell	Linie
α_s^0	...
PS	- - - - -
ME
MEPS	——
MEAR	- . - . - .

Die Werte dieser Modellrechnungen wurden für jeden Bereich ausgerechnet, aber der besseren Übersicht wegen als geglättete Kurven dargestellt. Für die ϕ -abhängigen Strukturfunktionen wurden sowohl für die Modelle als auch für die Daten jeweils zwei q_T/Q -Bereiche zusammengefaßt, indem die Meßwerte für die Energieverteilung addiert wurden, ehe $f(\phi)$ angelegt wurde. Die q_T/Q -Bereiche umfassen also jetzt:

Bereich Nr.1	$0 < q_T/Q \leq 1/5$
Bereich Nr.2	$1/5 < q_T/Q \leq 2/5$
...	...
Bereich Nr.5	$4/5 < q_T/Q \leq 1$

Bei den konstanten Strukturfunktionen ($S'_1 + S'_2 + S'_6$), liegen die Simulationen untereinander für größere q_T/Q dicht beisammen, abgesehen von dem α_s^0 -Modell, das dort am niedrigsten ist, bei sinkendem q_T aber am stärksten ansteigt. Da bei diesem keine QCD-Effekte vorkommen, treten zwischen gestreutem Parton und Austauschphoton praktisch keine transversalen Impulse auf, die meiste Energie wird also in der Richtung $q_T \approx 0$ gemessen. Durch die Hadronisierung wird dieser Effekt allerdings verwischt, so daß auch Teilchen mit höherem q_T gefunden werden können, dies jedoch in weit geringerem Maße als bei den übrigen Modellen. Die Daten weichen erwartungsgemäß stark von der α_s^0 -Kurve ab.

Die Unterschiede in den anderen Modellen sind häufig sehr gering verglichen mit der Unsicherheit der Daten. MEAR hebt sich dadurch hervor, daß seine Energie etwas mehr zu höheren q_T/Q fließt als bei den übrigen Modellen, und es dagegen die niedrigste Energie im Bereich $q_T/Q \rightarrow 0$ vorhersagt. Die Daten stimmen hier mit diesem Modell am besten überein. Andere Modelle sagen in diesem Bereich zuviel Energie voraus.

Leider treten in einigen Gebieten, besonders in Nr.6, systematische Verschiebungen auf, deren Ursache nicht zufriedenstellend geklärt werden konnte.

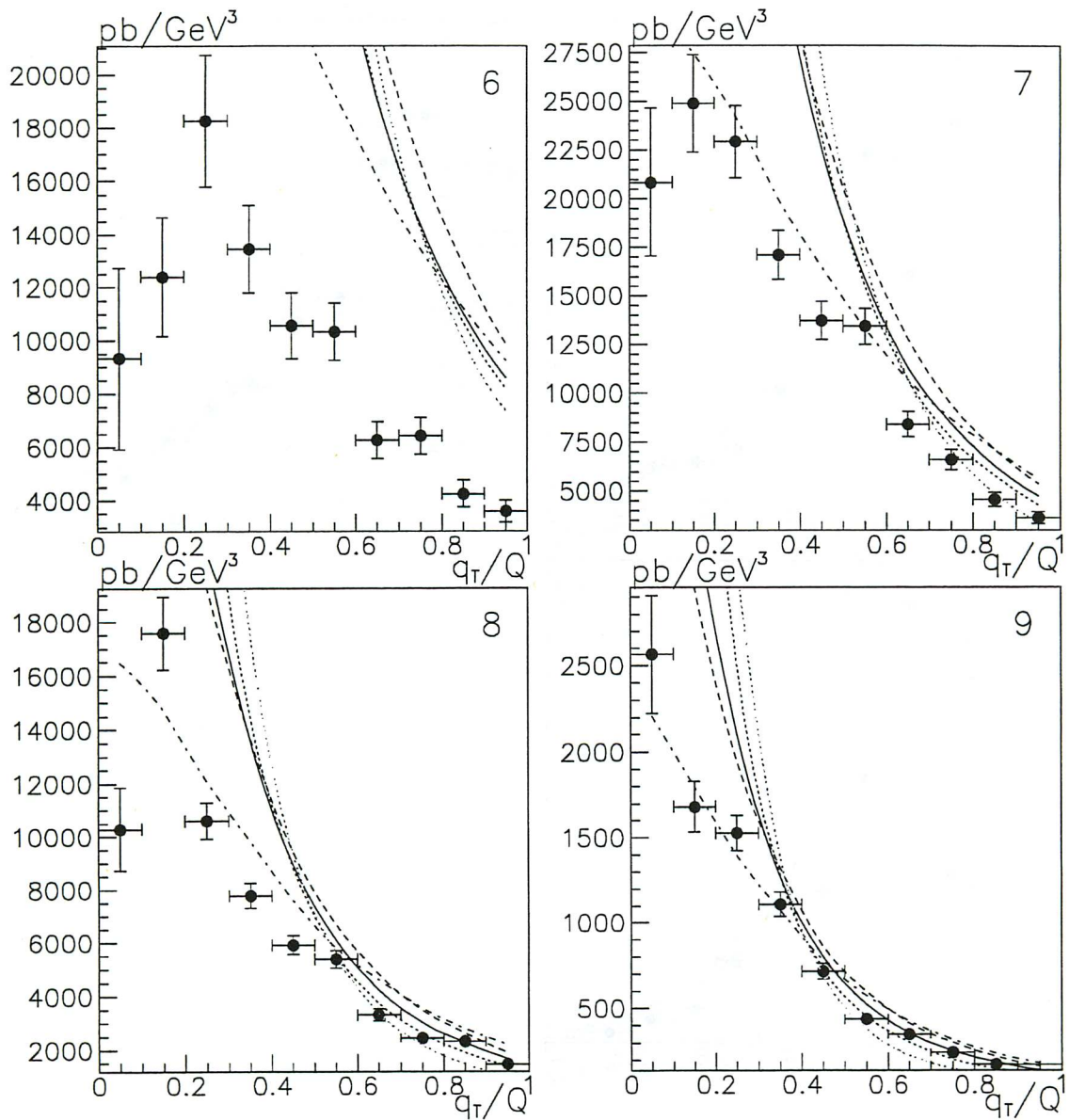


Abbildung 6.8: Die konstanten Strukturfunktionen im Vergleich mit Monte-Carlo (ohne Detektorsimulation) in den Gebieten Nr.6-9 .

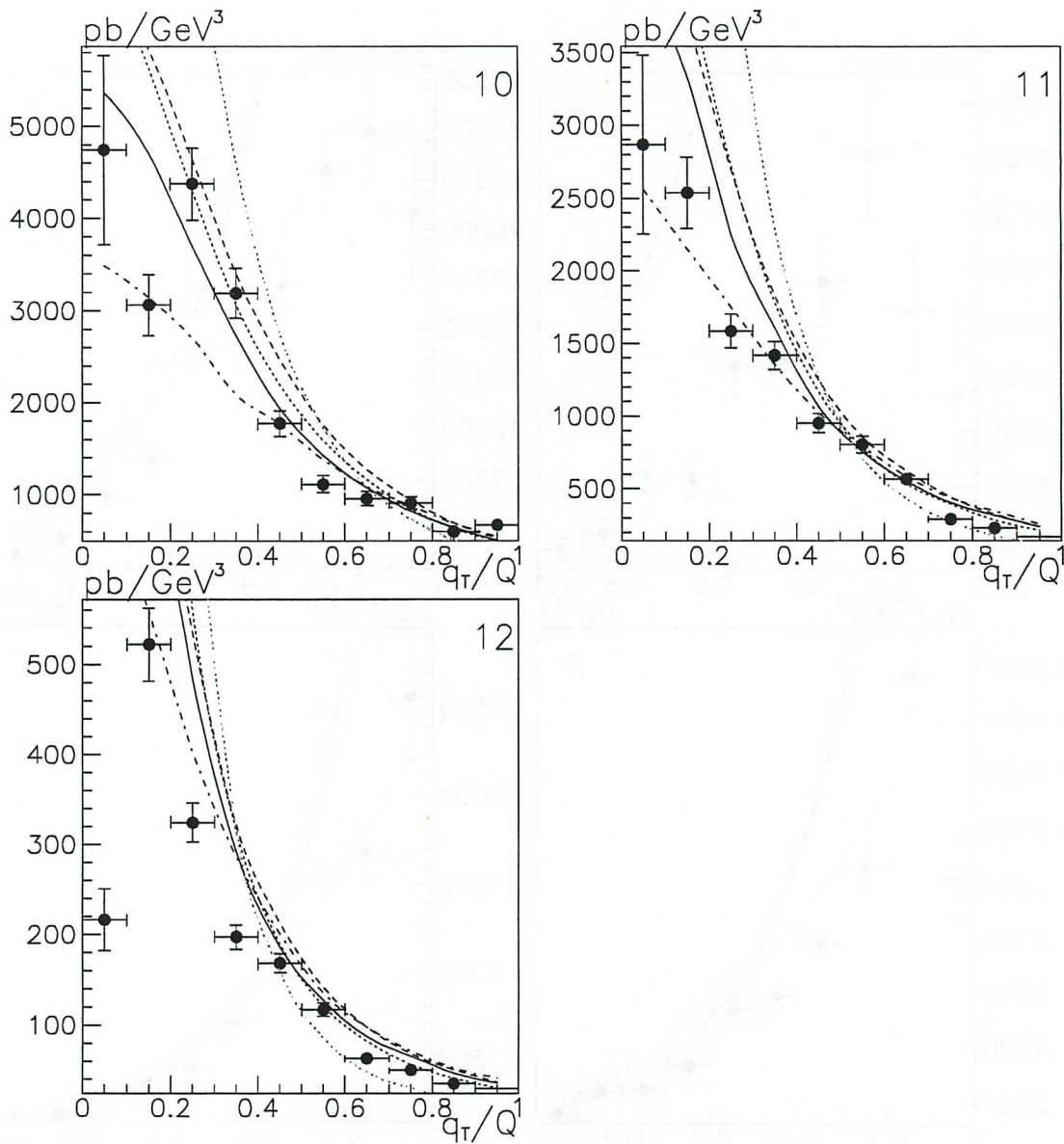


Abbildung 6.9: Die konstanten Strukturfunktionen im Vergleich mit Monte-Carlo (ohne Detektorsimulation) in den Gebieten Nr.10-12 .

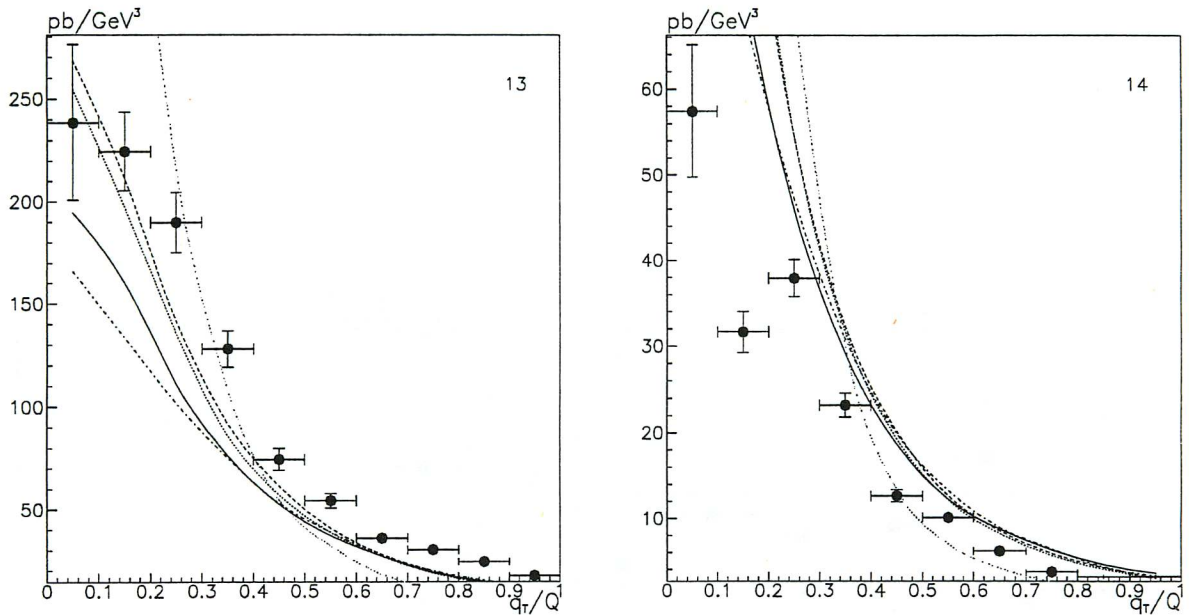


Abbildung 6.10: Die konstanten Strukturfunktionen im Vergleich mit Monte-Carlo (ohne Detektorsimulation) in den Gebieten Nr.13-14.

Für $S'_3 + S'_7$ ($\cos\phi$ -Abhängigkeit) zeigen alle Modellrechnungen negative Werte an. In manchen Gebieten ergeben sich Übereinstimmungen mit den experimentiellen Werten. Die einzelnen Modelle sind sich jedoch, verglichen mit dem Fehler der Daten, relativ ähnlich, besonders für größere q_T/Q . MEAR liegt am dichtesten bei Null und kommt damit in der Mehrzahl der Gebiete den Daten, welche zuweilen auch Meßwerte über Null liefern, wieder am nächsten.

In den verschiedenen Modellrechnungen ergibt sich also, wie in einem Teil der experimentiellen Daten auch, daß die zugehörigen Strukturfunktionen (S'_3 und S'_7) negativ sind, die Richtung $\phi \rightarrow \pi$ ist also bevorzugt. Betrachtet man den Zusammenhang zwischen ϕ und dem Laborsystem (Abb. 2.3), dann liegt, von der im Quark-Parton Modell errechneten Richtung aus gesehen, $\phi \rightarrow \pi$ im vorderen Bereich ($\theta_B < \theta^*$), also in der Richtung zum Protonrest hin, der weit vorne zu finden ist. Die Energie wird also durch die Strukturfunktionen S_3 und S_7 bevorzugt nach vorne verteilt. Im Breit-System betrachtet bedeutet dies, daß Energie bevorzugt in eine Ebene gestreut wird, welche der Ebene des ein- und auslaufenden Elektrons entgegengesetzt gerichtet ist. Das würde bedeuten, daß die beiden Ebenen gleich sind, gestreutes Elektron und der betrachtete Energiefluß aber in entgegengesetzte Hemisphären zeigen.

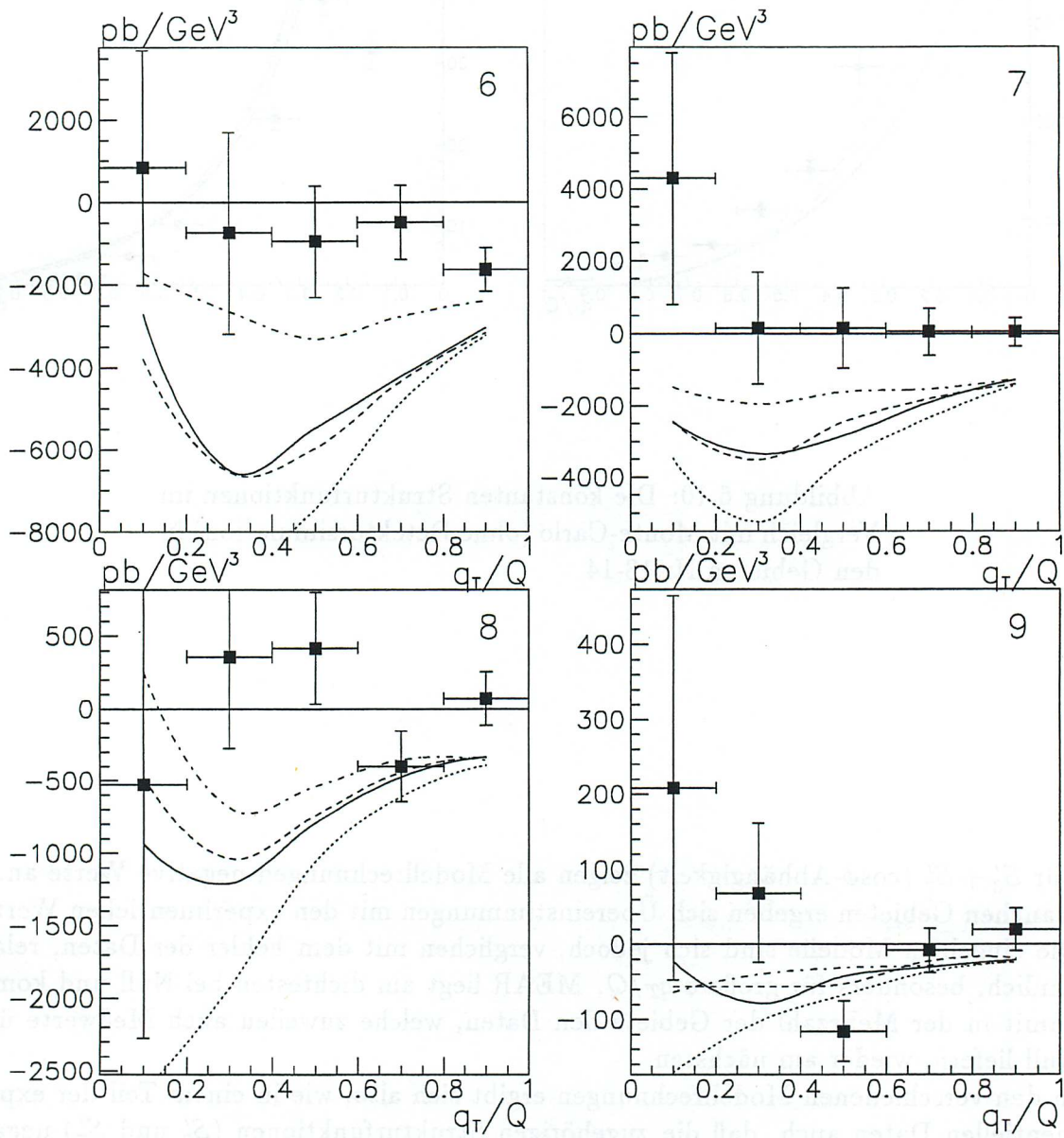


Abbildung 6.11: Die $\cos\phi$ -Strukturfunktionen im Vergleich mit Monte-Carlo (ohne Detektorsimulation) in den Gebieten Nr.6-9 .

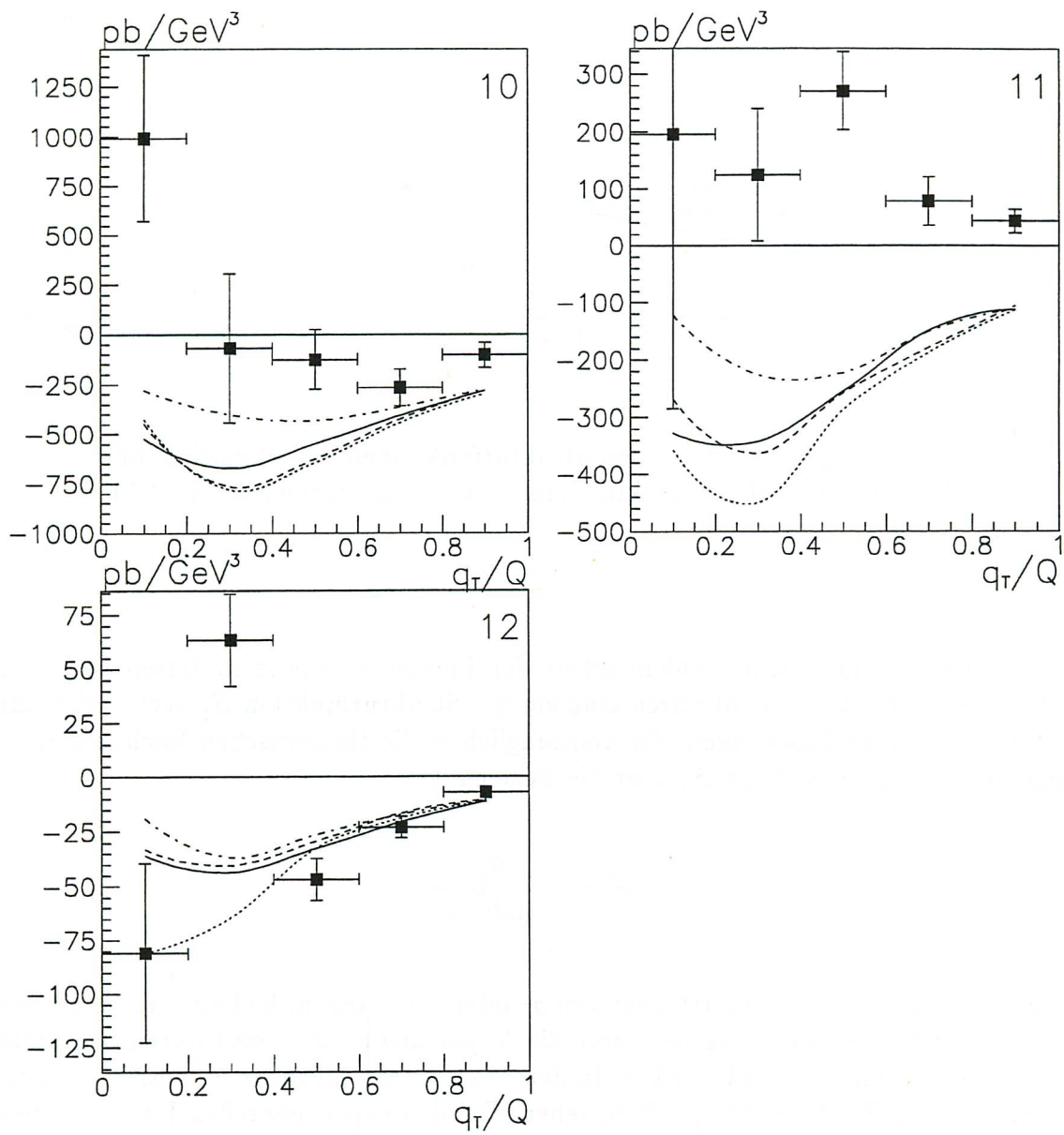


Abbildung 6.12: Die $\cos\phi$ -Strukturfunktionen im Vergleich mit Monte-Carlo (ohne Detektorsimulation) in den Gebieten Nr.10-12 .

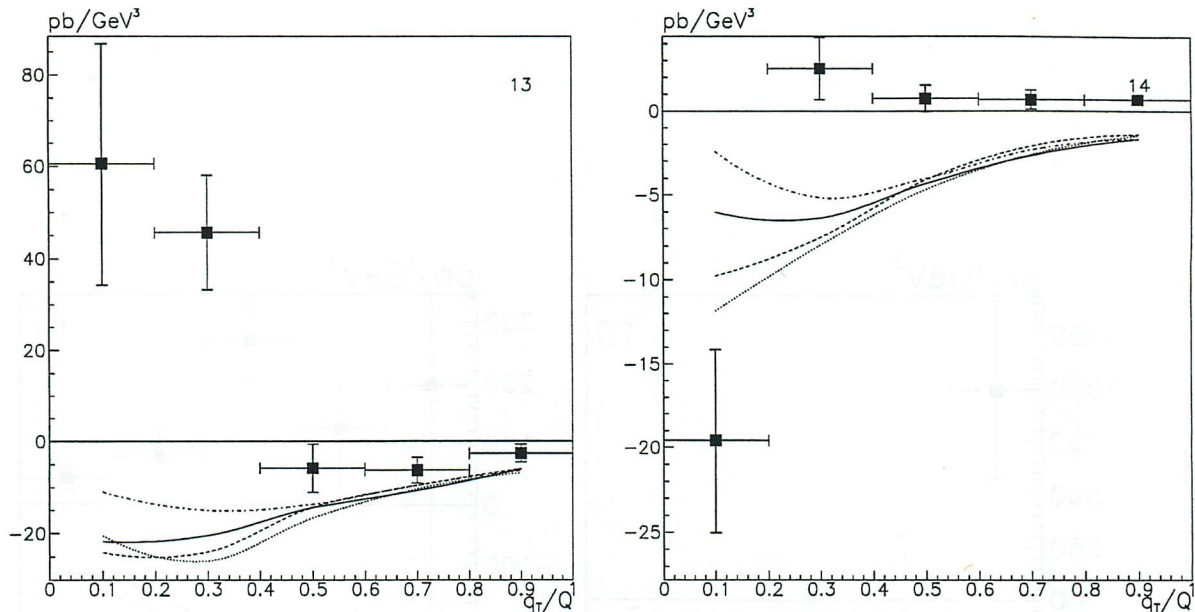


Abbildung 6.13: Die $\cos\phi$ -Strukturfunktionen im Vergleich mit Monte-Carlo (ohne Detektorsimulation) in den Gebieten Nr.13-14.

Zum Schluß ist die $\cos(2\phi)$ -Abhängigkeit der Energieverteilung in Daten und Simulationen gezeigt. Diese wird durch eine einzige Strukturfunktion S'_4 verursacht. Hier bietet sich also die Möglichkeit, die ursprünglich in die theoretischen Rechnungen eingegangene Strukturfunktion S_4 über die Beziehung

$$S_4 = \frac{S'_4}{C \sinh^2(\psi)}$$

auszurechnen. Da C und $P_k(\psi)$ nicht von q_T oder ϕ abhängen, bedeutet diese Umrechnung lediglich eine Skalierung des durch die Anpassung an $d^4\Sigma$ ermittelten Parameters P_3 . Gemessen wird S_4 in pb/GeV^4 . In den Modellrechnungen ist S_4 positiv, meistens ist ein Anstieg für sinkendes q_T/Q zu sehen. Bei den experimentellen Daten ist dieser Anstieg aufgrund von Fluktuationen und größeren Fehlern nicht immer erkennbar. S_4 liegt jedoch etwas höher als bei den Simulationen, wobei die Unterschiede zumeist noch im Bereich der Fehler liegen.

Betrachtet man sich die Größenskala in den verschiedenen Gebieten, dann ergibt sich in bloßer Abschätzung, daß bei gleichem x mit steigendem Q^2 die Größenskala absinkt. Im Gebiet Nr.6 beispielsweise liegen die Meßwerte im Bereich bis zu $10^9 \text{pb}/\text{GeV}^4$, im Gebiet Nr.9 dagegen etwa bei $10^7 \text{pb}/\text{GeV}^4$. Das Gleiche kann man auch in den anderen Bereichen (10-12 und 13-14) beobachten: In den Gebieten 10-12 sinkt die Skala von $10^8 \text{pb}/\text{GeV}^4$ auf $10^6 \text{pb}/\text{GeV}^4$ ab, in den Gebieten 13-14 von etwa $10^7 \text{pb}/\text{GeV}^4$ auf $10^6 \text{pb}/\text{GeV}^4$.

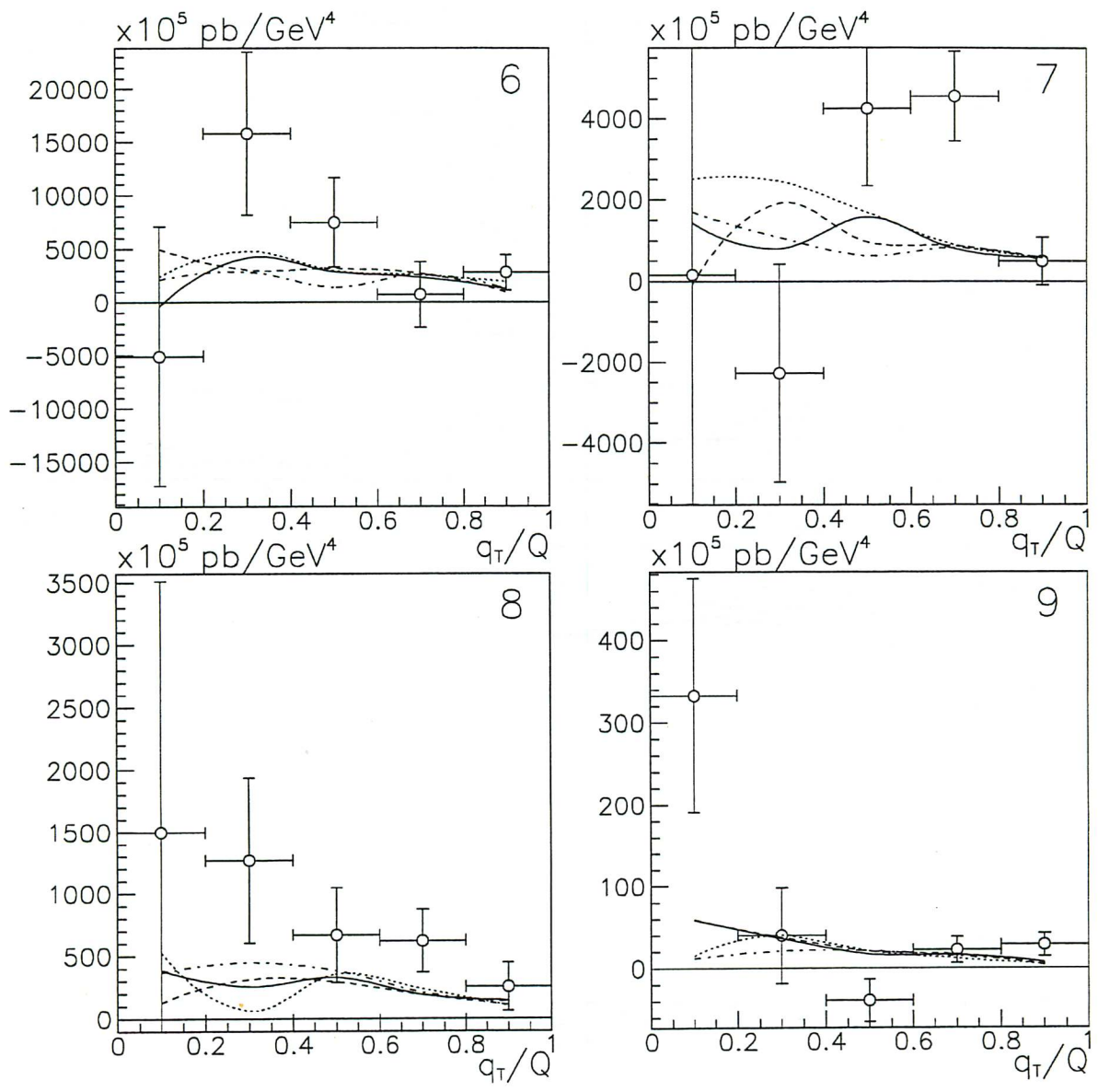


Abbildung 6.14: Die Strukturfunktion S_4 im Vergleich mit Monte-Carlo (ohne Detektorsimulation) in den Gebieten Nr.6-9 .

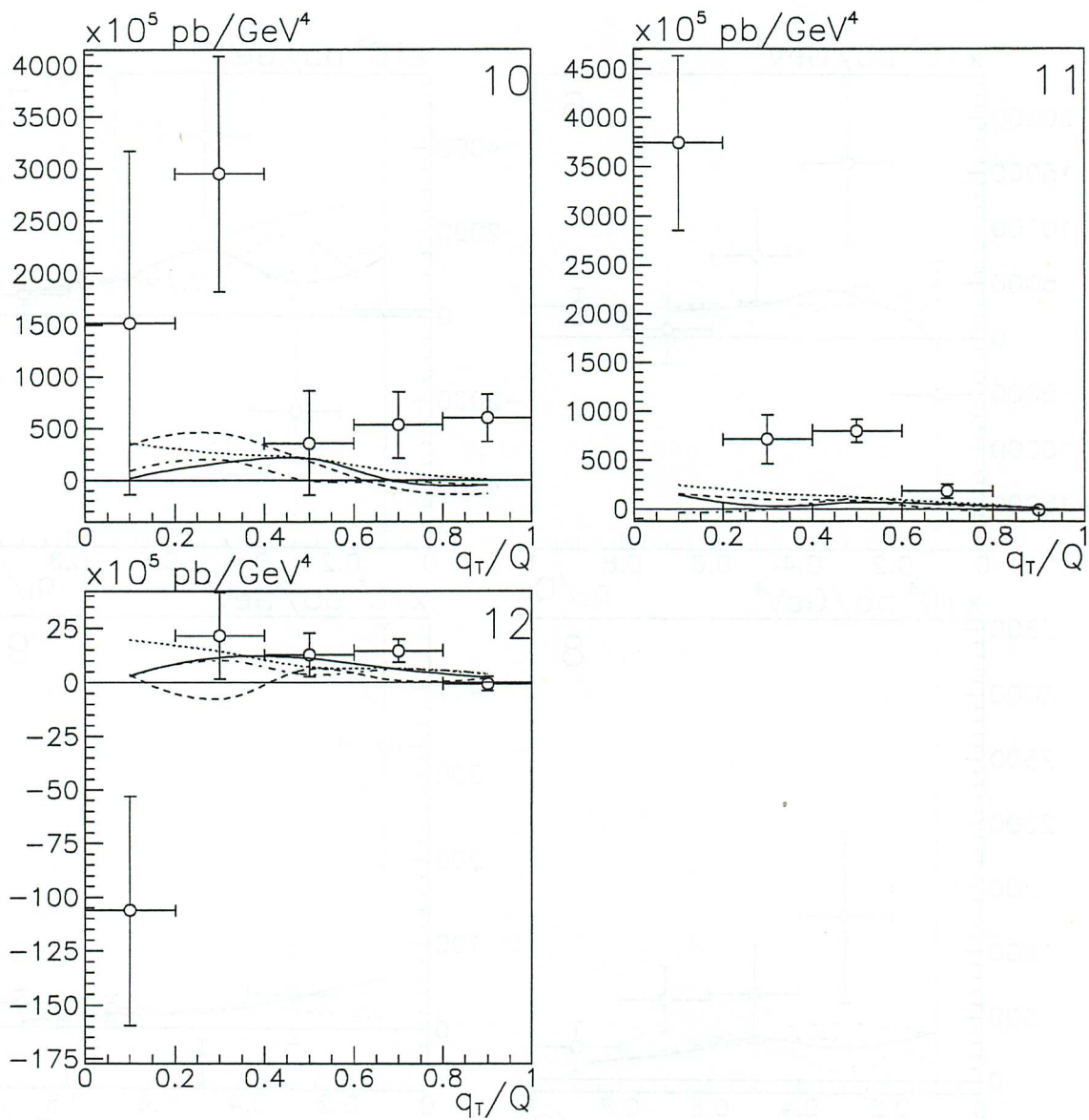


Abbildung 6.15: Die Strukturfunktion S_4 im Vergleich mit Monte-Carlo (ohne Detektorsimulation) in den Gebieten Nr.10-12 .

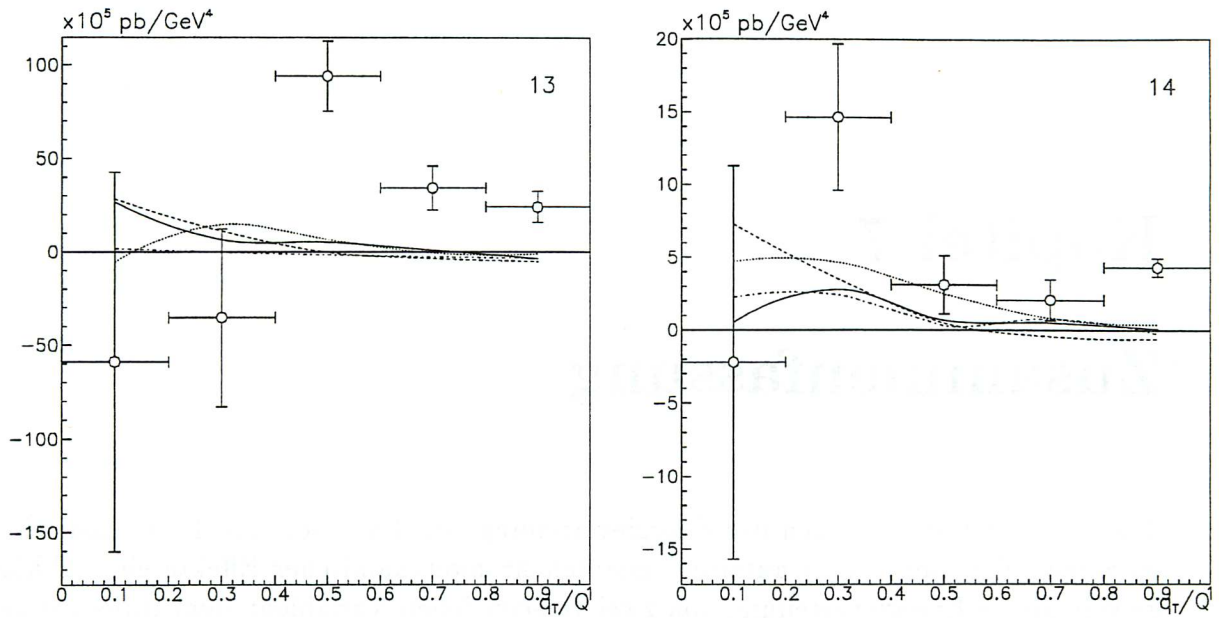


Abbildung 6.16: Die Strukturfunktion S_4 im Vergleich mit Monte-Carlo (ohne Detektorsimulation) in den Gebieten Nr.13-14.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Theoretische Berechnungen der Energieverteilung von Partonen aus Tiefinelastischen ep-Streuereignissen zeigen aufgrund quantenchromodynamischer Effekte eine Abhängigkeit dieser Energieverteilung von zwei verschiedenen Variablen: dem transversalen Impulsanteil q_T des zwischen Elektron und Proton ausgetauschten Photons relativ zu dem Impuls des betrachteten Partons, und dem Winkel ϕ zwischen der Ebene, welche durch das ein- und auslaufende Elektron gebildet wird, und der Ebene, welche durch das Austauschphoton und das gerade betrachtete Parton aufgespannt wird.

Diese Abhängigkeiten lassen sich durch neun Strukturfunktionen beschreiben, welche von q_T abhängig sind, sowie von dem Bjorken'schen x des ursprünglich gestreuten Partons und dem Impulsübertrag Q^2 des Photons, zwei Variablen, welche für alle Teilchen eines Ereignisses gleich sind.

In der Realität mißt man allerdings nicht Partonen, sondern reelle Teilchen, in welche die Partonen fragmentieren. Die Hoffnung war, daß diese Fragmentierung sich nicht auf die Messungen auswirke.

Die Messung eines Teiles dieser Strukturfunktionen wurde in dieser Arbeit durchgeführt. Dazu wurden Daten von Tiefinelastischen Streuereignissen verwendet, die 1993 mit den Kalorimetern des H1-Detektors am HERA-Speicherring aufgenommen worden waren, wobei in der Hauptsache das große Flüssig-Argon-Kalorimeter benutzt wurde.

Bei diesem existieren allerdings Schwierigkeiten in der Messung von Impulsen und Energien der aus dem Proton hervorgegangenen Teilchen, es ergaben sich Unterschiede zwischen den Ergebnissen detaillierter Simulationen von ein bis mehreren Prozent, je nach verwendetem Simulationsmodell. Außerdem gab es Hinweise darauf, daß manche Probleme der Energiemessung besonders dann auftreten, wenn die beobachteten Cluster niedrige Energien haben.

Für die Messung der Energieverteilung wurden x , Q^2 und q_T in verschiedene Bereiche eingeteilt, und in diesen die Abhängigkeit der Energieverteilung von ϕ gemessen.

Ein weiteres Problem trat dadurch hinzu, daß ein Teil des geometrischen Meßbereiches von einem elektromagnetischen Kalorimeter (dem BEMC) abgedeckt ist, das zu Messungen von hadronischen Teilchen schlecht geeignet ist. Außerdem sind die Energiemessungen im LAr-Kalorimeter (Cluster) bei Hadronen nicht immer nach einzelnen Teilchen aufgelöst. Es wurde versucht, dieses Problem mit einer Korrektur zu beheben. In dieser wurden gegebene Simulationsereignisse mit und ohne Detektorsimulation verglichen und aus dem Ergebnis Korrekturfaktoren gewonnen, mit denen Clustermes-

sungen der Daten für jeden Bereich (x, Q^2, q_T, ϕ) skaliert wurden. Schon in Simulationen, welche Detektoreinflüsse nicht berücksichtigten, zeigten sich leider Unterschiede in der Messung von Partonen und reellen Teilchen, die Fragmentation beeinflusst also die gemessene Energieverteilung.

Die gemessene und korrigierte Energieverteilung wurde auf drei ϕ -Beziehungen untersucht: konstant (d.h. keine Abhängigkeit), $\cos\phi$, $\cos(2\phi)$. Dadurch werden sechs der neun Strukturfunktionen berücksichtigt. Für die übrigen wird ein Anteil von nur noch etwa 1% vorhergesagt. Sie wurden deshalb vernachlässigt.

Die drei konstanten Funktionen dominieren der Theorie nach, während die anderen drei ihnen gegenüber nur einen Anteil von etwa 10% besitzen sollten.

Bei den Messungen ergab sich:

Die in ϕ konstanten Strukturfunktionen dominieren wie erwartet. Mit sinkendem q_T steigt ihr Einfluß stark an, was bedeutet, daß die meiste Energie in etwa in die Richtung fließt, die das gestreute Parton im Quark-Parton Modell, also ohne existierende QCD-Wechselwirkungen, hätte ($q_T = 0$). Natürlich setzt sich dieser Anstieg nicht beliebig fort, sondern flacht deutlich ab, da die gesamte zur Verfügung stehende Energie durch die Streubedingungen vorgegeben ist. Für $q_T \rightarrow 0$ ist für manche (x, Q^2) sogar ein Absinken der Energie zu erkennen. Das könnte bedeuten, daß die meiste Energie nicht direkt in die genaue Quark-Parton Richtung fließt, sondern davon leicht abweicht, jedoch ist diese Beobachtung aufgrund mangelnder Statistik ungenau. In dem Bereich niedriger q_T differieren auch die Simulationsmodelle am stärksten voneinander und weichen zum Teil deutlich von den Daten ab.

Die Strukturfunktionen mit $\cos\phi$ bzw. $\cos 2\phi$ -Abhängigkeiten treten den konstanten Funktionen gegenüber in den Hintergrund, ihr Anteil ist wie erwartet deutlich niedriger. Die Abhängigkeit von $\cos\phi$ ist eine negative, das heißt, das mehr Energie in Richtung $\phi \rightarrow \pi$ gefunden wird. Im Laborsystem ergibt sich daraus ein verstärkter Energiefluß in Vorwärtsrichtung, also mehr Energie zwischen der Richtung im Quark-Parton Modell und dem vorne zu findenden Protonrest. Insgesamt ist also eine ungleichmäßige Verteilung in ϕ und damit ein Einfluß der Quantenchromodynamik zu erkennen.

Für die Strukturfunktion S_4 ergab sich bei konstantem x ein Abfall der Größenskala mit steigendem Q^2 , doch konnte diese wegen der Streuung der Meßpunkte nur abgeschätzt werden.

Anhang A

Anhang 1: Die Energieverteilungen der Daten

Auf den folgenden Seiten werden die Energieverteilungen gezeigt, aus welchen durch Anpassung von $f(\phi) = P_1 + P_2 \cdot \cos\phi + P_3 \cdot \cos(2\phi)$ die Anteile der verschiedenen Strukturfunktionen bestimmt wurden. Die Einteilung in q_T/Q ist wie in Kapitel 6 numeriert:

Bereich Nr.1	$0 < q_T/Q \leq 1/10$
...	...
Bereich Nr.10	$9/10 < q_T/Q \leq 1$

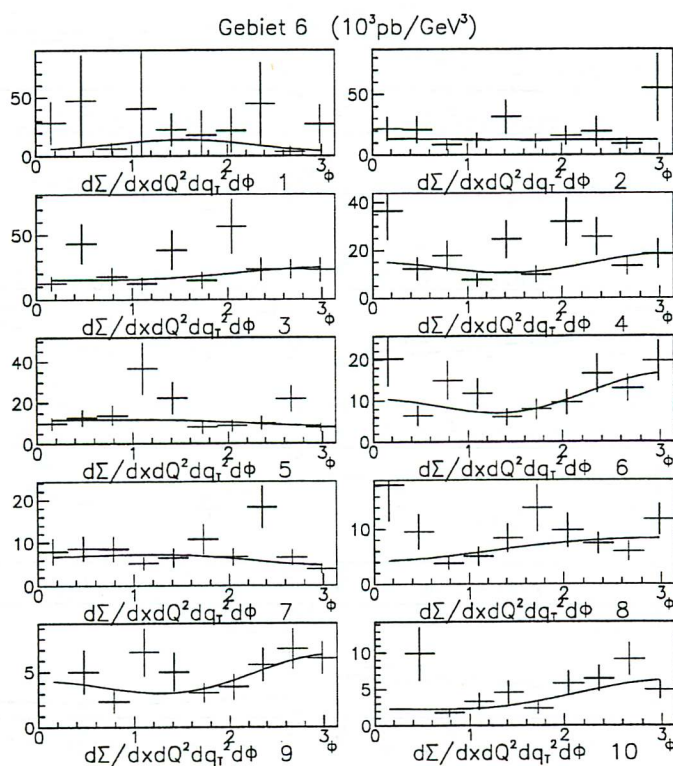


Abbildung A.1: Energieverteilung für Gebiet Nr.6 .

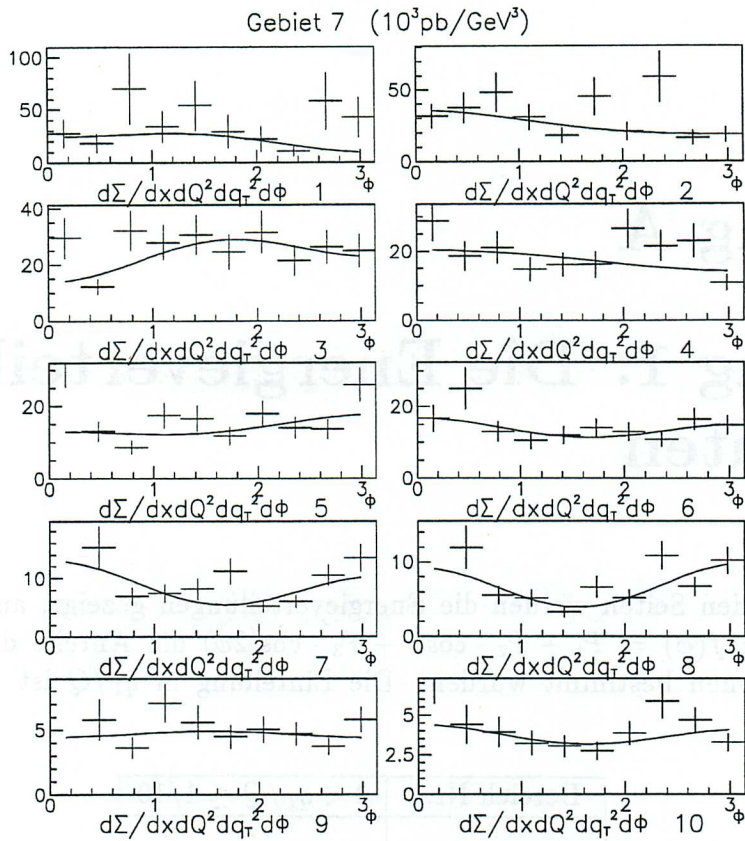


Abbildung A.2: Energieverteilung für Gebiet Nr.7 .

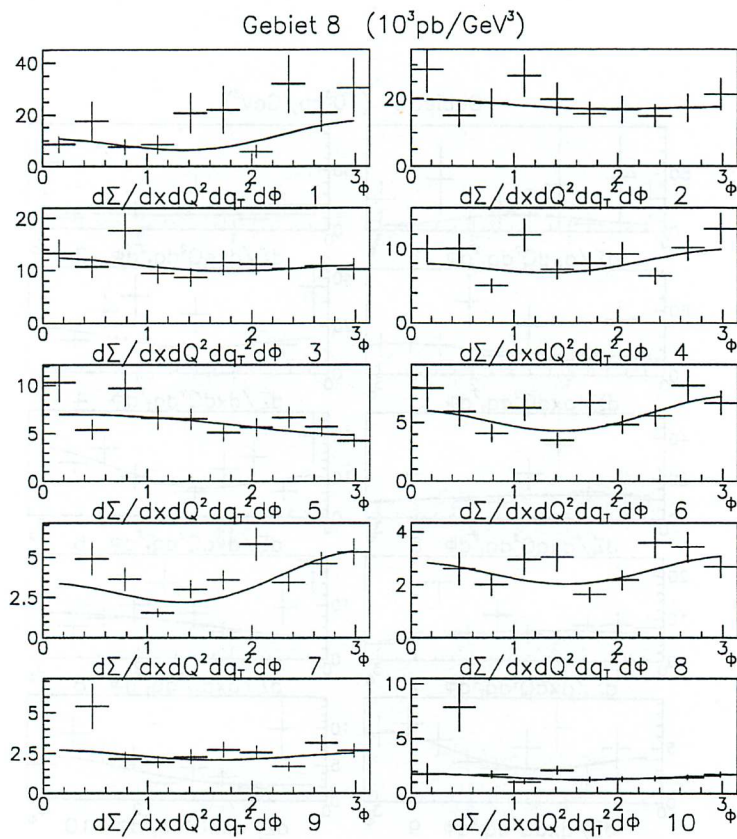


Abbildung A.3: Energieverteilung für Gebiet Nr.8 .

Gebiet 9 ($10^3 \text{pb}/\text{GeV}^3$)

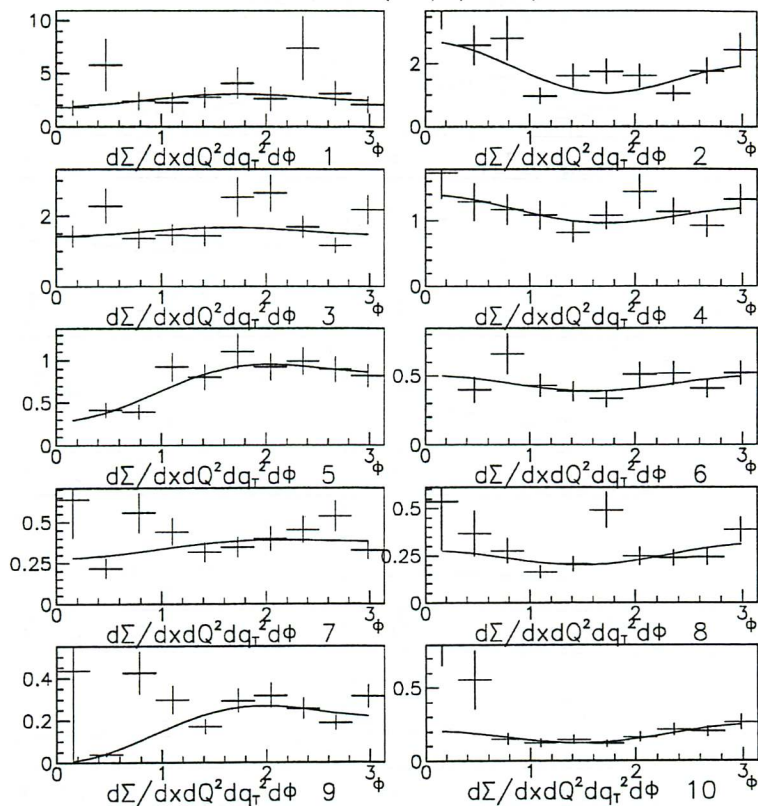


Abbildung A.4: Energieverteilung für Gebiet Nr.9 .

Gebiet 10 ($10^3 \text{pb}/\text{GeV}^3$)

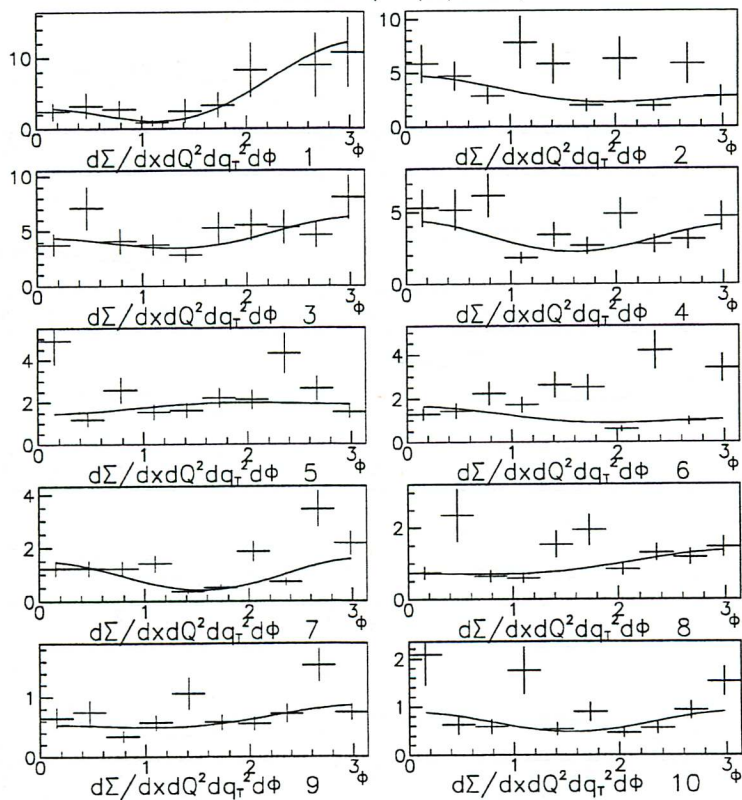


Abbildung A.5: Energieverteilung für Gebiet Nr.10 .

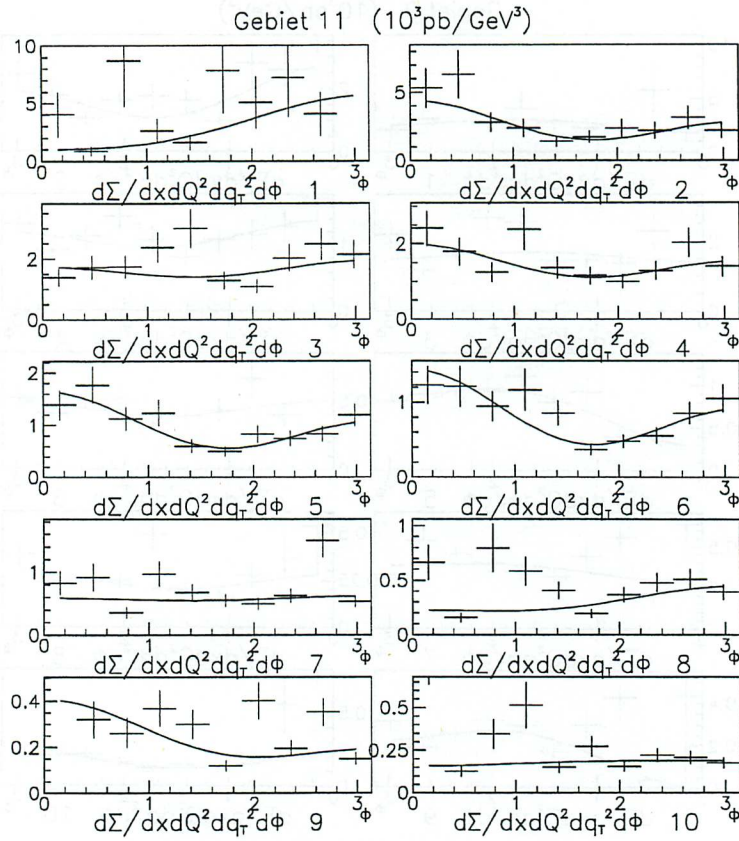


Abbildung A.6: Energieverteilung für Gebiet Nr.11 .

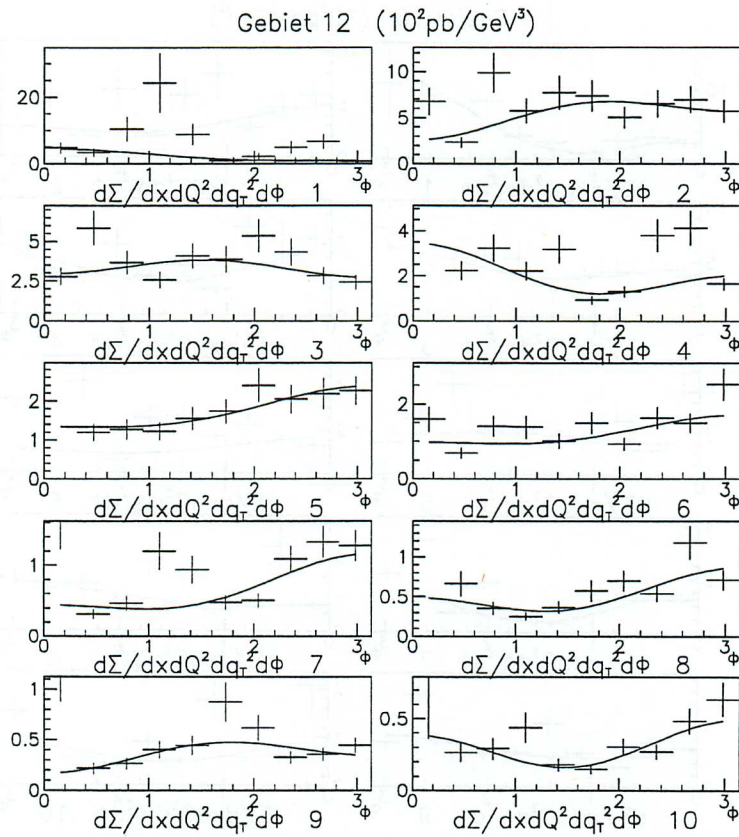


Abbildung A.7: Energieverteilung für Gebiet Nr.12 .

Gebiet 13 ($10^1 \text{pb}/\text{GeV}^3$)

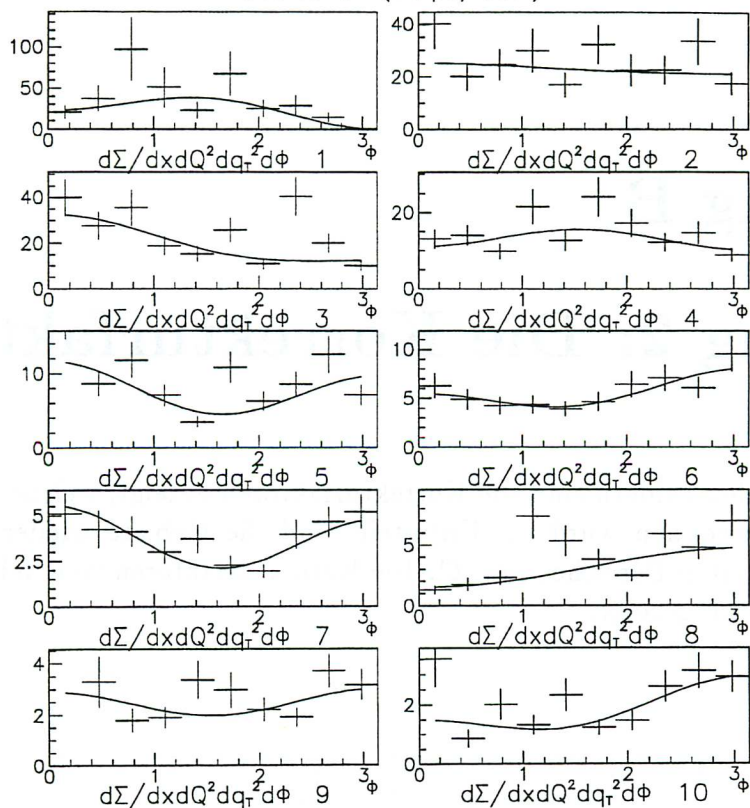


Abbildung A.8: Energieverteilung für Gebiet Nr.13 .

Gebiet 14 ($10^1 \text{pb}/\text{GeV}^3$)

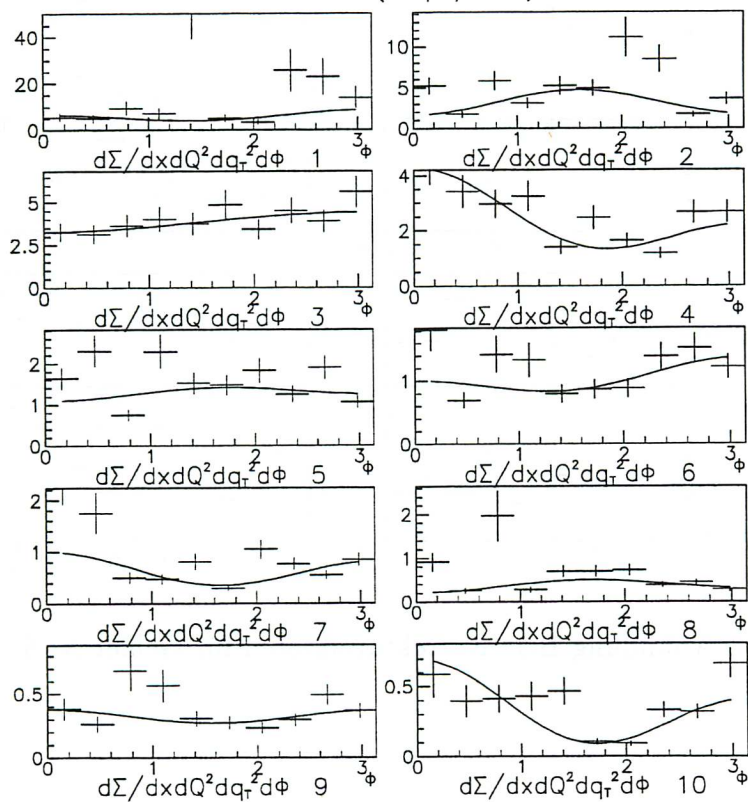


Abbildung A.9: Energieverteilung für Gebiet Nr.14 .

Anhang B

Anhang 2: Die Korrekturfaktoren

Auf den folgenden Bildern sind die Korrekturfaktoren gezeigt, welche aus dem MEAR Monte-Carlo gewonnen wurden. Unterteilt sind die Gebiete wieder in die zehn im Kapitel 6 definierten Bereiche in q_T/Q . Die Korrekturfaktoren von Gebiet Nr.9 wurden schon in Kapitel 6 gezeigt.

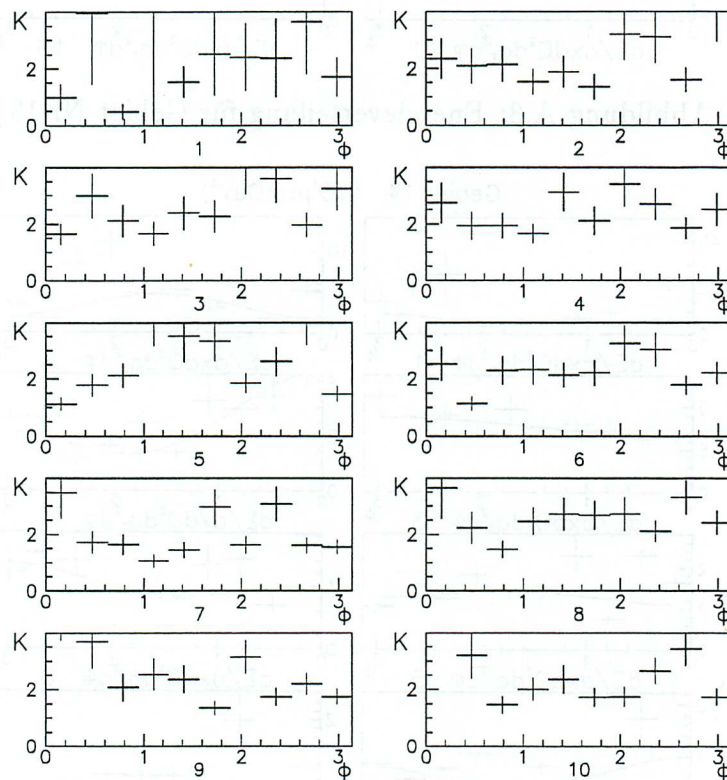


Abbildung B.1: Korrekturfaktoren für Gebiet Nr.6 .

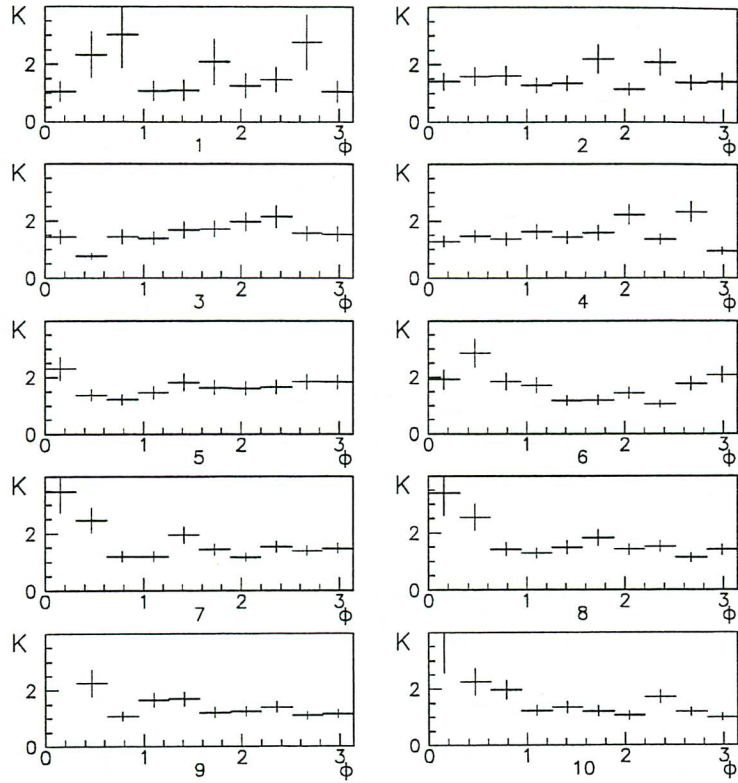


Abbildung B.2: Korrekturfaktoren für Gebiet Nr.7 .

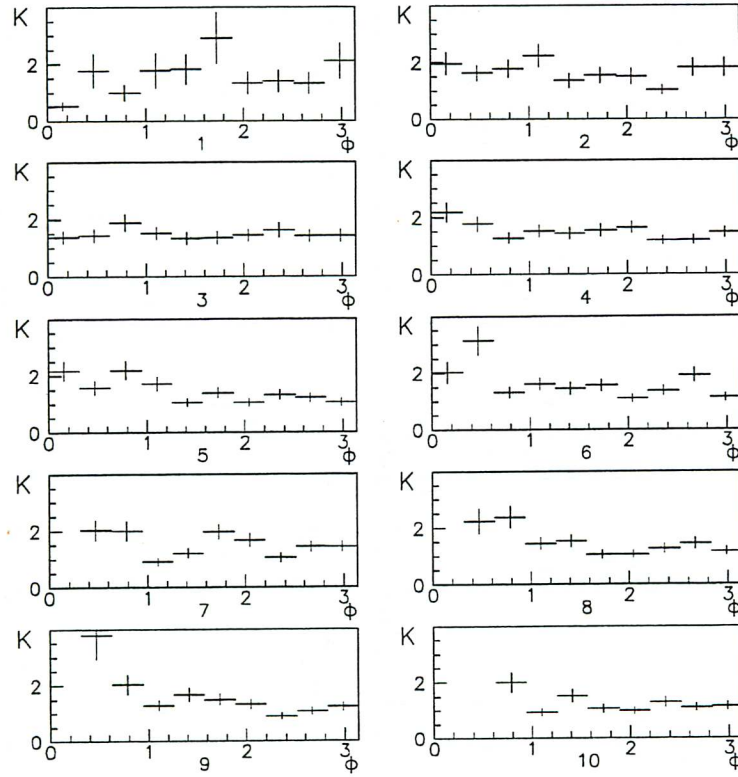


Abbildung B.3: Korrekturfaktoren für Gebiet Nr.8 .

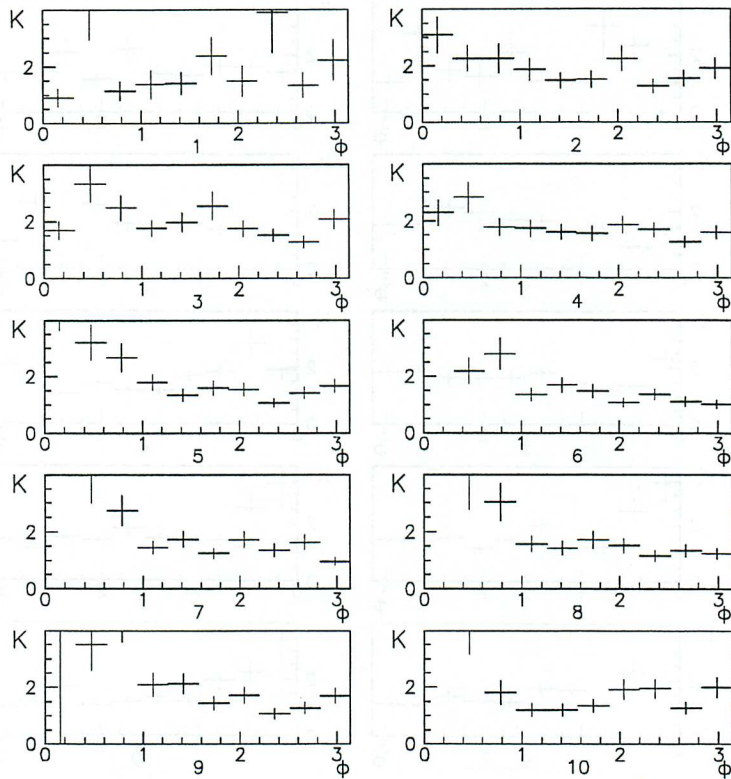


Abbildung B.4: Korrekturfaktoren für Gebiet Nr.9 .

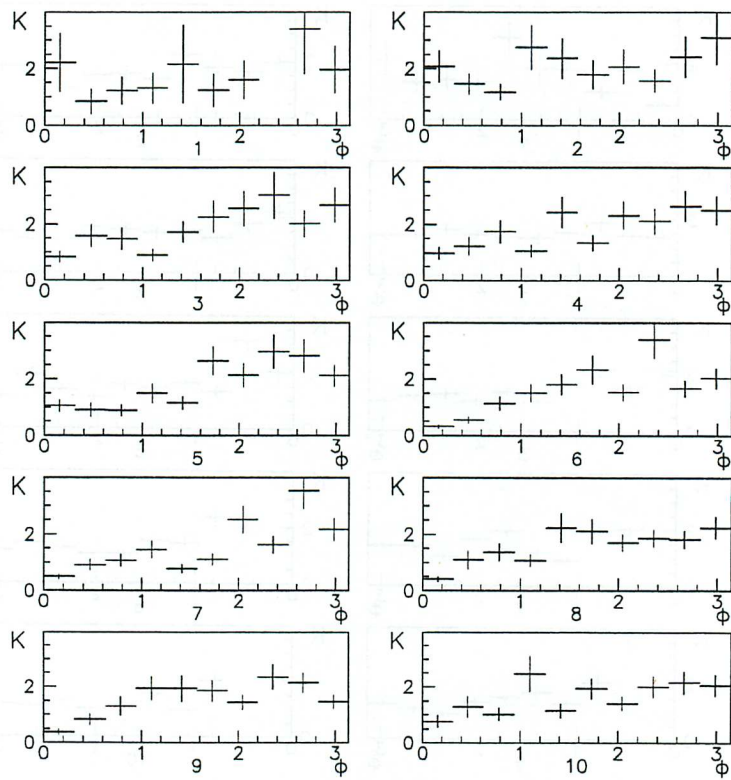


Abbildung B.5: Korrekturfaktoren für Gebiet Nr.10 .

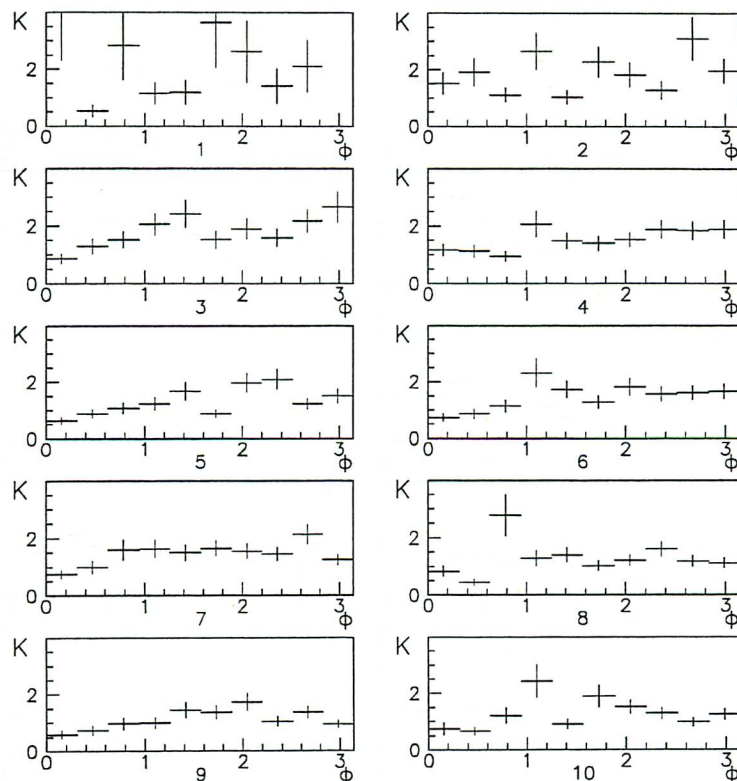


Abbildung B.6: Korrekturfaktoren für Gebiet Nr.11 .

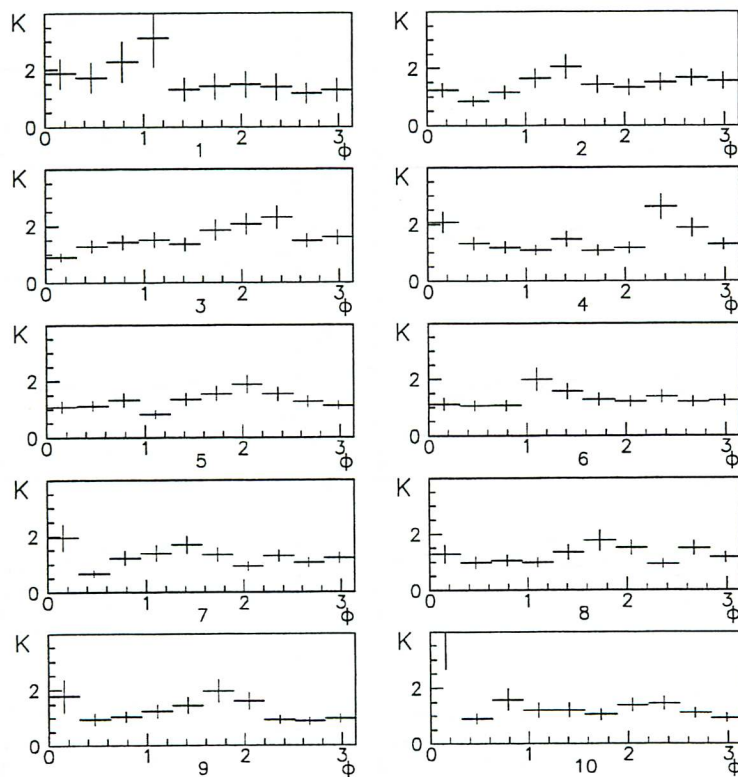


Abbildung B.7: Korrekturfaktoren für Gebiet Nr.12 .

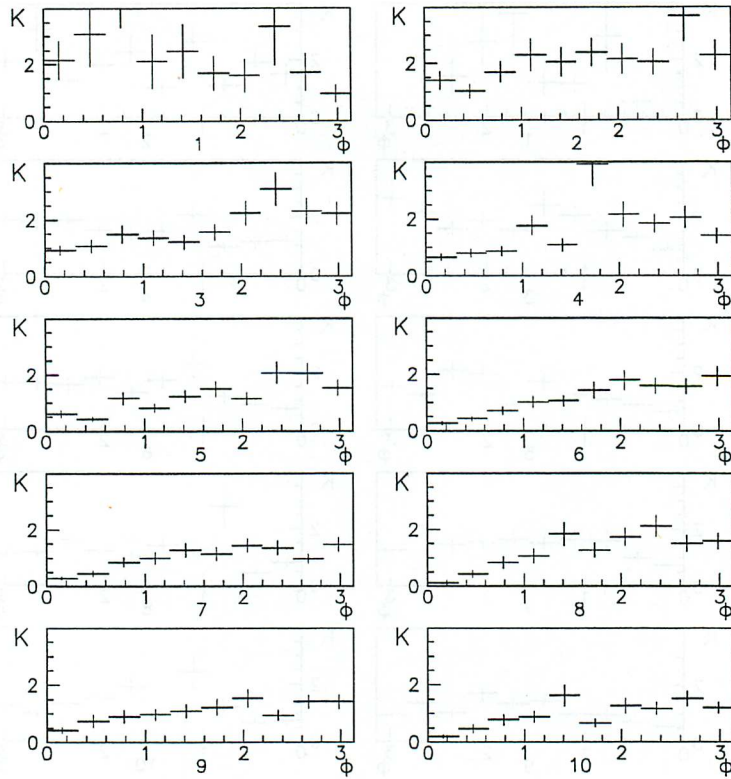


Abbildung B.8: Korrekturfaktoren für Gebiet Nr.13 .

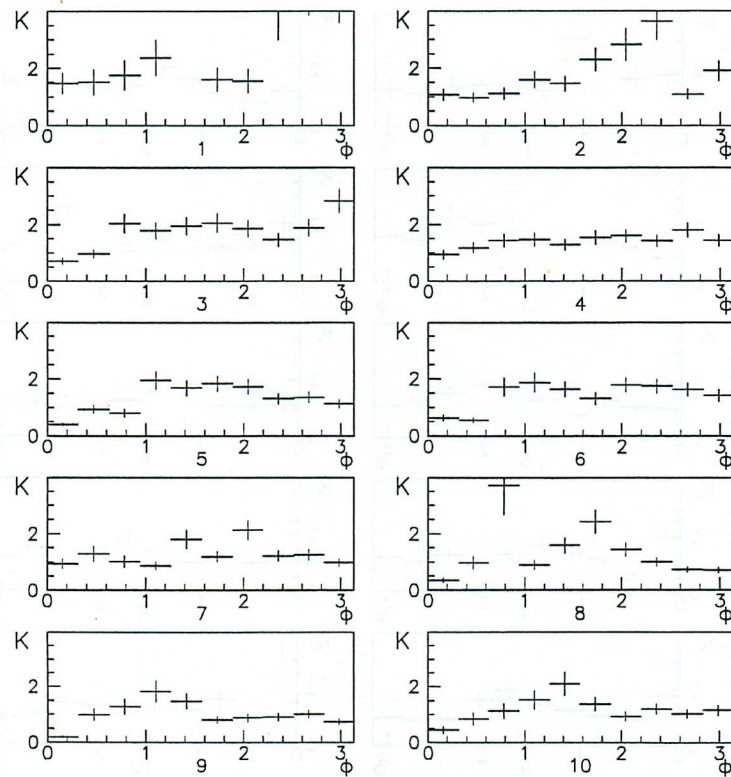


Abbildung B.9: Korrekturfaktoren für Gebiet Nr.14 .

Literaturverzeichnis

- [1] Ruibin Meng, Fredrick I. Olness, Davison E. Soper. *Semi-Inclusive Deeply Inelastic Scattering at Electron-Proton Colliders*, Nuclear Physics B 371 (1992) p.79 - 110
- [2] Donald H. Perkins. *Hochenergiephysik*, Bonn, 1991
- [3] Bentvelsen, Engelen, Kooijman. *Reconstruction of (x, Q^2) ... in neutral current scattering at HERA*, (in *Physics at Hera Vol.1, S.23 ff*), DESY 1991
- [4] St. Egli. *Photoproduction at HERA*, in: *Physics in Collision N.13* by E.-E.Kluge and K.Tittel, Heidelberg 1994
- [5] H1 Collaboration. *The H1 Detector at HERA*, DESY 93-103, Juli 1993
- [6] H1 Calorimeter Group. *The H1 liquid argon calorimeter system*, Nuclear Instr.& Meth. in Phys.Res. A 336(1993) 460-498
- [7] H1 Calorimeter Group. *Beam Tests and Calibrations of the LAr-Calorimeter with Electrons*, DESY 94-055, März 1994
- [8] H1 Calorimeter Group. *Results from Pion Calibration Runs*, Nuclear Instr.& Meth. in Phys.Res. A 336(1993) 499-509
- [9] W.Buchmüller, G. Ingelman (ed.). *Monte Carlo Generators* (in *Physics at Hera Vol.3*), DESY 1991
- [10] H1 Collaboration. *Guide to Simulation program H1SIM*
- [11] Jörg Gayler. *Persönliche Mitteilung*
- [12] G.Bernardi, M.Klein. *A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$* , DESY 95-006, Januar 1995

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Meier danke ich für die Möglichkeit, in seiner Gruppe diese Arbeit durchführen zu dürfen, und für seine Unterstützung und Betreuung während dieser Zeit.

Herr Prof. Dr. Eisele hat freundlicherweise die Aufgabe der Zweitkorrektur übernommen, wofür ich ihm zu Dank verpflichtet bin.

In der H1-Gruppe am Institut für Hochenergiephysik fand ich eine angenehme Atmosphäre und viel Hilfsbereitschaft vor, wofür ich allen danke. Hervorheben möchte ich dabei Ch.Brune und St.Tapprogge für ihre Unterstützung und die hilfreichen, fachlichen Diskussionen.

Frau I.Spinnler und Frau E.Konrad, Mitarbeiterinnen des Instituts, danke ich für ihre Hilfestellung bei einigen Problemen während der äußeren Gestaltung dieser Arbeit.

Bei ihnen und allen übrigen Mitgliedern des Instituts möchte ich mich für die freundliche Aufnahme bedanken.

Herrn Dr. J.Gayler, DESY, danke ich für seine Hilfsbereitschaft und die Zeit, die er sich für die Beantwortung meiner Fragen nahm.

Schließlich möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, ohne deren Unterstützung mein Studium nicht möglich gewesen wäre. Leider konnte meine Mutter diesen Abschluß nicht mehr erleben.