

don't remove

Interner Bericht  
DESY FH1K-94-03  
Juni 1994

Messung der Protonstrukturfunktion  $F_2$   
unter besonderer Berücksichtigung des  
H1 – Rückwärtskalorimeters

von

E. Peppel

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

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

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

Messung der Protonstrukturfunktion  $F_2$   
unter besonderer Berücksichtigung des  
H1 – Rückwärtskalorimeters

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von

**Erich Peppel**

aus Burg auf Fehmarn

Hamburg

1994

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. F. Eisele  
Prof. Dr. V. Blobel

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. V. Blobel  
Prof. Dr. E. Lohrmann

Leiter der Disputation:

Prof. Dr. R. Langkau

Datum der Disputation:

31. Mai 1994

Sprecher des Fachbereichs Physik und  
Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. E. Lohrmann

## Abstract

In this thesis the precision of the energy measurement of the H1-Backward Electromagnetic Calorimeter (BEMC) is discussed. The studies are based on data taken in 1992 at HERA. The integrated luminosity was  $22.5 \text{ nb}^{-1}$ . A calibration of the backward calorimeter of  $\pm 2\%$  is reached. This allows a measurement of the proton structure function  $F_2$  in a new kinematic domain  $3 \cdot 10^{-4} < x < 10^{-2}$  and  $8.5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 60 \text{ GeV}^2$ , which cannot be attained by previous fixed-target experiments.

Two methods are compared. In the first one  $x$  and  $Q^2$  are calculated using the scattered electron. In the second one  $Q^2$  is calculated using the scattered electron, but  $y_h$  is determined by the hadronic system. For both methods the influence of the BEMC energy on the measurement of  $F_2$  is discussed.  $F_2$  shows a significant rise towards lower  $x$ .

## Kurzfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Genauigkeit der Energiemessung des H1-Rückwärtskalorimeters (BEMC). Grundlage der Untersuchungen ist die Datenmenge des Jahres 1992 mit einer integrierten Luminosität von  $22.5 \text{ nb}^{-1}$ , die am Speicherring HERA mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurde. Es wird gezeigt, daß die Kalibration des Rückwärtskalorimeters auf  $\pm 2\%$  verstanden ist. Dies ermöglicht die Messung der Protonstrukturfunktion  $F_2$  im kinematischen Bereich  $3 \cdot 10^{-4} < x < 10^{-2}$  und  $8.5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 60 \text{ GeV}^2$  und eröffnet damit einen kinematischen Bereich, der in bisherigen Lepton-Nukleon-Experimenten nicht zugänglich war.

Zwei Methoden zur Bestimmung der kinematischen Variablen werden miteinander verglichen. In der ersten Methode wird sowohl  $Q^2$  als auch  $x$  aus der Energie und dem Winkel des gestreuten Elektrons berechnet, in der anderen Methode wird anstelle von  $x$  ein aus dem hadronischen Energiefluß bestimmtes  $y_h$  verwendet. Es wird für beide Methoden diskutiert, wie die Energiemessung des BEMC die Messung von  $F_2$  beeinflusst. Die Protonstrukturfunktion  $F_2$  zeigt einen steilen Anstieg mit abnehmenden  $x$ .

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>6</b>
<b>1 Physik der tief unelastischen Streuung</b>	<b>8</b>
1.1 Kinematik . . . . .	8
1.2 Die Strukturfunktion $F_2$ des Protons . . . . .	15
1.2.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt für $ep$ Streuung	15
1.2.2 QCD-Entwicklung der Quarkverteilungen . . . . .	16
1.2.3 Physik bei kleinem $x$ . . . . .	16
1.2.4 Parametrisierungen der Quarkdichten . . . . .	16
<b>2 Das H1-Experiment</b>	<b>19</b>
2.1 Die Spurkammern . . . . .	21
2.2 Das Flugzeitmesssystem . . . . .	22
2.3 Die Kalorimeter . . . . .	23
2.3.1 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAC) . . . . .	23
2.4 Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter (BEMC) . . . . .	24
2.5 Messung der Luminosität . . . . .	32
2.6 Der H1-Trigger . . . . .	33
2.6.1 Triggerstufe 1 . . . . .	34
2.6.2 Triggerstufen 2 und 3 . . . . .	36
2.6.3 Triggerstufe 4 . . . . .	37
2.7 Ereignis- und Detektorsimulation . . . . .	37
<b>3 Kalibration des BEMC</b>	<b>41</b>
3.1 Relativkalibration der BEMC-Module (Teststrahl / kosmische Myonen) . . . . .	41
3.1.1 Quadratische Module . . . . .	42
3.1.2 Nichtquadratische Module . . . . .	42
3.1.3 Die kurzen hinteren Auslesekanäle des BEMC . . . . .	44
3.2 Energiekalibration durch Messung des Energiespektrums gestreuter Elektronen . . . . .	44
3.2.1 Methode 1: Vergleich der Spektren im Bereich des <i>kinematischen Peaks</i> zwischen $MC$ und Daten . . . . .	46
3.2.2 Methode 2: Kalibration nach der <i>Doppelwinkelmethode</i>	47
3.2.3 Vergleich beider Methoden . . . . .	50
3.3 Kalibration des BEMC in Bereichen hoher Inhomogenitäten . . . . .	51
3.4 Aussichten bei höherer Luminosität . . . . .	54

<b>4</b>	<b>Eigenschaften des BEMC</b>	<b>57</b>
4.1	Lichtsammmlung im Szintillator . . . . .	57
4.2	Energieauflösung . . . . .	58
4.3	Ortsrekonstruktion und Ortsauflösung . . . . .	63
4.3.1	Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes . . . . .	63
4.3.2	Ortsauflösung . . . . .	65
4.4	Eigenschaften elektromagnetischer und hadronischer Cluster .	67
4.4.1	Laterale Schauerentwicklung . . . . .	69
4.4.2	Longitudinale Schauerentwicklung . . . . .	71
4.5	Identifizierung von Elektronen, Unterdrückung von Pionen . .	73
<b>5</b>	<b>Einfluß der Energiemessung im BEMC auf die Messung der Strukturfunktion <math>F_2(x, Q^2)</math></b>	<b>77</b>
5.1	Ereignisselektion . . . . .	78
5.1.1	Selektionskriterien . . . . .	78
5.1.2	Strahlgas-, Strahlwanduntergrund . . . . .	81
5.1.3	$\gamma p$ -Untergrund . . . . .	82
5.1.4	Bestimmung der Effizienzen . . . . .	83
5.2	Einfluß der Kalorimetraauflösung auf die Akzeptanz . . . . .	90
5.3	Einfluß der Energiekalibration auf die Strukturfunktionsmessung	94
5.3.1	Die Meßmethode . . . . .	94
5.3.2	Einfluß der Energiemessung des Rückwärtskalorimeters	96
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>101</b>
<b>A</b>	<b>Aufbau der BEMC-Module</b>	<b>103</b>
<b>B</b>	<b>Messungen zur Lichtausbeute der BEMC-Module</b>	<b>107</b>
<b>C</b>	<b>Energie des gestreuten Elektrons aus der Doppelwinkelme- thode</b>	<b>110</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>112</b>

## Abbildungsverzeichnis

1.1	Diagramm der Elektron-Proton-Streuung . . . . .	9
1.2	Mit H1 meßbarer kinematischer Bereich . . . . .	13
1.3	Kinematische $x, Q^2$ -Ebene für NC-Ereignisse . . . . .	14
1.4	Schematisches Verhalten der Strukturfunktion des Protons für kleine $x$ . . . . .	17
2.1	Der H1-Detektor . . . . .	20
2.2	Radialansicht des BEMC . . . . .	27
2.3	Rückwärtsbereich des H1-Detektors . . . . .	28
2.4	Halbleiterzähleffekt in den Photodioden des BEMC . . . . .	40
3.1	Verteilung der Kalibrationsfaktoren . . . . .	43
3.2	Kinematischer Peak . . . . .	45
3.3	Vergleich der Spektren im Bereich des kinematischen Peaks . . . . .	47
3.4	Energieskalenkorrektur in Abhängigkeit von der Energieauflö- sung . . . . .	48
3.5	Energieskalenkorrektur für verschiedene Parametrisierungen der Protonstrukturfunktion . . . . .	49
3.6	$\mathcal{MC}$ -Studie zur Rekonstruktion der BEMC-Energie mit der Doppelwinkelmethode . . . . .	50
3.7	Kalibration der BEMC Energieskala mit der Doppelwinkelme- thode . . . . .	51
3.8	Mittlere Korrektur der Clusterenergie in Abhängigkeit vom Einschußort für einen Quadranten im BEMC . . . . .	53
3.9	Wirkungsquerschnitt für quasielastisch gestreute Elektronen . . . . .	55
3.10	Compton-QED-Ereignis . . . . .	56
4.1	Energieauflösung: Vergleich Teststrahl – H1-Experiment . . . . .	59
4.2	Energieauflösung des BEMC 1992 . . . . .	60
4.3	$x, y$ -Verteilung der Schauerschwerpunkte . . . . .	64
4.4	Abstand BEMC-BPC: '92er Daten – $\mathcal{MC}$ . . . . .	65
4.5	Abstand BEMC-BPC: '92er Daten – $\mathcal{MC}$ (fehlkalibriert) . . . . .	66
4.6	Abstand BEMC-BPC: Teststrahl – $\mathcal{MC}$ . . . . .	67
4.7	Ortsauflösung . . . . .	68
4.8	Spektrum geladener Pionen (30 GeV) . . . . .	69
4.9	Vergleich von simulierten Elektronen und Pionen . . . . .	70
4.10	BEMC-Clusterradius gegen Energie (Teststrahl) . . . . .	71
4.11	Clusterradius-Verteilung . . . . .	72
4.12	Signal der kurzen Wellenlängenschieber . . . . .	73
4.13	Spektren vom Elektronendetektor des Luminositätssystems und des BEMC für Photoproduktionskandidaten . . . . .	74

---

5.1	Verteilung der $z$ -Koordinate des Wechselwirkungspunktes . . .	81
5.2	Tief unelastisch gestreutes Elektron . . . . .	82
5.3	Selektierte Ereignisse in der $x, Q^2$ -Ebene . . . . .	83
5.4	Energie- und Winkelverteilung . . . . .	84
5.5	Unterdrückung des Photoproduktionsuntergrundes . . . . .	85
5.6	Rekonstruktionseffizienz . . . . .	86
5.7	Ereignisraten nach verschiedenen Selektionen . . . . .	87
5.8	BSET-Effizienz . . . . .	88
5.9	Nettoverschmierung nach der Elektronmethode . . . . .	90
5.10	Nettoverschmierung nach der gemischten Methode . . . . .	91
5.11	Anteil "stabiler" Ereignisse nach der Elektronmethode . . . . .	92
5.12	Anteil "stabiler" Ereignisse nach der gemischten Methode . . . . .	93
5.13	Einfluß der Energiemessung auf $F_2$ . . . . .	97
5.14	$F_2$ in Abhängigkeit von $x$ . . . . .	99
A.1	Aufbau der BEMC-Module — Seitenansicht/Längsschnitt . . .	104
A.2	Aufbau der BEMC-Module — Front/ Rückansicht/ Querschnitt	105
B.1	Skizze des DESY Modulaufbaus . . . . .	107
B.2	Ortsabhängigkeit eines Wellenlängenschiebersignals . . . . .	108
B.3	Lichtausbeute für verschiedene Modulformen . . . . .	109

## Tabellenverzeichnis

2.1	Meßbereich und Auflösung der Spurrkammern . . . . .	22
2.2	Generelle Parameter des BEMC . . . . .	25
2.3	Zusammensetzung der Samplingschichten des BEMC . . . . .	29
3.1	Relative Lichtausbeute für verschiedene Modulformen . . . . .	43
3.2	Selektionskriterien für die Kalibrationsmethoden . . . . .	46
3.3	Vergleich der Fehler zwischen beiden Kalibrationsmethoden auf die Energieskala . . . . .	52
4.1	Auflösung im <i>kinematischen Peak</i> . . . . .	61
4.2	Akzeptanz der BEMC-Schnitte . . . . .	76
5.1	Effektivität der Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes	89
5.2	$F_2$ und systematischer Energiefehler . . . . .	100
A.1	Modulformen . . . . .	106

## Einleitung

Lepton–Nukleon–Streuexperimente haben einen tiefen Einblick in die Struktur der Materie geliefert. Sie zeigten, daß das Nukleon aus punktförmigen *Partonen* zusammengesetzt ist [1, 2]. Die Partonen können im *Parton Model* mit den *Quarks* identifiziert werden. Sie haben halbzahligen Spin und sind drittelzahlig geladen. Aus den Experimenten folgte, daß nur etwa 50% des Gesamtimpulses des Protons von den Quarks getragen wird. Die anderen 50% werden den Austauschteilchen zwischen den Quarks — den *Gluonen* — zugeordnet. Eine theoretische Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen kann durch die *Quantenchromodynamik* (QCD) erfolgen. Lepton–Nukleon–Streuexperimente haben zum Aufbau dieser Theorie der starken Wechselwirkung beigetragen.

Ende des Jahres 1991 wurde der Elektron–Proton–Speicherring HERA (Hadron–Elektron–Ring–Anlage) in Betrieb genommen. HERA ist die erste Maschine, in der Elektronen und Protonen gegeneinander beschleunigt werden. Durch die Kollision von 26.7 GeV Elektronen an 820 GeV Protonen ist es möglich, um zwei Größenordnungen höhere Impulsüberträge zu erreichen als in den bisherigen Streuexperimenten an ruhenden Kernen. Bei einem maximalen Impulsübertrag von  $Q^2 \lesssim 10^5 \text{ GeV}^2$  können Strukturen bis hin zu  $10^{-18} \text{ m}$  aufgelöst werden. HERA erlaubt daher wichtige Tests zu Vorhersagen der *Quantenchromodynamik*. Die Schwerpunktsenergie von bis zu  $\sim 300 \text{ GeV}$  erschließt einen neuen kinematischen Bereich bei der Suche nach neuen Teilchen (Leptoquarks) und Wechselwirkungen (SUSY).

Mitte des Jahres 1992 haben die beiden Detektoren H1 und ZEUS mit der Datennahme begonnen. In der Anfangsphase sind die Strahlströme klein und Ereignisse mit großem Impulsübertrag selten. Konsequenterweise steht die Untersuchung der tief unelastischen Streuung bei kleinem Impulsübertrag ( $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ ) im Vordergrund. Der Wirkungsquerschnitt für diese Streuung wird dominiert durch die Streuung an Partonen, deren Anteil am Gesamtimpuls des Protons sehr klein ist ( $x \ll 1$ ). Das theoretische Interesse an dieser Streuung mit kleinem  $x$  und kleinem  $Q^2$  ist in den letzten Jahren ständig gewachsen, nicht zuletzt deshalb, weil die theoretische Beschreibung durch die QCD im Bereich hoher Partondichten unklar ist.

In H1 ist dies der Bereich, in dem das Elektron in das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter (BEMC) gestreut wird. Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Beitrag dieses Rückwärtskalorimeters zur Messung der Protonstrukturfunktion  $F_2$ .

Den Zugang zur Protonstrukturfunktion  $F_2$  erhält man durch die Messung von Wirkungsquerschnitten. In dieser Arbeit werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der beiden lorentzinvarianten Variablen  $x$  und  $Q^2$  bestimmt.  $x$  kann man als den Anteil des Viererimpulses

des gestreuten Quarks im Proton interpretieren und  $Q^2$  ist das Quadrat des Viererimpulsübertrages.

$x$  und  $Q^2$  werden aus den gemessenen Größen Energie und Winkel des gestreuten Elektrons bzw. Energie und Winkel der Teilchen des hadronischen Systems bestimmt.

Der Messung der Energie des Elektrons kommt dabei eine besondere Bedeutung zu. Ein wesentlicher Schwerpunkt dieser Arbeit ist daher die Kalibration der Energie des Rückwärtskalorimeters.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

**Kapitel 1** gibt einen Überblick über den durch HERA erschlossenen kinematischen Bereich und die theoretischen Grundlagen der tief unelastischen Streuung.

**Kapitel 2** beschreibt die wesentlichen für die Analyse verwandten Detektorkomponenten. Insbesondere wird das Rückwärtskalorimeter (BEMC) vorgestellt.

**Kapitel 3** behandelt die Kalibration des BEMC.

In **Kapitel 4** werden die Eigenschaften des BEMC wie Energieauflösung, Ortsauflösung und Identifizierung gestreuter Elektronen erläutert.

**Kapitel 5** stellt die  $F_2$ -Messung vor und beschreibt den Einfluß des BEMC auf diese Messung.

**Kapitel 6** schließlich enthält eine zusammenfassende Darstellung der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit.

## Kapitel 1

### Physik der tief unelastischen Streuung

Seit drei Jahrzehnten spielt die tief unelastische Lepton–Nukleon–Streuung (DIS = **D**eep **I**nelastic **L**epton **N**ucleon **S**cattering) eine wichtige Rolle bei der Untersuchung der Struktur der Materie und dem Verständnis der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung. Eine wichtige Entdeckung war, daß Nukleonen aus *Partonen* aufgebaut sind [1, 2]. Eine einfache Beschreibung kann im Rahmen des **Q**uark **P**arton **M**odel (QPM) erfolgen, in dem die Konstituenten der Nukleonen mit den Quarks identifiziert werden, die zur Erklärung der Hadronspektroskopie in den 60er Jahren eingeführt worden waren [3, 4]. Träger der Wechselwirkung zwischen den Quarks sind die Gluonen. Viele Phänomene in der Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen können durch die QCD, die Quantenchromodynamik, beschrieben werden.

Die Streuung von 26.7 GeV Elektronen an 820 GeV Protonen bei HERA liefert die Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 296$  GeV. Damit können Vorhersagen der QCD und die Bedeutung der schwachen Wechselwirkung in kinematischen Bereichen überprüft werden ( $Q^2 \gtrsim M_Z^2$  und  $x \ll 1$ ), die in bisherigen Experimenten nicht zugänglich waren. Mit HERA ergibt sich damit die Möglichkeit, einen sehr viel tieferen Einblick in die Struktur des Protons zu bekommen.

Die folgenden Abschnitte geben zunächst einen Einblick in die Kinematik der tief unelastischen Streuung. Danach werden Aspekte der Messung der Strukturfunktion bei HERA erläutert.

#### 1.1 Kinematik

Die tief unelastische Streuung von Elektronen an Protonen  $e^- p \rightarrow lX$  ermöglicht die Messung der Strukturfunktionen  $F_2, F_L$  und  $F_3$  des Protons. Der Zusammenhang zum differentiellen Wirkungsquerschnitt ist durch Gl. 1.18 — siehe weiter unten — gegeben. Abb. 1.1 zeigt den Streuprozess in der Beschreibung im *Quark Parton Model* in niedrigster Ordnung.

Man kann je nach Art des im Endzustand auftretenden Leptons zwei Fälle unterscheiden. In neutralen Stromereignissen (NC = **N**eutral **C**urrents) findet die Wechselwirkung durch den Austausch eines neutralen Teilchens ( $\gamma$  oder  $Z_0$ ) statt. Das auslaufende Lepton ist dann ein  $e^-$ . Beim Austausch der geladenen Eichbosonen  $W^\pm$  spricht man von geladenen Strömen (**C**harged **C**urrents). Im Endzustand tritt anstelle des Elektrons ein Neutrino  $\nu_e$  auf. CC–Ereignisse sind für kleine (Vierer–) Impulsüberträge wegen des Propagators des  $W$ –Bosons gegenüber NC–Ereignissen im Verhältnis  $Q^4/(Q^2 + M_W^2)^2$

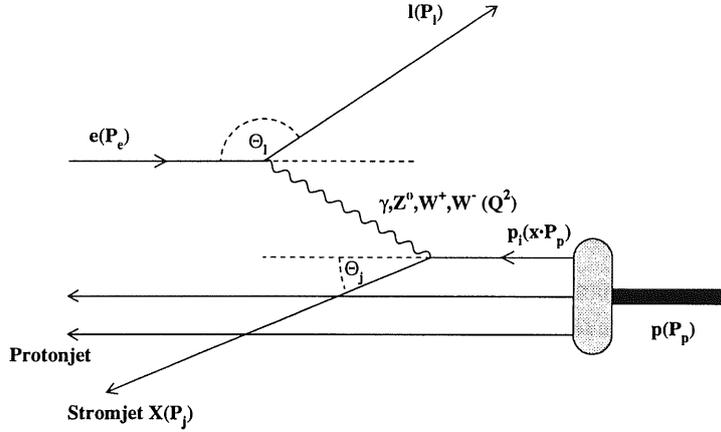


Abb. 1.1: Diagramm der Elektron-Proton-Streuung

stark unterdrückt. Erst für Impulsüberträge  $Q^2 > 5000 \text{ GeV}^2$  werden die Raten vergleichbar [5]. Beobachtbar sind nicht nur der Winkel und die Energie des gestreuten Elektrons, sondern auch Hadronen aus dem System  $X$ . Mittlerer Winkel und mittlere Energie der im Detektor nachweisbaren Teilchen können im QPM als Winkel und Energie des gestreuten Quarks angesehen werden<sup>1</sup>. Im folgenden wird diese Notation verwendet:

einlaufendes Elektron	$P_e = (E_e, 0, 0, -E_e)$
auslaufendes Elektron	$P_l = (E_l, E_l \sin \theta_l, 0, E_l \cos \theta_l)$
einlaufendes Proton	$P_p = (E_p, 0, 0, E_p)$
auslaufendes Quark	$P_j = (E_j, p_{j\perp}, 0, p_{j\parallel})$

Dabei ist die positive  $z$ -Richtung die Richtung des einlaufenden Protons und die Massen der beteiligten Teilchen werden vernachlässigt. Alle Winkel werden bezüglich der Protonrichtung gemessen und die Streuung wird in der Ebene des einlaufenden und auslaufenden Leptons beschrieben.

Bei einer festen Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  ist die Kinematik vollständig durch zwei Variablen bestimmt. Üblicherweise wählt man zwei der drei Größen  $x, y$  und  $Q^2$ . Der Zusammenhang mit den Laborgrößen des auslaufenden Elektrons  $E_l, \theta_l$  ist gegeben durch

$$s = \frac{Q^2}{x \cdot y} = (P_e + P_p)^2 \approx 4E_e E_p \quad (1.1)$$

$$Q_l^2 = -q^2 = -(P_e - P_l)^2 \approx 4E_e E_l \cos^2 \left( \frac{\theta_l}{2} \right) \quad (1.2)$$

<sup>1</sup>Bei CC-Ereignissen kann die Kinematik nur aus dem hadronischen System gewonnen werden. Das Neutrino ist nicht beobachtbar.

$$x_l = \frac{Q^2}{2P_p q} \approx \frac{E_e E_l \cos^2\left(\frac{\theta_l}{2}\right)}{E_p \left(E_e - E_l \sin^2\left(\frac{\theta_l}{2}\right)\right)} \quad (1.3)$$

$$y_l = \frac{P_p q}{P_p P_e} \approx \frac{E_e - E_l \sin^2\left(\frac{\theta_l}{2}\right)}{E_e} \quad (1.4)$$

$Q^2$  ist das Quadrat des (Vierer-) Impulsübertrages. Es gilt  $0 < Q^2 < s$ . Bei den in der Datennahme 1992 gewählten Strahlenergien von 26.7 GeV für Elektronen und 820 GeV für Protonen ergibt sich ein maximales Impulsübertragsquadrat von 87576 GeV<sup>2</sup>.

$x$  variiert zwischen 0 und 1 und kann als der Anteil des (Vierer-) Impulses des gestreuten Quarks am Gesamtimpuls des Protons interpretiert werden.

$y$  kann im Ruhesystem des Protons als der auf den maximalen Energieverlust normierte Energieübertrag bezeichnet werden.  $y$  variiert ebenfalls zwischen 0 und 1.

Ferner bezeichnet man mit

$$W^2 = (q + P_p)^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} + m_p^2 = sy(1-x) + m_p^2 \quad (1.5)$$

das invariante Massenquadrat des Hadronensystems. Die invariante Masse  $W$  liegt also zwischen  $m_p$  und  $\sqrt{s}$ .

Wie schon erwähnt können die kinematischen Variablen auch aus dem hadronischen System berechnet werden. Unter der Annahme, daß sich aus der Messung aller Hadronen auf den ursprünglichen *Quarkjet* schließen läßt, ergibt sich

$$y_j = \frac{E_j}{E_e} \sin^2\left(\frac{\theta_j}{2}\right) \quad (1.6)$$

$$Q_j^2 = \frac{1}{1-y_j} E_j^2 \sin^2(\theta_j) \quad (1.7)$$

Die übrigen Teilchen des Protons bilden den *Protonjet*, der sich hauptsächlich im Strahlrohr ausbildet. Von JACQUET und BLONDEL [6] wurde gezeigt, daß man in der Praxis, auch ohne Kenntnis der Jetstruktur,  $y$  und  $Q^2$  aus einer Summation über alle gemessenen Hadronen erhalten kann.

$$y_{jb} = \frac{1}{2E_e} \sum_{\text{Hadronen}} (E_h - p_{h,z}) \quad (1.8)$$

$$Q_{jb}^2 = \frac{1}{1-y_{jb}} \sum_{\text{Hadronen}} p_{1,h}^2 \quad (1.9)$$

$$x = \frac{Q_{jb}^2}{s y_{jb}} \quad (1.10)$$

Unter der oben gemachten Annahme sind die Gl. 1.6,1.7 und 1.8,1.9 äquivalent.  $p_1^2$  ist das Quadrat des Transversalimpulses der einzelnen Hadronen. Zu beachten an diesen Formeln ist, daß die einzelnen Hadronen proportional zu  $\sin(\theta)$  eingehen und damit die Verluste in Vorwärtsrichtung, durch im Strahlrohr verbleibende Teilchen, gering sind.

Die Kinematik ist überbestimmt und kann durch verschiedene Methoden in HERA rekonstruiert werden.

Die Genauigkeit, mit der die Laborgrößen  $E_l, \theta_l, E_j, \theta_j$  gemessen werden können, ist in der kinematischen Ebene sehr unterschiedlich. Der Einfluß der Detektorauflösung und systematische Fehler lassen sich aus den obigen Gleichungen ableiten [7].

$$\frac{\delta Q_l^2}{Q_l^2} = \frac{\delta E_l}{E_l} \oplus \tan\left(\frac{\theta_l}{2}\right) \delta\theta_l \quad (1.11)$$

$$\frac{\delta x_l}{x_l} = \frac{1}{y} \frac{\delta E_l}{E_l} \oplus \left[ \tan\left(\frac{\theta_l}{2}\right) + \left(\frac{1}{y} - 1\right) \cot\left(\frac{\theta_l}{2}\right) \right] \delta\theta_l \quad (1.12)$$

$$\frac{\delta y_l}{y_l} = \left(1 - \frac{1}{y}\right) \frac{\delta E_l}{E_l} \oplus \left(\frac{1}{y} - 1\right) \cot\left(\frac{\theta_l}{2}\right) \delta\theta_l \quad (1.13)$$

und

$$\frac{\delta Q_j^2}{Q_j^2} = \frac{2-y}{1-y} \frac{\delta E_j}{E_j} \oplus \left[ 2 \cot(\theta_j) + \frac{y}{1-y} \cot\left(\frac{\theta_j}{2}\right) \right] \delta\theta_j \quad (1.14)$$

$$\frac{\delta x_j}{x_j} = \frac{1}{1-y} \frac{\delta E_j}{E_j} \oplus \left[ 2 \cot(\theta_j) + \frac{2y-1}{1-y} \cot\left(\frac{\theta_j}{2}\right) \right] \delta\theta_j \quad (1.15)$$

$$\frac{\delta y_j}{y_j} = \frac{\delta E_j}{E_j} \oplus \cot\left(\frac{\theta_j}{2}\right) \delta\theta_j \quad (1.16)$$

Von wesentlichem Einfluß ist die Energiemessung sowohl des Elektrons als auch der Hadronen. Man sieht, daß die Auflösung in  $x_l, y_l$  für kleine Werte von  $y$  wegen der Proportionalität zu  $1/y$  schlecht wird. Andererseits wird die Auflösung in  $Q_j^2, x_j$  für  $y \rightarrow 1$  schlecht. Nur Auflösung und relative Fehler der Variablen  $Q_l^2$  und  $y_j$  sind frei von Divergenzen der Form  $1/y$ , oder  $1/(1-y)$ . Verwendet man  $Q_l^2, y_j$  (bzw.  $y_{jb}$ ) zur Bestimmung der Kinematik, so läßt sich der Meßbereich von HERA dorthin erweitern, wo die anderen Meßmethoden ungenau sind [8]. Diese Methode wird im folgenden auch *gemischte Methode* genannt.

Die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte ist durch die Auflösung und Meßgenauigkeit der einzelnen Detektorkomponenten beschränkt. Für die Bestimmung von  $Q_l^2, y_l$  sind die Auflösung und Kalibration des Rückwärtskalorimeters (BEMC) und der rückwärtigen Proportionalkammer (BPC) maßgeblich. Die Energiemessung der Hadronen geschieht im wesentlichen durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAC) und die Winkelmessung durch Ausmessen der Spuren in den Vorwärts- und zentralen Spurkammern. Eine Beschreibung dieser Komponenten erfolgt in Kapitel 2.

Nicht im gesamten kinematischen Bereich ist eine Messung mit hoher Präzision möglich. Die folgende Liste enthält eine Reihe von Detektoreigenschaften, die die Messung der kinematischen Variablen einschränken [7, 8, 9]:

Strahlrohr im Vorwärtsbereich	$\theta_j > 5^\circ$
Strahlrohr im Rückwärtsbereich	$\theta_l < 175^\circ$
hadronische Energieauflösung	$E_j > 5 \text{ GeV}$
Strahluntergrund, radiative Korrekturen	
Energieauflösung der Elektronen	$y < 0.9$
$x_l, y_l$ -Auflösung	$y_l > 0.1$
$y_j$ -Auflösung, Strahlrohr im Vorwärtsbereich	$y_j > 0.03$
Akzeptanzverschmierung	$x < 0.7$

Diese Kriterien sind allerdings nur ungefähre Werte. Die Detektorakzeptanz ist z. B. abhängig von der Lage des Wechselwirkungspunktes. Der Winkelschnitt in Vorwärtsrichtung ist u. U. größer bei kleinen hadronischen Energien ( $\approx 8^\circ$ ) [7].

In Abb. 1.2 ist der einer Messung zugängliche Bereich schattiert in der  $\log x, \log Q^2$ -Ebene dargestellt. In dem schattierten Bereich können  $x$  und  $Q^2$  auf 10% genau gemessen werden, sofern die Energiekalibrationen den Vorgaben entsprechen (1% für die Elektronenergie und 2% für die Hadronenergie) [8]. Links oben ist der Bereich angegeben, der in bisherigen Experimenten zugänglich ist. Benutzt man die Elektronvariablen, so ist der kinematische Bereich zu großen Winkeln hin durch das Strahlrohr am BEMC Detektor eingeschränkt. Die schlechte  $x$ -Auflösung beschränkt den Bereich auf  $y > 0.1$ . Die Methode nach JACQUET und BLONDEL (Gl. 1.8,1.9) setzt Energiefluß im Zentraldetektor (Flüssig-Argon-Kalorimeter) voraus und ist durch das Strahlrohr in Vorwärtsrichtung auf  $y > 0.03$  beschränkt, in Rückwärtsrichtung ist die Methode beschränkt durch schlechte Energiemessung von Hadronen im BEMC auf  $y \lesssim 0.5$ .

Im Bereich des BEMC ist eine Ausdehnung des kinematischen Bereiches mit der gemischten Methode aus  $Q_l^2$  und  $y_{jb}$  möglich. Sie wird begrenzt durch die hadronische Energieauflösung bei sehr kleinen Energien ( $E_j \gtrsim 5 \text{ GeV}$ ).

In Abb. 1.3 ist die kinematische Ebene dargestellt. Oben sind als Isolinien die Energie und der Winkel des gestreuten Elektrons eingezeichnet. Unten die entsprechenden Isolinien des Quarkjets. Hervorgehoben ist der Bereich des BEMC, des Kalorimeters, das hauptsächlich für die Analyse der '92er Daten verwendet wurde. Es lassen sich drei  $Q^2$ -Bereiche unterscheiden. Für hohe  $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$  wird das Elektron im Zentraldetektor (Flüssig-Argon-Kalorimeter) nachgewiesen. Die hier dargestellte Analyse ist auf kleine  $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$  beschränkt, da nur hier das Elektron ins BEMC gestreut wird und die Luminosität des Jahres 1992 zu klein war, um eine für Strukturformelmessungen hinreichende Statistik bei  $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$  aufzuzeichnen. Für sehr kleine  $Q^2 < 5 \text{ GeV}^2$  verbleibt das Elektron im Strahlrohr und kann nicht vom BEMC nachgewiesen werden. Aus der unteren Abbildung kann man erkennen, daß, je kleiner der Impulsübertrag wird, desto größer der Anteil des hadronischen Flusses in Rückwärtsrichtung wird.

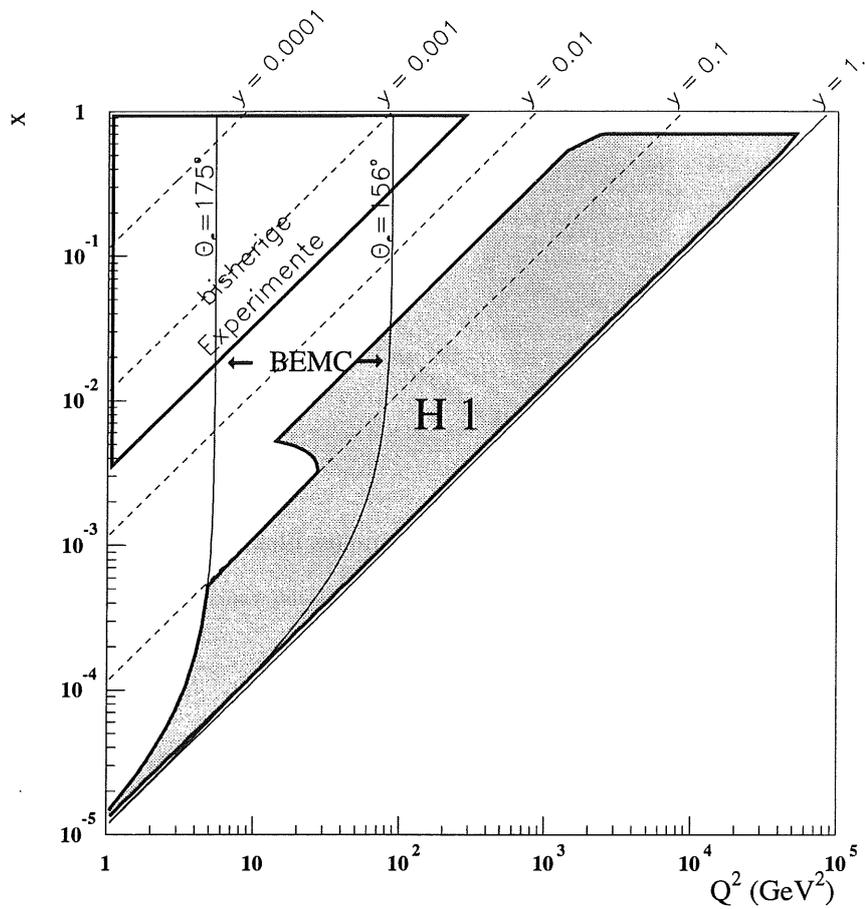


Abb. 1.2: Mit dem H1-Detektor meßbarer kinematischer Bereich. Innerhalb der schattierten Fläche lassen sich die kinematischen Variablen  $x$  und  $Q^2$  mit einer Genauigkeit von 10% bestimmen [7, 8, 9]. Dabei ist angenommen worden, daß die Kalibration der Elektronenergie 1% und die der Hadronenergie 2% beträgt.

In der linken oberen Ecke ist der Bereich eingezeichnet, der in den bisherigen Experimenten an ruhenden Kernen zugänglich ist.

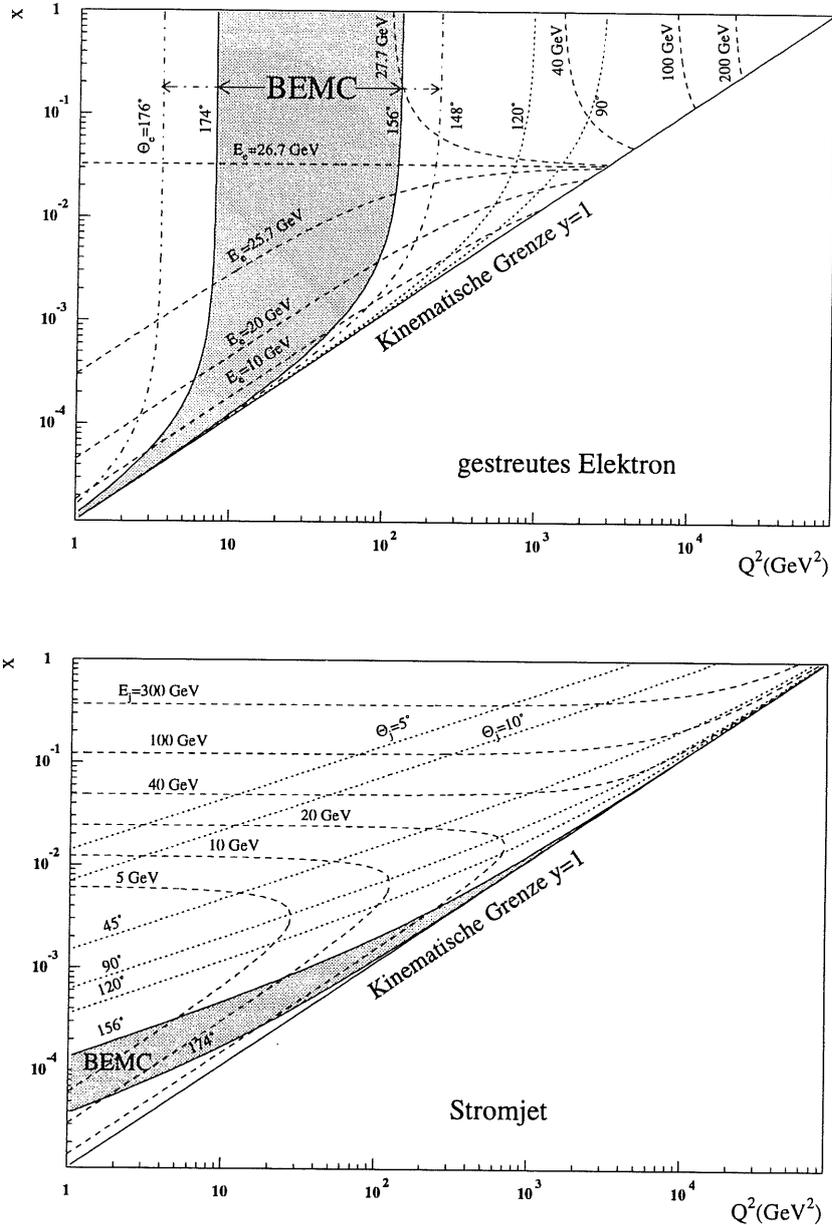


Abb. 1.3: Kinematische  $x, Q^2$ -Ebene für das gestreute Elektron und den Stromjet für NC-Ereignisse.

Im oberen Bild sind die Isolinien des Winkels und der Energie des gestreuten Elektrons eingezeichnet. Unten sind die Isolinien des Winkels und der Energie des Stromjet eingezeichnet. Der Bereich des BEMC ist schattiert.

## 1.2 Die Strukturfunktion $F_2$ des Protons

Im QPM sind die Quarks die Partonen des Nukleons [3, 4]. Die Wechselwirkung zwischen ihnen findet durch den Austausch von Gluonen statt, deren Anteil am Gesamtimpuls des Protons  $\approx 50\%$  beträgt. Die anderen 50% werden von den Quarks getragen. Durch die *Quantenchromodynamik* (QCD) kann diese Wechselwirkung beschrieben werden. Die Gluonen sind elektrisch neutral, können aber in 8 verschiedenen Farbzuständen auftreten. Sie koppeln nicht nur an die Quarks, sondern wechselwirken auch untereinander. Die QCD ist eine asymptotisch freie Theorie; d. b., daß für  $Q^2 \rightarrow \infty$  die Kopplung gegen null geht ( $\alpha_s \rightarrow 0$ ), sich die Quarks also wie freie Teilchen verhalten.

Die Stärke der Kopplung zwischen den Quarks wird durch die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  ausgedrückt. In erster Ordnung Störungstheorie gilt:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \quad (1.17)$$

$\alpha_s$  ist daher keine Konstante.  $N_f$  ist die Anzahl der Quarksorten (*flavours*). Der Parameter  $\Lambda$  setzt den Wert fest, bei welchem  $Q^2$   $\alpha_s$  groß wird.  $\Lambda$  kann nur experimentell und nicht aus der QCD selber bestimmt werden.

### 1.2.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt für $ep$ Streuung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte  $e^-p \rightarrow e^-X$  Streuung kann über die Strukturfunktionen des Protons ausgedrückt werden. In niedrigster Ordnung der Kopplungskonstanten  $\alpha$  ist

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [(2(1-y) + y^2) F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2) + (2y - y^2) xF_3(x, Q^2)] \quad (1.18)$$

$\alpha$  = Feinstrukturkonstante

$F_L(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2)$  ist die longitudinale Strukturfunktion, die bisher bei HERA noch nicht gemessen werden konnte. Mit  $R = (F_2 - 2xF_1)/2xF_1 = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$  wird das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte longitudinal zu transversal polarisierter (virtueller) Photonen bezeichnet.

Der Term  $xF_3$  kann vernachlässigt werden. Erst für Impulsüberträge  $Q^2 \sim M_Z^2$  trägt dieser Term nennenswert zum Wirkungsquerschnitt bei. Gl. 1.18 kann dann geschrieben werden als:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left( 2(1-y) + \frac{y^2}{1+R} \right) F_2(x, Q^2) \quad (1.19)$$

Im QPM kann man die Strukturfunktion  $F_2$  als Linearkombination der Quarkverteilungen beschreiben

$$F_2(x, Q^2) = \sum_f A_f(Q^2) [xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (1.20)$$

Die *flavour*abhängigen Koeffizienten  $A_f$  gehen für kleine  $Q^2$ , wo der  $Z^0$ -Propagator vernachlässigt werden kann, in die Quadrate der Quarkladungen  $e_f^2$  über

$$F_2(x, Q^2) = \sum_f e_f^2 [xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (1.21)$$

Unter der Annahme punktförmiger Quarks, die nicht miteinander wechselwirken, sollten die Partonverteilungen unabhängig von  $Q^2$  sein (sogenanntes *BJORKEN-Scaling*). Die Berücksichtigung von Gluonen läßt jedoch eine schwache (logarithmische)  $Q^2$ -Abhängigkeit erwarten [10]. 1975 wurde die Verletzung des "Skalenverhaltens" beobachtet [11, 12, 13].

### 1.2.2 QCD-Entwicklung der Quarkverteilungen

Für hinreichend große  $Q^2$  ist die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  klein, so daß eine störungstheoretische Beschreibung der tief unelastischen Streuung durch die QCD möglich ist. Ist die  $x$ -Abhängigkeit der Partonverteilungen für ein bestimmtes  $Q_0^2$  bekannt, lassen sich die Verteilungen nach führenden Termen des Logarithmus in  $Q^2$  entwickeln (Ila — *leading logarithmus approximation*). Eine anschauliche Deutung ist z. B. durch die von GRIBOV, LIPATOV, ALTARELLI und PARISI entwickelten GLAP-Gleichungen gegeben [14, 15]. Die hierin enthaltenen *splitting functions* geben die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark (Gluon) mit dem Impulsanteil  $x$  zu finden, daß von einem Quark (Gluon) mit dem Anteil  $x'$  erzeugt wurde.

### 1.2.3 Physik bei kleinem $x$

Die GLAP-Gleichungen lassen ein unbegrenztes Anwachsen von  $F_2$  und der Gluondichte für kleine  $x$ -Werte zu. Andererseits ist der totale Wirkungsquerschnitt durch die FROISSART-Grenze [16] begrenzt, welche aussagt, daß der Wirkungsquerschnitt nicht schneller als mit dem Quadrat des "Hadron"-Radius anwachsen darf.

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} F_2(x, Q^2) \leq 2\pi R_p^2(s) \approx \text{const} \cdot \ln^2(s) \quad (1.22)$$

$s$  ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie. GRIBOV, LEVIN und RYSKIN haben in ihrer GLR-Gleichung einen nichtlinearen Dämpfungsterm zu den GLAP-Gleichungen eingeführt, der das Anwachsen zu kleinen Werten von  $x$  begrenzt [17, 18].

Abb. 1.4 skizziert schematisch das erwartete Verhalten von  $F_2$ . Im Übergangsbereich (B) wird eine Abflachung des Anstiegs der Strukturfunktion erwartet. Der Grad der Abflachung ist aber nicht bekannt. Es wird daher nicht einfach sein, diese Art von "neuer" Physik bei HERA zu entdecken [19, 20].

### 1.2.4 Parametrisierungen der Quarkdichten

Es gibt mehrere verschiedene Beschreibungen der Quarkverteilungen, die alle die bisherigen Daten der Experimente an ruhenden Kernen gut beschrei-

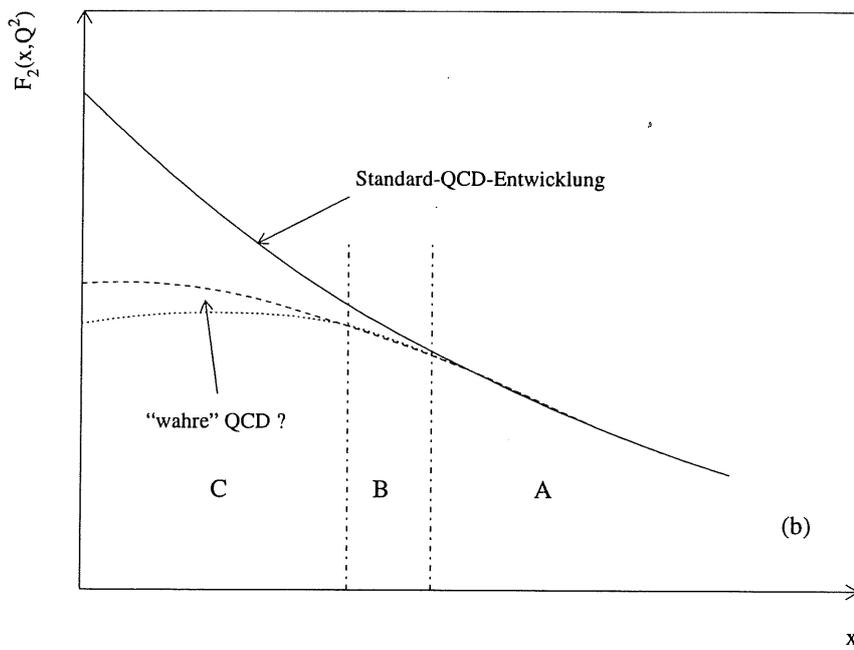


Abb. 1.4: Verhalten der Strukturfunktion des Protons für kleine  $x$ . Gezeigt ist das schematische Verhalten der Strukturfunktion  $F_2$  als Funktion von  $x$  bei festem  $Q^2$ .

ben (siehe [21]), sich in ihrer Entwicklung bei kleinem  $x$  aber unterscheiden. Als ein Beispiel werden hier die Parametrisierungen von MARTIN, ROBERTS und STIRLING erwähnt (MRS), die jüngste Ergebnisse<sup>2</sup> mit einbeziehen [22]. Gewöhnlich werden einfache Funktionen zur Parametrisierung der Partonverteilungen verwendet. Ausgehend von einer Verteilung in  $x$  für ein festes  $Q_0^2 \approx 4 - 5 \text{ GeV}^2$  werden die Verteilungen über die Entwicklungsgleichungen für  $Q^2 > Q_0^2$  in Bereiche entwickelt, in denen die Strukturfunktionen gemessen sind. Die Startwerte werden dabei variiert, bis eine gute Übereinstimmung mit den Daten erzielt ist. Diese Methode wird auch als *global fit method* bezeichnet. Für kleine  $x$ -Werte lagen bislang keine Daten vor, so daß verschiedene Parametrisierungen einen unterschiedlich starken Anstieg von  $F_2$  für kleine  $x$ -Werte ergeben (MRS  $D^0$  — flach, MRS  $D^-$  — steil).

Die Parametrisierungen von GLÜCK, REYA und VOGT [23] entstehen aus einem anderen Ansatz. Sie gehen davon aus, daß bei einem sehr kleinen  $Q^2$ -Wert,  $\mu^2 \approx 0.2 - 0.3 \text{ GeV}^2$ , die Nukleonen aus den Valenzquarks und Gluonen, die sich wie die Valenzquarks verhalten, aufgebaut sind. Für Werte  $Q^2 > \mu^2$  werden die Seequark- und Gluonverteilungen aus den Valenzquarkverteilungen durch Abstrahlung erzeugt. Anders als der globale Fit stellt diese Methode eine Vorhersage der störungstheoretischen QCD für das Verhalten der Protonstrukturfunktion  $F_2$  bei hohen  $Q^2$  dar. GRV sagen einen steilen Anstieg von  $F_2$  für kleine Werte von  $x$  voraus. Der genaue Verlauf hängt jedoch ebenfalls von den Eingangsverteilungen ab.

Mittlerweile sind die ersten Messungen der Strukturfunktion  $F_2$  mit HERA veröffentlicht [24, 25, 26, 27]. Die Ergebnisse dieser Arbeit haben zu der in [25] beschriebenen Analyse beigetragen (siehe auch [28]).

Messungen der Strukturfunktion  $F_2$  allein werden sicherlich nicht ausreichen, um ein genaues Bild der Struktur des Protons bei kleinem  $x$  zu erhalten. Deshalb wurden weitere Messungen vorgeschlagen, die empfindlich auf die Partonverteilungen reagieren, wie z. B. die Suche nach *Hots Spots* [29, 30], Korrelationen zwischen den in der DIS erzeugten Hadronen [31] oder diffraktive  $ep$ -Streuung [32].

---

<sup>2</sup>BCDMS-Kollaboration ( $F_2^{\mu P}, F_2^n/F_2^P$ ), NMC-Kollaboration ( $F_2^{\mu P}, F_2^{\mu D}, F_2^n/F_2^P$ ), EMC-Kollaboration ( $F_2^n/F_2^P$ ), CCFR-Kollaboration ( $F_2^{\nu N}, xF_3^{\nu N}$ )

## Kapitel 2

### Das H1-Experiment

Im HERA-Speicherring kollidieren Elektronen einer Energie von 26.7 GeV<sup>1</sup> mit Protonen einer Energie von 820 GeV an zwei Wechselwirkungspunkten. An jeweils einem der Wechselwirkungspunkte sind die Experimente H1 und ZEUS aufgestellt um Ereignisse zu analysieren. In HERA werden Elektronen und Protonen in Teilchenpaketen beschleunigt. Maximal können jeweils 210 Teilchenpakete gespeichert werden; daher beträgt bei dem gegebenen Umfang des Speicherringes (6336 m) der Abstand zwischen den Kollisionen 96 ns, was einer Rate von 10.4 MHz entspricht. Eine Serie von Vorbeschleunigern ist notwendig, um Elektronen und Protonen auf ihre endgültigen Energien zu beschleunigen.

Für den Elektronenring wurden die bisherigen Beschleuniger bei DESY umgebaut. Elektronen aus einem 500 MeV Linearbeschleuniger werden in einem kleinen Speicherring gesammelt, anschließend in DESY II eingespeist und auf 7 GeV beschleunigt. Diese Elektronen werden nach PETRA II transferiert. Dieser Zyklus wiederholt sich, bis 70 Pakete gespeichert sind. Die Elektronenpakete werden auf 12 GeV beschleunigt und in den HERA-Elektronenring eingespeist.

Die Beschleunigung der Protonen ist gänzlich neu konzipiert: Negative Wasserstoffionen werden in einem 50 MeV Linearbeschleuniger beschleunigt. Bei der Injektion in DESY III werden die Elektronen des Wasserstoffs abgestreift, anschließend auf 7.5 GeV beschleunigt und nach PETRA II transferiert. Wiederum 70 *bunches* werden auf die Injektionsenergie von 40 GeV beschleunigt und in den HERA-Protonenring eingespeist [33].

Bei der Datennahme 1992 wurden 9 Elektronen- mit 9 Protonenpaketen zur Kollision gebracht. Zusätzlich wurde jeweils ein Paket gespeichert, das keinen kollidierenden Partner hat. Diese *pilotbunches* dienen der Messung der Untergrundereignisse.

Die im Jahre 1992 erreichte Luminosität entspricht  $\approx 2\%$  der Designluminosität<sup>2</sup>. Integriert über die Strahlzeit ergibt sich eine Datenmenge von 50 nb<sup>-1</sup>; ca. 34 nb<sup>-1</sup> können davon in H1 für die physikalische Analyse genutzt werden. Die  $F_2$ -Analyse basiert auf einer Datenmenge von 22.5 nb<sup>-1</sup>.

Der H1-Detektor ist entsprechend der Topologie der Ereignisse asymmetrisch aufgebaut. Die große Energie der Protonen im Vergleich zu der der Elektronen sorgt dafür, daß sich die Teilchen aus der  $ep$ -Wechselwirkung hauptsächlich in Vorwärtsrichtung ausbreiten. Die dort auftretenden hohen Teilchendichten stellen ein besonderen Anspruch an das Design.

<sup>1</sup>Designwert: 30 GeV.

<sup>2</sup>Designwert:  $1.5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

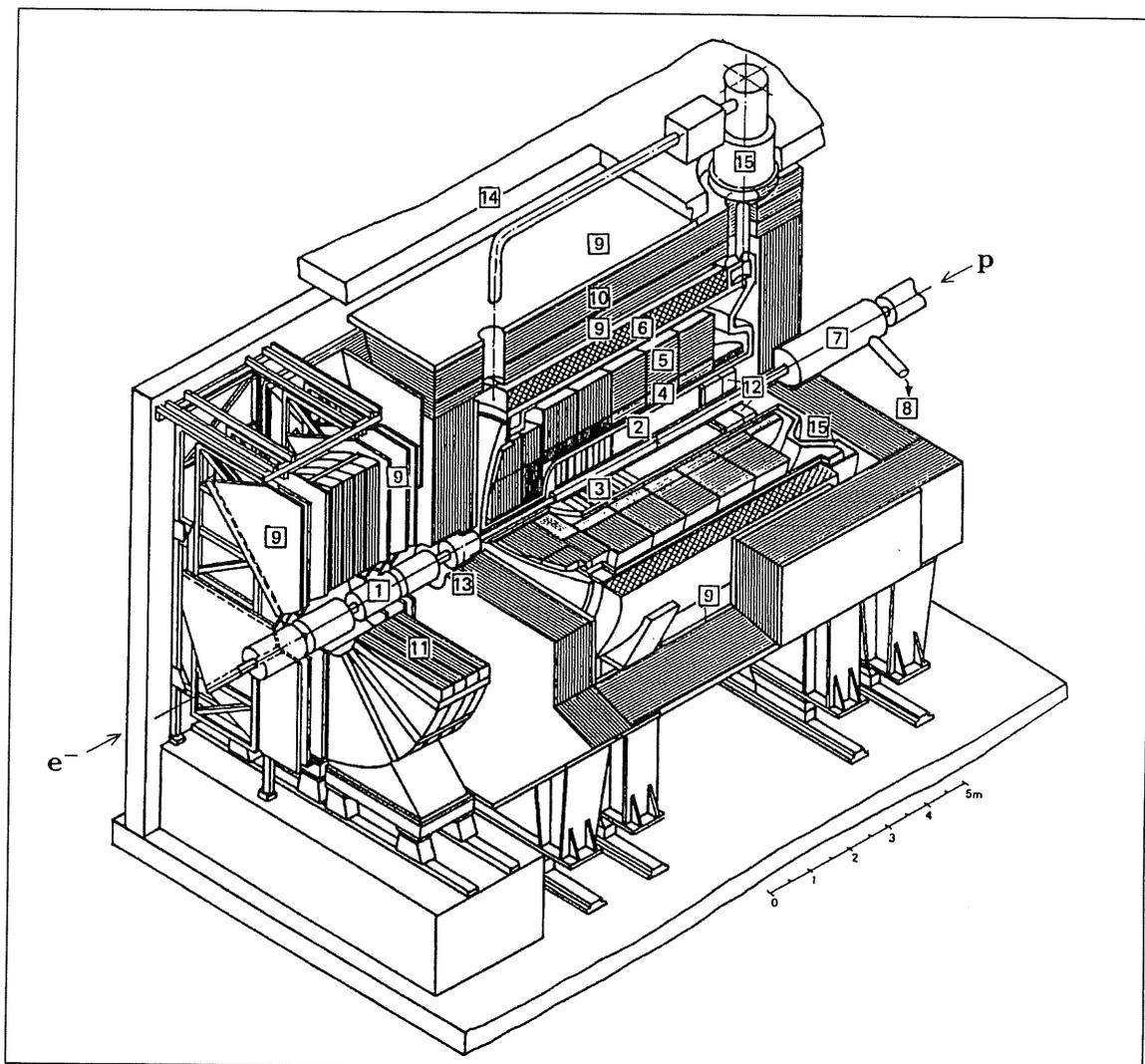


Abb. 2.1: Der H1-Detektor.

Der H1-Detektor hat eine Größe von ca.  $12 \times 10 \times 15 \text{ m}^3$  und ein Gesamtgewicht von ca. 2800 t.

Er besteht aus folgenden Komponenten:

- |                                                                  |                        |
|------------------------------------------------------------------|------------------------|
| 1 Strahlrohr und Strahlmagnete                                   | 2 Zentrale Spurkammern |
| 3 Vorwärtsspurkammern mit Übergangstrahlungsmodule               |                        |
| 4 Elektromagnetisches Flüssig-Argon-Kalorimeter                  |                        |
| 5 Hadronisches Flüssig-Argon-Kalorimeter                         |                        |
| 6 Supraleitende Spule (1.15 T)                                   | 7 Kompensationsmagnet  |
| 8 Helium-Kälteanlage                                             | 9 Myonkammern          |
| 10 Instrumentiertes Eisenjoch (Eisenplatten und Streamerkammern) |                        |
| 11 Myon-Toroid-Magnet                                            |                        |
| 12 Elektromagnetisches Rückwärtskalorimeter BEMC                 |                        |
| 13 Plug-Kalorimeter                                              | 14 Betonabschirmung    |
| 15 Flüssig-Argon-Kryostat                                        |                        |

Abb. 2.1 zeigt den H1-Detektor. Der innerste Teil wird vom zentralen Spurkammersystem(2) ausgefüllt, in Vorwärtsrichtung ergänzt durch das Vorwärtsspurkammersystem(3) und in Rückwärtsrichtung durch eine Proportionalkammer (BPC), die direkt auf das Rückwärtskalorimeter(12) montiert ist. Weiter in Rückwärtsrichtung hinter dem BEMC befindet sich ein Flugzeitmesssystem bestehend aus zwei Szintillatorwänden. Das Spurkammersystem wird im zentralen und Vorwärtsbereich von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter, bestehend aus einem elektromagnetischen(4) und einem hadronischen(5) Teil, umschlossen. Ein kleines Kalorimeter (PLUG(13)) in äußerster Vorwärtsrichtung und ein elektromagnetisches Kalorimeter in Rückwärtsrichtung (BEMC(12)) vervollständigen das Energiemesssystem. Das Kalorimeter wird von einer 6 m  $\varnothing$  messenden supraleitenden Spule(6) umschlossen, die ein Feld von 1.15 Tesla erzeugt. Ein Eisenjoch, ausgerüstet mit *Streamer*kammern(10), führt das Feld zurück. Myonen werden durch Myonkammern(9) innerhalb und außerhalb des Eisenjochs gemessen. Ein besonderes Driftkammersystem in Vorwärtsrichtung dient ebenfalls der Myonmessung(11). Nicht in der Abbildung zu sehen sind die in Elektronrichtung 33.4 m und 102.9 m hinter dem Wechselwirkungspunkt aufgestellten Elektron- bzw. Photondetektoren, die Elektronen und Photonen unter sehr kleinen Winkeln messen und der Luminositätsbestimmung dienen. Die für die Analyse wesentlichen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten erläutert. Außerdem folgen Abschnitte über den Trigger und die Simulation von Ereignissen im Detektor.

## 2.1 Die Spurkammern

Aufgrund der besonderen Kinematik bei HERA sind die Spurkammern in ein Vorwärtsspurkammersystem (FTD) und ein zentrales Spurkammersystem (CTD) unterteilt. Spurerkennung in Rückwärtsrichtung wird durch eine Proportionalkammer (BPC) unterstützt.

In Vorwärtsrichtung erwartet man eine hohe Spurendichte. Die Erkennung geschieht durch jeweils 3 abwechselnd angeordnete planare (FWP) und radiale (FWR) Driftkammern. Die FWR erlauben eine präzise Bestimmung des Azimutwinkels. Ein Raumpunkt wird durch die verschiedene Orientierung der Drähte in den planaren Driftkammern bestimmt.

Der zentrale Teil des H1-Detektors wird durch das zentrale Spurerkennungssystem abgedeckt. Ausgehend vom Wechselwirkungspunkt wird eine Spur durch den Nachweis in der zentralen inneren Proportionalkammer (CIP), der zentralen inneren z-Kammer (CIZ), der inneren Jet-Kammer (CJC1), der zentralen äußeren z-Kammer (COZ), der äußeren Proportionalkammer (COP) und der äußeren Jet-Kammer (CJC2) bestimmt. Die CIP und COP Kammern haben eine Zeitauflösung von 21 ns (FWHM) [34] und stellen eine unabhängige Bestimmung der Wechselwirkungszeit  $t_0$  für den Trigger zur Verfügung. Aufgabe der zentralen Driftkammern (CJC1 und CJC2) ist die genaue Messung des Radius und des Azimutwinkels geladener Spuren. Darüberhinaus dient die Messung der Ionisationsenergieverluste mit einer Auflösung von

Kammer	$\Delta r$ (cm)	$\Delta z$ (cm)	$\sigma_{r\phi}$ (mm)	$\sigma_z$ (mm)	$\sigma_r$ (mm)	$\sigma_{x,y}$ (mm)
FWR	15 – 75	–	0.19	–	30	–
FWP	15 – 75	–	–	–	–	0.16
CIP	15.3 – 17.2	-112.5 – 106.5	–	–	–	–
CIZ	17.4 – 20.0	-108 – 72.0	25	0.26	–	–
CJC1+2	21.5 – 76.9	-112.5 – 107.5	0.17	22	–	–
CoZ	46 – 49	-110.5 – 105.5	58	0.34	–	–
CoP	50 – 53	-110.7 – 106.5	–	–	–	–
BPC	13.5 – 65	-138 – -144	–	–	–	2.0

Tab. 2.1: Meßbereich und Auflösung der Spurkammern.  
Daten sind [36, 35] entnommen.

$\sigma_{dE/dx} \approx 6\%$  der Teilchenidentifikation geladener Teilchen. Die angestrebte Impulsauflösung ist  $\sigma_{p\perp}/p_{\perp}^2 \simeq 3 \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1}$ . Die erreichte Impulsauflösung beträgt  $\simeq 10^{-2} \text{GeV}^{-1}$  und die Auflösung in  $dE/dx \approx 10\%$ .

Die BPC ist aus vier gegeneinander um  $45^\circ$  gedrehten Ebenen aufgebaut, die eine genaue Bestimmung des Eintrittsortes geladener Teilchen ins Rückwärtskalorimeter ermöglichen.

In Tab. 2.1 ist der Meßbereich und die Auflösung der einzelnen Kammern aufgelistet. Mehr Information kann man aus [35] bzw. darin enthaltenen Referenzen entnehmen.

## 2.2 Das Flugzeitmesssystem

Das Flugzeitsystem (*Time of Flight system* (TOF)) ist sehr wichtig zur Unterdrückung des vom Protonstrahl erzeugten Strahluntergrundes. Es besteht aus zwei Szintillatorebenen angeordnet bei 195 cm bzw. 225 cm in Rückwärtsrichtung hinter dem Rückwärtskalorimeter. Die 1. Szintillatorebene besteht aus 16 Zählern einer Fläche von  $31.7 \times 31.7 \text{cm}^2$ . Ein Zähler deckt somit 4 Module des Rückwärtskalorimeters ab. Die Szintillatoren bestehen aus 3 cm dicken NE102A und werden durch Photoelektronenvervielfacher, die in starken Magnetfeldern arbeiten können, ausgelesen.

Bei dieser Position der Szintillatorwände beträgt der Zeitunterschied zwischen protoninduziertem Untergrund und Signalen aus der  $ep$  Kollision  $\sim 13 \text{ns}$ . Die Zeitauflösung des gesamten Flugzeitsystems beträgt 4 ns, die eines einzelnen Zählers 2 ns.

Neben dem Flugzeitsystem stehen bei 6.5 m und 8.1 m in Rückwärtsrichtung zwei Vetowände, die ebenfalls zur Unterdrückung des Strahluntergrundes genutzt werden können. Im Jahre 1992 wurde diese Information jedoch nicht verwendet. Eine detailliertere Beschreibung befindet sich in [35].

## 2.3 Die Kalorimeter

Im H1-Detektor soll eine möglichst gute Messung von Elektronen, Myonen und neutralen Teilchen, sowie eine sehr gute Bestimmung von *Jets* mit ihren hohen Teilchendichten gewährleistet sein. Dies geschieht am besten durch Kalorimeter, die innerhalb eines Magnetfeldes arbeiten. Das verringert das Gewicht und reduziert gleichzeitig die Materialmenge vor dem Kalorimeter.

Die Flüssig-Argon-Technik ermöglicht eine stabile elektronische Auslese. Die feine Segmentation erlaubt eine gute Elektron-Pion Trennung. Das *liquid argon calorimeter* (LAC) deckt einen Winkelbereich von  $4^\circ$  bis  $\approx 153^\circ$  im Polarwinkel  $\theta$  ab. Es wird ergänzt in Vorwärtsrichtung durch ein kleines Kalorimeter mit Kupferabsorber und Silizium-Flächendetektoren (PLUG). Der Rückwärtsbereich wird durch ein elektromagnetisches Kalorimeter (BEMC) abgedeckt. Außerhalb der Spule wird die Energiemessung durch das instrumentierte Eisenjoch komplettiert, welches eine grobe Energieinformation über aus dem LAC austretende Teilchen liefert.

In der tief unelastischen Streuung werden die Elektronen hauptsächlich in das BEMC gestreut. Messungen des hadronischen Flusses geschehen im wesentlichen durch das LAC. Beide Detektoren werden im folgenden kurz beschrieben. Dabei liegt der Schwerpunkt auf der Beschreibung des BEMC. Detaillierte Information über die anderen Kalorimeter befinden sich in [35].

### 2.3.1 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAC)

Entlang der Strahlachse ist das LAC in 8 Modulträger aufgeteilt. In jedem dieser Träger sind 8 Oktanten zirkular angeordnet. Jeder Oktant besteht aus einer elektromagnetischen Sektion (EMC) mit etwa 20 Strahlungslängen Tiefe (entsprechend einer hadronischen Wechselwirkungslänge) und einer hadronischen Sektion (HAC) mit einer Tiefe von  $5-8\lambda$ .<sup>3</sup> Es ist sowohl lateral wie longitudinal fein segmentiert.

Das EMC enthält Blei, das HAC Stahl als Absorberplatten, die durch flüssiges Argon voneinander getrennt sind. Die beim Durchgang von Teilchen entstehenden Ladungsträger werden gesammelt und über ladungsempfindliche Vorverstärker weiterverarbeitet. Insgesamt werden  $\approx 45000$  Kanäle ausgelesen. Die Signale werden in zwei Anteile aufgeteilt; der eine Teil bildet über einen schnellen Verstärker den Triggerzweig, der andere verarbeitet zur exakten Ladungsbestimmung die Analoginformation über einen langsamen Verstärker. Das bipolare Signal dieses Verstärkers erreicht sein Maximum nach  $\approx 2.2\mu\text{s}$ .

Das LAC ist ein nichtkompensierendes Kalorimeter, d.h. daß abhängig von der Teilchensorte die Energieinformation von elektromagnetischen und hadronischen Schauern nicht die gleiche ist. Die feine Segmentierung ermöglicht aber die Erkennung von elektromagnetischen Schaueranteilen in hadro-

<sup>3</sup>Eine Strahlungslänge ( $X_0$ ) ist die Länge nach der mit einer Wahrscheinlichkeit von 63.2% ein Elektron ein Bremsstrahlungsquant abgibt. Entsprechend ist die Absorptionslänge ( $\lambda$ ) für Hadronen definiert.

nischen Schauern. Über eine spezielle Gewichtung kann ein  $\frac{\epsilon}{\hbar} = 1$  Verhältnis erreicht werden.

Weitere Information über das LAC findet sich in [35, 37] und Referenzen darin.

## 2.4 Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter (BEMC)

Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter ist konstruiert worden, um die Energie des gestreuten Elektrons aus der Elektron-Proton-Streuung zu messen. Es ist modular aus 88 einzelnen Sampling-Kalorimetern (Modulen) aufgebaut. Diese Granularität ermöglicht eine Positionsbestimmung auf 1–2 cm ( $\hat{=}$  6.5 – 15 mrad) — siehe Kap. 4.3.1. Die elektromagnetischen Schauer können mit Hits<sup>4</sup> in der BPC in Verbindung gebracht werden und so eine gute Elektronidentifizierung ermöglichen.

Dagegen sind hadronische Schauer im BEMC schlecht meßbar. Allenfalls mit Hilfe der Information des rückwärtigen Hadronkalorimeters (instrumentiertes Eisen) kann das BEMC zur Messung von Hadronen beitragen.

Detaillierte Informationen über das BEMC finden sich auch in [35, 38, 39, 40].

Die Frontplatte des BEMC befindet sich in einem Abstand von 144 cm vom Nominalwechselwirkungspunkt in Elektronrichtung. Das BEMC deckt den vollständigen Azimuth- und einen Polarwinkel von  $\approx 153^\circ$ – $174^\circ$  ab. Die Module haben an der Frontseite einen 2 cm  $\varnothing$  und 1.3 cm langen Zapfen. Über diesen werden sie in der Al-Frontplatte gleicher Dicke gehalten. Auf der Rückseite hält eine U-Profilkonstruktion die Module. Alle Module sind parallel zur Strahlachse ausgerichtet. Das BEMC hat eine Tiefe von 43.9 cm, einen Durchmesser von 162.1 cm (Dicke der Außenwand = 3.1 cm) mit einer runden Aussparung für das Strahlrohr von 21.5 cm (Dicke = 1.8 cm) und wiegt 3 t. Das Kalorimeter wird vom gleichem Trägersystem wie die zentralen Spurkammern innerhalb des Flüssig-Argon-Kryostaten gehalten. Weitere Parameter kann man der Tab. 2.2 entnehmen.

**Aufbau der Module.** Jedes BEMC-Modul beginnt mit einer 0.8 cm Al-Platte<sup>5</sup>. Es folgt eine 4 mm Szintillatorplatte (SCSN-38)<sup>6</sup>, auf beiden Seiten mit 0.2 mm starken Papier belegt. Sodann folgen 49 Lagen bestehend aus 2.5 mm Blei<sup>7</sup>, 0.2 mm Papier, 4 mm Szintillator und 0.2 mm Papier. Das ergibt eine gesamte aktive Länge von 34.25 cm entsprechend  $21.6 X_0$ , bzw.  $0.98 \lambda$ . Das Modul wird von einer 0.8 cm Al-Platte abgeschlossen. Die ganze Struktur befindet sich in einem Edelstahlkasten mit einer Wandstärke von 0.2 mm.

<sup>4</sup>Ein Hit bezeichnet den Schnittpunkt von 3 angesprochenen Drähten von 4 Ebenen der BPC.

<sup>5</sup>Zusammen mit der Al-Trägerfrontplatte ergibt sich eine Dicke von 2.1 cm.

<sup>6</sup>SCSN-38 wird von der Firma Kyowa Gas Chemical Ind. Co. Ltd. (Tokyo, Japan) hergestellt.

<sup>7</sup>Zur Stabilität ist dem Blei 6% Antimon beigemischt: Bezeichnung PbSb6.

Abstand Vertex-BEMC-Frontplatte	144.0 cm
Abstand Vertex-BEMC-1. Szintillatorplatte	146.1 cm
Abstand Vertex-BEMC-Ende der Samplingschichten	180.35 cm
mittlere Dichte $\bar{\rho}$ der Samplingschichten	$\bar{\rho}=4.61 \text{ g/cm}^3$
sensitive Länge	$21.59 X_0, 0.98\lambda, 34.25 \text{ cm}$
sensitive Länge von 15 Samplingschichten	$6.60 X_0, 0.29\lambda, 10.35 \text{ cm}$
Molière-Radius $R_m$	3.8 cm
min. sensitiver Radius ( $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$ ) <sup>a</sup>	15.9 cm
max. sensitiver Radius	$\approx 79 \text{ cm}$
max. Winkelbereich (inkl. Aluminiumtonne)	$151.4^\circ \leq \theta \leq 176.5^\circ$
Winkelbereich (vollst. Einschluß, $z=0 \text{ cm}$ )	$155.9^\circ \leq \theta \leq 173.7^\circ$
Winkelbereich (vollst. Einschluß, $z=+25 \text{ cm}$ )	$158.7^\circ \leq \theta \leq 174.5^\circ$
Winkelbereich (vollst. Einschluß, $z=-25 \text{ cm}$ )	$152.3^\circ \leq \theta \leq 172.5^\circ$
Pseudorapiditäts-Bereich (vollst. Einschluß, $z=0 \text{ cm}$ ) <sup>b</sup>	$-2.89 \leq \eta \leq -1.55$
BPC-Akzeptanzbereich (4 Ebenen, $z=0 \text{ cm}$ )	$155.5^\circ < \theta < 174.4^\circ$
BPC-Akzeptanzbereich (3 Ebenen, $z=0 \text{ cm}$ )	$155.4^\circ < \theta < 174.5^\circ$
max. BPC-Winkelbereich (1 Ebene, $z=0 \text{ cm}$ )	$155.1^\circ < \theta < 174.5^\circ$
Gesamtgewicht (inkl. Aluminiumtonne)	ca. 3000 kg

Tab. 2.2: Generelle Parameter des BEMC.

Eine effektive Dicke von  $\geq 21X_0$  wird als vollst. Einschluß bezeichnet.

<sup>a</sup> die Innenseiten der inneren dreieckigen Module haben einen minimalen radialen Abstand von 11.2 cm.

<sup>b</sup> die Pseudorapidität ist definiert als:  $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ .

Das Szintillationslicht<sup>8</sup> wird an zwei gegenüberliegenden Seiten durch Wellenlängenschieber (Typ: Y7)<sup>9</sup> weitergeleitet. Szintillator und Wellenlängenschieber sind aufeinander abgestimmt [42]. Ein 300  $\mu\text{m}$  dicker Nylonfaden vermeidet den direkten Kontakt von Wellenlängenschieber und Szintillator. Jede der beiden Seiten wird von zwei, optisch voneinander getrennten, 7.8 cm breiten und 0.3 cm dicken Wellenlängenschiebern ausgelesen. Am Ende ist eine  $3 \times 0.34 \text{ cm}^2$  große PIN-Photodiode (Typ: S2575)<sup>10</sup> aufgeklebt. Der hintere Teil des Wellenlängenschieber ist zur Modulmitte hin gebogen, um den Halbleiterzähleffekt, ausgelöst durch Teilchen die im Wellenlängenschieber verlaufen und die Photodiode treffen, zu reduzieren. Aus den Photodiodensignalen dieser vier Kanäle wird das Energiesignal gebildet. Ein Teil der Module ist zusätzlich an den übrigen beiden Seiten mit kurzen ca. 15 cm breiten Wellenlängenschiebern ausgestattet, die nur die letzten 15 Samplingschichten überdecken. Auf diesen sind am Ende jeweils zwei PIN-Photodioden aufgeklebt.

Um das aus den vier langen Wellenlängenschiebern gebildete Signal über die gesamte Querschnittsfläche eines Moduls homogen zu gestalten, wurde das Papier mit schwarzen Mustern in der Nähe der Wellenlängenschieber bedruckt [43, 44].

56 der 88 Module haben eine quadratische Querschnittsfläche von  $15.9 \times 15.9 \text{ cm}^2$ . Um einen guten Abschluß zum Rand des BEMC hin und zum Strahlrohr zu erreichen sind auch Module von trapezoider und dreieckiger Querschnittsfläche konstruiert worden<sup>11</sup>. Die genauen Abmessungen befinden sich im Anhang in Tab. A.1. Abb. 2.2 zeigt die Anordnung der Module vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen. Die Orientierung der Wellenlängenschieber ist so gewählt, daß der Einfluß des nichtsensitiven Materials im Grenzbereich zwischen den Modulen minimiert wird. Der Aufbau der Module ist auch im Anhang in Abb. A.1 zu sehen.

Abb. 2.3 zeigt einen Überblick über die Region des H1-Detektors in Rückwärtsrichtung.

Insgesamt werden im BEMC 472 Kanäle ausgelesen (344 Signale aus den langen Wellenlängenschiebern und 128 aus den kurzen). Skizzen aller Module befinden sich im Anhang in Tab. A.1. Materialeigenschaften der BEMC-Module sind aus der Tab. 2.3 zu entnehmen.

**Sampling-Fluktuationen.** Nur das in den Szintillatorplatten erzeugte Licht bildet das Energiesignal. Die erzeugte Lichtmenge ist in erster Näherung proportional zur Anzahl der Teilchen, die durch die Szintillatorplatten hindurchgehen. Demnach sind die Fluktuationen in der Energiedeposi-

<sup>8</sup>Zur Entstehung des Szintillationslichtes siehe z. B. [41] und Referenzen darin.

<sup>9</sup>Bezeichnung für den Farbstoff. Grundstoff ist PMMA (Poly-Methyl-Meth-Acrylat). Der Wellenlängenschieber wird ebenfalls von Kyowa Gas hergestellt.

<sup>10</sup>Hersteller Hamamatsu.

<sup>11</sup>Nur die quadratischen und großen trapezoiden Module haben kurze Wellenlängenschieber. Die kleinen dreieckigen Module werden darüberhinaus nur von 3 Kanälen ausgelesen.

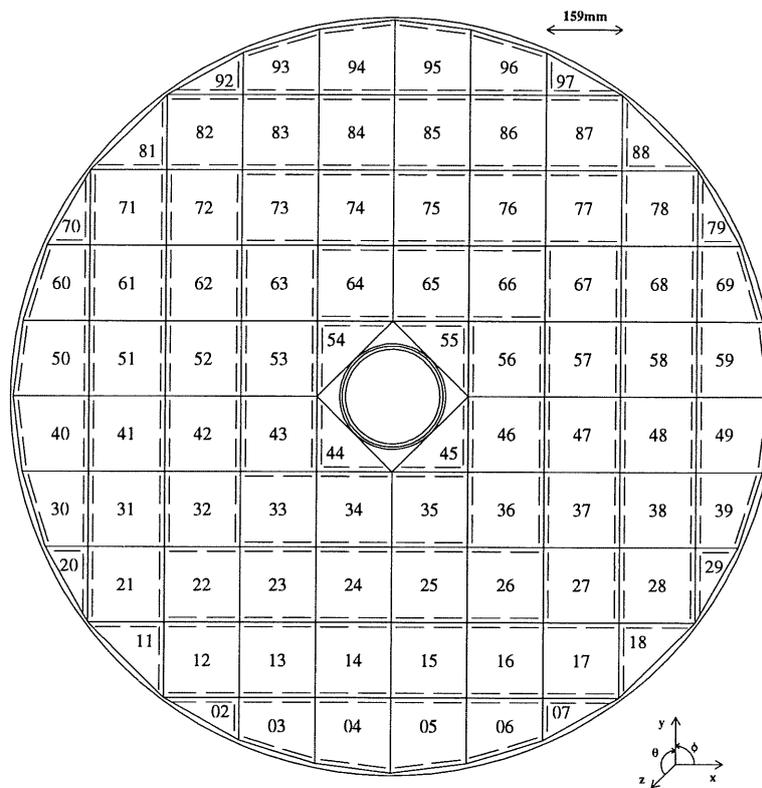


Abb. 2.2: Ansicht des BEMC vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen. Für jedes Modul ist die Lage der langen Wellenlängenschieber eingezeichnet.

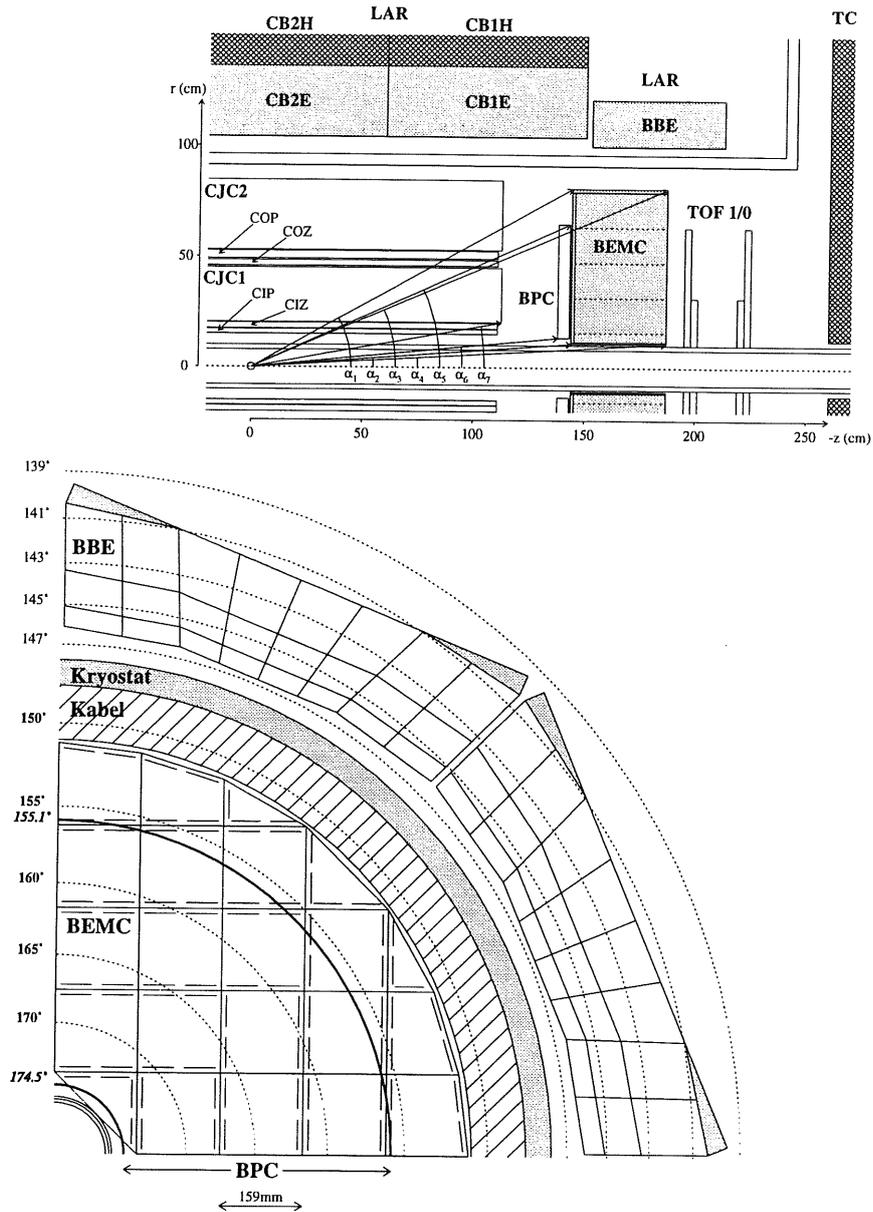


Abb. 2.3: Rückwärtsbereich des H1-Detektors

Oben ist die Seitenansicht zu sehen. Für die eingezeichneten Winkel gilt:

$$\theta_i = 180^\circ - \alpha_i$$

BEMC:	$\theta_1 = 150.63^\circ$	$\theta_2 = 156.56^\circ$
	$\theta_3 = 175.73^\circ$	$\theta_4 = 176.71^\circ$
BPC:	$\theta_5 = 155.56^\circ$	$\theta_6 = 174.41^\circ$
CJC:	$\theta_7 = 169.77^\circ$	

Unten ist die Radialansicht, vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen, dargestellt. Zu sehen ist ein Quadrant des BEMC, der BPC und des BBE. Die Winkel beziehen auf den Nominalwechselwirkungspunkt (0,0,0) und die Frontplatte des BEMC (150°, 155°, 160°, 165°, 170°), die Vorderseite des BBE (139°, 141°, 143°, 145°, 147°) bzw. auf die mittlere Position der BPC (155.1°, 174.5°).

	Blei	Antimon	SCSN 38 <sup>a</sup>	Papier	BEMC
Anzahl der Lagen		49	50	100	-
Dicke der Lagen (mm)		2.5	4.0	0.2	-
Länge (cm)	11.515	0.735	20.0	2.0	34.25
Dichte (g/cm <sup>3</sup> )	11.35	6.7	1.032	0.8	4.61
Volumen-%	33.6	2.15	58.4	5.85	100.0
Gewichts-%	82.8	3.1	13.1	1.0	100.0
Strahlungslänge (g/cm <sup>2</sup> )	6.37	8.735	43.8	44.0	7.31
Dicke ( $X_0$ )	20.52	0.56	0.47	0.04	21.59
Wechselwirkungslänge (g/cm <sup>2</sup> )	194.0	164.5	82.0	56.0	161.11
Dicke ( $\lambda$ )	0.67	0.03	0.25	0.03	0.98
Molière-Radius $R_m$ (cm)	1.7	2.6	9.8	12.7	3.8

Tab. 2.3: Zusammensetzung der Samplingschichten des BEMC.

Alle Werte sind berechnet nach den Gleichungen in [45]III.15 mit Ausnahme des Molière-Radius [46]. Teststrahlungstuntersuchungen favorisieren die in dieser Referenz gegebene Abschätzung.

In der Tabelle nicht enthalten ist die 2.1 cm dicke Al-Trägerplatte, die einer Schicht von  $0.23 X_0$ , resp.  $0.05 \lambda$  entspricht (siehe [45]).

<sup>a</sup> Für SCSN 38 sind die Werte von Polystyrol angegeben.

tion  $\propto \sqrt{N}$ . Mit Monte-Carlo-Rechnungen<sup>12</sup> [46] läßt sich ein Ausdruck in Abhängigkeit von Materialparametern gewinnen. Zusammen mit den Werten nach Tab. 2.3 ergibt sich:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{samp}} \cong 3.2\% \sqrt{\frac{E_c \cdot t'}{f(E_{\text{cut}}) \cos\left(\frac{E_s}{\pi E_c}\right) \cdot E}} \cong 13.5\% \sqrt{\frac{t'}{E}} \quad (2.1)$$

- $E_c$  = kritische Energie
- $E_s$  = 21,2 MeV
- $f(E_{\text{cut}})$  = Funktion der Abschneideenergie  $E_{\text{cut}}$ , der minimalen Energie, bei der ein Teilchen im Szintillator noch ein Signal erzeugt. Mit einem Wert  $E_{\text{cut}} = 1 \dots 1.5$  MeV folgt  $f \approx 0.7$ .
- $t'$  = Dicke einer Lage Absorbermaterial in Einheiten von  $X_0$ .

Für das BEMC ergibt sich danach ein Wert zwischen  $8.1 \dots 8.5\%/\sqrt{E}$ . An ähnlichen Modulen wurde mit 3 mm dicken Bleiabsorberplatten experimentell einen Wert von  $10\%/\sqrt{E}$  gemessen<sup>13</sup>[47]. Ich favorisiere den zweiten Wert (siehe Kap. 4.2); andere Analysen sind aber auch mit der Abschätzung nach Gl. 2.1 kompatibel [38].

<sup>12</sup>Methoden, die sich auf Wahrscheinlichkeitsrechnungen stützen, werden hier als Monte-Carlo-Methoden bezeichnet und in dieser Arbeit gelegentlich mit  $\mathcal{MC}$  abgekürzt.

<sup>13</sup>siehe auch Kap. 4.2

**BEMC-Elektronik.** Die Elektronik verarbeitet und digitalisiert die Signale der PIN-Photodioden und stellt Triggersignale bereit. Die elektronische Auslese läßt sich in vier Bereiche unterteilen.

- die Elektronik direkt an den Modulen (sogenannte *Front-End Electronic*)
- den Kabelverteiler am BEMC Träger (*Cable Distribution Area = CDA*)
- den Kabelverteiler und die Verstärkungseinheit in der Elektronikhütte außerhalb der Betonabschirmung (*Cable Distribution Unit = CDU*)
- der abschließenden Aufbereitung der Signale für das Datenaufnahmesystem (*Analog Cards = ANCA*)

Die *Front-End Electronic* besteht aus der Photodiode, einem ladungsempfindlichen Vorverstärker und einem Treiber, der die Signale über 30.48 m lange Kabel zur CDU leitet. Die Diode ist sensitiv in einem Spektralbereich von 320 nm bis 1060 nm mit einem Maximum bei 900 nm. Bei einer Sperrspannung von 30 V hat die Diode eine Kapazität von 80 pF. Bei Zimmertemperatur beträgt der Dunkelstrom etwa 5 nA und steigt mit einem Faktor  $1.15/C^\circ$  [48]. Der oben erwähnte Halbleiterzähleffekt ermöglicht eine absolute Eichung des Energiesignals. Dazu vergleicht man die Signale aus dem elektromagnetischen Schauer mit dem Signal einer radioaktiven Quelle. Die  $\gamma$ -Strahlung erzeugt durch Photo- und Comptoneffekt Elektronen, die ihrerseits Elektronen-Loch Paare in der intrinsischen Schicht der Photodiode erzeugen. Nach [49] ist die Anzahl der Sekundärelektronen proportional zur einfallenden  $\gamma$ -Energie.

$$N_{e,h} = \frac{E_\gamma}{3.62(\text{eV})} \quad (2.2)$$

Danach erzeugt ein 1 GeV Schauer in jeder der vier Dioden  $\approx 4250$  Elektronen [38]<sup>14</sup>. Damit entspricht im BEMC ein Schauer einem Energieäquivalent von 17 Photoelektronen/MeV. Die ladungsempfindlichen Vorverstärker (Verstärkungsfaktor  $\approx 100$ ) erzeugen ein schnelles Signal mit einer Anstiegszeit von 100 ns und einer Abklingzeit von 400  $\mu\text{s}$ . In den Treibern wird ein Differenzsignal doppelter Größe erzeugt und an die Impedanz der Kabel angepaßt.

In der CDA können die Kabel zu Test- und Reparaturzwecken voneinander getrennt werden.

In der CDU werden die Signale weiterverarbeitet und sortiert. Ein Verstärker (*Line-Receiver*) wandelt die Differenzsignale in negative unipolare Signale um (Anstiegszeit  $< 100$  ns, Abklingzeit  $\approx 100 \mu\text{s}$ ). Separat werden jeweils die vier Signale der langen Wellenlängenschieber eines Modules zu einem Summensignal für den Trigger zusammengefaßt<sup>15</sup>. Darüberhinaus versorgt

<sup>14</sup>Die Messungen wurden mit der 122 keV Linie einer <sup>57</sup>Co-Quelle vorgenommen

<sup>15</sup>Bei den kleinen dreieckigen Modulen wird die Summe aus drei Kanälen gebildet.

die CDU die Vorverstärker und Treiber am BEMC-Modul mit der Betriebsspannung und liefert auch die Sperrspannung für die Photodioden. Im Jahre 1992 wurde auch das Kalibrationssignal über die CDU auf die Vorverstärker gegeben<sup>16</sup>.

In den ANCAS läßt sich der dynamische Bereich der Signale über Spannungsteiler regeln. Nach den Spannungsteilern wird der Analogzweig vom Triggerzweig getrennt. Ein unipolarer *Shape*verstärker formt das Signal und unterdrückt das Rauschen. Das Verstärkersignal hat eine geringe Breite von  $\text{FWHM} = 450 \text{ ns}$ . Ursprünglich wurde der gleiche Verstärkertyp wie für das LAC-Kalorimeter verwandt. Dieser Verstärker erzeugt bipolare Signale, deren Maxima bei  $2.2 \mu\text{s}$  liegen. Dieser Verstärkertyp ist wegen der hohen Untergrundrate im BEMC nicht geeignet [38, 40]. Es wurden spezielle Verzögerungseinheiten (*Analog-Delays*) [50] entwickelt, um die Auslesezeit an das Datenaufnahmesystem anzupassen. Diese *Analog-Delays* verzögern das Signal um  $\sim 2.1 \mu\text{s}$  und lassen sich in einem Bereich von 200 ns auf  $\pm 20 \text{ ns}$  justieren, was nun wegen der geringen Breite des *Shape*verstärkersignals nötig geworden ist. In sogenannten *Sample and Hold* Schaltungen wird die momentane Signalhöhe gespeichert. Die Verzögerung ist so gewählt, daß die maximale Amplitude abgegriffen wird, wenn der L1-Trigger aktiviert worden ist. Dies ist wie im LAC nach  $\approx 2.3 \mu\text{s}$  erreicht. Der Wert bleibt gespeichert, bis nachfolgende Triggerstufen die Datenauslese starten. Für die Datenauslese werden durch zwei *Multiplexer* jeweils 128 Kanäle zu einem Datenkanal zusammengefaßt. Danach folgt die Verarbeitung der Signale entsprechend dem Datenaufnahmesystem des LAC.

Die Auslese beginnt mit Digitalisierung der Daten durch einen *digital signal processor* (DSP). Über Kalibrationsfunktionen werden die Informationen in Ladungsäquivalente umgewandelt. Dabei können Kanäle, die nur Rauschen enthalten von der weiteren Verarbeitung ausgeschlossen werden.

Wird die Auslese auf der L3-Triggerstufe gestoppt, ist der DSP nach  $\approx 8 \mu\text{s}$  wieder arbeitsbereit. In zwei Prozessoren werden die Analog- und Triggerdaten verknüpft und zur zentralen Datenaufnahme gesendet. Informationen zur Kalibration der DSP-Signale und der zeitlichen Stabilität finden sich in [51].

**Rekonstruktion.** Die Rekonstruktion erfolgt in vier Schritten. Zunächst wird das kalibrierte Ladungsäquivalent der 472 Kanäle in eine kalibrierte Energie umgewandelt. Um die Anzahl der ausgelesenen Kanäle zu reduzieren können Kanäle, deren Signal nur dem Rauschen entspricht, herausgenommen werden. 1992 ist die ausgelesene Datenmenge nicht reduziert worden.

Im nächsten Schritt werden die Informationen der einzelnen Kanäle eines jeden Modules zur Energiesumme berechnet. Mit Hilfe spezieller Tabellen [52] wird die Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute ausgenutzt, um den

---

<sup>16</sup>Wegen vielfältiger Probleme zwischen verschiedenen Ankoppelungen der Kalibrationskabel wurde dieses Schema 1993 geändert. Die Kabel laufen seitdem direkt vom Pulser zum Modul.

Energieschwerpunkt im Modul zu rekonstruieren. Defekte Kanäle können erkannt und korrigiert werden. Das gleiche Verfahren wird für die Rekonstruktion der Energiedeposition im hinteren Teil bei den Modulen verwandt, die mit kurzen Wellenlängenschiebern ausgestattet sind. 1993 wird anstelle der Ortsrekonstruktion durch Tabellen eine Parametrisierung bezüglich der relativen Signalhöhen verwendet.

Im dritten Schritt summiert ein *Clusteralgorithmus*<sup>17</sup> Modulenergien zu Teilchenenergien auf. 1992 wurde ein Algorithmus verwandt, der aus einer festen Größe von  $3 \times 3$  Zellen (Modulen) besteht. Die Eigenschaften werden im Kap. 4 dargestellt.

Im letzten Schritt wird mit Hilfe von rekonstruierten Hits in der BPC und einem rekonstruierten Wechselwirkungspunkt eine Korrektur der Energieverluste in den Übergangsregionen zwischen den Modulen vorgenommen (siehe auch Kap. 3.3).

**Das Monitorsystem.** Derzeit wird ein Laser-Monitorsystem implementiert. Licht eines  $N_2$ -Lasers wird über optische Fasern an jeweils zwei Punkten in der letzten Szintillatorplatte eines Moduls eingeleitet. Erste Tests am Detektor zeigen die Einsatzbereitschaft [53].

## 2.5 Messung der Luminosität

Die Messung der Luminosität ist eine wichtige Größe bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten. Das System wird daher hier kurz erläutert. Außerdem dient dieses System der Erkennung von Ereignissen aus der Photoproduktion, dem hauptsächlich physikalischen Untergrund in der tief unelastischen Streuung.

Die Luminosität wird über die Rate der Bethe-Heitler Ereignisse  $ep \rightarrow e\gamma$  bestimmt, die einen sehr genau berechenbaren hohen Wirkungsquerschnitt haben [54]. Untergrund aus der Streuung von Elektronen an Restgasatomen in der Strahlröhre wird aus den Daten von Elektronpaketen bestimmt, die kein Partnerpaket aus der Protonrichtung haben. Ein weiterer Beitrag zum systematischen Fehler liefert ein verschobener Kollisionswinkel am Wechselwirkungspunkt. Dieser wird über das vom Photonmessarm des Luminositätsdetektors gemessene Strahlprofil korrigiert.

Die Bethe-Heitler Ereignisse werden durch zwei getrennte Kristallglas-Kalorimeter — 102.9 m (Photonarm = PD) und 33.4 m (Elektronarm = ET) hinter dem Detektor — in Koinzidenz nachgewiesen. Eine ständige Kalibration des Detektors ist über die Energiesumme  $E_b = E_{ET} + E_{PD}$  möglich. Ein Wasser Čerenkov Zähler (1 X<sub>0</sub>) schützt den Photonarm vor Synchrotronstrahlung und dient als *Veto* zur Photonidentifizierung.

Der systematische Fehler der Luminositätsmessung blieb 1992 unter 7%.

<sup>17</sup>Cluster ist ein technischer Ausdruck für die Energien der Zellen (Module) im BEMC, die zu einem "Objekt" (Teilchen) gehören.

Der Elektronarm kann darüberhinaus als Meßgerät zum Nachweis einer  $\gamma p$ -Wechselwirkung mit Impulsüberträgen  $Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2$  verwendet werden. Der Elektronarm bildet in Koinzidenz mit einem *Veto* vom Photonarm und einem *Veto* vom Čerenkovzähler ein Triggerelement. Damit erhält man eine gute Datenmenge für  $\gamma p$ -Untersuchungen und zusammen mit Monte-Carlo-Studien ermöglichen diese Daten eine statistische Subtraktion des Photoproduktionsuntergrundes in der tief unelastischen Streuung.

## 2.6 Der H1-Trigger

Die Aufgabe eines Triggers ist es, interessante  $ep$ -Kollisionen von Untergrundereignissen zu trennen. Der kleine Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt erfordert große Strahlströme, die nur durch die Speicherung vieler Elektron- und Protonpakete möglich ist. Den Untergrund kann man einteilen in Synchrotronstrahlung vom Elektronstrahl, Strahlgasereignisse aus der Kollision von Protonen an Restgasatomen im Strahlrohr und Strahlwanderingereignisse. Das kurze Zeitintervall zwischen den Paketen auf der einen und die Anforderung nach einer möglichst geringen Totzeit des Detektors auf der anderen Seite bedingen ein neues Triggerkonzept: Alle Informationen werden über mehrere Kollisionsintervalle zwischengespeichert, bis die Triggerentscheidung die Auslese startet. Auf diese Weise arbeitet der Detektor bis zu dieser Entscheidungsstufe totzeitfrei. Die meisten Detektorelemente stellen Triggerinformation zur Verfügung, die auf physikalischen Größen basieren, z. B. Energiemessung durch Kalorimetertrigger und Impulsmessung durch Spurkammertrigger. Um aber auch komplexere Entscheidungen zu ermöglichen, Triggerinformation von verschiedenen Detektoren zu kombinieren, wurde ein System entwickelt, das aus insgesamt 4 Stufen besteht. Die erste Stufe (L1) hat keine Totzeit, die zweite (L2) und dritte Stufe (L3) treffen ihre Entscheidung nachdem die Zwischenspeicherung angehalten ist. Akzeptiert der L3-Trigger das Ereignis, wird in einer unabhängigen Filterstufe (L4), die aus schnellen parallel rechnenden Prozessoren besteht, nahezu die vollständige Information, wie sie auch in der späteren Analyse zur Verfügung steht, zur Auslese genutzt. Nur Ereignisse, die von der Filterstufe akzeptiert werden, werden auf Bändern für die Analyse gespeichert. Manchmal wird auch die erste Rekonstruktion dieser Bänder, die die Ereignisse in physikalische Klassen einteilt, als fünfte Triggerstufe bezeichnet.

Physikalische Ereignisse stammen aus einem definierten Wechselwirkungsbereich. Viele Triggerentscheidungen nutzen dies aus. Die zentralen und die Vorwärtsproportionalkammern können den Wechselwirkungspunkt bestimmen. Die zentralen Driftkammern können den Abstand von Spuren zur Strahlachse bestimmen. Das Flugzeitsystem kann Strahlgas-, Strahlwanderingereignisse erkennen, die aus der Protonrichtung kommen.

Ereignisse mit hohem Impulsübertrag zeichnen sich in der Regel durch einen großen transversalen Energiefluß aus. Energieinformation wird deshalb von den Kalorimetern bereitgestellt. Z. B. basiert die Erkennung von Ereignissen mit geladenen Strömen auf der Messung der fehlenden (vom Neutrino

getragenen) transversalen Energie. Wird nur elektromagnetische Energie beobachtet und wenig hadronische Aktivität in der gleichen Umgebung, ist das ein Merkmal für einen Elektronkandidaten aus einem neutralen Stromereignis.

Das Luminositätssystem im Trigger hat die Aufgabe, z. B. durch Messung von Energie im Elektronarm, Ereignisse aus der Photoproduktion bei kleinem  $Q^2$  zu messen.

Das instrumentierte Eisen und die Myonsysteme werden gebraucht um Ereignisse unter Beteiligung schwerer Quarks und außergewöhnliche — neue Physik kennzeichnende — Ereignisse zu erkennen. Die Triggerung solcher Ereignisse aus Photoproduktion oder schweren Quarks ist kompliziert und muß die Topologie der Ereignisse berücksichtigen. Dies geschieht derzeit (1992,1993) erst in der Analyse.

### 2.6.1 Triggerstufe 1

Das Zeitintervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kollisionen ist mit 96 ns kurz. Selbst wenige logische elektronische Verknüpfungen brauchen meistens länger. Die unterschiedlichen Kabellängen der einzelnen Detektor-komponenten erzeugen unterschiedliche Verzögerungen. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter hat eine sehr lange Integrationszeit seiner Signale, so daß die Triggerinformation erst 13 Kollisionsintervalle (*bunch crossings* = BC) später zu Verfügung steht. Die längste Driftzeit der zentralen Kammern beträgt  $\approx 1 \mu\text{s}$  oder 11 BC.

Die L1-Trigger-Logik startet nach 22 BC mit der Entscheidungsfindung. Sie benötigt dafür 1.6 BC. Um die weitere Registrierung der einzelnen Detektordaten anzuhalten, wird zusätzlich Zeit benötigt. Je nach Detektorkomponente wird deshalb alle Information aus den letzten 27 – 35 BC gespeichert<sup>18</sup>.

Der L1-Trigger ist aus neun Triggersystemen entsprechend den Detektorkomponenten aufgebaut. Diese Systeme stellen die Information in Form von Triggerelementen bereit. In der zentralen Trigger-Logik [55] werden verschiedene Triggerelemente zu *Subtriggern* kombiniert. Alle *Subtrigger* sind durch ein logisches ODER verknüpft. Ein *Subtrigger* allein kann also die Zwischenspeicherung anhalten.

Im Jahre 1992 basierte die Selektion von Ereignissen aus der tief unelastischen Streuung für die  $F_2$  Analyse auf dem BEMC *single electron trigger* (BSET). Dieser wurde in Antikoinzidenz mit Signalen aus dem Flugzeitsystem und z. T. in Koinzidenz mit Spurkammertriggern betrieben. Diese Trigger werden im folgenden näher erläutert. Informationen über Vorwärtsspurkammertrigger [56], Flüssig-Argon-Kalorimeter Trigger [57] und Myonsystem Trigger [58, 59] finden sich anderswo.

**BSET.** Die Aufgabe des BSET ist die Erkennung von ins BEMC gestreuten Elektronen aus der tief unelastischen Streuung. Das Konzept basiert auf

<sup>18</sup>Eine der schwierigsten Aufgaben ist die genaue Justierung aller Signale in Bezug zur HERA Zeit.

einer Clustererkennung. Dazu werden die vier Analogsignale der langen Auslesekanäle summiert und entsprechend der unterschiedlichen Lichtausbeute der einzelnen Module justiert, so daß alle Signale annähernd der gleichen Energie entsprechen. Die Clustererkennung erfolgt über zwei Schwellen für jedes Modul. Typische Werte für die niedrigen Schwellen sind 1.3 GeV und für die hohen Schwellen 2.3 GeV. Erreicht mindestens 1 Signal eines Modules einen höheren Wert als die hohe Schwelle werden die Energien der nächsten Nachbarn um dieses Modul aufsummiert, sofern ihre Energie die niedrige Schwelle überschritten haben. Diese Summe bildet die Clusterenergie.

Die Energien aller Cluster werden summiert. Drei Triggerelemente werden gebildet, je nachdem welche Schwellenwerte die gesamte Energie der Cluster überschritten haben. Typische Werte für diese Schwellenenergien waren in 1992: 2–3 GeV, 5–8 GeV und 15–18 GeV. Desweiteren stellt die gesamte Energiesumme aller Module, die die niedrigen Schwellen überschritten haben ein weiteres Triggerelement. Die Schwelle dieses Triggerelements lag zwischen 3–6 GeV. Die Ereignisrate nimmt zum Strahlrohr hin stark zu. Auf Cluster, die durch die inneren dreieckigen Module initialisiert wurden, wurde deshalb nicht getriggert.

Die unterschiedlichen Energieschwellen geben den Triggern eine unterschiedliche physikalische Bedeutung. Der Trigger mit der mittleren Schwelle ist der Ereignistrigger der Datennahme 1992. Er wird in Antikoinzidenz mit dem Flugzeitsystem betrieben, d. h. das Flugzeitsystem darf für das Ereignis kein Veto gegeben haben. Schwelle 3 kann aufgrund ihres hohen Wertes ohne weitere Bedingungen als Trigger eingesetzt werden. Damit läßt sich die Effektivität des Flugzeitsystem überprüfen. Die niedrige Schwelle kann wegen der hohen Ereignisrate nur zusammen mit anderen Triggern, z. B. den Spurtriggern eingesetzt werden. Ausführlichere Information ist in [60, 61] nachzulesen. Die Triggereffizienz der Analyse '92 ist in Abb. 5.8 zu sehen.

**Flugzeittrigger.** Mit Hilfe der HERA-Zeitsynchronisation wird für jeden Szintillator der beiden Szintillatorwände ein Untergrund- und ein Ereignisfenster definiert. Aus ihrer Ankunftszeit am Szintillator können Untergrundeignisse von physikalischen Ereignissen getrennt werden. Es werden zwei Triggerelemente gebildet, je nachdem, ob die Ankunftszeit der Teilchen mit den direkten Strahlteilchen des Protonstrahls (Untergrundfenster) oder Teilchen aus der Wechselwirkungszone identifiziert werden können (minimalionisierende Teilchen, Sekundärelektronen elektromagnetischer Schauer). Das Untergrundtriggerelement ist das am effektivsten wirkende Element gegen Untergrund und wird in Vetobedingung für die meisten anderen *Subtrigger* verwendet.

**Spurkammertrigger.** Darunter sind an dieser Stelle Triggerelemente gemeint, die die Erkennung des Wechselwirkungspunktes erlauben. 1992 wurde dafür der *z-vertex* Trigger verwendet. Die Signale der vier Ebenen der zentralen Proportionalkammern oder — bei kleineren Polarwinkeln — der CIP und

der ersten FWP werden auf Muster durchsucht, bei denen jeweils 4 Signale auf einer Linie liegen. Diese sogenannten *rays* (Strahlen) zeigen zur Strahlachse. Die  $z$ -Position aller Strahlen auf der Strahlachse wird in ein Histogramm gefüllt. Ereignisse aus der Wechselwirkungsregion zeigen eine deutliche Häufung im Histogramm, während Untergrundereignisse gleichmäßig verteilt sind (siehe auch [62]).

Drei Triggerelemente werden gebildet, je nachdem ob überhaupt ein Eintrag im Histogramm existiert und das Signal im Histogramm bestimmte Signifikanzniveaus überschreitet.

Der zentrale Driftkammertrigger nutzt eine grobe Spurerkennung aus, um Driftkammerspuren in die Wechselwirkungsregion zu extrapolieren. Dieser Trigger befand sich 1992 in der Erprobung und wurde 1993 wirkungsvoll zur Unterdrückung von Strahlwandereignissen im Wechselwirkungsgebiet eingesetzt. Für eine detaillierte Beschreibung siehe [63].

### 2.6.2 Triggerstufen 2 und 3

Alle *Subtrigger*informationen werden in der zentralen Trigger-Logik [55] verarbeitet. Hat der L1-Trigger das Ereignis akzeptiert beginnt die Totzeit während der die beiden folgenden Stufen überprüfen, ob das Ereignis schnell verworfen oder weiter unterstützt werden soll.

In den Jahren 1992 und 1993 wurde beide Stufen noch nicht eingesetzt, d. h. alle Ereignisse wurden akzeptiert. Dies stellt, aufgrund der derzeit noch geringen Ereignisraten, kein Problem dar.

Beiden Stufen stehen die gleichen Informationen zur Verfügung, die auch der L1-Trigger für seine Entscheidung benötigt. Der L2-Trigger bildet dabei komplexere Entscheidungen aufgrund räumlicher Korrelationen. Die Zeit, bis zu der der L2-Trigger seine Entscheidung fällen soll beträgt  $\approx 20\mu\text{s}$ . Verschiedene Lösungen sind im Gespräch, wie z. B. der Einsatz von neuronalen Netzwerken oder topologische Trigger.

Hat der L2-Trigger das Ereignis akzeptiert findet die eigentliche Auslese und Verkleinerung der Datenmenge statt. So werden Driftkammer- und Kalorimetersignale, die nur vom Rauschen erzeugt wurden, verworfen. Kalorimetersignale werden über *Digital Signal Processors* (DSP) in geeichte Ladungen transformiert. Der L3-Trigger ist programmierbar und kann seine Entscheidung aufgrund komplexer Korrelationen treffen. Z. B. ist geplant im Bereich des BEMC, einen Elektronkandidaten mit Hilfe der Hitverteilung in der BPC zu erkennen. Die Zeit bis zur Triggerentscheidung liegt in der Größenordnung von einigen  $100\mu\text{s}$ .

Während L2(L3) aktiviert ist, ist die Registrierung weiterer Ereignisse unterbrochen. Die nächstfolgende Filterstufe (L4) arbeitet asynchron und erzeugt keine zusätzliche Totzeit. Die Eingangsrate dieser Filterstufe ist im wesentlichen durch die Ereignisgröße begrenzt. Sie beträgt  $\approx 50\text{ Hz}$ . Das bedeutet, daß die Eingangsraten der 2. und 3. Triggerstufe  $1000\text{ Hz}$  bzw.  $200\text{ Hz}$  nicht überschreiten dürfen, soll die gesamte Totzeit des H1-Detektors bei  $\leq 10\%$  sein.

Während der Datennahme im ersten Jahr konnte die Ausgangsrate des L1-Triggers auf unter 30 Hz gehalten werden, was die direkte Weiterverarbeitung durch die Filterstufe ermöglichte.

### 2.6.3 Triggerstufe 4

Im L4-Trigger wurden 1992 14 Prozessoren gleichzeitig eingesetzt. Zur Triggerentscheidung steht die gesamte Detektorinformation zur Verfügung und es werden zur Rekonstruktion der Ereignisse vielfach die gleichen Programme verwendet, wie für die anschließende endgültige Rekonstruktion. Die Programme sind modular aufgebaut, so daß für eine bestimmte Triggerentscheidung nur die dafür notwendigen Programme benutzt werden. Sobald eine Entscheidung das Ereignis akzeptiert, wird es auf Band gespeichert.

Eine wesentliche Reduktion der Ereignismenge wird durch die bessere Ausnutzung der Spurkammerinformation erreicht, um Strahlwand- und Strahlgasereignisse zu erkennen.

Viele Ereignisse, die durch den BSET akzeptiert werden sind darauf zurückzuführen, daß Synchrotronstrahlung oder Teilchen aus der Protonrichtung in einer einzelnen Photodiode ein hohes Signal erzeugen. Diese ungewöhnliche Energieverteilung (siehe Abb. 2.4) kann durch den Filter erkannt werden.

Die mittlere Ausgangsrate des L4-Triggers betrug 1992 ca. 8 Hz. Das entspricht gleichzeitig der Bandaufzeichnungsrate.

Bei höherer Luminosität wird es nötig, einen Teil des Untergrundes viel früher zu erkennen. Ein großer Teil der "Synchrotronereignisse" im BEMC kann durch die Kombination von Cluster und BPC Information auf Stufe 3 zurückgewiesen werden. Derzeit wird der BSET für die inneren 12 Module so umgebaut, daß die besondere Energieverteilung in diesen Modulen bereits durch den L1-Trigger erkannt werden kann. Dies dürfte für die Messungen in 1994 solche Untergrundereignisse erheblich reduzieren. Abb. 2.4 zeigt das Verhältnis des Kanals mit der meisten Energie zum Signal aller Kanäle in diesem Modul. Die obere Abbildung zeigt das Spektrum nach der Rekonstruktion durch den L4-Trigger, die untere das Spektrum für identifizierte Elektronen einer Energie  $> 14$  GeV.

## 2.7 Ereignis- und Detektorsimulation

Um die physikalischen Prozessen zu Grunde liegende Physik zu beschreiben werden Monte-Carlo-Simulationen herangezogen. Dafür gibt es im Falle der  $ep$ -Wechselwirkung bei HERA viele Begründungen. Aus experimenteller Sicht kann der Detektor nicht den ganzen Raumwinkel ausfüllen, das Strahlrohr bleibt ausgespart und es existieren meist sehr unterschiedlich sensitive Bereiche. Ausserdem müssen an Daten detektororientierte Schnitte durchgeführt werden, um bestimmte physikalische Prozesse herauszufiltern. Für die Entwicklung dieser Schnitte und der entsprechenden Akzeptanzkorrekturen sind durch Monte-Carlo erzeugte Ereignisse erforderlich, die die "wahre" Physik simulieren. Dabei ist die Wechselwirkung selber sehr gut

durch die störungstheoretische Beschreibung der QCD zu berechnen. Die darauffolgende Hadronisierung des Quarks entzieht sich dagegen exakter Berechnungen. Hier wird meistens ein phänomenologischer Ansatz in Form von Fragmentationsmodellen gemacht. Eine Anpassung der Modelle ist unumgänglich, will man die zugrunde liegende Physik verstehen [64].

Die hier beschriebene Analyse verwendet als Vergleich zu den Daten Monte-Carlo erzeugte Ereignisse mit DJANGO 1.0 [65] zur Beschreibung der tief unelastischen Elektron-Proton-Streuung und PYTHIA 5.6 [66] und RAYPHOTON 2.0 [67] zur Simulation des Photoproduktionsuntergrundes.

DJANGO ist ein Programm, das die Verbindung zwischen HERACLES 4.1 [68] und LEPTO 5.2 [69] herstellt. Dabei erzeugt HERACLES Ereignisse, in denen höhere QED und QCD Korrekturen berücksichtigt sind. HERACLES erzeugt nur die Teilchen im Eingangs- und Ausgangskanal in Form von Vierervektoren. Das eventuell im Eingangs- oder Ausgangskanal abgestrahlte Photon wird zunächst separiert. Die Hadronisierung und Fragmentation des gestreuten Quarks und des Protonrestes wird durch das *Lund-Stringmodel* mit Hilfe von Routinen von LEPTO und JETSET 6.3 [70] durchgeführt. Das Photon wird anschließend wieder zu den erzeugten Teilchen hinzugefügt. QCD Effekte werden berücksichtigt durch Gluonabstrahlung des Quarks im Eingangs- bzw. Ausgangskanal.

In DJANGO kann das Proton über zahlreiche Parametrisierungen der Strukturfunktionen und Quarkverteilungen parametrisiert werden. Für diese Analyse werden die Daten mit MC-Ereignissen verglichen, in denen das Proton durch die Parametrisierungen MRS  $D^0$  und MRS  $D^-$  [71] dargestellt wird.

Der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit sehr kleinem Impulsübertrag  $Q^2 \approx 0$  ist um zwei Größenordnungen höher als für die tief unelastische Streuung. Das Elektron bleibt dabei in der Strahlröhre. Teilchen aus dieser  $\gamma p$ -Wechselwirkung können aber im BEMC ein Elektron simulieren. Da das falsch identifizierte Elektron in einer Hadronanalyse fehlt, unterscheidet sich die aus dem gestreuten "falschen" Elektron rekonstruierte Kinematik erheblich von der aus dem Hadronsystem rekonstruierten. Um eine Abschätzung über den Untergrund in der  $F_2$ -Analyse zu bekommen wurden zwei Generatoren verwendet. RAYPHOTON wurde verwendet, um den Anteil der "weichen" Wechselwirkung mit kleinem Transversalimpuls zu beschreiben, PYTHIA beschreibt den "harten" Anteil der Wechselwirkung. Die Weizsäcker-Williams-Näherung (WWA) liefert einen Zusammenhang zwischen dem  $ep$  Wirkungsquerschnitt und dem totalen  $\gamma p$  Wirkungsquerschnitt. Bei Gewichtung der "weichen" zu den "harten" Anteilen gemäß [72] ergeben sich in dem simulierten Bereich ( $0.1 \leq y < 1, Q_{max}^2 = 4\text{GeV}^2$  und  $Q_{min}^2 = m_e^2 y^2 / (1 - y)$ ) Wirkungsquerschnitte von  $\sigma_{RAYPHOTON} = 6.3 \mu\text{b}$ ,  $\sigma_{PYTHIA} = 2.4 \mu\text{b}$  [28].

Um die aus den Daten gewonnenen Spektren und Ergebnisse mit den MC's vergleichen zu können, müssen die MC-Daten ihrer Luminosität entsprechend normiert werden. In dieser Analyse werden MC-Daten mit folgender Luminosität verwendet.

- DJANGO (MRS  $D^0$ ) =  $130.8 \text{ nb}^{-1}$
- DJANGO (MRS  $D^-$ ) =  $130.1 \text{ nb}^{-1}$
- RAYPHOTON =  $24 \text{ nb}^{-1}$
- PYTHIA =  $48 \text{ nb}^{-1}$

Alle erzeugten Ereignisse werden einer detaillierten Detektorsimulation unterworfen. Die geometrische Beschreibung ist in das Programmpaket GEANT [73] eingebettet. Spezielle Studien an verschiedenen Detektorkomponenten erlauben es, einzelne Unterstrukturen, wie z. B. die Samplingstruktur der Kalorimeter durch homogene Medien zu ersetzen und so die Rechenzeit der Simulation zu verkürzen. Im Falle der Simulation des Photoproduktionsuntergrundes wurde darüberhinaus ein spezielles Verfahren entwickelt, was zuerst Ereignisse simuliert die in Rückwärtsrichtung gestreut werden [74]. Nur wenn diese Ereignisse Kandidaten sind, die eine falsche Elektronidentifikation ermöglichen, wird die vollständige Simulation des gesamten Detektors vorgenommen.

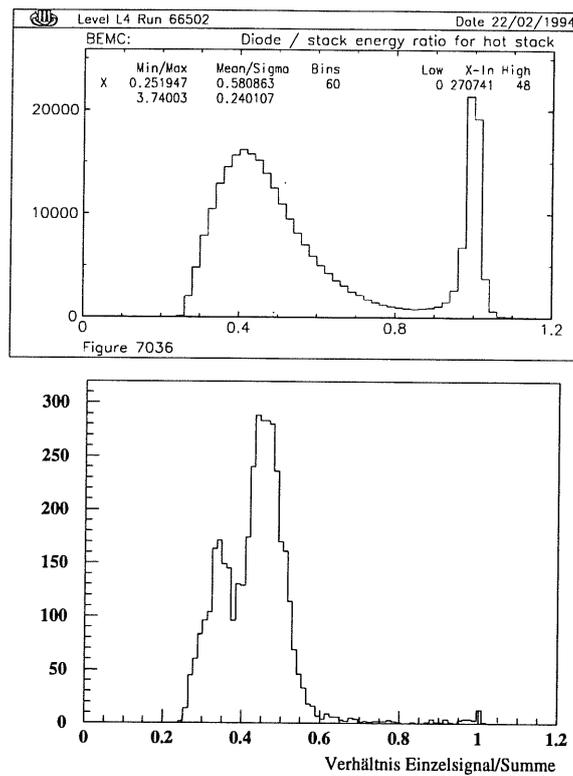


Abb. 2.4: Halbleiterzähleffekt in den Photodioden des BEMC. Dargestellt ist das Energieverhältnis des Kanals mit der höchsten Energie zur Summe aller Signale in diesem Modul nach der L4-Rekonstruktion. Unten ist das gleiche Spektrum für Elektronkandidaten mit einer Energie von mehr als 14 GeV dargestellt. Die Häufung bei '1' wird durch direkte Diodentreffer hervorgerufen.

## Kapitel 3

### Kalibration des BEMC

Wie in Kap. 1.1 erwähnt, läßt sich die Kinematik eines Ereignisses sowohl aus den Variablen des gestreuten Elektrons, wie auch aus dem Hadronsystem bestimmen. Nach Gl. 1.11 ist eine gute  $Q^2$ -Auflösung durch eine gute Elektronenergieauflösung zu erhalten.

Die  $F_2$ -Analyse von 1992 beschränkt sich auf den Bereich  $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ . Bei einem  $y$ -Schnitt von 0.6 ( $\rightarrow$  Kap. 5.1) bedeutet dies, daß das gestreute Elektron ausschließlich im BEMC nachgewiesen wird. Eine verlässliche Kalibration ist bei der Elektronmethode besonders wichtig (siehe Gl. 1.1-1.3).

Die unterschiedliche Kopplung der Wellenlängerschieber an die Szintillatoren und Photodioden wurde durch einen Aufbau am DESY-Teststrahl untersucht. Die Relativkalibration aller BEMC-Module mit Elektronen einer Energie von 5 GeV wird in Abschnitt 3.1 beschrieben.

Die unterschiedliche Auslese und Umgebung der Module zwischen dem Teststrahlaufbau und dem H1-Experiment bedingt, daß die absolute Energieskala nur auf etwa 10% bekannt ist. Die Häufung von Ereignissen im Bereich der Energie des Elektronenstrahls kann ausgenutzt werden, um 1992 eine Kalibration auf  $\approx 2\%$  zu erreichen (Abschnitt 3.2).

Die Kenntnis der Energieverluste in den Grenzbereichen der Module ist für die Elektronmessung sehr wichtig. Hierzu wurden detaillierte Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt [75, 76]. Eine Zusammenfassung dieser Studien wird in Abschnitt 3.3 gegeben.

Um die kinematischen Größen auf besser als 10% genau messen zu können, ist eine Kalibration des Detektors auf 1% erforderlich [77]. Ein Ausblick auf die zukünftigen Möglichkeiten einer Verbesserung der Kalibration wird in Abschnitt 3.4 gegeben.

Die hier beschriebene Kalibration der Module bezieht sich auf die Bestimmung der Energie für ein Ladungsäquivalent. Das Ladungsäquivalent der elektronischen Signale ist bekannt. Die Beschreibung der Eichprozedur der Elektronik, insbesondere des Jahres 1992, ist Gegenstand einer anderen Arbeit [51].

#### 3.1 Relativkalibration der BEMC-Module (Teststrahl / kosmische Myonen)

Die Kalibration der Module des BEMC wurde im Jahre 1990 mit Hilfe von Teststrahlmessungen konstanter Energie vorgenommen. Alle Modultypen wurden untersucht; jedoch sind die Daten zunächst nur für die Kalibration

der quadratischen Module verwandt worden, die den größten Teil des Auslesevolumens des BEMC mit 56 von 88 Modulen stellen.

### 3.1.1 Quadratische Module

Der Teststrahl, beschrieben in [78], des DESY-Synchrotrons (DESY II) lieferte Elektronen im Energiebereich von 1...6 GeV, mit einer maximalen Rate bei 4 - 5 GeV. Jedes Modul wurde mit Elektronen einer Einschussenergie von 5 GeV bei drei verschiedenen Einschusspositionen untersucht. Im Anhang B ist die Anordnung der Module im Teststrahlaufbau und die Einschussposition skizziert<sup>1</sup>. Die Symmetriebedingungen der quadratischen Module ermöglichen einen Abgleich der Signale untereinander auf 0.5%. Dieser Wert ergibt sich aus der Bestimmung der Meßgenauigkeit des Einschussortes. Die starke Abhängigkeit der Signale vom Einschussort parallel zu den Wellenlängenschiebern kann in den Abgleich mit einbezogen werden. Senkrecht zu den Wellenlängenschiebern ist der Einfluß geringer (siehe Anhang B). Die Langzeitstabilität<sup>2</sup> des Detektorsignals war besser als 0.3%. Einen geringen Einfluß hat auch die Einstellgenauigkeit der Strahlenergie (Schwankungsbreite  $\approx 0.3\%$ )

Abb. 3.1 zeigt die Verteilung der Kalibrationsfaktoren der langen Auslesekanäle aller quadratischen Module (244 Kanäle). Die Faktoren folgen einer Normalverteilung mit einer Breite von  $\sigma = 6.2\%$ . Die maximale Variation um den Mittelwert beträgt  $\pm 20\%$ . Details der Durchführung der Kalibration finden sich in [76, 79].

### 3.1.2 Nichtquadratische Module

Neben den quadratischen Modulen haben lediglich die großen Dreiecke eine Symmetrieachse. Die Analyse dieser Messungen ist kompliziert und wurde zunächst zurückgestellt.

Umfangreiche Untersuchungen wurden mit kosmischen Myonen durchgeführt [80]. Hochenergetische Myonen durchqueren BEMC-Module meistens als minimal ionisierende Teilchen<sup>3</sup>. Das Signal ist sehr klein (270 MeV). Die derzeitige MC-Beschreibung dieser Daten kann die absolute Größe der Signale nicht wiedergeben. Dennoch läßt sich eine Kalibration relativ zu den quadratischen Modulen vornehmen.

Im Anhang B stellt Abb. B.3 die relative Lichtausbeute der Modultypen dar. Informationen über die mittlere Lichtausbeute für jeden Modultyp kann aus der Tab. 3.1 entnommen werden. Die unterschiedliche Lichtausbeute ist auf die Geometrie zurückzuführen. Zum Beispiel wird bei den großen dreieckigen Modulen die Hälfte des Volumens der quadratischen Module von der gleichen Anzahl an Kanälen ausgelesen. Man erwartet daher eine doppelt

<sup>1</sup>Für jede Einstellung wurden die Signale von 5000 Ereignissen aufgezeichnet.

<sup>2</sup>Studie — senkrechter Einschuss in die Mitte, 5 GeV Strahlenergie — über einen Zeitraum von zwei Monaten.

<sup>3</sup>*mip* = minimal ionising particle.

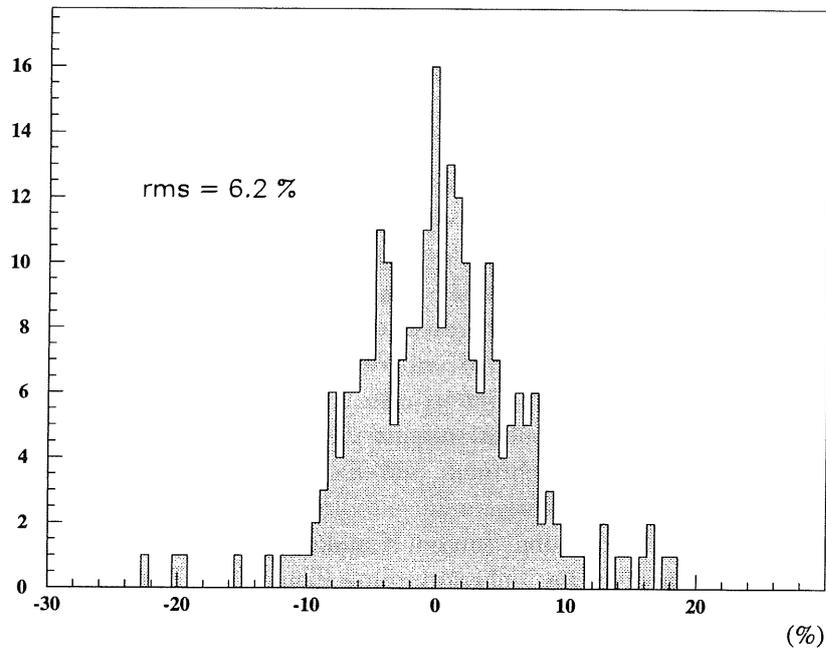


Abb. 3.1: Verteilung der Kalibrationsfaktoren relativ zum Mittelwert für die vier langen Kanäle der quadratischen Module.

so große Lichtausbeute. Gemessen wird ein Faktor 1.89(3). Der Unterschied zum Wert 2 kann mit Lichtsammelungsverlusten in den spitzen Ecken des Dreiecks erklärt werden.

Die Myonen-Messungen lassen sich mit der DESY-Teststrahl Kalibration der quadratischen Module vergleichen. Innerhalb einer Bandbreite von 10% ergibt sich Übereinstimmung [76, 80]. Die mittlere quadratische Abweichung beträgt  $\approx 5\%$ .

Modul Typ	Anzahl gemessener Module	relative Lichtausbeute	rms
quadratisch	40	1.00	.06
großes Trapezoid	4	1.05	.03
kleines Trapezoid	4	1.34	.06
großes Dreieck	10	1.89	.08
kleines Dreieck	10	2.9	.2

Tab. 3.1: Relative Lichtausbeute für verschiedene Modulformen des BEMC (aus [80] S. 50)

### 3.1.3 Die kurzen hinteren Auslesekanäle des BEMC

64 von 88 Modulen sind zusätzlich mit kurzen Wellenlängenschiebern ausgestattet, die nur die letzten 15 Szintillatorplatten überdecken. Sie dienen zur Unterstützung der  $e\pi$  Trennung. Elektronen deponieren den größten Teil ihrer Energie im vorderen Teil des Kalorimeters. Am CERN<sup>4</sup> wurden während einer Teststrahlmeßzeit unter anderem auch Versuche mit hochenergetischen 120 GeV Myonen durchgeführt. Myonen durchqueren die BEMC-Module als *mips*. Aus geometrischen Überlegungen erwartet man ein Signalverhältnis der kurzen zu den langen Kanälen von  $\frac{15}{50} = 0.3$ . Jeweils zwei Photodioden sind an einen Vorverstärker angeschlossen. Damit sollte sich das Verhältnis verdoppeln. Gemessen wird ein Verhältnis von  $.58 \pm .03$ . Das Signal der kurzen Wellenlängenschieber ist also  $1.9\times$  größer als das der langen Wellenlängenschieber. Zur Abschätzung der Genauigkeit der Messung der kurzen Kanäle muß man berücksichtigen, daß die Schattierungsfolien zur Homogenisierung der langen Auslesekanäle entwickelt wurden. Sie erzeugen einen gegenteiligen Effekt bei den kurzen Kanälen, d.h. die Signale werden dort erniedrigt, wo ehemals die Lichtsammlung kleiner ist. Die Inhomogenität des Signals abhängig vom Ort im Modul kann zu 9% abgeschätzt werden. Daraus resultiert ein gesamter Fehler für die Energieinformation der kurzen Kanäle von  $\pm 11\%$  [76].

## 3.2 Energiekalibration durch Messung des Energiespektrums gestreuter Elektronen

In der tief unelastischen Streuung von Elektronen an beschleunigten Protonen ist die Energie der gestreuten Elektronen bevorzugt gleich der Energie des einlaufenden Elektrons. Dies gilt für weite Teile des kinematischen Bereichs, insbesondere für den Bereich des BEMC, wie Abb. 3.2 verdeutlicht. Dargestellt ist das mit dem Monte-Carlo-Generator DJANGO generierte Energiespektrum im Bereich  $160 < \theta_l < 170^\circ$ . Diese Häufung im Energiespektrum gestreuter Elektronen wird auch *kinematischer Peak* genannt. Im folgenden werden zwei Methoden vorgestellt, die diese Häufung im Spektrum ausnutzen.

Methode 1 geht davon aus, daß im Bereich des kinematischen Peaks ( $x \approx \frac{E_e}{E_p}$ ) die Wechselwirkung durch die QED beschrieben wird, und darüber hinaus die Protonstrukturfunktionen durch andere Streuexperimente gemessen worden sind<sup>5</sup>. Das heißt, die Daten sollten sehr gut durch Monte-Carlo-Simulationen mit angepaßten Parametrisierungen der Strukturfunktion [71, 81] beschrieben werden können<sup>6</sup>. Die Abb. 3.2 zeigt, daß die Form

<sup>4</sup>CERN Meßzeit 1991

<sup>5</sup>NMC-Kollaboration, BCDMS-Kollaboration

<sup>6</sup>Die MC Ereignisse wurden mit verschiedenen Protonstrukturfunktionen (MRS  $D^0$  ( $D^-$ ), KMRS  $B^0$  ( $B^-$ )) generiert. Strahlungseffekte wurden berücksichtigt durch Verwendung des DJANGO Interface Paketes [65]. Simuliert und rekonstruiert wurden die Ereignisse mit den H1 Software Paketen H1SIM und H1REC.

des Spektrums im Bereich des kinematischen Peaks wenig von der Art der Parametrisierung des Protons abhängt.

Die Kalibration erfolgt durch Vergleich der simulierten und gemessenen Energiespektren im Bereich der Strahlenergie.

Methode 2 nutzt die Tatsache aus, daß die Ereigniskinematik sowohl aus dem gestreuten Elektron als auch aus dem hadronischen Meßgrößen bestimmt werden kann. So kann zum Beispiel die Energie des gestreuten Elektrons aus dem Winkel des gestreuten Elektrons und dem Winkel des Stromjets berechnet werden. Diese Methode trägt auch den Namen Doppelwinkelmethode.

Für die Studien müssen die Ereignisse nach gewissen Kriterien selektiert werden. Die Selektionskriterien sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

Die Wirkung ist wie folgt:

Schnitt 1 (TOF): Proton-Untergrund-Filter. Die Erlaubnis von Aktivität im Untergrundfenster hängt mit der Zeitauflösung der TOF-Wände und der relativ großen Bunchlänge des Protonbunches zusammen.

Schnitt 2 (Abstand zwischen BEMC Energiecluster und BPC Hit). Ebenfalls ein Proton-Untergrund-Filter. Darüberhinaus benötigt Methode 2 die BPC zur Bestimmung des Elektronstreuwinkels.

Schnitt 3 (Strahlrohr). Die Kalibration der inneren Module nahe des Strahlrohres ist nicht so gut wie die der quadratischen Module des Detektors. Zum Strahlrohr hin treten außerdem Energieverluste auf. Außerdem wird bei der  $F_2$ -Analyse auf Ereignisse mit Schwerpunkt in der inneren Modulregion verzichtet.

Schnitt 4 (Energie). Die Energieschnitte beschränken den kinematischen Bereich auf einen physikalisch gut verstandenen Bereich. Insbesondere ist bei Methode 1 gewährleistet, daß der Einfluß der Protonstrukturfunktion auf die Form der Spektren klein bleibt.

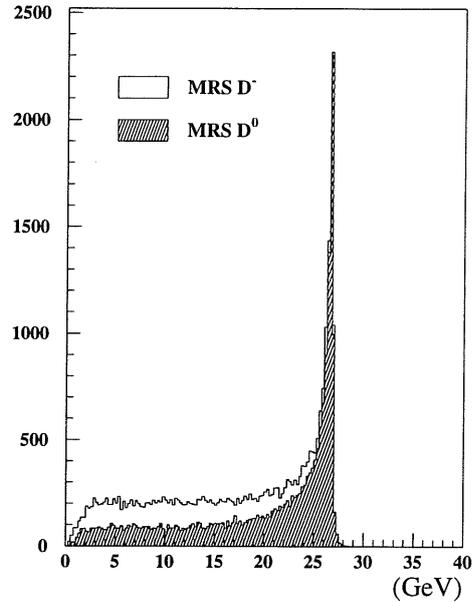


Abb. 3.2: Kinematischer Peak — generiert mit den Monte-Carlo-Generator DJANGO 1.0 und den Protonstrukturfunktionen MRS  $D^-$  ( $D^0$ ).

	Vergleich der Form der Spektren $MC \leftrightarrow$ Daten	Doppelwinkelmethode
TOF	keine Aktivität oder wenn Aktivität im Wechselwirkungsfenster dann dürfen weniger als 2 Zähler im Untergrundfenster angesprochen haben	
BEMC $\leftrightarrow$ BPC	Abstand $< 15$ cm	
Strahlrohr	Ausschluß der inneren dreieckigen Module	
Energie	$25 \text{ GeV} < E_{Cluster} < 28 \text{ GeV}$	$E_{Cluster} > 22 \text{ GeV}$
Wechselwirkungspunkt		$ Z_{vertex}  < 50 \text{ cm}$
Hadronischer Fluß		$25^\circ < \theta_{jet} < 130^\circ$

Tab. 3.2: Selektionskriterien für die Kalibrationsmethoden 1 (siehe 3.2.1) und 2 (siehe 3.2.2)

Schnitt 5 (Wechselwirkungspunkt). Der z-Vertex Schnitt ist für die Bestimmung der Streuwinkel in der Doppelwinkelmethode notwendig.

Schnitt 6 (Hadronischer Fluß). Dieser Schnitt ist ebenfalls nur für Methode 2 wichtig. Die Beschränkung auf den Zentralbereich des Detektors ergibt sich aus der Forderung nach einer guten hadronischen Energie- und Winkelmessung. Oberhalb von  $130^\circ$ , dem Übergang zwischen BBE und BEMC wird die Energiemessung für Hadronen schlecht.

Die Ereignismenge aus dem Jahre 1992 reicht nur für eine Bestimmung der globalen Energieskala des BEMC aus. Für die Kalibration einzelner Module oder gar einzelner Kanäle reicht die Datenmenge noch nicht aus.

### 3.2.1 Methode 1: Vergleich der Spektren im Bereich des kinematischen Peaks zwischen $MC$ und Daten

Verglichen werden die in Histogramme gefüllten Energiespektren. Die Histogrammauflösung ist der Detektorauflösung angepaßt. Bei 3% Energieauflösung bei 25 GeV wird deshalb eine Schrittweite von 0.75 GeV gewählt.

Schrittweise werden die Lage des Datenhistogramms zum  $MC$  und die Höhe des  $MC$ -Spektrums zu den Daten verändert und die  $\chi^2$ -Verteilung aufgezeichnet<sup>7</sup>. Aus dem Minimum der Verteilung ergibt sich die beste Anpassung von Daten an das  $MC$ . Abb. 3.3 zeigt die Spektren für Daten (Punkte) und  $MC$  (Linie). Dabei wurde die aus den Teststrahlmessungen übernommene Skala um -7% korrigiert und die Auflösung um 1.5% verbreitert. Diese

<sup>7</sup>Die Originalversion des Programmes ist von P. Murin geschrieben und benutzt MINUIT als Minimierungsprogramm

Verbreiterung entspricht den Ergebnissen nach Kap. 4.2 und führt zu einer Auflösung im *kinematischen Peak* von  $\approx 3\%$ . Die *MC*-Datenmenge ist auf die experimentelle Datenmenge normiert.

Die Abhängigkeit der Energieskalenkorrektur von einem zusätzlichen Auflösungs-term ist in Abb. 3.4 links zu sehen. Für diese Studien wurde die Parametrisierung *KMRS B<sup>-</sup>* für die Strukturfunktion des Protons verwendet.

In einer weiteren Studie ist die Abhängigkeit der Kalibration von der verwendeten Strukturfunktion des Protons getestet worden. Als Parametrisierungen sind *KMRS B<sup>0</sup>*, *B<sup>-</sup>* und *MRS D<sup>0</sup>*, *D<sup>-</sup>* untersucht worden [71, 81]. Die Tendenz, daß die “-” Parametrisierungen zu einer stärkeren Korrektur führen, als die “0” Verteilungen (Abb. 3.5), ist mit dem höheren Wirkungsquerschnitt zu kleineren Energien hin zu erklären. Es wurde nur ein schmaler Bereich von 25–29 GeV zum Vergleich der Spektren verwendet, um den Einfluß der Strukturfunktion minimal zu halten.

Folgende Fehler lassen sich aus dieser Methode abschätzen: Der statistische Fehler der Methode ist bei dieser Datenmenge  $\pm 1\%$ . Aus der Abhängigkeit der Strukturfunktion und Auflösung ergibt sich ein systematischer Fehler von  $\pm 0.5\%$ .

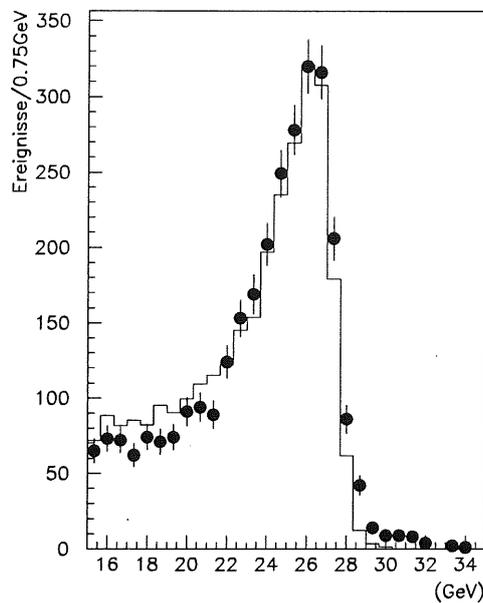


Abb. 3.3: Vergleich der Spektren im Bereich des kinematischen Peaks. Es ist die Parametrisierung *MRS D<sup>-</sup>* (Linie) im *MC* verwendet worden. Punkte kennzeichnen die Daten von '92.

### 3.2.2 Methode 2: Kalibration nach der Doppelwinkelmethode

Da die “Kinematik” eines gestreuten Elektrons sowohl aus Meßgrößen des Elektrons als auch aus dem hadronischen System bestimmt werden kann, stehen zwei kinematisch unabhängigen Variablen vier Meßgrößen gegenüber. Dies ermöglicht es insbesondere aus dem Winkel des gestreuten Elektrons und dem Winkel des “Stromjets” die Energie des gestreuten Elektrons zu

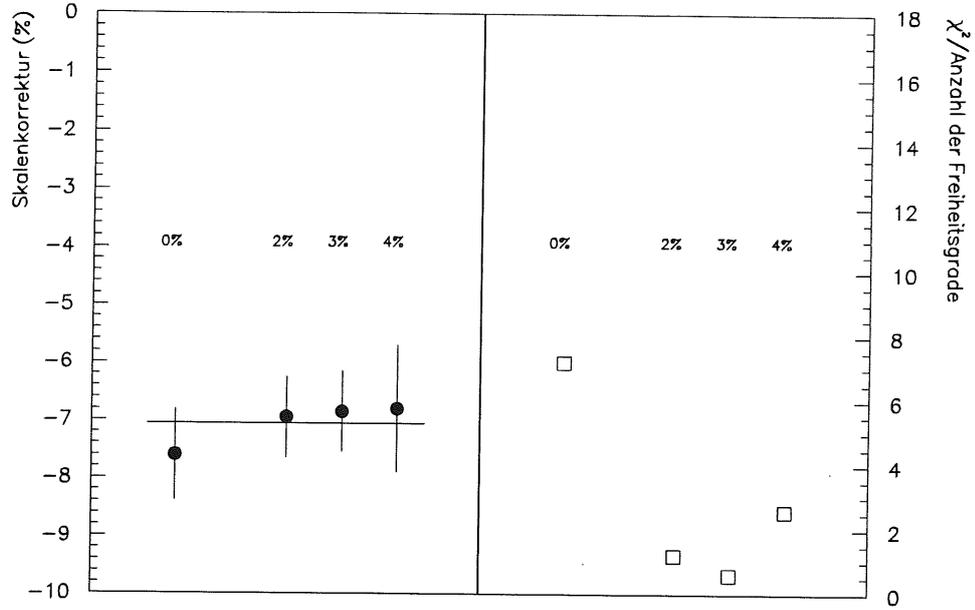


Abb. 3.4: Energieskalenkorrektur im Bereich des kinematischen Peaks in Abhängigkeit von der Energieauflösung.

Links: Abhängigkeit der Skalenkorrektur von einer zusätzlichen Verschlechterung des MC bedingt durch Kalibrationsfehler.

Rechts: Die dazugehörige  $\chi^2$ -Verteilung.

bestimmen<sup>8</sup>.

$$E_{2\alpha} = E_b \frac{\tan \frac{\theta_l}{2} + \cot \frac{\theta_l}{2}}{\tan \frac{\theta_l}{2} + \tan \frac{\theta_{jet}}{2}} \quad (3.1)$$

mit

$$\begin{aligned} E_b &= \text{Strahlenergie des Elektronenstrahls} \\ \theta_l &= \text{Winkel des gestreuten Elektrons} \\ \theta_{jet} &= \text{Winkel des gestreuten Partons} \end{aligned}$$

$\theta_l$  wird aus dem Wechselwirkungspunkt und den Hits in der BPC bestimmt.  $\theta_{jet}$  ergibt sich aus dem hadronischen Fluß [82]

$$\cos \theta_{jet} = \frac{\sum E_i \cos \theta_i}{\sum E_i}, \quad i \neq \text{gestreutes Elektron} \quad (3.2)$$

Die Summation geht über alle Kalorimeterzellen (das gestreute Elektron ist in die Summation nicht eingeschlossen).

<sup>8</sup>Eine Ableitung der Formel ist in Anhang C gegeben.

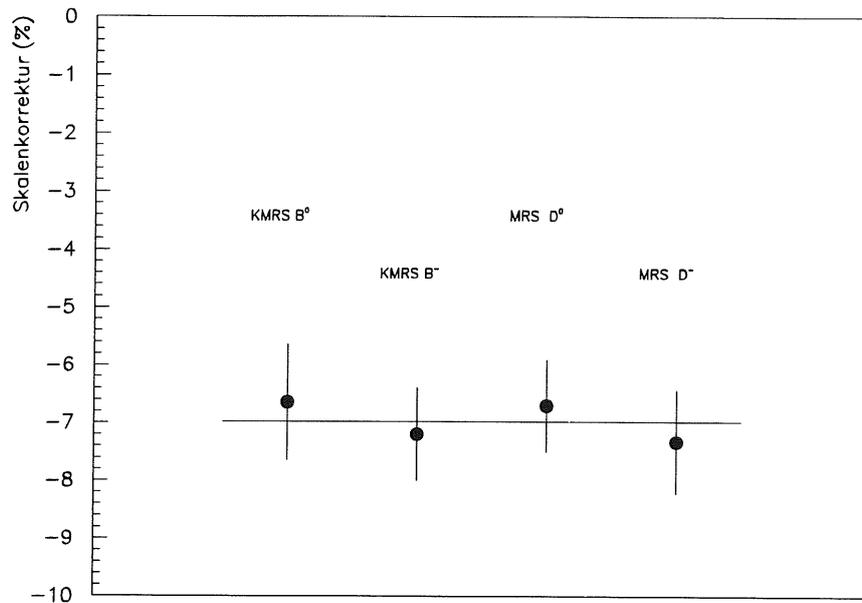


Abb. 3.5: *Energieskalenkorrektur für verschiedene Parametrisierungen der Protonstrukturfunktion.*

Der so bestimmte Winkel ist unabhängig von einer globalen Miskalibration des LAC.

Wie oben erwähnt werden, anders als bei Methode 1, härtere Schnitte an die Ereignismenge angebracht. So ist ein rekonstruierter Wechselwirkungspunkt notwendig und die Richtung des “Stromjets” sollte nicht in den Rückwärtbereich zeigen, denn hier ist die hadronische Energiemessung schlecht. Die Forderung nach einem rekonstruierten Wechselwirkungspunkt führt zu einer Beschränkung der Analyse auf Spuren und Energie im Zentraldetektorbereich ( $\theta_{jet} > 25^\circ$ ). Ein Vergleich der nach Methode 1 rekonstruierten Energie und der Doppelwinkelmethode zeigt eine sehr gute Übereinstimmung (Abb. 3.7). Die Überprüfung der Doppelwinkelmethode mit der Detektorsimulation (Abb. 3.6) zeigt eine leichte Verschiebung, deren Ursache möglicherweise in einer fehlerhaften Beschreibung der BPC zu suchen ist. Die Asymmetrie wird durch radiative Ereignisse verursacht, bei denen das Elektron ein Photon im Eingangskanal abstrahlt. *MC*-Studien ohne Abstrahlung von Photonen im Eingangskanal zeigen die Asymmetrie nicht.

Die in den Abb. 3.7,3.6 angegebene Auflösung beinhaltet eine Verbreiterung aufgrund der Doppelwinkelmethode selber. Sie ist konsistent mit den in Abschnitt 4.2 gemachten Angaben.

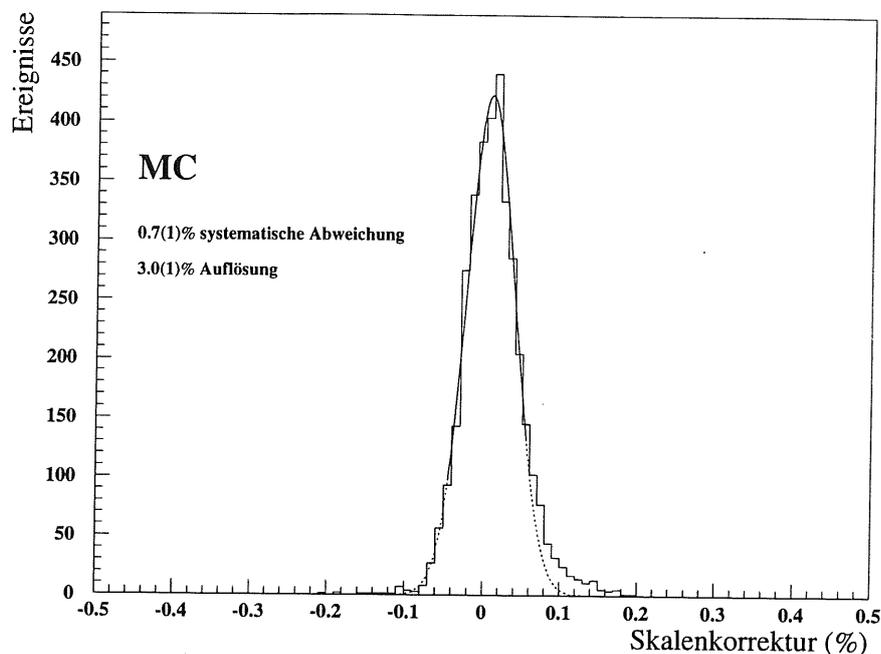


Abb. 3.6: *MC-Studie zur Rekonstruktion der BEMC-Energie mit der Doppelwinkelmethode. Die Fitfunktion entspricht einer Normalverteilung die nur im Bereich der durchgezogenen Kurve angepaßt wurde.*

Eine Fehlerbetrachtung ergibt für den statistischen Fehler 0.3%. Als systematische Fehlerquellen kommen die Winkelmessungen in Frage. Gl. 3.1 zeigt, daß die Energiemessung sensitiv auf die Messung des Elektronstreuungswinkels ist. Der Einfluß der Jetwinkelmessung ist klein. Der Elektronwinkel hängt von der Auflösung der BPC ab. 1992 wurde eine Genauigkeit von 3 mrad erreicht [25]. Daraus ergibt sich ein systematischer Fehler von 0.2%. Die Abweichung zwischen den Daten und der Detektorsimulation wird zu den systematischen Fehler addiert. Der gesamte systematische Fehler ist kleiner 0.4%.

### 3.2.3 Vergleich beider Methoden

Es muß hervorgehoben werden, daß beide Methoden nur eine globale BEMC Energieskala im Bereich des *kinematischen Peaks* ( $E > 22$  GeV) liefern.

In Tab. 3.3 ist eine Gegenüberstellung der statistischen und systematischen Fehler enthalten. Die beiden letzten Zeilen enthalten eine Abschätzung über zwei weitere, von der Methode unabhängige systematische Fehler. Der erste ist gegeben durch Probleme bei der elektronischen Kalibration während der Datennahme (siehe [51]). Eine möglicherweise unvollständige Beschrei-

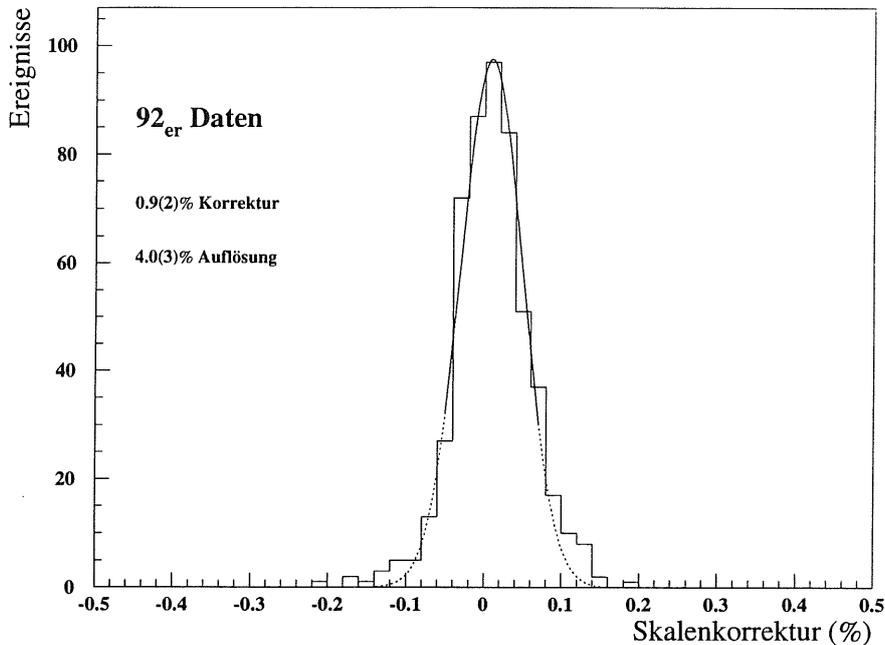


Abb. 3.7: Kalibration der BEMC Energieskala mit der Doppelwinkelmethode. Die Datenmenge wurde nach Methode 1 kalibriert.

bung des nichtsensitiven Materials vor dem Kalorimeter im Detektorsimulationsprogramm hat einen Einfluß von 1% auf die Energieskala bei kleinen Energien [39]. Die systematischen Fehler werden linear addiert. Somit ergibt sich der gesamte Fehler aus der quadratischen Addition von kleinstem systematischen und statistischen Fehler zu

$$0.3\%_{stat.} \oplus 1.8\%_{syst.} \quad (3.3)$$

Methode 2 ist gegenüber Methode 1 etwas genauer in der Energiekalibration. Die Methode des Formvergleichs ist dafür unabhängig von anderen Detektorkomponenten. Das ermöglicht auch solche Daten zur Kalibration zu verwenden, die ansonsten wegen zu hohem Untergrund oder anderer Detektorineffizienzen aus anderen Analysen herausfallen. Ab Sommer 1993 werden Ereignisse im Bereich des kinematischen Peaks gesondert gespeichert.

### 3.3 Kalibration des BEMC in Bereichen hoher Inhomogenitäten

Im Grenzbereich zwischen den Modulen verteilt sich die Energie eines Schauers auf mehrere Module. Das Material der Wellenlängenschieber reduziert die

	Vergleich der Form der Spektren $MC \longleftrightarrow$ Daten	Doppelwinkelmethode
statistischer Fehler	$\pm 1\%$	$\pm 0.3\%$
systematischer Fehler	$\pm 0.5\%$	$\pm 0.4\%$
systematischer Fehler: Hardware	$\pm 0.5\%$	
systematischer Fehler: Software	$\pm 1\%$	

Tab. 3.3: Vergleich der Fehler zwischen beiden Kalibrationsmethoden auf die Energieskala. Die Fehler in Zeile 3 und 4 betreffen beide Methoden gleichermaßen. Dabei ist unter "Hardware" insbesondere der Einfluß der Probleme der Kalibration der Elektronik zu verstehen. Die unvollständige Beschreibung des nichtsensitiven Materials vor dem Kalorimeter im Simulationsprogramm ist der wesentliche Beitrag zum "Software" Fehler.

mittlere Strahlungslänge, so daß ein vollständiges Einschließen des Schauers nicht mehr gewährleistet ist. Darüberhinaus machen sich die Inhomogenitäten in der Lichtsammlung in diesem Übergangsbereich besonders bemerkbar. Daraus ergibt sich ein Energieverlust im Vergleich zur Relativkalibration nach Kap. 3.1 abhängig von Position und Winkel des Auftreffortes des Elektrons zur Lage des Übergangs (im Folgenden auch mit "Crack" bezeichnet).

Es wurden ausführliche und umfangreiche Untersuchungen basierend auf  $MC$ -Rechnungen von P. Reimer durchgeführt, die in [75, 76] dokumentiert sind. Hier wird deshalb nur eine Zusammenfassung der Ergebnisse gegeben, die für das Verständnis des BEMC wichtig sind.

In  $MC$  Studien wurde die Energie basierend auf einer Statistik von jeweils 100 Elektronen für drei verschiedene Energien (5, 10, 30 GeV) in Gitterabständen von 2 cm rekonstruiert. Dabei wurde von einem Nominalwechselwirkungspunkt (0,0,0) ausgegangen. Abb. 3.8 zeigt die Korrekturen der Energieverluste in Abhängigkeit vom Einschußort für einen Quadranten des BEMC und 30 GeV Elektronen in dreidimensionaler Darstellung<sup>9</sup>.

Man kann sich aufgrund der Symmetrie im BEMC auf Untersuchungen in einem Quadranten beschränken. Der Einschußort des Teilchens wird aus dem nächsten Hit der BPC im Umkreis von 8 cm bestimmt. Im Grenzbereich

<sup>9</sup>Man sollte beachten, daß die Korrekturen keineswegs symmetrisch zu  $\phi = 45^\circ$  sind, da Elektronen im Magnetfeld eine Richtungsänderung erfahren und somit der Einschlußwinkel des Elektrons mit der "Crack" Orientierung verschieden ist, wenn man einen bestimmten Ort mit seinem an der Diagonalen gespiegelten vergleicht.

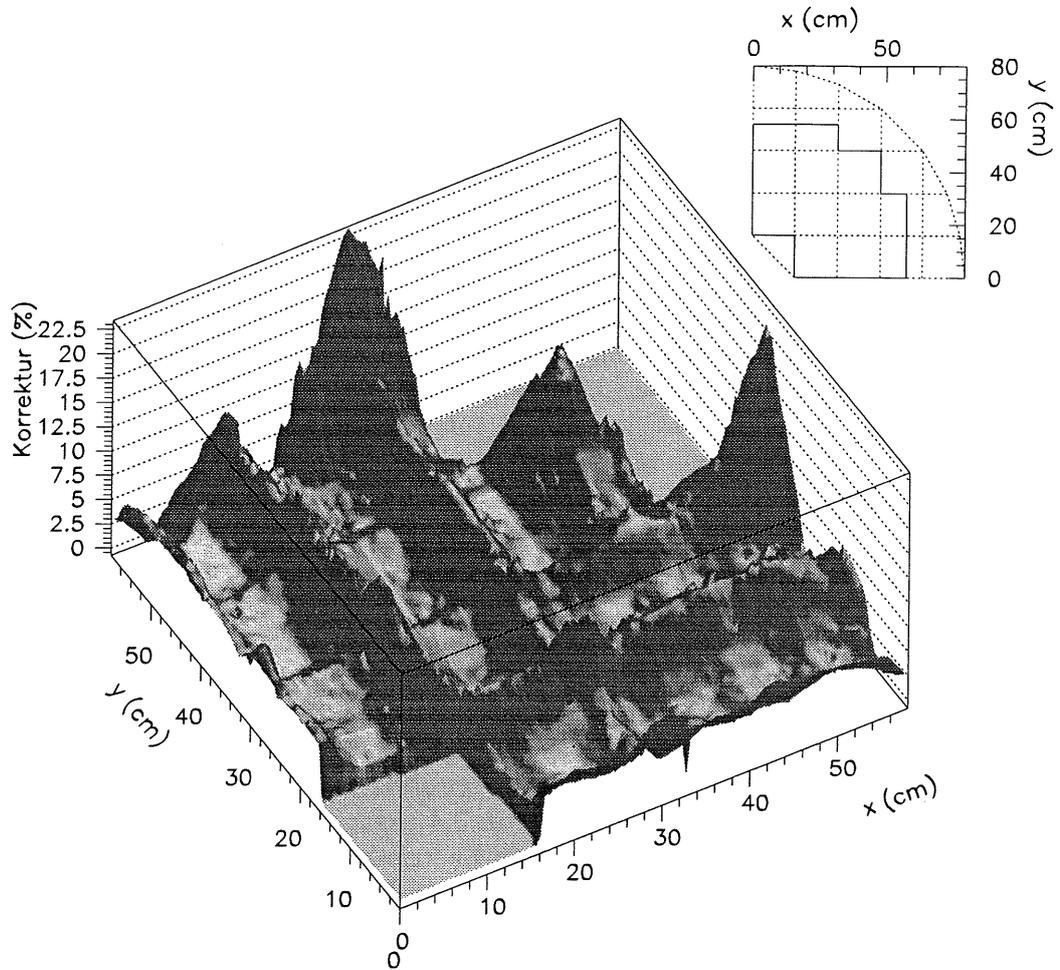


Abb. 3.8: Mittlere Korrektur der Clusterenergie in Abhängigkeit vom Einschubort für einen Quadranten im BEMC. Die Energie der Elektronen in der Simulation beträgt 30 GeV. Im kleinen Bild ist das Volumen, für das Korrekturtabellen erstellt werden, schwarz eingerahmt. Neben den starken Korrekturen zum Rand hin fallen die Korrekturen bei  $x = 16$  cm bzw.  $y = 16$  cm auf, die in etwa den Korrekturen bei  $\phi = 0^\circ$ , bzw.  $90^\circ$ , entsprechen. Hier schließt die Elektronrichtung mit dem "Crack" einen kleinen Winkel ein. Die Anordnung der Wellenlängenschieber spielt nur eine untergeordnete Rolle.

zwischen den Modulen treten Korrekturen bis zu 15% auf. Eine Kalibration auf 1% genau kann im Bereich der "Cracks" nur dann erzielt werden, wenn die BPC zur Ortsbestimmung genutzt wird. Die BEMC Ortsrekonstruktion ist mit derzeit 1.5 cm dafür nicht ausreichend<sup>10</sup>. Dasgleiche gilt, wenn der Ort aus mehreren BPC Hits rekonstruiert werden muß, denn dann ist die Ortsauflösung der BPC nicht viel besser als die des BEMC [83].

Der Einfluß der Lage des Wechselwirkungspunktes auf die Korrektur ist gering. Simuliert wurden Verschiebungen in der  $z$ -Koordinate des Wechselwirkungspunktes von  $\pm 25$  cm. Dabei tritt bei -25 cm ein maximaler Fehler in der Kalibration um -2% auf, wenn der Schauerschwerpunkt im "Crack" liegt [76].

Um eine möglichst gute Anpassung an die Wirklichkeit zu erhalten, wurde die Detektorsimulation mit Teststrahl Daten verglichen. Es wird eine Übereinstimmung von Teststrahl Daten mit dem  $MC$  von 1.6% erreicht [75].

Die Korrektur beschränkt sich auf Bereiche im BEMC, wo der Schauereinschluß vollständig ist. Derzeit werden im übrigen Bereich nur die Energieverluste durch das nicht-sensitive Material vor dem Detektor korrigiert [84].

### 3.4 Aussichten bei höherer Luminosität

Untersuchungen mit der Doppelwinkelmethode zeigen, daß mit ca. 130 selektierten Ereignissen (Selektionskriterien, wie in Abschnitt 3.2) eine statistische Genauigkeit von  $\pm 0.7\%$  erreicht wird<sup>11</sup>. Das entspricht etwa einem Viertel der 1992 zur Verfügung stehenden Datenmenge. Eine zeitliche oder räumliche Teilung der Ereignisse zeigt aber, daß die Änderung der Kalibration im Rahmen der Fehler von Gl. 3.3 bleibt. Mit höherer Luminosität ist es möglich, nicht nur eine globale Energieskala zu bestimmen, sondern die Kalibration auf einzelne Module oder Auslesekanäle zu erweitern. Der Wirkungsquerschnitt für gestreute Elektronen im kinematischen Peak<sup>12</sup> ist stark winkelabhängig (siehe Abb. 3.9), so daß die Kalibration des Außenbereichs des BEMC selbst bei vorgesehener Luminosität einige Wochen dauern kann.

Mit einer Faustformel kann man die Luminosität berechnen, die benötigt wird, um einzelne Module zu kalibrieren:

$$L \approx \frac{130}{\epsilon_{zvtx} \sigma_m} \quad (3.4)$$

- $L$  = zu messende Luminosität in  $\text{pb}^{-1}$
- $\sigma_m$  = Wirkungsquerschnitt für Modul  $m$  nach Abb. 3.9
- $\epsilon_{zvtx}$  = Effizienz für die Rekonstruktion eines Wechselwirkungspunktes. Abhängig vom Winkel des gestreuten Elektrons ergibt sich ein Wert zwischen 25% (innere Module) und 50% (mittlere und äußere Module)

<sup>10</sup>Wenn ein BPC Hit weiter als 8 cm vom Clusterschwerpunkt entfernt ist, wird der Clusterschwerpunkt selbst zur Korrektur herangezogen.

<sup>11</sup>Hat man den systematischen Fehler auch auf diesem Niveau unter Kontrolle, bedeutet das, daß der Gesamtfehler  $\leq 1\%$  bleibt.

<sup>12</sup> $MC$ -Simulation mit Schnitt auf die Energie bei 22 GeV.

33	30	3		
120	100	60	6	
640	330	130	60	3
5900	1450	330	100	30
7700	5900	640	120	33

Abb. 3.9: Wirkungsquerschnitt in  $\text{pb}$  in Abhängigkeit von der Modulposition im BEMC für gestreute Elektronen einer Energie  $> 22 \text{ GeV}$ . Aus Symmetriegründen erfolgt die Beschränkung auf einen Quadranten im BEMC. *Kursiv sind die Wirkungsquerschnitte angegeben für die Module, in denen Energieverluste die Energiemessung beeinflussen.*

Das bedeutet, daß mit der 1993 aufgezeichneten Luminosität die inneren 24 Module einzeln kalibriert werden können.

Mit höherer Luminosität werden zwei weitere physikalische Prozesse interessant, die insbesondere zur Überprüfung der Linearität der Energieskaladienen können.

In sogenannten *Compton - QED Ereignissen*, bei denen ein *quasi-reelles* Photon mit dem Proton ausgetauscht wird [85], können Elektron und Photon mit großem Kollisionswinkel auseinanderfliegen, und beide Teilchen können im BEMC nachgewiesen werden. Bei diesen Ereignissen ist der Energieübertrag klein ( $\approx 50 \text{ MeV}$ ). Die Gesamtenergie des Elektron-Photon-Systems ist daher angenähert der Strahlenergie  $\approx E_b$ . Das Proton oder das hadronische System verbleibt im Strahlrohr und deponiert deshalb keine Energie im Vorwärtsbereich. Dies erlaubt eine einfache Identifizierung. Abb. 3.10 zeigt ein solches *Compton-QED-Ereignis*. Die beiden Cluster haben eine Energie von  $13.2 \text{ GeV}$  bzw.  $11.7 \text{ GeV}$ . Da die Summe beider Cluster der Strahlenergie entspricht, erhält man die Möglichkeit die Energielinearität der Energie-

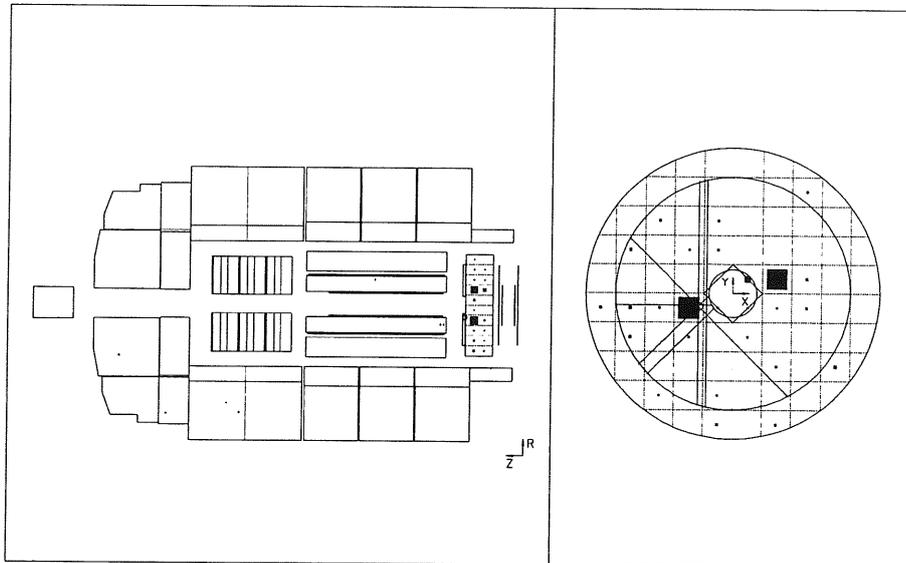


Abb. 3.10: *Compton-QED-Ereignis.*

*Solche Ereignisse zeichnen sich durch zwei elektromagnetische Cluster aus die  $\sim 180^\circ$  in  $\phi$  zueinander liegen und (fast) keine Energiedeposition im übrigen Detektor haben.*

messung im BEMC zu überprüfen. Der Wirkungsquerschnitt ist mit  $1 \text{ nb}^{-1}$  allerdings sehr klein. Näheres findet sich in [86, 87].

Ein weiterer Linearitätstest ergibt sich aus der Analyse radiativer Ereignisse bei denen das abgestrahlte Bremsstrahlungsphoton im *Photonarm* des Luminositätsdetektors nachgewiesen wird. Aus der Differenz zur Strahlenergie ergibt sich die Energie des Elektrons vor dem Stoß. Damit kann das Energiespektrum für Elektronen in Abhängigkeit von der *Photonarmenergie* diskutiert werden [51]. Wegen der geringen Akzeptanz und des breiten Energiebereichs der Bremsstrahlung wird auch hier eine höhere Luminosität benötigt.

## Kapitel 4

### Eigenschaften des BEMC

In diesem Kapitel sollen wesentliche Eigenschaften des Rückwärtskalorimeters diskutiert werden.

Abschnitt 1 erläutert die Lichtsammlung im Szintillator.

Abschnitt 2 beschäftigt sich mit der Energieauflösung, die der hauptsächlichste Beitrag zur Auflösung von  $x$  und  $Q^2$  ist.

Abschnitt 3 behandelt die Ortsrekonstruktion und die daraus resultierende Ortsauflösung.

Der 4. Abschnitt diskutiert die laterale und longitudinale Ausdehnung elektromagnetischer Schauer. Elektromagnetische Schauer unterscheiden sich grundsätzlich in der Ausdehnung von hadronischen Schauern. Dazu wird ein energiegewichteter Clusterradius eingeführt.

Alle quadratischen und die großen trapezförmigen Module sind im hinteren Bereich mit zusätzlichen Wellenlängenschiebern ausgestattet. Die Verwendbarkeit dieser Information wird diskutiert.

Der 5. Abschnitt dieses Kapitels behandelt die Identifizierung gestreuter Elektronen. Grundlage der Elektronidentifizierung bilden der Clusterradius (Abschnitt 4.4) und der Zusammenhang zwischen Cluster und rekonstruierten Orten in der BPC (Abschnitt 4.3). Darüberhinaus wird allgemein auf die Messung von Hadronen und hadronischen Flüssen im BEMC eingegangen und die Möglichkeiten der Pion-Zurückweisung diskutiert.

#### 4.1 Lichtsammlung im Szintillator

Beim Durchgang geladener Teilchen durch den Szintillator (SCSN-38) werden die Moleküle der Trägersubstanz angeregt. Im Allgemeinen erfolgt die Emission von Licht durch prompte Fluoreszenz aus einem Singulettzustand. Damit das Licht den Szintillator verlassen kann, ist er mit 1% buthyl-PBD und 0.02% BDB dotiert. Diese Stoffe schieben die Wellenlänge des emittierten Lichtes in den transparenten Bereich des Szintillators.

Über Wellenlängenschieber wird das Licht zur Photodiode geleitet. Der Wellenlängenschieber schiebt das Licht ein weiteres Mal in den sensitiven Bereich der Photodiode.

Die Lichtausbeute ist für hohe Teilchenenergien proportional zum Energieverlust der Teilchen im Szintillator<sup>1</sup>.

Die Lichtausbeute ist darüberhinaus abhängig vom Magnetfeld, dem der Detektor ausgesetzt ist. Im Bereich des BEMC herrscht ein Feld von ungefähr

<sup>1</sup>Für kleine Energien treten Intensitätsverluste auf  $\rightarrow$  BIRK'sches Gesetz [49].

1.0 Tesla. Dies führt zu einer Zunahme der Lichtausbeute von  $\approx 5\%$ . Eine lineare Abhängigkeit wurde in Magnetfeldern bis zu 1.65 Tesla gemessen [88]. Die Feldabhängigkeit wird in der Energierekonstruktion berücksichtigt.

Das H1-Experiment wird in einer Stickstoffatmosphäre betrieben. Eine Abnahme der Lichtausbeute in Luft gegenüber einer reinen  $N_2$ -Atmosphäre (oder Vakuum) von  $\approx 3\%$  konnte beobachtet werden [89].

## 4.2 Energieauflösung

Die Energieauflösung der BEMC-Module setzt sich in unterschiedlicher Weise aus drei Termen zusammen. Der wichtigste Einfluß ist die Kalorimeter Samplingstruktur. Durch die Samplingbauweise — 2.5 mm Pb, 4 mm Szintillator — entwickelt sich der Schauer im wesentlichen im Blei. Es trägt jedoch nur die Ionisation der Teilchenspuren im Szintillator zum Energiesignal bei. Die Fluktuationen im Energiesignal nennt man Samplingfluktuationen (siehe Abschnitt 2.4.  $\sigma_{samp}$  ist proportional zu  $\sqrt{E}$ ).

Die endliche Länge der Module ( $\approx 21.5 X_0$ ) führt dazu, daß Sekundärteilchen des Schauers das Kalorimeter verlassen können. Bei dieser Länge sind die Verluste klein, und der Einfluß auf die Auflösung kann mit einem Term proportional zu  $E$  beschrieben werden. Kalibrationsfehler zwischen Dioden und Inhomogenitäten der Lichtausbeute in den Modulen tragen ebenfalls proportional zu  $E$  zur Auflösung bei.

Die BEMC Module werden über Photodioden ausgelesen. Da das Photodiodensignal sehr klein ist, muß es anschließend über Vorverstärker verstärkt werden ( $\approx$  Faktor 100). Auch ohne Energiedeposition im Kalorimeter liefert die Kette Photodiode-Vorverstärker ein Signal (Pedestal), dessen Breite man als Rauschen bezeichnet. Der Rauschterm  $\sigma_{rauschen}$  ist energieunabhängig.

Üblicherweise bezeichnet man mit  $\sigma/E$  die Auflösungsfunktion und somit erhält man:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma_{rauschen}}{E} \oplus \frac{\sigma_{samp}}{\sqrt{E}} \oplus \sigma_{const} \oplus \sigma_{cal} \quad (4.1)$$

Die Aufteilung in zwei  $E$ -proportionale Terme ist willkürlich und soll zeigen, daß es Effekte, wie z. B. Interkalibrationsfehler gibt, die mit zunehmendem Detektorverständnis während der Datennahme, verschwinden.

Die Energieauflösung wurde am DESY Teststrahl mit Energien zwischen 1...6 GeV und am CERN mit Energien zwischen 5...60 GeV gemessen. In Abb. 4.1 stellen die Punkte die DESY-Messungen und die Kreise die CERN-Messungen dar. Die gepunktete Linie entspricht der Funktion nach Gl. 4.1 mit  $\sigma_{rauschen} = 97(6)$  MeV,  $\sigma_{samp} = 10.0(3)\%$  und  $\sigma_{const} = 1.0(3)\%$ .<sup>2</sup> Der

<sup>2</sup>Bei einem 3 Parameter-Fit nach Gl. 4.1 sind der Sampling- und der Rauschterm stark miteinander korreliert. Um realistische Aussagen zu bekommen, wurden nur die DESY Messungen als Grundlage für den Fit genommen und zunächst der Rauschterm auf 93 MeV fixiert. ( $\sigma_{const} = 0$  wurde gesetzt, weil bei diesen kleinen Energien und der speziellen Experimentierbedingung des senkrechten zentralen Einschusses dieser Term verschwindet.) Es ergibt sich ein Samplingterm von 10%. Im zweiten Schritt wird der Samplingterm fixiert und man erhält für den Rauschterm 97 MeV mit doppelt so großem Fehler. Die

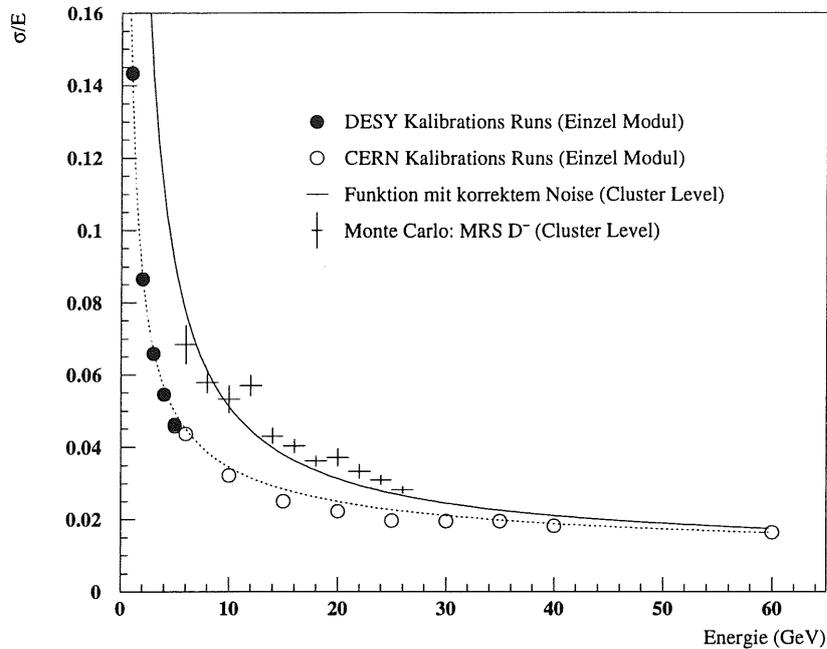


Abb. 4.1: Energieauflösung: Vergleich Teststrahl – H1-Experiment: Punkte sind DESY-Messungen, Kreise sind CERN-Messungen. Die gepunktete Kurve ist die Auflösungskurve für diese Teststrahl-daten. Die Berücksichtigung der geänderten Elektronik und des Clusteralgorithmus ergibt die durchgezogene Kurve für das H1-Experiment. Zum Vergleich ist die Auflösung aus dem MC (Parametrisierung MRS  $D^-$ ) angegeben.

Rauschterm ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Rauschen aus sogenannten *Pedestals* von 93(1) MeV.

Diese Ergebnisse können auf die Verhältnisse im H1-Experiment übertragen werden, wenn zwei Unterschiede berücksichtigt werden. Zwischenzeitlich wurde der Detektor mit einer anderen Elektronik (schnelleren *Shape*-verstärkern) ausgestattet, nachdem man herausgefunden hat, daß die alte Elektronik nicht in der Lage war, hohe Raten zu verarbeiten (Pile-up, diskutiert in [38]). Diese neue Elektronik hat ein höheres Rauschen von  $\approx 130$  MeV. Außerdem entwickelt sich ein Schauer nicht nur in einem Modul allein. Der Clusteralgorithmus für die '92er Daten kombiniert 9 Zellen (Module) zu einem Energiesignal. Geht man davon aus, daß das Rauschverhalten der 9

---

Unsicherheit im Samplingterm kann man zu 0.3% abschätzen. Daraus ergeben sich dann die anderen Fehler. Den konstanten Term  $\sigma_{const}$  kann man aus einem Fit unter Einschluß aller Punkte bekommen. Er ist  $\leq 1\%$ .

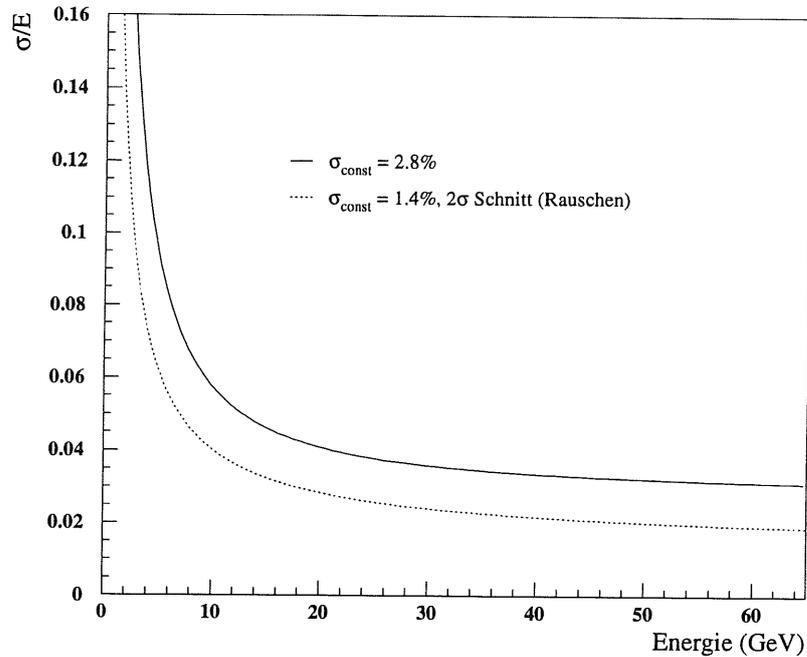


Abb. 4.2: Energieauflösung des BEMC 1992:

Der Rauschterm von 390 MeV läßt sich durch einen  $2\sigma$ -cut — kanalweise — deutlich verringern (205 MeV). Dies ist interessant im Hinblick auf zukünftige Analysen (z. B. '93er Daten). Andererseits haben die Kalibrationsungenauigkeiten in den '92er Daten eine Erhöhung des konstanten Terms zur Folge (+ 2.5%). Die durchgezogene Kurve beschreibt die Energieauflösung für die in dieser Arbeit verwendeten Daten.

Zellen nicht korreliert ist ergibt sich ein um Faktor 3 größerer Rauschterm  $\sigma_{\text{rauschen}} = 390$  MeV. Dies entspricht der durchgezogenen Linie in Abb. 4.1.

Diese Kurve kann man mit einer Simulation des Detektors vergleichen. Verwendet wurde die Simulation tief unelastisch gestreuter Ereignisse mit der MRS  $D^-$  Parametrisierung für das Proton (Kreuze). Der Detektor wird dabei ohne Rauschen simuliert und anschließend werden in der Rekonstruktion sogenannte Rauschereignisse den  $MC$ -Ereignissen überlagert. Es ist daher nicht verwunderlich, daß zu kleinen Energien, wo der Rauschterm dominant ist, eine gute Übereinstimmung erreicht wird. Die Abweichung zu höheren Energien kann durch nicht genügende Beschreibung von Detektor-effekten verstanden werden — Korrekturen im Grenzbereich der Module ("Crack" Korrekturen), Korrekturen bezüglich des nichtsensitiven Materials, BPC Rekonstruktion.

Der Einfluß des Rauschterms auf die Auflösung kann vermindert werden, wenn Kanäle ohne signifikante Energie von vornherein ausgeschlossen werden. Die Auswirkung eines  $2\sigma$  Schnittes auf das Rauschen zeigt die gepunktete Kurve in Abb.4.2. Weil nur noch etwa 10 Kanäle im Mittel zum Energiesignal beitragen, verringert sich der Rauschterm auf  $\approx 205$  MeV.

Unkenntnis über die Kalibration einzelner Module (oder Dioden) zueinander, wie auch die “Crack”-Region tragen zur Auflösungsverschlechterung bei. Man kann die Doppelwinkelmethode anwenden, um die Auflösung in verschiedenen Bereichen unter unterschiedlichen Bedingungen zu studieren. Die Breite der Verteilung (siehe z. B. Abb. 3.7) entspricht der Energieauflösung, sofern man den Beitrag der Hadronmessung zur Auflösung berücksichtigt (ca.  $1.3\%$ )<sup>3</sup>.

Die Doppelwinkelmethode ist auf den Bereich des *kinematischen Peaks* beschränkt. In erster Näherung sollten Effekte, die die Auflösung verschlechtern, linear eingehen. Die Beiträge vom Rauschen und die Samplingfluktuationen können herausgerechnet werden. Dies ist in Tab. 4.1 für den Bereich des *kinematischen Peaks* durchgeführt. Die Tabelle enthält die Resultate für Daten und MC. Untersucht wird der Einfluß der BPC Multiplizität und der “Crack” Region.

Auflösung bei 26.5 GeV	$\sigma_{mess} = \sigma_{2\alpha} \oplus \sigma_{BEMC}$						
	$\sigma_{BEMC} = \sigma_{Rauschen} \oplus \sigma_{samp} \oplus \sigma_{konst}$						
	Daten $\sigma_{mess}$	MC $\sigma_{mess}$	$\sigma_{Rauschen}$	$\sigma_{samp}$	$\sigma_{2\alpha}$	Daten $\sigma_{konst}$	MC $\sigma_{konst}$
BEMC-Mittel	3.98(25)	3.02(10)				2.86(35)	1.22(28)
exakt 1 BPC Hit	3.65(36)	2.99(12)				2.38(51)	1.14(35)
95% in einem Modul	3.08(27)	2.93(15)	1.47(7)	1.94(6)	1.31(4)	1.36(62)	0.97(48)
nicht 95% i.e.M.	4.50(41)	3.07(13)				3.55(53)	1.40(30)
Korrektur '93	3.89(24)					2.74(35)	

Tab. 4.1: Auflösung im kinematischen Peak unter verschiedenen Bedingungen.

Zeile 1: gemittelt übers ganze BEMC

Zeile 2: Ereignisse mit genau einer BPC Spur

Zeile 3: Ereignisse bei denen 95% der Schauerenergie in einem Modul enthalten ist

Zeile 4: Antiselektion zu Zeile 3

Zeile 5: Rekonstruktion der Daten mit der Korrektur aus der Datennahme von 1993.

<sup>3</sup>Man kann dies untersuchen, indem man die mit der Doppelwinkelmethode rekonstruierten Energien im BEMC mit den generierten Energien vergleicht.

In Spalte 7,8 stehen die Ergebnisse für den konstanten Term in der Auflösungsfunktion. Die einzelnen Zeilen bedeuten:

- 1 die mittlere Auflösung des BEMC
- 2 Es werden nur solche Ereignisse selektiert, die genau eine BPC-Spur enthalten. Für solche Ereignisse ist der Einschußort sehr genau bekannt und die Korrekturen nach Kap. 3.3 sollten anwendbar sein.
- 3 Die Selektion wird auf Ereignisse beschränkt, die im wesentlichen eine Schauerentwicklung in nur einem Modul zeigen. Diese Ereignisse sind von Verlusten im Grenzbereich der Module unberührt, und nur Interkalibrationsfehler zwischen den Modulen sollten sich bemerkbar machen.
- 4 Antiselektion zu Zeile 3
- 5 Die größere Datenmenge 1993 ermöglicht die Kalibration der inneren quadratischen Module [90]. Die Anwendung dieser Korrekturen auf die Daten von 1992 könnte eine Verbesserung der Auflösung erbringen.

Generell läßt sich feststellen, daß das  $\mathcal{MC}$  die Grenzregion sehr gut beschreibt. Der Wert von 1% für den konstanten Term (bei Beschränkung auf Ereignisse mit einem Schaueranteil von 95% in einem Modul) entspricht der Erwartung. Danach tragen Interkalibrationsfehler lediglich mit ca.1% bei (Zeile 3).

Im Grenzbereich gibt es erhebliche Unterschiede zwischen Daten und MC. Hier kann man die Schlußfolgerung ziehen, daß die Korrekturen nicht optimal angewendet werden und die Breite der Auflösung im wesentlichen durch die nur teilweise verstandenen "Crack" Korrekturen in diesem Grenzbereich verursacht sind. Dafür spricht auch, daß die mit Hilfe der '93er Daten ermittelten Interkalibrationsfaktoren für die '92er Daten keine Verbesserung zeigen<sup>4</sup>.

Die Auflösung des BEMC läßt sich wie folgt parametrisieren:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0.39(2)}{E} \oplus \frac{0.100(3)}{\sqrt{E}} \oplus 0.028(5) \quad (4.2)$$

Das entspricht der durchgezogenen Kurve in Abb. 4.2. Die gepunktete Linie stellt die 1992 optimal erreichbare Auflösung unter Verwendung eines  $2\sigma$  Schnittes<sup>5</sup> und Beschränkung auf Bereiche außerhalb des Grenzbereiches der Module dar.

<sup>4</sup>Die mittlere quadratische Abweichung der Korrekturfaktoren (1993) für die inneren 8 quadratischen Module beträgt  $\pm 1.4(3)\%$ , was in etwa mit der Beobachtung an den '92er Daten übereinstimmt.

<sup>5</sup>Der Schnitt wird auf das Energiesignal jedes Kanales durchgeführt.

### 4.3 Ortsrekonstruktion und Ortsauflösung

Neben der Energieauflösung spielt die Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes eine entscheidende Rolle bei der Analyse der tief unelastischen Streuung. Da Elektronen nicht nur Energie im Kalorimeter deponieren, sondern als geladene Teilchen auch ein (oder mehrere) Treffer in der BPC erzeugen, stellt der Abstand zwischen dem Schauerschwerpunkt und der Spur in der BPC ein gutes Selektionskriterium dar. Zunächst wird die Rekonstruktion des Schwerpunktes beschrieben und anschließend die Ortsauflösung diskutiert.

#### 4.3.1 Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes

Bei der Konstruktion der BEMC Module wurde hauptsächlich auf eine Optimierung des Energiesignals geachtet. Zahlreiche Arbeiten beschäftigten sich mit den Homogenitätseigenschaften der verschiedenen Modultypen [41, 43, 44, 91, 92] Berücksichtigt man, daß sich ein Schauer immer über mehrere Module verteilt, so kann man einen Schwerpunkt einfach aus dem Signalverhältnis in den Modulen berechnen.

$$x_{cog}^k = \frac{1}{E_{cluster}} \sum_{i=1}^n E_i x_i^k \quad (4.3)$$

Dabei bedeuten:

- $x_{cog}^k$  = die  $x$  bzw.  $y$  Koordinate des Clusters
- $E_{cluster}$  = Clusterenergie
- $E_i$  = Modulenergie
- $x_i^k$  = geometrische Mittelpunkt der einzelnen Module. Dabei erstreckt sich die Summe über alle Module innerhalb eines Clusters.

Aufgrund der Auslese der Module über die gesamte Länge ist eine Messung der longitudinalen Schauerausdehnung nicht möglich. Die Schauerentwicklung ist aber aus EGS-Rechnungen bekannt. Der Schwerpunkt in longitudinaler Richtung ist nur logarithmisch von der Energie abhängig. Man kann daher die Tiefe zunächst auf einen festen Wert bei einer mittleren Energie fixieren (etwa 12.4 cm von Beginn der Frontplatte).

Der nach Gl.4.3 ermittelte Clusterschwerpunkt wird aber nur schlecht rekonstruiert. In Abb.4.3 links ist die Verteilung der Schwerpunkte zu sehen für gemessene Energien  $E > 15 GeV$ . Die Modulgröße von  $16 \times 16 cm^2$  bedingt, daß sich der Schauer häufig nahezu nur in einem Modul ausbreitet und folglich der Schwerpunkt dann in die Mitte dieses Modules geschoben wird.

Jedes Modul wird von 4 Kanälen ausgelesen mit Ausnahme der kleinen Dreiecke, die nur von 3 Kanälen ausgelesen werden. Aus dem Verhältnis der Signale der Kanäle zueinander läßt sich eine genauere örtliche Bestimmung der Energiedeposition erreichen.

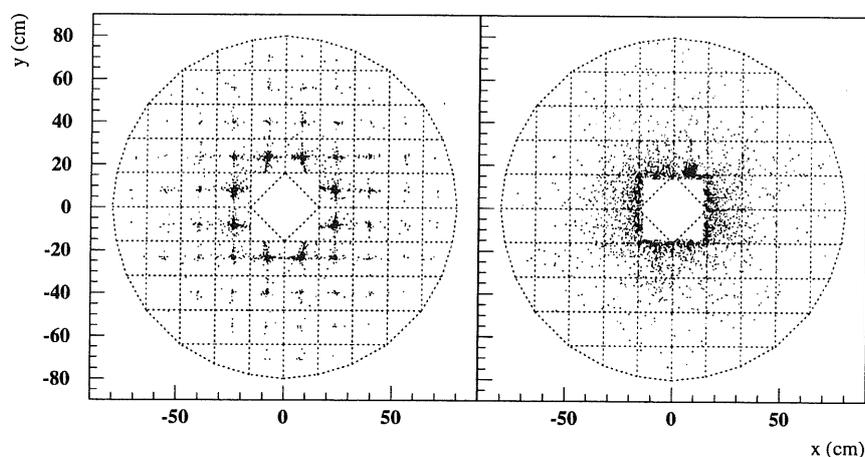


Abb. 4.3:  $x,y$  – Verteilung der Schauerschwerpunkte: Links die Darstellung ohne zu Hilfenahme der individuellen Signale der Wellenlängenschieber und rechts mit. Basis der Rekonstruktion ist eine Tabelle mit den relativen Pulshöhen aus Testmessungen (siehe Text). Die Rekonstruktion der Schwerpunkte ist gut. Probleme gibt es an der Rändern der Module und im inneren Bereich nahe des Strahlrohres.

Mit Hilfe einer Xe-Lampe wurde für jeden Modultyp die Abhängigkeit der Signalhöhe vom Einschufort des Lichtes an einer einzelnen Szintillatorplatte gemessen [43, 44]. In der Rekonstruktion werden die gemessenen Verhältnisse aus dem Experiment mit den Verhältnissen aus den Xe-Lampen-Messungen verglichen und der Ort der besten Übereinstimmung gesucht<sup>6</sup>.

Unter Verwendung von Gl. 4.3 aber mit der anderen Bestimmung der  $x_i^k$ 's ist in Abb. 4.3 rechts die Verteilung der Schauerschwerpunkte dargestellt. Die Rekonstruktion ist wesentlich verbessert, auch wenn sich die Ereignisse an den Rändern der Module häufen<sup>7</sup>.

<sup>6</sup>Die relativen Verhältnisse aus den Xe-Lampen-Messungen werden in Tabellen mit einem Raster von  $14 \times 14$  pro Modultyp gespeichert. In einem ersten Schritt wird der Rasterpunkt gesucht für den die Größe  $\chi^2 = \sum (p_i^m - p_i^t)^2$  minimal wird;  $p_i^m$  = gemessene Pulshöhe,  $p_i^t$  = Pulshöhe in der Tabelle. Im zweiten Schritt wird zwischen benachbarten Punkten interpoliert.

<sup>7</sup>Die Häufung der Ereignisse bei  $x = 8$  cm,  $y = 16$  cm ist auf eine defekte Elektronik in diesem Modul zurückzuführen. Ein Kurzschluß sorgte dafür, daß zwei Kanäle unabhängig von der Position der Schauerentwicklung immer das gleiche Signal lieferten.

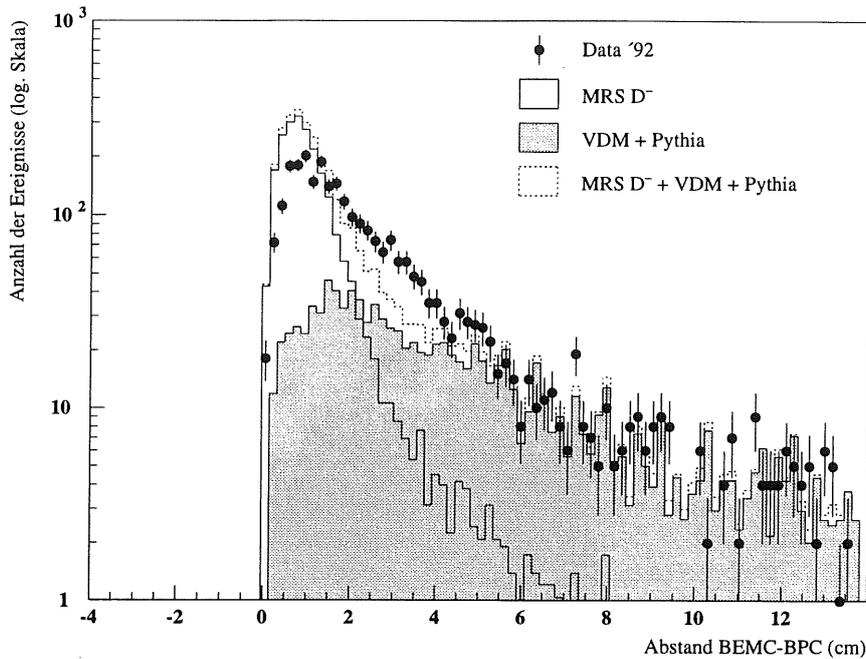


Abb. 4.4: Abstand BEMC-BPC: '92er Daten – MC: Der Vergleich zwischen MC und '92er Daten zeigt eine bessere Auflösung für das MC. Man sieht aber auch die sehr gute Übereinstimmung zwischen MC und Daten für Abstände  $> 5$  cm. Daher kann ein Schnitt bei 5 cm für die Selektion durchgeführt werden.

Derzeit wird ein Algorithmus entwickelt, der den Ort aus einer Parametrisierung nach relativen Signalhöhen bestimmt[93]. Für die quadratischen Module ist diese Rekonstruktion bereits verfügbar und liefert insbesondere im Grenzbereich zwischen den Modulen besserer Resultate.

### 4.3.2 Ortsauflösung

Der Abstand zwischen BPC-Spur und rekonstruiertem Clusterschwerpunkt stellt ein wichtiges Selektionskriterium dar. In Abb.4.4 ist der Abstand zwischen dem in die Ebene der BPC projizierten Clusterschwerpunkt und dem dichtesten BPC Hit gezeigt. Verglichen werden Daten ('92) nach Abzug von Strahluntergrund mit auf die Luminosität normierten MC als Summe aus tief unelastischer Streuung und physikalischem Untergrund aus Photoproduktion. Der Photoproduktionsuntergrund ist zusätzlich schattiert abgebildet. Es fällt auf, daß die Verteilung in den Daten breiter ist als im MC.

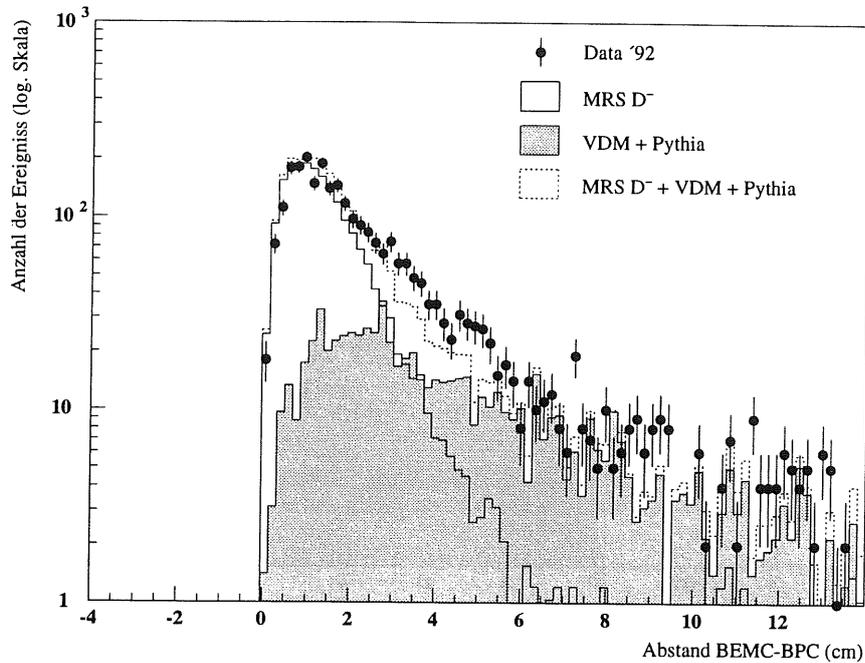


Abb. 4.5: Abstand BEMC–BPC: '92er Daten –  $\mathcal{MC}$ : Wie in Abb. 4.4 ist hier der Abstand BEMC – BPC der Daten mit den  $\mathcal{MC}$  verglichen. Einzelne Kanäle wurden mit  $\pm 5\%$  fehlkalibriert. Die gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo Simulation zeigt, daß eine solche Fehlkalibration die beobachtete Verteilung erklären kann.

Eine falsche  $z$ -Position des BEMC im Experiment<sup>8</sup> kann diese Verteilung nicht erklären. Die Signalhöhen der Wellenlängerschieber in Abhängigkeit vom Eintrittsort der Teilchen werden im  $\mathcal{MC}$  nur idealisiert wiedergegeben. Eine statistische Verschmierung der Signale verändert auch die Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes. Das Ergebnis einer statistisch verteilten 5% Verschmierung der Kanäle zeigt Abb. 4.5 in guter Übereinstimmung mit den Daten. Jedoch sollte dieses Ergebnis nicht überinterpretiert und lediglich als Hinweis verstanden werden, daß Detektoreffekte den Abstand Cluster – Hit empfindlich beeinflussen.

Ebenfalls eine gute Übereinstimmung sieht man im Vergleich von Teststrahlendaten und  $\mathcal{MC}$  (siehe Abb. 4.6). Der Anstieg zu kleineren Energien hin wird aus dem steigenden Einfluß des Rauschterms und dem damit einhergehenden Aufweiten der Verteilung verständlich.

<sup>8</sup>In 1992 stand das BEMC 2 cm weiter außen als in der Nominalposition vorgesehen.

Die Ortsauflösung kann aus Ereignissen mit nur einer BPC Spur bestimmt werden. In diesem Falle ist die Auflösung der Kammer sehr viel besser als die des Kalorimeters. Das ist nicht mehr der Fall, wenn man Ereignisse mit mehreren Hits zuläßt [94].

Abb. 4.7 zeigt die  $\Delta x$  – (a) und die  $\Delta y$  – (b) Verteilung des Abstandes sowie den radialen Abstand  $r_{BPC} - r_{BEMC}$  (c) und die senkrecht

zum Radius gemessene Verteilung  $\Delta\phi * r_{BPC}$  (d). Ein Maß für die Ortsauflösung des BEMC ist die quadratische Summe der Auflösungen in  $x$  und  $y$ . Man kann der Abb. 4.7 einen Wert von 1.42 cm entnehmen<sup>9</sup>.

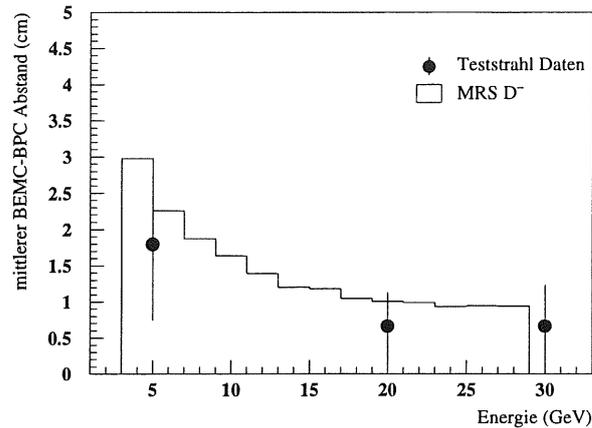


Abb. 4.6: Abstand BEMC-BPC: Teststrahl – MC: Die Darstellung des BEMC-BPC Abstandes gegen die Energie zeigt eine geringe Energieabhängigkeit. Der Unterschied zwischen MC und Daten kann mit dem Fehlen von 3 Modulen im Teststrahl Aufbau im Gegensatz zum MC erklärt werden.

#### 4.4 Eigenschaften elektromagnetischer und hadronischer Cluster

Das BEMC stellt für Elektronen (und Photonen) ein Medium mit ca. 21.5 Strahlungslängen dar. Das bedeutet, daß elektromagnetische Schauer, wie sie von Elektronen und Photonen produziert werden, vollständig im BEMC eingeschlossen werden<sup>10</sup>. Im Gegensatz dazu stellt für Hadronen (im wesentlichen  $\pi$ 's) das BEMC kein allzu großes Hindernis dar (etwa 0.97 hadronische Wechselwirkungslängen).

Abb. 4.8 zeigt das Spektrum geladener Pionen einer Energie von 30 GeV aus einem Teststrahl experiment am CERN. Zum Vergleich ist das Histogramm einer MC-Simulation überlagert. Das MC ist normiert auf das Signal minimal ionisierender Teilchen. Die Häufung bei 30 GeV stammt aus der "Verunreinigung" durch Elektronen im Pionstrahl. Die Abbildung zeigt, daß etwa 40% aller Pionen das BEMC ohne nennenswerte Energiedeposition (*mips*) durchqueren. Aufschauernde Pionen deponieren nur  $\approx 45\%$  ihrer

<sup>9</sup>Diskussionen über die beobachtete Verschiebung in  $y$  sind noch im Gange...

<sup>10</sup>Abgesehen von den Randbereichen und den "Cracks", in denen Teilchen durchaus vollständig durch einen Wellenlängenschieber hindurchfliegen und das Kalorimeter verlassen können

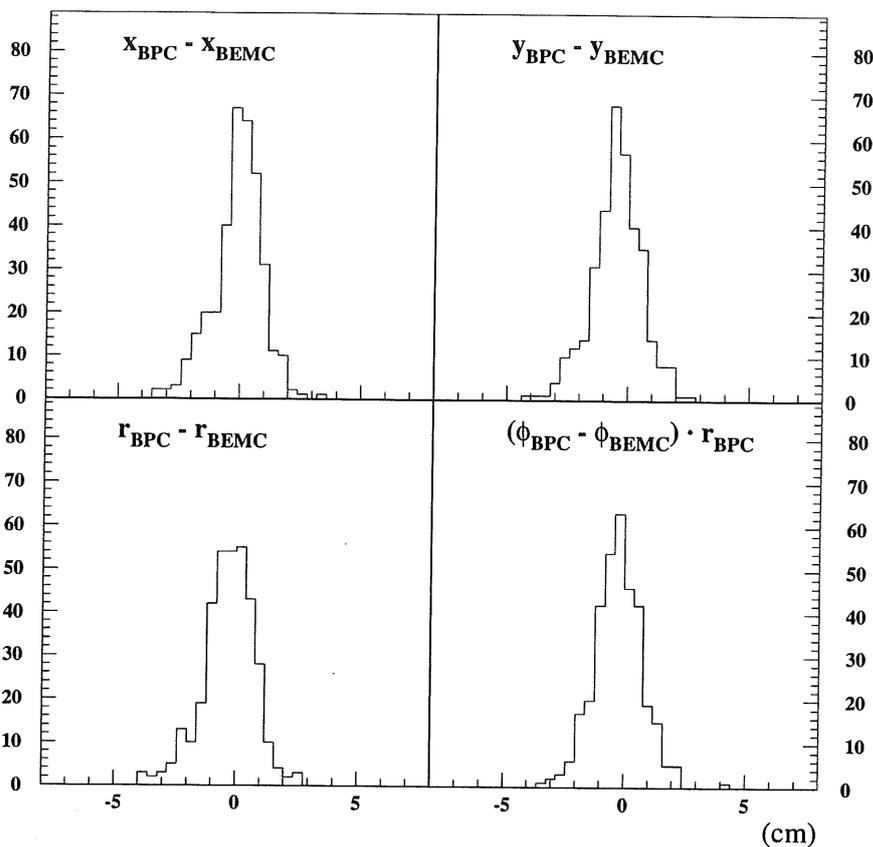


Abb. 4.7: Ortsauflösung in einer Dimension: Dargestellt ist von links oben nach rechts unten die Auflösung in  $x$ , in  $y$ , in radialer Richtung und senkrecht zum Radiusvektor. Als Maß für die Ortsauflösung des BEMC kann man die quadratische Summe der Auflösungen in  $x$  und  $y$  nehmen. Es ergibt sich dann eine Auflösung von  $1.42(9)$ cm.

#### Energie im BEMC.

Ein hadronischer Schauer entwickelt sich aus einer Kaskade aus hadronischen und elektromagnetischen Teilchen. Es steht zu erwarten, daß sich die laterale und longitudinale Energieverteilung von Hadronen und Elektronen unterscheidet. Abb. 4.9 Zeile 2 und 3 zeigt das Verhalten am Beispiel einer Simulation von Teilchen einer Energie von 10 GeV. Der Clusterradius wird im nächsten Abschnitt definiert. Neutrale Pionen unterscheiden sich in ihrem Kalorimetersignal dagegen kaum von Elektronen. Sie zerfallen sofort in  $2\gamma$ 's und starten einen elektromagnetischen Schauer.

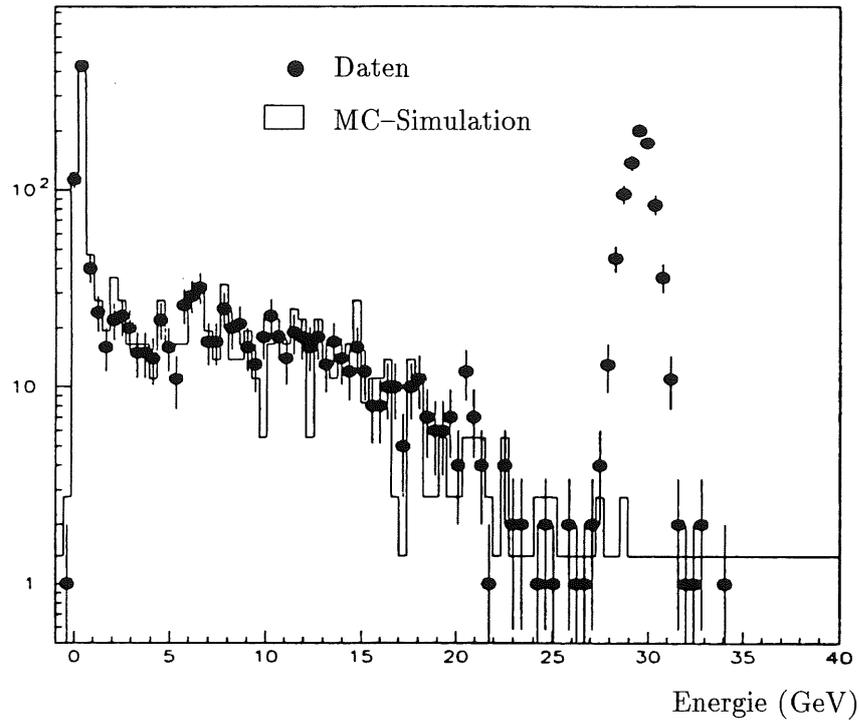


Abb. 4.8: *Spektrum geladener Pionen (30 GeV) gemessen am CERN SPS. Die Häufung bei 30 GeV ist auf den Anteil an Elektronen im Pionenstrahl zurückzuführen. Eine Detektorsimulation (Histogramm) kann die Daten (Punkte) sehr gut beschreiben.*

#### 4.4.1 Laterale Schauerentwicklung

Eine Größe für die laterale Entwicklung elektromagnetischer Schauer ist der Molière Radius. Innerhalb eines Molière Radius sind 90% des Schauers enthalten<sup>11</sup>. Er beträgt für das BEMC 3.8 cm. Wegen der Ausdehnung der Module von  $16 \times 16 \text{ cm}^2$  findet auch bei schrägem Einfall der Elektronen die Schauerentwicklung hauptsächlich in einem Modul statt.

Die Verteilung der Energie auf die einzelnen Module in einem Cluster ist ein Maß für die laterale Schauerentwicklung. Wir führen einen energiegewichteten Clusterradius ein.

$$r_c = \frac{1}{E_{\text{Cluster}}} \sum_{i=1}^n E_i \times |r_i - r_{\text{Cluster}}| \quad (4.4)$$

<sup>11</sup>  $2 R_m$  enthalten 95%,  $3 R_m$  enthalten 99% der Schauerenergie

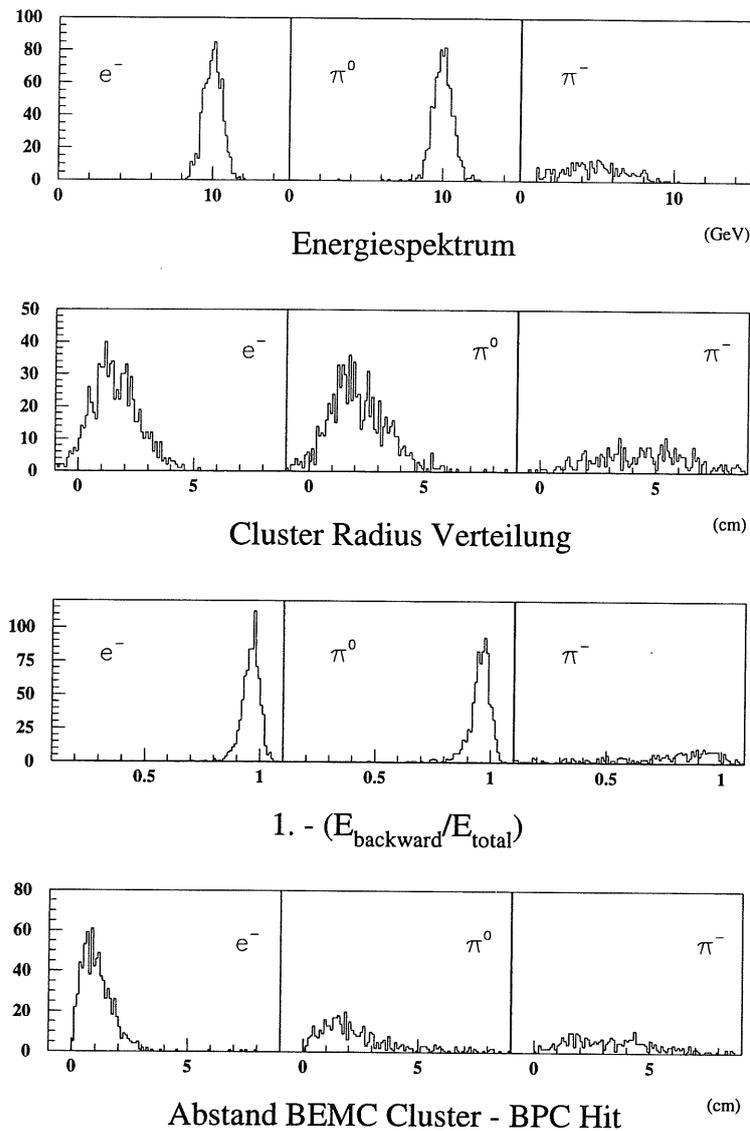


Abb. 4.9: Vergleich von simulierten Elektronen und Pionen. Es werden die Signale von  $e^-$  mit  $\pi^0$  und  $\pi^-$  einer konstanten Energie von 10 GeV verglichen. Dabei wurden die Teilchen ausgehend vom Nominalwechselwirkungspunkt in einem Winkelbereich  $160^\circ < \theta < 170^\circ$  und  $0 < \phi < 2\pi$  generiert. Elektronen und  $\pi^0$ 's unterscheiden sich in ihren Spektren kaum. Die Konversionswahrscheinlichkeit für die Konversion eines der beiden  $\gamma$ 's aus dem  $\pi^0$ -Zerfall beträgt 54%. Geladene Pionen, die einen Schauer starten, deponieren  $\approx 45\%$  der Strahlenergie. Die Clusterradius-Verteilung ist erheblich breiter, als die für Elektronen. 56% der geladenen Pionen deponieren weniger als 1 GeV im BEMC.

Die zweite Zeile in Abb. 4.9 zeigt, daß der mittlere Clusterradius geladener Pionen etwa dreimal so groß ist, wie der von Elektronen.

Vergleicht man die Verteilung der Clusterradien aus den '92er Daten mit MC-Simulationen, so zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung (Abb. 4.11).

Bei niedrigen Energien wird der Clusterradius durch Rauschen beeinflusst, und der Radius steigt an. Abb. 4.10

zeigt den mittleren Clusterradius für Teststrahl Daten und MC in Abhängigkeit von der Energie. Qualitativ folgen die Daten der Detektorsimulation<sup>12</sup>. Der Clusterradius kann negativ werden, da einzelne Module im Cluster negative Energien enthalten können.

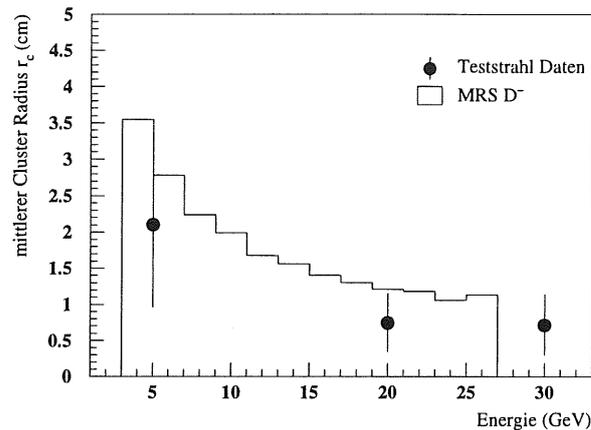


Abb. 4.10: Ein Vergleich der Cluster Radien zwischen MC (MRS D-) und Teststrahl zeigt den Anstieg des Radius zu niedrigen Energien hin. Dies hängt mit dem Rauschen in den Modulen zusammen. Die Abweichung zwischen MC und Teststrahl Daten ist mit den besonderen Bedingungen der Teststrahlruns zu erklären. (6 statt 9 Module pro Cluster und Elektronik mit geringerem Rauschen.)

#### 4.4.2 Longitudinale Schauerentwicklung

Die quadratischen und großen trapezförmigen Module sind zusätzlich mit kurzen Wellenlängenschiebern ausgestattet. Sie überdecken die letzten 15 Samplingschichten. Es steht zu erwarten, daß der im hinteren Teil des BEMC deponierte Anteil eines Schauers für Elektronen und Hadronen verschieden ist. Die Möglichkeiten, mit diesen hinteren Wellenlängenschiebern eine  $e\pi$ -Separation vorzunehmen, wurden ausführlich in [95] studiert. Ein optimales Resultat erzielt man, wenn die hinteren Wellenlängenschieber 2/3 eines BEMC Modules überdecken würden. Die für das Experiment gewählte Anordnung stellt einen Kompromiß zwischen dem Erfordernis einer  $e\pi$ -Separation und dem möglichst gering zu haltenden Energieverlust durch die zusätzlichen Wellenlängenschieber dar.

Nicht alle Module sind mit hinteren Wellenlängenschiebern ausgestattet. In einem Vergleich der Energiedeposition im hinteren Teil mit dem Gesamt-

<sup>12</sup>Die Datenpunkte liegen tiefer, weil im Teststrahllaufbau nur 6 Module vorhanden sind, der Cluster Algorithmus im MC aber 9 Module verarbeitet.

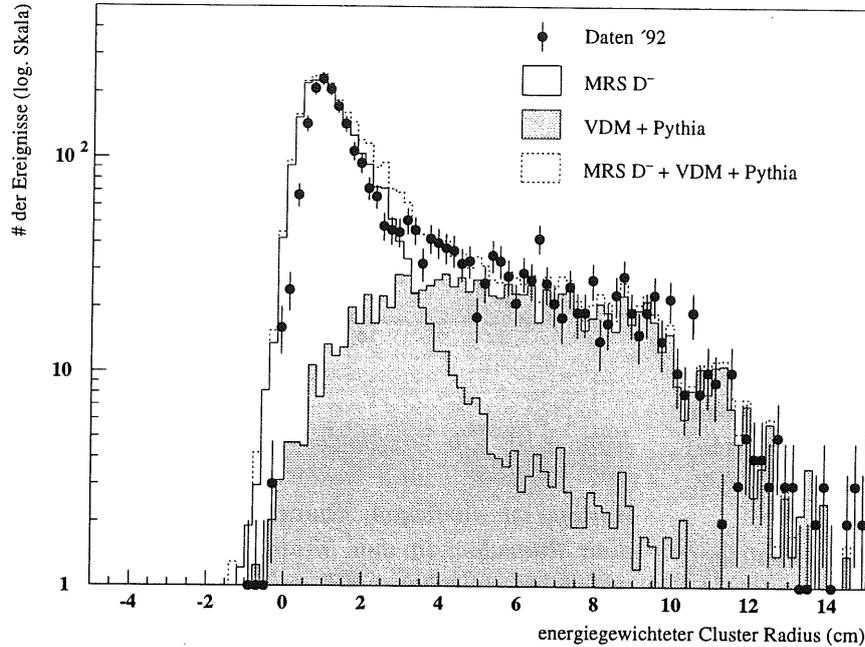


Abb. 4.11: *Cluster Radius Verteilung:*

*In logarithmischer Darstellung ist hier der energiegewichtete Cluster Radius aufgetragen. Die gute Übereinstimmung zwischen Daten und MC ermöglicht einen Schnitt zur Unterdrückung des Photoproduktionsuntergrundes.*

signal sollten nur solche Module eines Clusters einbezogen werden, die mit diesen kurzen Kanälen ausgerüstet sind. Wir definieren:

$$L_{Cluster} = 1 - \frac{E_{back}}{E_{Quad}} \quad (4.5)$$

$E_{back}$  = Energiedeposition im hinteren Teil des BEMC Clusters

$E_{Quad}$  = Energiedeposition aller Module eines Clusters, die mit hinteren Wellenlängenschiebern ausgestattet sind

Die dritte Zeile in Abb. 4.9 zeigt einen Vergleich von simulierten Ereignissen zwischen Elektronen (links) und geladenen Pionen (rechts) der Größe  $L_{Cluster}$ . Ein Schnitt bei 0.75 unterdrückt  $\approx 50\%$  des geladenen Pionenuntergrundes. Neutrale Pionen lassen sich mit diesem Schnitt aber nicht unterdrücken. Aus Abb. 4.12 wird deutlich, daß  $L_{Cluster}$  nicht geeignet ist, den Photoproduktionsuntergrund zu unterdrücken. Die sehr viel schlechtere Auflösung der kurzen Kanäle und die derzeit ungenaue Energiekalibration

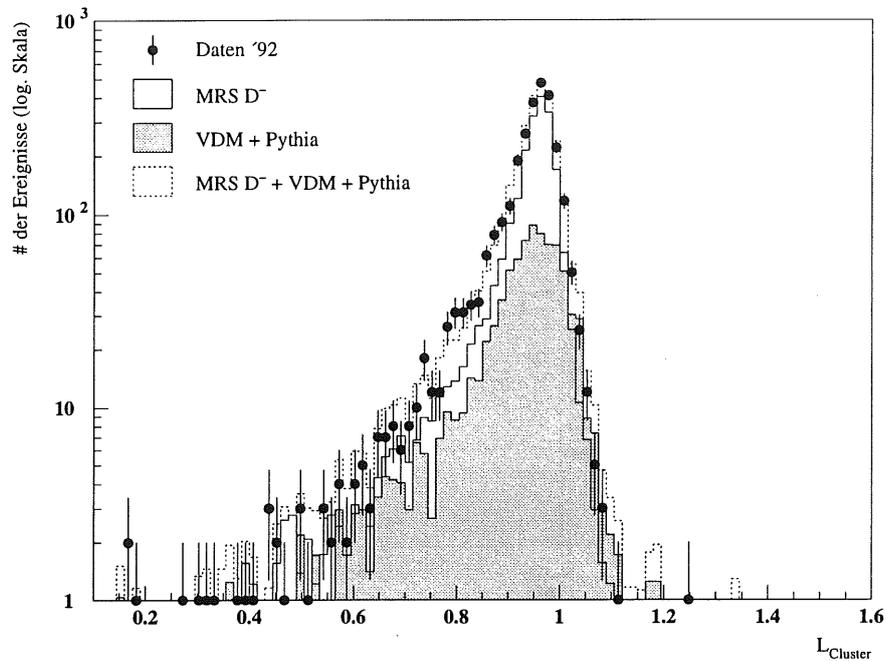


Abb. 4.12: Dargestellt ist das Verhältnis der Signale der hinteren Wellenlängenschieber zum Gesamtsignal (Gl. 4.5). Verglichen werden Daten mit MC. Die Übereinstimmung ist gut, zeigt aber, daß mit dieser Größe derzeit keine weitere Untergrundreduzierung möglich ist.

von  $\pm 13\%$  [76] ermöglicht kein sinnvolles Schnittkriterium für die 92er Analyse.

#### 4.5 Identifizierung von Elektronen, Unterdrückung von Pionen.

Die Basis für die Elektronidentifizierung stellen die im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Kriterien Clusterradius und Abstand BEMC-Cluster — BPC-Hit dar. Aus den Teststrahlendaten wird deutlich, daß sich die Energiespektren geladener Pionen von dem der Elektronen stark unterscheiden. Dies liegt an der bereits erwähnten geringen Absorptionslänge des BEMC für Hadronen.

Bei der  $\gamma p$ -Wechselwirkung und im hadronischen System der DIS entstehen aber auch neutrale Pionen. Diese zerfallen sofort in  $2 \gamma$ 's und erzeugen einen rein elektromagnetischen Schauer. Aus Abb. 4.9 wird ersichtlich, daß sich einzelne  $\pi_0$  nicht von Elektronen unterscheiden. Auf Grund der Information aus dem BEMC allein lassen sich also solche Ereignisse nicht separieren.

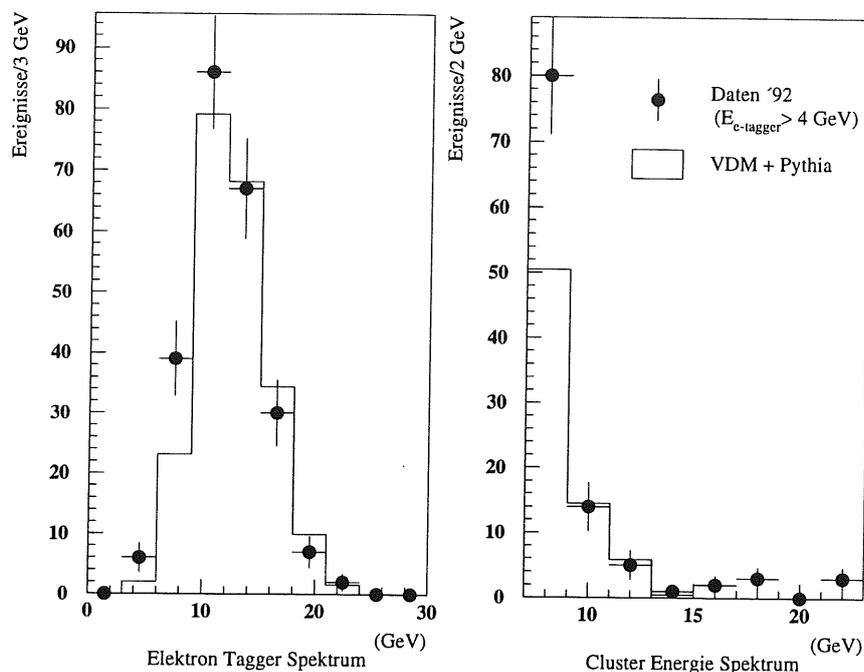


Abb. 4.13: Spektren vom Elektronendetektor des Luminositätssystems und des BEMC für Ereignisse mit einem Signal von mehr als 4 GeV im Elektronendetektor.

Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit konvertieren die  $\gamma$ 's im nichtsensitiven Material vor dem Kalorimeter. MC-Studien an einzelnen Pionen ergeben, daß mit etwa 54% Wahrscheinlichkeit eines der beiden  $\gamma$ 's Paarerzeugung macht<sup>13</sup>.

Es ist jedoch nicht ohne weiteres möglich aus den Studien an einzelnen Pionen eine Pionenunterdrückung herzuleiten, denn die Anzahl und Zusammensetzung der Hadronen ist von Ereignis zu Ereignis verschieden.

Man kann ein Maß für die Untergrundunterdrückung aus Daten herleiten, z. B. aus Untersuchungen an Photoproduktionsereignissen<sup>14</sup>. Photoproduktion findet mit sehr kleinem Impulsübertrag statt ( $Q^2 \simeq 0$ ). Die unter sehr kleinen Winkel gestreuten Elektronen können in dem 34 m in Protonrichtung (hinter dem BEMC) stehenden Elektronendetektor nachgewiesen werden.

Ein Teil des Photoproduktionsuntergrundes in der DIS Ereignismenge ist

<sup>13</sup>Diese Zahl stimmt gut mit Untersuchungen an 92er  $\gamma p$  Untergrunddaten im Bereich der zentralen Spurkammern [96] überein. Dabei wurde überprüft, ob Ereignisse mit einem Elektronennachweis im Elektron-Tagger, die einen Hit in der BPC aufweisen auch Hits in den inneren z- und Proportionalkammern (CIZ & CIP) haben.

<sup>14</sup>Grundlage der Untersuchung bilden Daten, bei denen Energie im Elektronendetektor des Luminositätssystems nachgewiesen wird und bei denen die transversale Energie ( $E_{trans}$ ) größer als 10 GeV ist.

ebenfalls an einem Signal im Elektrondetektor zu erkennen. Abb. 4.13 zeigt die Energiespektren im Elektrondetektor des Luminositätssystems und des BEMC für Ereignisse mit einem Signal von mehr als 4 GeV im Elektrondetektor. *MC*-Simulationen können die Daten gut beschreiben.

Tab. 4.2 zeigt die mit Hilfe der beiden Schnitte — Clusterradius, Abstand Cluster-Hit — erreichbare Unterdrückung. Für diese Studie wird ein rekonstruierter Wechselwirkungspunkt verlangt, die Existenz eines BPC Hits gefordert und der Bereich in der Nähe des Strahlrohres ( $|x_{cog}| < 16$  cm,  $|y_{cog}| < 16$  cm) ausgeklammert. Die oberen beiden Tabellen zeigen die Akzeptanz für reale Daten des H1-Detektors, die mittleren beiden die Akzeptanz für simulierte Untergrunddaten. In den unteren beiden Tabellen ist die Akzeptanz für tief unelastisch gestreute Elektronen unter der Annahme zweier unterschiedlicher Parametrisierungen der Protonstrukturfunktion  $F_2$  gezeigt. Bei den von uns gewählten Schnitten in 1992 von jeweils 5 cm sowohl für den Clusterradius, als auch für den Abstand Cluster — BPC-Hit erreicht man eine Unterdrückung von  $\approx 60\%$ , bei einer Elektroneffektivität von 97.5%.

Schnittkriterium I: Cluster Radius

Schnittkriterium II: Abstand BEMC Cluster — BPC Hit

Effizienz(%)	$\gamma p$ Ereignisse: ( $E_{e\text{-tagger}} > 4 \text{ GeV}$ , $E_{trans} > 10 \text{ GeV}$ )				$ep$ Ereignisse: ( $E_{e\text{-tagger}} > 4 \text{ GeV}$ )			
	Energiebereich(GeV)				Energiebereich(GeV)			
Schnitt(e) (cm)	< 10	10-20	> 20	Mittel	< 10	10-20	> 20	Mittel
I: < 5	62(13)	75(13)		67(9)	66(8)	79(8)		75(5)
II: < 5	52(15)	56(17)		54(11)	66(8)	68(10)		68(6)
I+II:	< 6	33(13)	50(18)	41(10)	48(10)	62(10)		58(7)
	< 5	28(11)	50(18)	38(10)	42(9)	62(10)		54(7)
	< 4	19(10)	50(18)	33(9)	34(8)	62(11)		50(7)

Schnitt(e) (cm)	Monte Carlo: VDM				Monte Carlo: Pythia			
	Energiebereich(GeV)				Energiebereich(GeV)			
	< 10	10-20	> 20	Mittel	< 10	10-20	> 20	Mittel
I: < 5	51(7)	65(20)		53(6)	40(3)	44(3)		42(2)
II: < 5	57(6)	53(17)		56(6)	64(3)	67(3)		66(2)
I+II:	< 6	47(7)	47(17)	47(6)	40(3)	43(3)		41(2)
	< 5	41(6)	47(17)	42(6)	30(3)	32(3)		31(2)
	< 4	33(5)	30(13)	33(5)	22(2)	22(2)		22(2)

Schnitt(e) (cm)	Monte Carlo: DIS (Django 1.0) $F_2^{par} = \text{“MRS D-”}$				Monte Carlo: DIS (Django 1.0) $F_2^{par} = \text{“MRS D}^0\text{”}$				
	Energiebereich(GeV)				Energiebereich(GeV)				
	< 10	10-20	> 20	Mittel	< 10	10-20	> 20	Mittel	
I: < 5	95.8(5)	98.1(1)	99.5	98.6	95.1(10)	98.1(3)	99.7	99.0	
II: < 5	98.1(3)	99.0(1)	99.5	99.2	98.9(4)	98.9(1)	99.4	99.2	
I+II:	< 6	96.9(4)	98.3(1)	99.5	98.7	96.6(8)	98.4(2)	99.5	99.0
	< 5	95.1(6)	97.6(1)	99.2	98.2(1)	94.4(10)	97.4(2)	99.3(1)	98.5(1)
	< 4	91.0(8)	95.6(3)	99.0(1)	96.9(1)	90.0(14)	95.7(3)	98.9(1)	97.5(1)

Tab. 4.2: Akzeptanz der BEMC Schnitte “Cluster Radius” und “Abstand BEMC-Cluster — BPC-Spur”. Nach der Forderung eines Vertex, einer BPC Spur und eines Ausschlusses der inneren Dreiecke stellen die beiden oberen Tabellen die Effizienz der Photoproduktionsdaten dar. In Mitte ist das gleiche für MC zu sehen. Die unteren beiden Tabellen zeigen die Effizienz für die Elektronen aus tief inelastischer Streuung mit verschiedenen Strukturfunktionsparametrisierungen

## Kapitel 5

### Einfluß der Energiemessung im BEMC auf die Messung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$

Die Strukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  wird aus der Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte in bestimmten  $\Delta x \Delta Q^2$ -Bereichen, genannt Bins, ermittelt. Hier soll insbesondere der Einfluß des Rückwärtskalorimeters auf die Messung untersucht werden. Die Bedeutung der Energiemessung im BEMC erkennt man aus dem Zusammenhang zwischen den kinematischen Variablen und der Energie.

$x$  und  $Q^2$  können dabei durch verschiedene Methoden aus den gemessenen Größen bestimmt werden. Eine Methode verwendet die Energie und den Winkel des gestreuten Elektrons (Gl. 1.2+1.4).

$$Q_e^2 = 4E_b E_e \cos^2 \left( \frac{\theta_e}{2} \right) \quad (5.1)$$

$$y_e = 1 - \frac{E_e}{E_b} \sin^2 \left( \frac{\theta_e}{2} \right) \quad (5.2)$$

$$x_e = \frac{Q_e^2}{s y_e} \quad (5.3)$$

$E_b$  ist die Strahlenergie des Elektronstrahls.

Nach Gl. 1.11–1.13 ergibt sich für die Meßgenauigkeit der kinematischen Variablen,

$$\frac{\delta Q_e^2}{Q_e^2} = \frac{\delta E_e}{E_e} \oplus \tan \left( \frac{\theta_e}{2} \right) \delta \theta_e \quad (5.4)$$

$$\frac{\delta y_e}{y_e} = \left( 1 - \frac{1}{y_e} \right) \frac{\delta E_e}{E_e} \oplus \left( \frac{1}{y_e} - 1 \right) \cot \left( \frac{\theta_e}{2} \right) \delta \theta_e \quad (5.5)$$

$$\frac{\delta x_e}{x_e} = \frac{1}{y_e} \frac{\delta E_e}{E_e} \oplus \left[ \tan \left( \frac{\theta_e}{2} \right) - \left( \frac{1}{y_e} - 1 \right) \cot \left( \frac{\theta_e}{2} \right) \right] \delta \theta_e \quad (5.6)$$

Im wesentlichen wird die Auflösung in  $x$  bzw.  $y$  durch die BEMC-Energieauflösung bestimmt. Das bedeutet, daß die Auflösung  $\delta x$ ,  $\delta y$  für  $y < 0.1$  größer als 30% wird (3% Energieauflösung bei 20 GeV — siehe Abb. 4.2). Damit ist eine Bestimmung von  $x$  für  $y_e \lesssim 0.1$  aus den Elektronvariablen allein nicht mehr sinnvoll.

Andererseits können die kinematischen Variablen auch aus dem Hadronensystem bestimmt werden. Die Messung von  $y$  nach der Methode von JACQUET und BLONDEL ergibt

$$y_h = \sum_{\text{Hadronen}} (E_h - p_{z,h}) / 2E_b \quad (5.7)$$

Für die Meßgenauigkeit von  $y_h$  folgt

$$\frac{\delta y_h}{y_h} = \frac{\delta E_h}{E_h} \oplus \cot\left(\frac{\theta_h}{2}\right) \delta\theta_h \quad (5.8)$$

mit

$E_h, \theta_h$  = Energie und Winkel der Hadronen

$y_h$  und  $Q_e^2$  sind frei von Divergenzen der Form  $1/y, 1/(1-y)$ .

Die Verwendung von  $x_e, Q_e^2$  wird im folgenden (manchmal) auch "Elektronmethode", die Bestimmung von  $F_2$  aus den Variablen  $y_h, Q_e^2$  auch "gemischte Methode" genannt. Der Einfluß des Detektors wird für beide Methoden untersucht.

Zunächst wird die Ereignisselektion vorgestellt und die Effizienz aufgrund dieser Selektion diskutiert. Es folgt eine Untersuchung des Einflusses des Kalorimeters auf die Akzeptanz. Anschließend wird die hier gewählte Methode zur Messung der Strukturfunktion  $F_2$  vorgestellt. Da es mir hier auf den Einfluß des BEMC ankommt, wird hier nur der systematische Fehler der Energiemessung diskutiert. Die anderen systematischen Fehler sind in [28] dokumentiert.

## 5.1 Ereignisselektion

### 5.1.1 Selektionskriterien

Die vom H1-Trigger akzeptierten Ereignisse werden physikalischen Klassen zugeordnet<sup>1</sup>. Dabei kann ein Ereignis durchaus mehreren Klassen zugeordnet werden. Alle — physikalischen Klassen zugeordnete Ereignisse werden auf den POT's — den *Physical Output Tapes* — gespeichert. Die Klasse 11 bildet die Grundlage der  $F_2$ -Analyse.

**POT-Selektion** Klasse 11 selektiert Ereignisse mit kleinem (Vierer-) Impulsübertrag. In 1992 sind folgende Kriterien verwandt worden:

- Es existiert mindestens ein Cluster mit einer Energie  $> 4$  GeV.
- Der Polarwinkel des Clusterschwerpunktes ist größer als  $\theta > 150^\circ$ , d. h. der Cluster wird im BEMC gemessen.

Die Forderung eines Clusters in rückwärtiger Richtung begrenzt die Ereignismenge auf Ereignisse mit kleinem Impulsübertrag (siehe Abb. 5.3).

---

<sup>1</sup>Die Ereignisklassifikation findet in der ersten Rekonstruktion der Ereignisse statt. Eine Beschreibung aller Klassen findet man über das ECLASS Manual.

**DST-Selektion** Die große Datenmenge der POT's wird durch weitere Kriterien um einen Faktor 2–5 reduziert und auf die DST's — *Data Summary Tapes* — geschrieben. Diese Kriterien sind in 1992 gewesen:

- Das Flugzeitsystem (TOF) hat dieses Ereignis nicht zurückgewiesen. Das bedeutet, daß das TOF entweder kein Signal gegeben hat oder wenn mindestens ein TOF-Segment ein Signal im Ereignisfenster liefert, dürfen nicht mehr als zwei TOF-Segmente ein Signal im Untergrundfenster haben, d. h., daß die Signale zeitlich nicht der Wechselwirkungszone zugeordnet werden können, sondern der Ankunftszeit des Protonbunches am TOF entsprechen. Das Flugzeitsystem reduziert vor allen Dingen protoninduzierten Strahluntergrund.
- Wenn die korrigierte Clusterenergie des BEMC<sup>2</sup> kleiner als 22 GeV ist, wird die Existenz mindestens eines BPC-Hits im Abstand von 15 cm um den Cluster gefordert. Der Schnitt bei 22 GeV im BPC-Kriterium bewahrt Ereignisse im *kinematischen Peak* zur Kalibration.

**miniDST-Selektion** Bevor die endgültigen Schnitte der Analyse untersucht werden können, wird die Datenmenge durch weitere Kriterien verkleinert. Dies geschieht im wesentlichen durch zwingend erforderliche Schnitte, wie die Forderung nach einem rekonstruierten Wechselwirkungspunkt zur Winkelberechnung sowie die Ausklammerung des Strahlrohrbereiches, der nicht gut genug verstanden ist. Die miniDST-Kriterien<sup>3</sup> in 1992 sind [97]:

- korrigierte BEMC Clusterenergie  $> 6$  GeV
- der Clusterschwerpunkt liegt außerhalb eines quadratischen Bereiches von 14 cm um die Strahlachse ( $|x_{cog}| > 14$  cm oder  $|y_{cog}| > 14$  cm)
- wenn die korrigierte BEMC Clusterenergie  $< 22$  GeV ist, wird ein durch die zentrale Spurkammer rekonstruierter Wechselwirkungspunkt verlangt<sup>4</sup>.

Nach diesen Kriterien verbleiben 7955 Ereignisse.

**$F_2$ -Selektion** zur Bestimmung der endgültigen Ereignismenge Die Schnitte werden auf der Basis der miniDST-Selektion entwickelt. Die Kriterien für 1992 sind:

<sup>2</sup>nach Korrektur des toten Materials vor und hinter dem Detektor und Korrektur der "Crack"-Effekte

<sup>3</sup>Die eigentliche Idee der "DST's" — der *Data Summary Tapes* — ist eine deutliche Reduzierung der "Größe" der Ereignisse. In der Anfangsphase der Datennahme werden die Ereignisse aber lediglich "selektiert" — unter Beibehaltung der ursprünglichen Größe.

<sup>4</sup>Vertices konnten von den Vorwärtsspurkammern aufgrund von Rekonstruktionsdefiziten nicht gebildet werden.

- Der maximale Polarwinkel des gestreuten Elektronkandidaten ist kleiner als  $\theta_e < 172.5^\circ$ . Der Winkel wird durch die BPC-Spur bestimmt. Damit wird der Schnitt zum Strahlrohr hin im wesentlichen durch die Proportionalkammer gegeben.
- Der Wechselwirkungspunkt, rekonstruiert aus Spuren der zentralen Spurkammer, liegt innerhalb von  $\pm 50$  cm um den Nominalvertex. Dieses Kriterium unterdrückt Strahlgas- und Strahlwandereignisse und vermindert Effekte aufgrund der Verschmierung des Wechselwirkungspunktes. Abb. 5.1 zeigt die Verteilung der  $z$ -Koordinate des Wechselwirkungspunktes.
- Aktivität in der inneren zentralen Jetkammer:  
Es werden nur Ereignisse akzeptiert, bei denen mehr als 25% aller Spuren der inneren Jetkammer zum Wechselwirkungspunkt zeigen. Es werden nur solche Spuren gezählt, deren Transversalimpuls  $350 \text{ MeV}/c$  übersteigt. Dieser Schnitt reduziert die Anzahl der Strahlgasereignisse [28].
- Schnitte auf den Abstand BEMC-Cluster — BPC-Spur und den Clusterradius:  
Beide Größen wurden in Kapitel 4 erklärt. Es werden Ereignisse akzeptiert, für die beide Kriterien kleiner 5 cm sind. Beide Kriterien dienen der Unterdrückung des  $\gamma p$  Untergrundes.
- $y$ -Schnitt:  
In der Elektronmethode werden Ereignisse akzeptiert mit  $0.05 < y_e < 0.6$ . Die niedrige Grenze ist durch die  $x$ , (bzw.  $y$ )-Auflösung der Elektronmethode gegeben. Die hohe Grenze ist ein effektiver Schnitt auf den Photoproduktionsuntergrund und beschränkt die radiativen Korrekturen. Der  $y$ -Schnitt von 0.6 entspricht einem Energie-Schnitt von 10.6 GeV.  
In der gemischten Methode werden alle Ereignisse mit  $y_h < 0.5$  akzeptiert. Die Grenze ist durch die  $y_h$ -Auflösung gegeben. Für  $y_h > 0.5$  geht ein beträchtlicher Teil des hadronischen Systems in Rückwärtsrichtung, wo die Messung von Hadronen nur bedingt möglich ist. Dieser Bereich wird deshalb in der Analyse nicht verwendet.

Insgesamt verbleiben nach diesen Analyseschnitten etwa 1000 Ereignisse. Abb. 5.2 zeigt ein Ereignis mit kleinem  $x$  und  $Q^2$ . In solchen Ereignissen kann ein beträchtlicher Teil der Hadronen in Rückwärtsrichtung gestreut werden. Aufgrund der Transparenz des BEMC gegenüber Hadronen wird nur durch die zerfallenden  $\pi^0$ 's nennenswerte Energie deponiert. Der in der Abbildung zu sehende Elektronkandidat hat 15.1 GeV deponiert und kann einfach über den zugehörigen BPC-Hit identifiziert werden. Man sieht ferner, daß Elektronstreureichtung und die Flugrichtung der Hadronen in  $\phi$  balanciert sind.

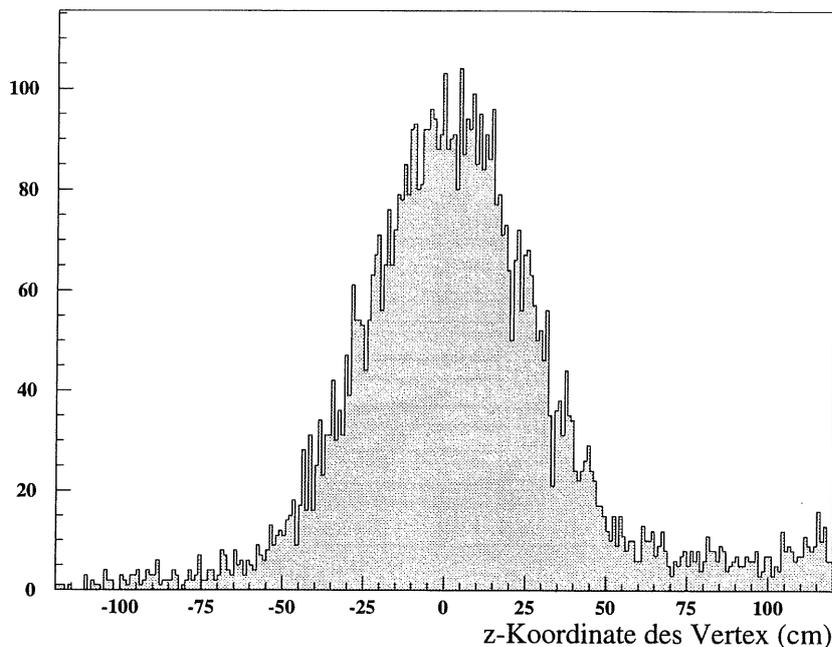


Abb. 5.1: Verteilung der  $z$ -Koordinate des Wechselwirkungspunktes. Es werden in der Analyse nur Ereignisse mit einem Wechselwirkungspunkt von  $\pm 50$  cm um den Nominalwert  $(0,0,0)$  akzeptiert.

Abb. 5.3 zeigt die selektierten Ereignisse in der  $x, Q^2$ -Ebene. Die Energie- und Winkelverteilung ist in Abb. 5.4 zu sehen. Die Schnitte auf den Cluster Radius und  $y_e$  sind explizit nicht gemacht. Die Energieverteilung ist mit  $ep$ -MC Simulation und  $\gamma p$ -MC Simulation (schattiert) verglichen. Die Winkelverteilung wird mit zwei Parametrisierungen der Protonstrukturfunktion verglichen. Die Energieverteilung zeigt den ausgeprägten *kinematischen Peak* im Bereich der Strahlenergie. Zu kleinen Energien hin sieht man die Zunahme des Photoproduktionsuntergrundes durch falsch identifizierte Elektronen aus der  $\gamma p$ -Wechselwirkung. In der Winkelverteilung ist die Proportionalität zu  $1/\sin^4(\theta)$  zu erkennen.

### 5.1.2 Strahlgas-, Strahlwanduntergrund

Man kann die Wirkung dieser Schnitte auf Ereignisse aus den sogenannten *pilot-bunches* testen. *Pilot-bunches* sind Teilchenpakete, die kein kollidierendes Partnerpaket haben. Kein Ereignis dieser *pilot-bunches* überlebt die Selektion.

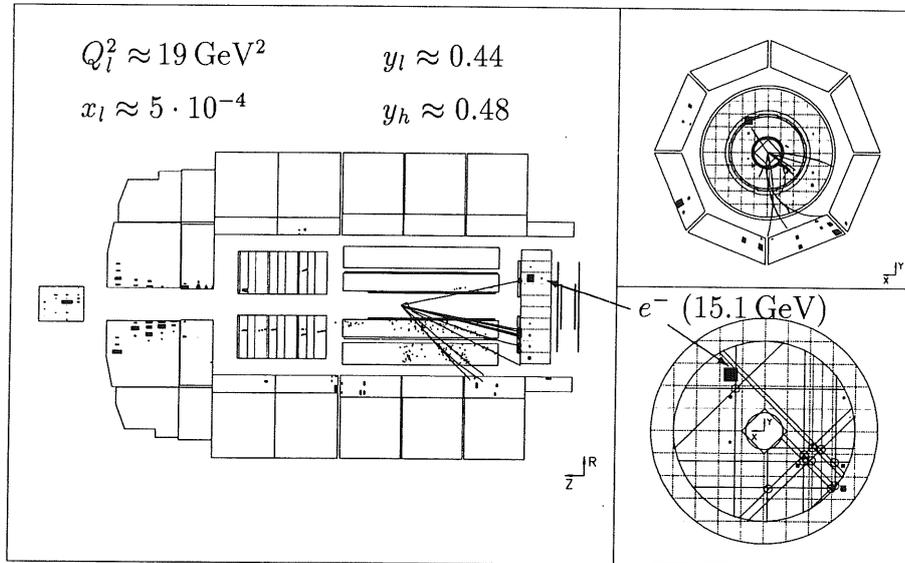


Abb. 5.2: Tief unelastisch gestreutes Elektron.

In Ereignissen mit kleinem  $x$  und  $Q^2$  wird ein Teil der Hadronen in Rückwärtsrichtung gestreut. Im Allgemeinen deponieren Hadronen aber nur wenig Energie aufgrund der geringen nuklearen Absorptionslänge ( $1\lambda$ ). Der 15 GeV Cluster kann über den zugeordneten BPC-Hit dem gestreuten Elektron zugeordnet werden. Das Elektron und die Hadronen sind darüberhinaus in  $\phi$  balanciert.

### 5.1.3 $\gamma p$ -Untergrund

Der verbleibende physikalische Untergrund stammt aus der  $\gamma p$ -Wechselwirkung. Abb. 5.5 zeigt das Energiespektrum für gestreute Elektronkandidaten, bei denen der Elektronendetektor des Luminositätssystem mehr als 4 GeV nachgewiesen hat. Dies sind überwiegend Ereignisse aus der Photoproduktion. Das Elektron wird in den Luminositätsdetektor gestreut und ein Cluster im BEMC fälschlich als Elektron identifiziert. Die Abbildung zeigt, daß mit den beiden Kriterien, Abstand BEMC Cluster-BPC Spur und Clusterradius, eine Reduktion des Untergrundes um 60% erreicht werden kann.

Desweiteren erkennt man kaum Ereignisse mit mehr als 10 GeV im Spektrum<sup>5</sup>. Ein Schnitt auf die Energie ist also ein sehr effektiver Untergrundfil-

<sup>5</sup>Zufällige Koinzidenzen von tief unelastisch gestreuten Ereignissen im BEMC mit Bethe-Heitler Ereignissen im Luminositätssystem wurden durch einen Schnitt auf  $E-p_z < 35$  GeV reduziert.

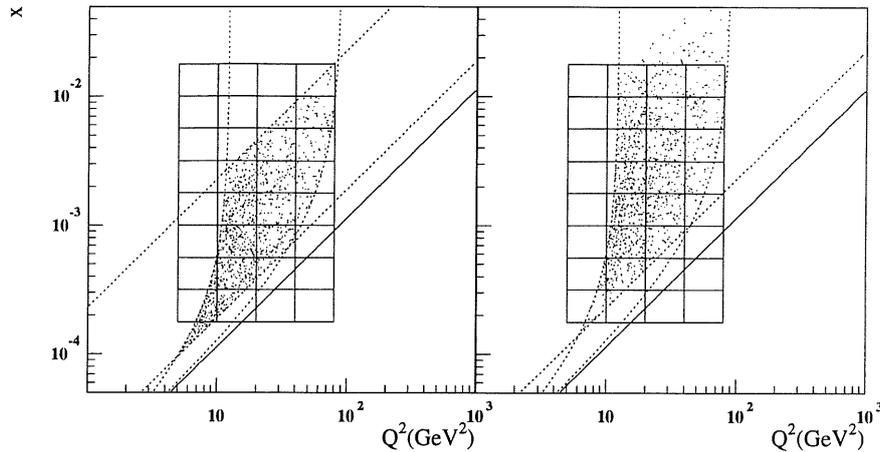


Abb. 5.3: *Selektierte Ereignisse in der  $x, Q^2$ -Ebene. Links sind die Ereignisse dargestellt, die nach der Elektronmethode akzeptiert werden und rechts die, die nach der gemischten Methode akzeptiert werden.*

ter. Der restliche Untergrund wird abhängig von  $x$  und  $Q^2$  statistisch abgezogen. Er erreicht einen maximalen Beitrag von  $\sim 30\%$  für hohe  $y$  und niedrige Elektronenergien. Für  $y < 0.4$  ist dieser Untergrund vernachlässigbar. Aus dem Verständnis des  $\mathcal{MC}$  (siehe auch Kap. 4.5) wird der Fehler konservativ zu 50% abgeschätzt [28].

#### 5.1.4 Bestimmung der Effizienzen

Das Elektron wird aufgrund seines Clusterradius und des Abstands BEMC Clusterschwerpunkt zur BPC-Spur identifiziert. Für die  $F_2$ -Analyse definiert der energiereichste Cluster im BEMC das gestreute Elektron. Da bei kleinen Energien ein Teil des hadronischen Flusses ebenfalls in das rückwärtige Kalorimeter gelenkt wird, besteht die Gefahr einer Fehlidentifizierung des gestreuten Elektrons. Abb. 5.6 zeigt die Effizienz der Elektronidentifizierung in Abhängigkeit von der Energie. Dabei werden keine Schnitte angewendet, die das gestreute Elektron beeinflussen<sup>6</sup>. Das schattierte Histogramm gibt die Wahrscheinlichkeit einer Fehlidentifikation nach Anwendung aller Schnitte an. Oberhalb von 10 GeV werden weniger als 2% der Ereignisse falsch zugeordnet bei einer Elektronidentifizierung von mehr als 97%. Diese Ineffizienz geht in die Akzeptanzberechnung ein.

In einer idealen Detektorbeschreibung sind sämtliche Ineffizienzen in der Detektorsimulation enthalten. Dies wird im H1-Detektor z. B. für die aus-

<sup>6</sup>Es wird für diese Studie nur der Bereich von  $160^\circ < \theta < 170^\circ$  untersucht.

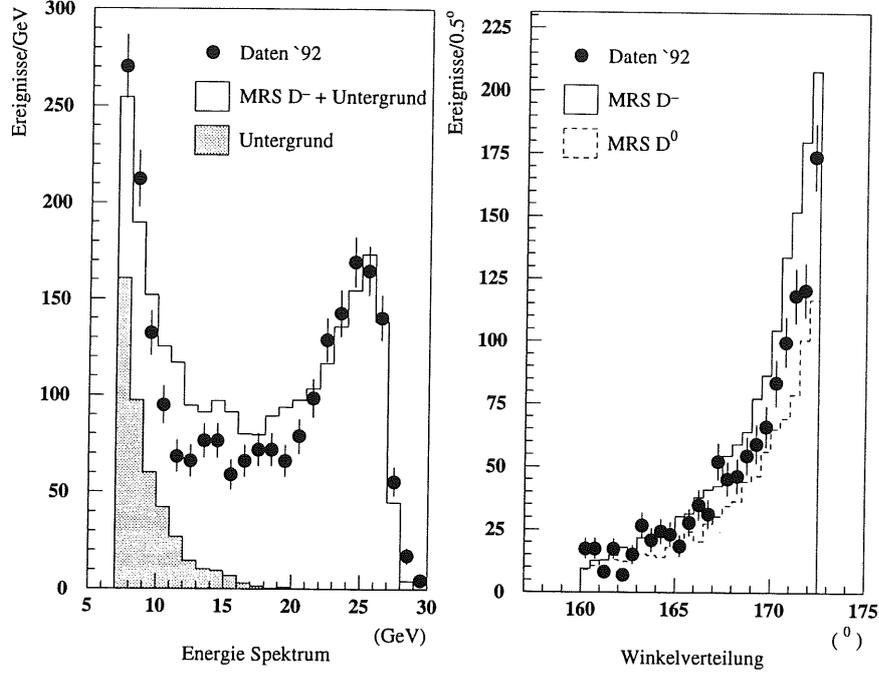


Abb. 5.4: Energie- und Winkelverteilung gestreuter Elektronkandidaten nach der Selektion. Bei der Energieverteilung (links) wurde kein Schnitt auf den BEMC Cluster Radius und in  $y_e$  gemacht. Der Photoproduktionsuntergrund ist noch im Spektrum enthalten.

gefallenen Sektoren der zentralen und rückwärtigen Spurkammern in Simulation und Rekonstruktion berücksichtigt.

Die Effizienzen, die hier im folgenden angegeben werden, beschreiben die Unterschiede zwischen  $MC$  und Daten. Sie werden bestimmt, indem man die Anzahl der Ereignisse nach allen Schnitten mit der Anzahl der Ereignisse ohne einen spezifischen Schnitt — inklusive aller anderen — vergleicht. Die Effizienzen sind zum Teil von der Kinematik abhängig. Für die Analyse ist der kinematische Bereich in 8 Abschnitte in  $x$  und 4 Abschnitte in  $Q^2$  unterteilt worden. Die Grenzen sind

$$-3.75 < \log(x) < -1.75 \quad , \quad \Delta \log(x) = 0.25$$

und

$$0.699 < \log(Q^2) < 1.903 \quad \Delta \log(Q^2) = 0.301$$

Alle Berechnungen sind mit zwei Parametrisierungen der Protonstrukturfunktion ( $MRS D^0$ ,  $MRS D^-$ ) durchgeführt.

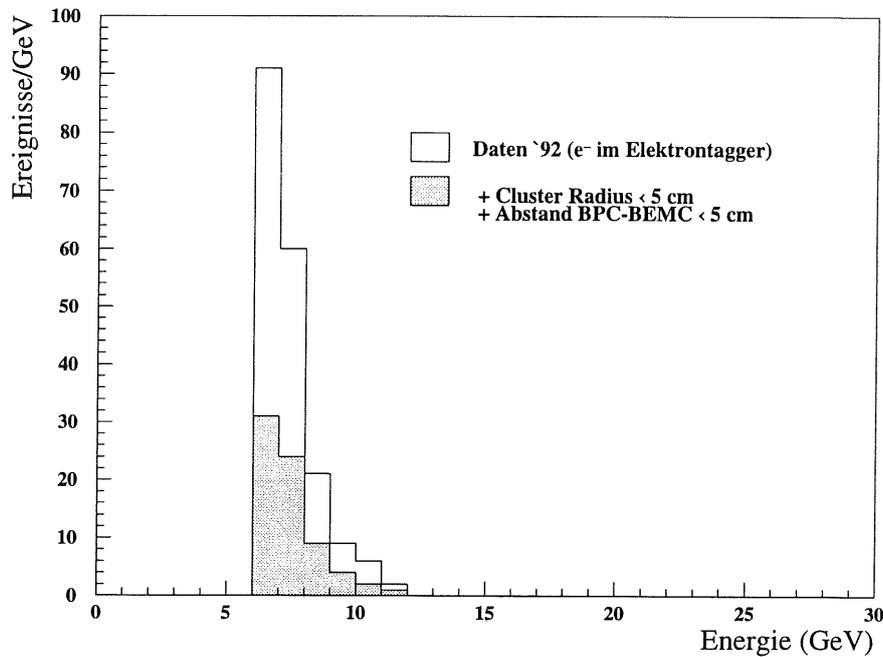


Abb. 5.5: Unterdrückung des Photoproduktionsuntergrundes durch den Schnitt auf den Abstand BPC-Spur — BEMC Cluster-schwerpunkt. Eine 60% Unterdrückung wird erreicht.

**BSET – Effizienz** Der wesentliche Trigger für Ereignisse mit kleinem  $Q^2$  (Klasse 11) ist der BSET mit einer Clusterschwelle zur Triggerung von Ereignissen bei  $\approx 8$  GeV. Abb. 5.7 zeigt die Wirkung des BSET auf die registrierte Ereignisrate. Die Abbildung zeigt auch die Effizienz des Flugzeitsystems gegen protoninduziertem Strahluntergrund (siehe auch Kap. 2.6).

Die Trigger-Effizienz wird mit Hilfe anderer unabhängiger Trigger und BEMC-Monitortrigger überprüft. Eine genaue Analyse der Triggereffizienz ist in [60] gegeben. Abb. 5.8 zeigt die Effizienz für die in der Analyse verwendete Ereignis Selektion. Sie erreicht oberhalb von 10 GeV den Wert 1.

**BPC Spur Rekonstruktion** Die 4 Ebenen der BPC haben eine sehr unterschiedliche Effizienz. Zudem war wegen eines gerissenen Drahtes nur eine Hälfte der 4. Ebene aktiv. Ein Hit in der BPC wird rekonstruiert, wenn 3 der 4 Ebenen angesprochen haben. Es ergab sich für 1992 eine Gesamteffizienz von  $\approx 96\%$ . Die Ineffizienz der einzelnen Ebenen wird in der MC-Detektorsimulation berücksichtigt, so daß die relative Effizienz  $\epsilon_{BPC} \approx 1$  ist.

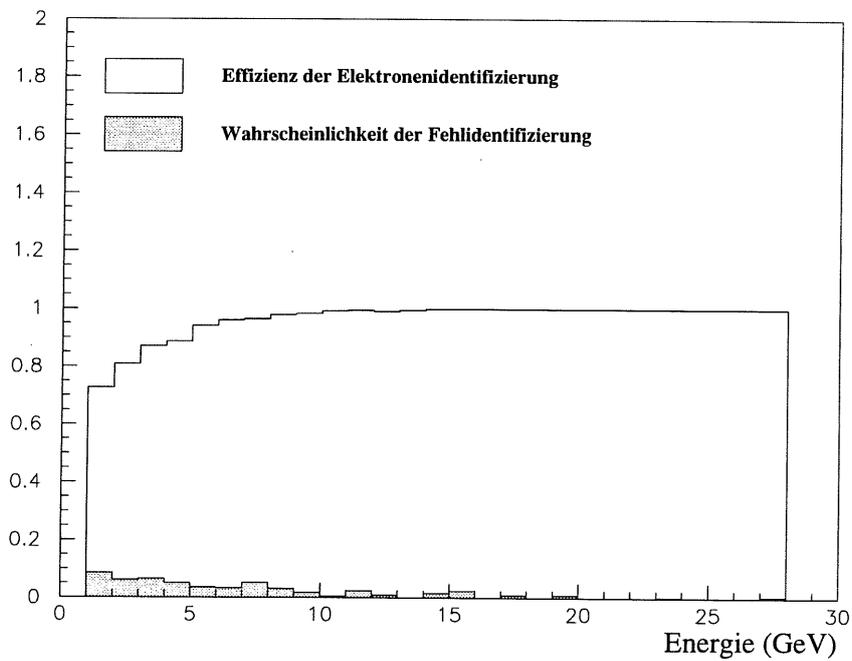


Abb. 5.6: Rekonstruktionseffizienz und Wahrscheinlichkeit der Fehlidentifizierung des gestreuten Elektrons in der 1992 verwendeten Analyse. Oberhalb von 10 GeV ist die Wahrscheinlichkeit einer Fehlidentifikation kleiner 2% bei einer Elektroeffizienz von mehr als 97%.

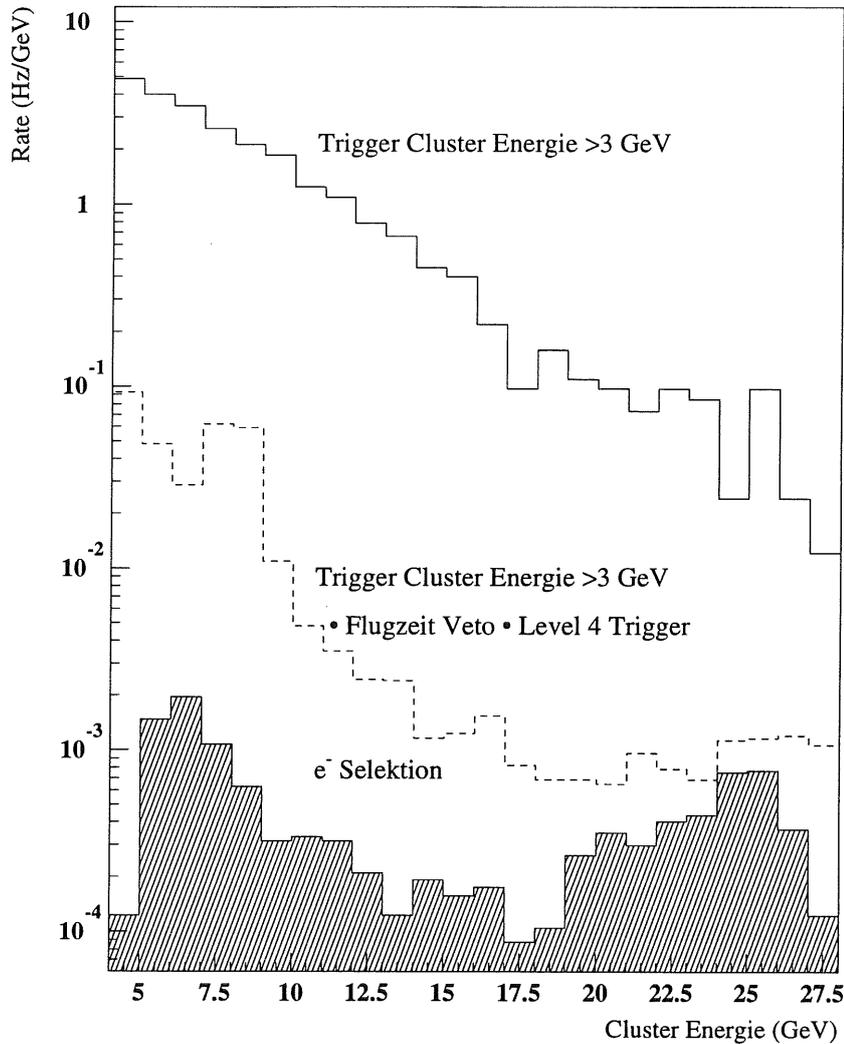


Abb. 5.7: Ereignisraten nach verschiedenen Selektionen. Aufgetragen ist die Ereignisrate gegen die Energie. Die durchgezogene Kurve enthält die durch den BSET getriggerten Ereignisse. Verlangt man zusätzlich ein nicht gesetztes Flugzeitveto und filtert "unphysikalische" Signale im BEMC heraus erhält man die um einen Faktor 50 kleinere gestrichelte Kurve. Die als "miniDST" bekannte Selektion führt zu dem schattierten Histogramm. (nach [60])

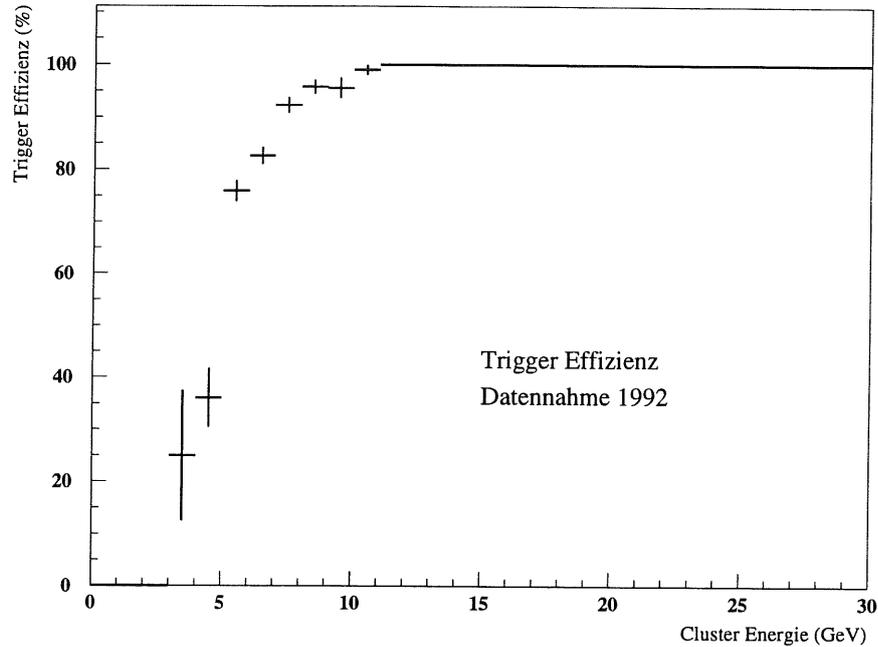


Abb. 5.8: BSET Effizienz für die Daten 1992 nach Anwendung aller Selektionskriterien. Oberhalb von 10 GeV ist die Effizienz gleich 1 (nach [60])

**Abstand zwischen BPC-Spur und BEMC Clusterschwerpunkt und Clusterradius-Effektivität** Die Auswirkungen dieser Schnitte wurden ausführlich in Kap. 4 besprochen. Die relative Effizienz dieser Schnitte, bezogen auf das  $MC$ , beträgt  $1 \pm 0.01$ , unabhängig vom kinematischen Bereich.

**Flugzeitveto** Das Flugzeitveto soll protoninduzierten Untergrund erkennen. Die Länge des Protonpaketes erzeugt eine Ineffizienz für Ereignisse der tief unelastischen Streuung durch falsches Vetosignal von  $4 \pm 3\%$  [25, 98].

**Spurkammerschnitt** Die relative Effizienz ist über den  $\Delta x \Delta Q^2$  Bereich konstant, aber von der Wahl der kinematischen Variablen abhängig. Sie beträgt 97% bei Rekonstruktion der Kinematik aus den Elektronvariablen und 98% bei der gemischten Methode. Der Untergrund kann auf unter 0.3% gesenkt werden. Eine detaillierte Darstellung findet sich in [28].

**Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes** Die Effizienz des Schnittes auf den Wechselwirkungspunkt wird mit Hilfe einer anderen Klasse (Klasse 10) durchgeführt. Die Effizienz ist über die  $\Delta x \Delta Q^2$  Bereiche nicht konstant. Tab. 5.1 zeigt die relative Effizienz, d. h. das Verhältnis der Effektivität

vität in den Daten zur Effektivität in der Monte-Carlo-Simulation. In der Simulation sind nahezu alle Spurkammerineffektivitäten berücksichtigt. Die Effizienz der Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes hängt von dem Fragmentationsmodell für die Hadronen ab. Die Untersuchung des hadronischen Systems in Abhängigkeit verschiedener Modelle ist Gegenstand der Forschung bei H1 [99]<sup>7</sup>.

In 1992 erreichte ein Teil der Elektronen die Wechselwirkungszone 4 ns zu spät — sogenannte *Satellite bunches*. Diese Ereignisse wechselwirken bei +120 cm. Sie werden nicht in der Analyse verwendet, tragen aber zur Luminositätsmessung bei. In der Praxis wurde die *Vertex*-Effektivität entsprechend korrigiert. Die Tab. 5.1 enthält bereits die korrigierten relativen Effizienzen.

Kinematik aus $Q_e^2, y_e$				
	$Q^2$ (GeV <sup>2</sup> )			
	8.5	15.	30.	60.
	0.01334			
	0.00750			1.00
	0.00421	1.03	1.00	1.00
$x$	0.00237	1.02	1.00	0.90
	0.00133	1.00	0.99	0.82
	0.00075	0.98	0.95	
	0.00042	0.94	0.90	
	0.00024	0.80		
Kinematik aus $Q_e^2, y_h$				
	$Q^2$ (GeV <sup>2</sup> )			
	8.5	15.	30.	60.
	0.01334	1.04	1.06	1.06
	0.00750	1.05	1.05	1.04
	0.00421	1.03	1.03	1.00
$x$	0.00237	1.01	1.02	0.98
	0.00133	1.00	1.01	
	0.00075	0.97		
	0.00042	0.95		
	0.00024			

Tab. 5.1: *Relative Vertex-Effizienz (Daten/Monte-Carlo-Simulation) für die 1992er Datenmenge nach allen Schnitten. Oben für die Bestimmung der Kinematik aus den Elektronvariablen allein und unten mit der gemischten Methode. (aus [28])*

<sup>7</sup>In den hier verwendeten  $\mathcal{MC}$  wurde das LUND-Stringmodell mit der sogenannten  $W*Q$  Massenskala verwendet.

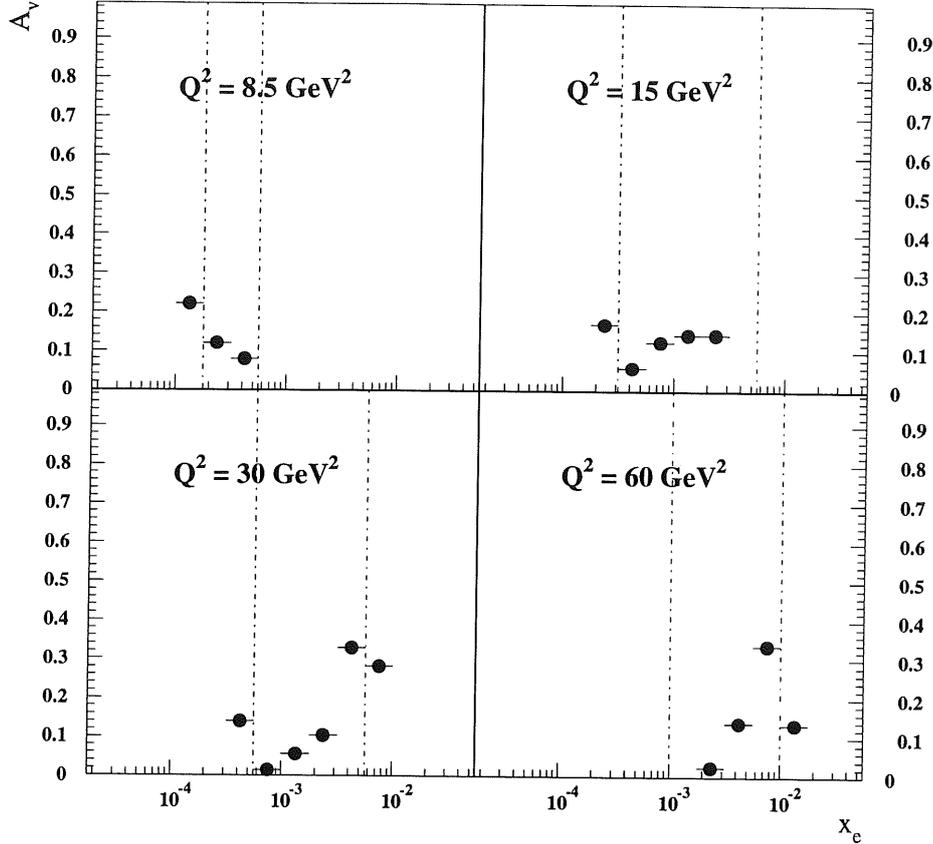
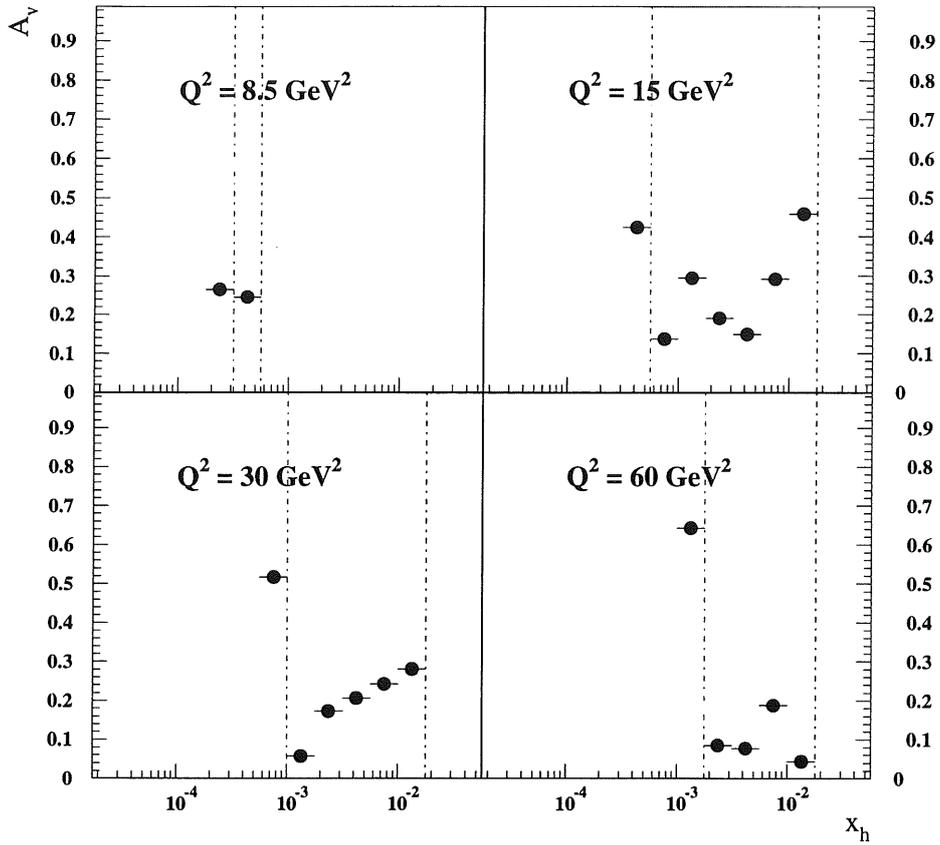


Abb. 5.9: Nettoverschmierung nach der Elektronmethode. Die Nettoverschmierung ist definiert als  $\frac{|N_{in} - N_{aus}|}{N_{rec}}$ . Der für die  $F_2$ -Analyse akzeptierte Bereich ist gestrichelt eingezeichnet.

**Protonpaketlänge** Im MC ist die Verteilung der Protonen im Paket als normalverteilt angenommen. In den Daten gibt es eine Reihe von Ereignissen mit sehr großem Abstand zum Nominalwert des Wechselwirkungspunktes. Wegen der  $1/\sin^4(\theta)$  Abhängigkeit ist die Korrektur abhängig vom Ort der Wechselwirkung. Diese Korrektur kann man als eine Korrektur der Luminositätsmessung auffassen. Die mittlere Korrektur kann zu 9% abgeschätzt werden [28].

## 5.2 Einfluß der Kalorimetrauflösung auf die Akzeptanz

Die endliche Auflösung des Detektors führt dazu, daß rekonstruierte Größen wie Energie und Winkel nicht die gleichen wie die wahren Größen sind, unter denen ein Teilchen am Wechselwirkungspunkt entsteht.  $x_{mess}, Q_{mess}^2$  sind verschieden von  $x_{wahr}, Q_{wahr}^2$ . Als "verschmierte" Akzeptanz bezeichnet man

Abb. 5.10: *Nettoverschmierung nach der gemischten Methode.*

für ein gegebenes  $\Delta x \Delta Q^2$ -Raster das Verhältnis der Anzahlen rekonstruierter zu erzeugten Ereignissen

$$\tilde{A}(x, Q^2) = \frac{N_{rec}(\Delta x, \Delta Q^2)}{N_{gen}(\Delta x, \Delta Q^2)} \quad (5.9)$$

$N_{rec}$  ist dabei die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse nach allen Schritten.  $N_{gen}$  ist die Anzahl der in demselben Bereich erzeugten Ereignisse, wobei nur die reinen kinematischen Schnitte ( $\theta_e$ ,  $y_e$  und  $E_e$ ) angewandt wurden. Als "Nettoverschmierung" bezeichnet man die Differenz zwischen den Ereignissen die von "außen" in einen  $\Delta x \Delta Q^2$ -Bereich hinein- und denen, die aus diesem Bereich herauswandern.

$$A_v = \frac{|N_{in} - N_{aus}|}{N_{rec}} \quad (5.10)$$

Die Analyse berücksichtigt nur solche  $\Delta x \Delta Q^2$ -Bereiche, in denen  $A_v < 0.5$  ist.

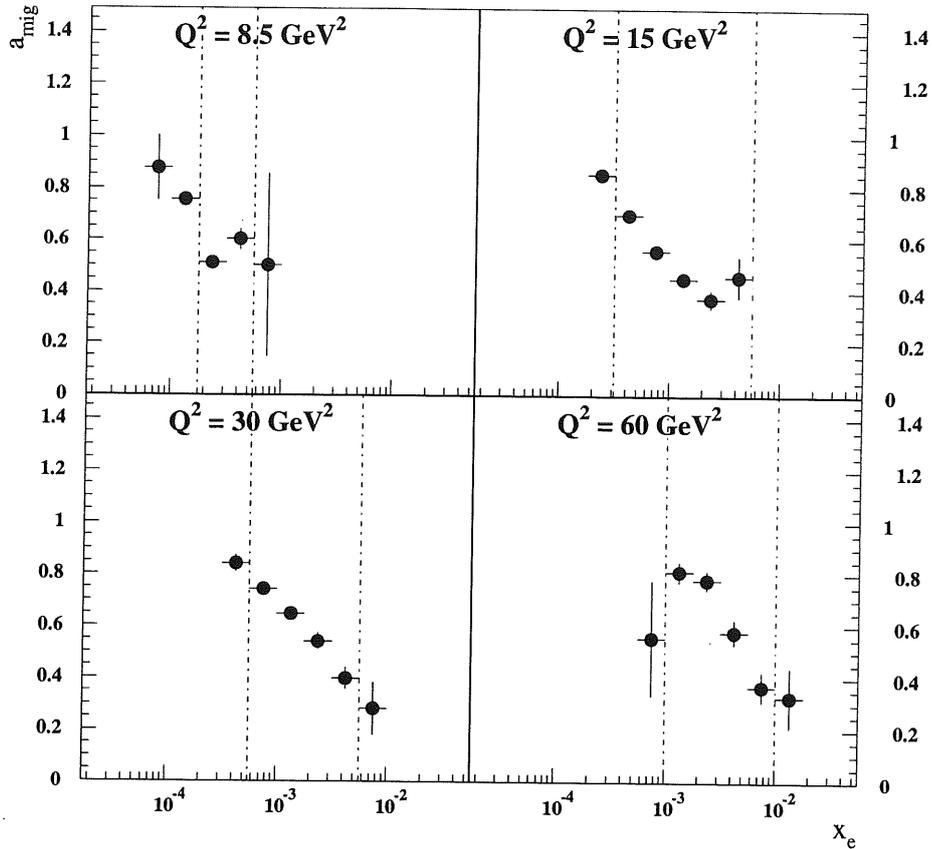


Abb. 5.11: Anteil "stabiler" Ereignisse nach der Elektronmethode. Darunter ist das Verhältnis  $a_{mig} = \frac{N_{st}}{N_{rec}}$ , Anzahl der Ereignisse die im gleichen Bereich erzeugt und dort auch rekonstruiert wurden zur Anzahl aller rekonstruierten Ereignisse gemeint. Deutlich ist zu sehen, daß sich die Auflösung zu größeren  $x_e$ -Werten, also zu kleinerem  $y$  hin verschlechtert.

Die Akzeptanz kann aber auch den Wert "1" annehmen, auch wenn nicht ein einziges in  $\Delta x \Delta Q^2$  rekonstruiertes Ereignis dort erzeugt wurde. Es können genauso viele Ereignisse von außen in den  $\Delta x \Delta Q^2$ -Bereich hinein-, wie aus diesem Bereich herausgewandern. Daher sollte das Verhältnis der "stabiler", der im gleichen  $\Delta x \Delta Q^2$ -Bereich erzeugten und dort rekonstruierten Ereignisse

$$a_{mig} = \frac{N_{st}}{N_{rec}} > 0.5 \quad (5.11)$$

sein[100]. Dabei bedeuten

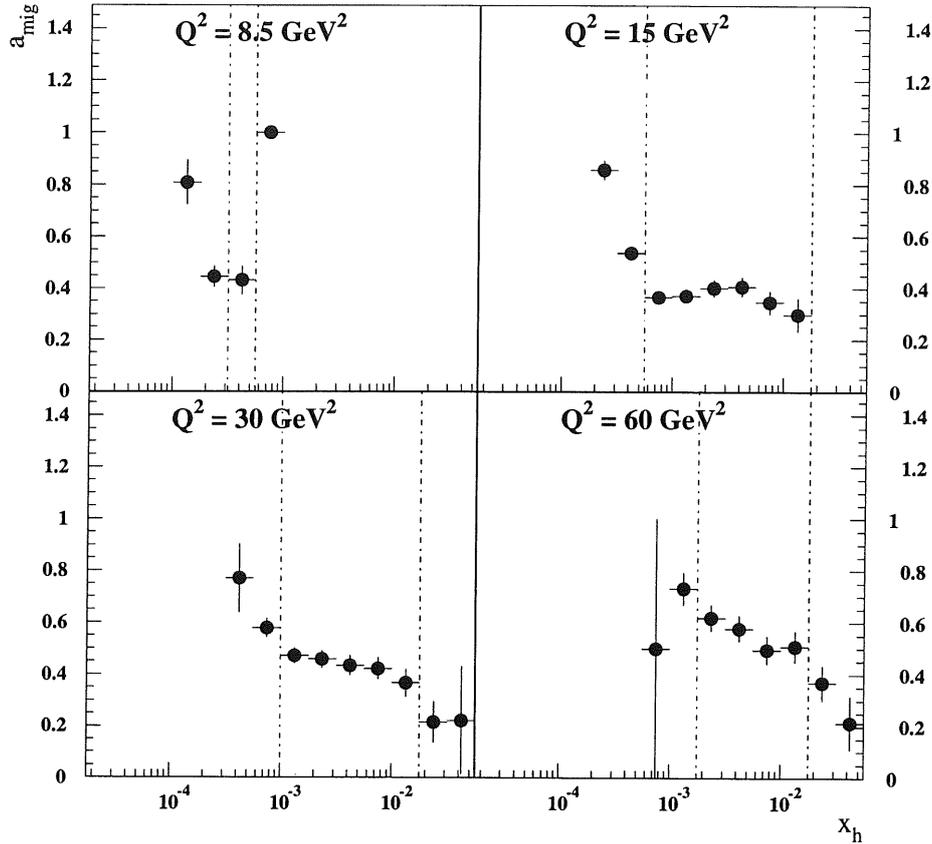


Abb. 5.12: Anteil "stabiler" Ereignisse nach der gemischten Methode.

$N_{st}$  = Anzahl der Ereignisse, die in einem bestimmten Bereich in  $\Delta x \Delta Q^2$  erzeugt und dort auch rekonstruiert wurden

$N_{rec}$  = Anzahl der rekonstruierten Ereignisse in  $\Delta x \Delta Q^2$

Wegen der geringen Statistik ist eine große Schrittweite für das Raster gewählt worden mit:  $\frac{\Delta x}{x} = 59\%$ ,  $\frac{\Delta Q^2}{Q^2} = 67\%$ .  $x, Q^2$  sind äquidistant in  $\log(x)$  (8 Abschnitte) und  $\log(Q^2)$  (4 Abschnitte) unterteilt worden. Die Schrittweite der Variablen ist damit sehr viel größer als deren Auflösung.

Die Auflösung ergibt sich aus den obigen Formeln 5.4–5.8. Die Auflösung in  $\theta_e$  ist abhängig von der Genauigkeit, mit der Spuren in der BPC gemessen werden können. Sie ist für die Analyse '92 mit 2–3 mrad angegeben [25]. Damit beträgt der Beitrag zur Auflösung in  $x, Q^2$  ca. 1%–5% (nach Gl. 5.4 + 5.6). Die Energieauflösung des Kalorimeters ist gegeben durch die Auflösungsfunktion Gl. 4.1. Die Auflösung ist für niedrige Energien schlechter als für hohe ( $\frac{\sigma_E}{E} \approx 5.5\%$  bei  $E = 10 \text{ GeV}$ , und  $\frac{\sigma_E}{E} \approx 2.5\%$  bei  $E = 27 \text{ GeV}$ ). Im gesamten Bereich bleibt die  $Q^2$ -Auflösung unter 9%.

In  $x$  ist die Energieauflösung wegen der Proportionalität zu  $1/y_e$  der dominierende Beitrag. Die Auflösung in  $x$  variiert von ca. 7% (großes  $y$ , niedrige Energie) bis  $\geq 25\%$  (kleines  $y$ , hohe Energie).

Die Auflösung in  $y_h$  hängt von der Meßbarkeit der Hadronen ab. Zu großen  $y$  hin geht ein signifikanter Anteil des hadronischen Flusses ins BEMC. Dessen schlechte hadronische Energieauflösung verschlechtert die  $y$ -Auflösung. Im übrigen Bereich ist die Auflösung besser als 20%.

Insgesamt ist aber die Auflösung deutlich besser als die gewählte Schrittweite. Detektoreffekte, wie Fehler in der Kalibration einzelner Module oder die schlechte Energieauflösung in den "Crack"-Regionen durch falsche Korrekturen der Energieverluste (Kap. 3.2,3.3) können durch einen Term  $\sigma_{cal}$  proportional zu  $E$  beschrieben werden.

Systematische Untersuchungen, bei denen  $\sigma_{cal}$  zwischen 1% und 3% variiert worden ist, zeigen, daß sich die Akzeptanz im Rahmen der statistischen Fehler nicht ändert.

Die 4 Bilder in Abb. 5.9 zeigen für die 4  $Q^2$ -Bereiche die Nettoverschmierung in Abhängigkeit von  $x$  nach der Elektronmethode. Entsprechend ist in Abb. 5.10 die Nettoverschmierung unter Verwendung der gemischten Methode angegeben. Jeweils gestrichelt eingezeichnet sind die Grenzen, die der Analyse [28] zugrunde liegen.

Die Abb. 5.11,5.12 zeigen das Verhältnis der "stabilen" Ereignisse  $a_{mig}$  für beide Methoden. Dabei sind die Auflösungseffekte besonders deutlich zu sehen. An Abb. 5.11 erkennt man, daß mit zunehmenden  $x_e$  die "Wanderungen" größer werden. Das liegt daran, daß aufgrund der Proportionalität von  $\frac{\sigma_{x_e}}{x_e} \propto \frac{1}{y_e}$  die Auflösung schlechter wird.

In Abb. 5.12 ist  $a_{mig}$  im durch gestrichelte Linien gekennzeichneten Bereich weitestgehend konstant. Der leichte Abfall zu größeren  $x_h$  hin resultiert aus der Auflösungsverschlechterung von  $y_h$  zu kleineren Winkeln hin, denn hier führt die Proportionalität zu  $\cot(\theta/2)$  zu einer ungenauen Winkelmessung der Hadronen.

### 5.3 Einfluß der Energiekalibration auf die Strukturfunktionsmessung

#### 5.3.1 Die Meßmethode

Im Experiment wird der Wirkungsquerschnitt gemessen durch

$$\frac{\Delta^2 \sigma_{mess}}{\Delta x \Delta Q^2} = \frac{N}{A \cdot \epsilon \cdot L} \quad (5.12)$$

Dabei ist

- $N$  = Anzahl der Ereignisse im Bereich  $\Delta x \Delta Q^2$  nach Abzug von Untergrundereignissen.
- $A$  =  $\frac{N_{rec}}{N_{gen}}$ . Die Akzeptanz des Detektors<sup>8</sup>.
- $\epsilon$  = Detektoreffizienzen soweit sie nicht bereits im  $MC$  enthalten sind.

$L$  = Luminosität —  $22.5 \text{ nb}^{-1}$  für die 1992er Daten.

$F_2$  wird für definierte Werte in  $x, Q^2$  angegeben. Der Zusammenhang mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt in der tief unelastischen Streuung von Elektronen an Protonen ist gegeben durch

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left(2 \cdot (1-y) + \frac{y^2}{1+R}\right) \cdot F_2(x, Q^2) \cdot (1+\delta) \quad (5.13)$$

$$= \frac{d^2\sigma_0}{dx dQ^2} \cdot (1+\delta) = \kappa(R) \cdot F_2(x, Q^2) \cdot (1+\delta) \quad (5.14)$$

mit

- $x, y, Q^2$  = kinematische Variable
- $\alpha$  = Feinstrukturkonstante
- $F_2$  = Protonstrukturfunktion
- $R$  =  $(F_2 - 2xF_1)/F_2$ .  $R$  kann derzeit (noch) nicht gemessen werden und wird aus QCD-Rechnungen bestimmt.
- $1 + \delta$  = Korrektur zum 1-Photon Austausch des Wirkungsquerschnitt. Bei höherem  $Q^2$  sind Beiträge vom  $Z$ -Austausch zu berücksichtigen (siehe [101]).

Um den Zusammenhang zwischen Gl. 5.12 und Gl. 5.13 herzustellen, muß der Wirkungsquerschnitt im Bin  $\Delta x \Delta Q^2$  auf einen definierten Wert in diesem Bereich korrigiert werden (Zentralwertkorrektur). Desweiteren müssen Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden. Der Effekt des  $Z_0$ -Austausches in der Wechselwirkung macht sich erst bei höherem  $Q^2$  bemerkbar. Die Korrekturen sind in der Größenordnung  $10^{-4} Q^2 / (\text{GeV})^2$  und daher für diese Daten  $\leq 1\%$ .

Somit berechnet sich  $F_2$  aus:

$$F_2 \simeq \frac{1}{\kappa(R)} \cdot \frac{\Delta^2 \sigma_{mess}}{\Delta x \Delta Q^2} \cdot C_{RC} \cdot C_Z = \frac{N}{A \cdot \epsilon \cdot L} \cdot \frac{\int_{bin} \sigma_o dx dQ^2}{\int_{bin} \sigma dx dQ^2} \cdot \frac{\sigma_o}{\int_{bin} \sigma_o dx dQ^2} \cdot \frac{1}{\kappa(R)} \quad (5.15)$$

Dabei sind:

$\frac{\int_{bin} \sigma_o dx dQ^2}{\int_{bin} \sigma dx dQ^2} = C_{RC}$ . Dieser Ausdruck bezeichnet die Strahlungskorrekturen<sup>9</sup>.  $\sigma_o$  ist der Born-Wirkungsquerschnitt.

$\frac{\sigma_o}{\int_{bin} \sigma_o dx dQ^2} = C_Z$ . Bezeichnet die Zentralwertkorrektur um die Messung in  $\Delta x \Delta Q^2$  auf einen festen "Punkt" zu übertragen. Diese Korrektur ist gleich  $\simeq 1/\Delta x \Delta Q^2$  bei vernachlässigbaren Variationen von  $\sigma$  innerhalb des Bins. Sie ist dort besonders wichtig, wo Winkel- und Akzeptanzschnitte den kinematischen Bereich einschränken.

<sup>9</sup>Dazu sollte die Bin-Größe  $\Delta x \Delta Q^2$  etwa der Auflösung  $x, Q^2$  entsprechen (siehe Abschnitt 5.2).

Diese Formel läßt sich vereinfachen, da sich einige Terme herauskürzen.

$$F_2(x_c, Q_c^2) \simeq \frac{N}{A \cdot \epsilon \cdot L} \cdot \frac{F_2^{th}(x_c, Q_c^2)}{\int_{bin} \sigma dx dQ^2} \quad (5.16)$$

Dabei kann das Integral aus dem  $\mathcal{MC}$  bestimmt werden.

$$\int_{bin} \sigma dx dQ^2 = \frac{N^{gen}}{L_{MC}} \quad (5.17)$$

so daß

$$F_2 \simeq \frac{1}{\epsilon} \frac{N}{N_{rec}} \cdot \frac{L_{MC}}{L} \cdot F_2^{th} \quad (5.18)$$

folgt.

$N_{rec}$	= Anzahl der rekonstruierten Ereignisse in $\Delta x \Delta Q^2$ im $\mathcal{MC}$
$L_{MC}$	= Luminosität der $\mathcal{MC}$ -Simulation
$F_2^{th}$	= Parametrisierung der Strukturfunktion, die der Simulation zugrunde liegt.

Nach Gleichung 5.18 reduziert sich das Problem auf die Zählung von Ereignissen und die Bestimmung der Effizienzen. Allerdings ist die Formel nur dann anwendbar, wenn alle Prozesse höherer Ordnung im  $\mathcal{MC}$  richtig beschrieben werden. Ein Vorteil der Gl. 5.18 gegenüber Gl. 5.15 ist insbesondere die automatische Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen. Hier wird deshalb Gl. 5.18 zur Berechnung von  $F_2$  verwendet<sup>10</sup>.

Die in der Analyse benutzten Monte-Carlo-Simulationsrechnungen vernachlässigen den Einfluß von  $F_L$  ( $R \rightarrow 0$ ). In erster Näherung ist die Akzeptanz davon jedoch nicht berührt. Die aus Gl. 5.18 bestimmte Strukturfunktion läßt sich dann einfach korrigieren über

$$F_2(R|R_{QCD}) = \frac{(2(1-y) + y^2)}{(2(1-y) + \frac{y^2}{1+R})} \times F_2(R|_0) \quad (5.19)$$

Man erkennt, daß sich nennenswerte Abweichungen nur für große Werte von  $y$  ergeben können.

### 5.3.2 Einfluß der Energiemessung des Rückwärtskalorimeters

Mit Hilfe der Gl. 5.4–5.8 kann der Einfluß der Energiekalibration auf die Strukturfunktion abgeschätzt werden. Exemplarisch ist dies für die Elektronmethode in Abb. 5.13 durchgeführt. Der schattierte Bereich entsteht

<sup>9</sup>Da sich die Detektoreffekte abtrennen lassen, können die Strahlungskorrekturen numerisch berechnet werden (TERAD91 [102]). Dieses Analyseprogramm korrigiert sowohl die ISR (Initial State Radiation — Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand) als auch die FSR (Final State Radiation — Abstrahlung eines Photons im Endzustand). Letztere läßt sich wegen des kleinen Öffnungswinkel zwischen Photon und Elektron im Kalorimeter nicht trennen und muß daher von der TERAD-Korrektur z. Zt. noch abgezogen werden. Dies geschieht durch Berechnung der FSR in der *Leading Logarithmus Approximation*.

<sup>10</sup>In der Veröffentlichung wurde die analytische Methode gewählt.

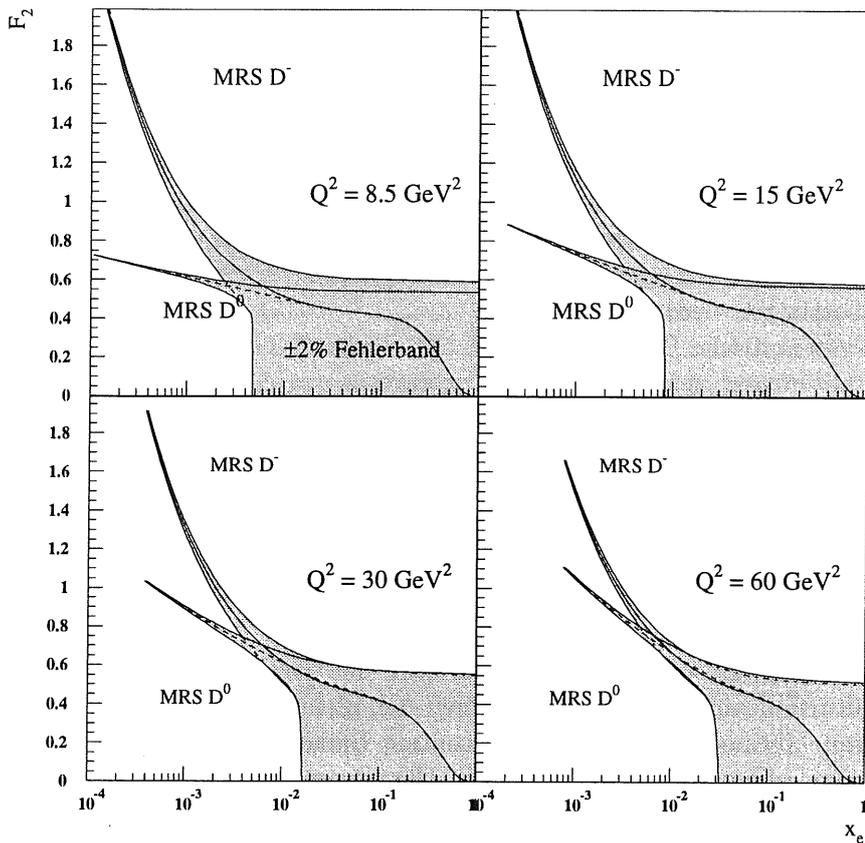


Abb. 5.13: Einfluß der Energiemessung auf  $F_2$ : Exemplarisch für zwei verschiedene Parametrisierungen der Strukturfunktion in vier  $Q^2$ -Bereichen ist die Auswirkung einer  $\pm 2\%$  Fehlmessung gezeigt.

durch den Übergang von  $E \rightarrow E \pm \delta E$ . Dann geht  $x(E), Q^2(E) \rightarrow x(E \pm \delta E), Q^2(E \pm \delta E)$  über und  $F_2$  wird an der Stelle  $x(E \pm \delta E), Q^2(E \pm \delta E)$  berechnet. In der Abbildung ist  $\delta E = \pm 2\%$  gesetzt.

Zu großem  $x_e$  (kleinem  $y$ ) bewirkt eine geringe Änderung der Energie eine große Änderung in  $F_2$ . Im Bereich des *kinematischen Peaks* ist eine Messung von  $x_e$  (und damit auch von  $F_2$ ) mit der Elektronmethode nicht möglich. Dies wird aus Gl. 1.3 ersichtlich, denn im Bereich der Elektronenstrahlenergie variiert  $x$  stark mit der Energie des gestreuten Elektrons.

Zu kleinen  $x_e$ -Werten hin ist die Abhängigkeit von  $F_2$  geringer, jedoch abhängig von der angenommenen Parametrisierung der Strukturfunktion. Bei kleinem  $x$  bewirkt eine  $\pm 2\%$  Energieänderung in der  $\text{MRS } D^-$  Parametrisierung eine  $\pm 8\%$  Änderung in  $F_2$  ( $\pm 2.5\%$  für  $\text{MRS } D^0$ ). Dies ist durch den steilen Anstieg der Strukturfunktion hervorgerufen.

Zur Berechnung des systematischen Fehlers kann Gl. 5.18 herangezogen werden. Die Untersuchungen wurden mit  $MC$ -Detektorsimulation durchgeführt und an den Daten überprüft.

Fast alle Effizienzen sind von einer Energieänderung unabhängig. Die Effizienz der Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes hängt von  $x$  und  $Q^2$  ab und variiert bei einer Energieänderung um  $\pm 3\%$  um maximal  $\pm 1\%$ . Die Grenzen der Kinematik ändern sich in der Elektronmethode ( $y_e^{max} \leftrightarrow E_e^{min}$ ).  $\theta_e^{max}$  ändert sich in der gemischten Methode, da der Elektronwinkel über  $y_h$  und  $Q_e^2$  bestimmt wird).

Der systematische Fehler ist in Tab. 5.2, Spalte 6–8 für drei verschiedene Energieänderungen aufgelistet.  $F_2$  ist zusammen mit dem statistischen und gesamten systematischen Fehler in Spalte 4 genannt. Alle Berechnungen basieren auf zwei verschiedenen Parametrisierungen (MRS  $D^-$  und MRS  $D^0$ ). Die Werte sind gemittelt. Der Fehler durch die Strukturfunktionsabhängigkeit ist im gesamten systematischen Fehler enthalten. Alle systematischen Fehler — mit Ausnahme des Energiefehlers — sind aus [28] entnommen. Dabei wurde für den Energiefehler ein Wert von  $\pm 2\%$  entsprechend dem Ergebnis 3.3 auf Seite 51, angenommen.

Abb. 5.14 zeigt für die vier  $Q^2$ -Bereiche die nach Gl. 5.18 berechnete  $F_2$ -Strukturfunktion. Punkte entsprechen der Elektronmethode, Kreise der gemischten Methode. Der durch horizontale Balken begrenzte Fehler entspricht dem reinen statistischen Fehler. Der gesamte Fehler berechnet sich aus der quadratischen Summe von statistischem und systematischem Fehler. Der globale Fehler der Luminositätsmessung von  $\pm 7\%$  [35] ist in der Darstellung nicht berücksichtigt. Es sind ebenfalls die Meßwerte aus der H1-Publikation [25] eingezeichnet. In dieser Publikation wurden die Punkte bei kleinem  $x$  in Abhängigkeit von detektororientierten Variablen  $\theta$ ,  $\sqrt{E}$  entwickelt und dann in  $x, Q^2$ -Bins transformiert. Die  $F_2$ -Werte bei größerem  $x$  wurden nach der gemischten Methode berechnet. Die Strahlungskorrekturen wurden numerisch berechnet. Im Gegensatz dazu verläßt sich die hier vorgestellte Analyse auf eine ausreichende Beschreibung der Strahlungskorrekturen durch die Monte-Carlo-Simulation.

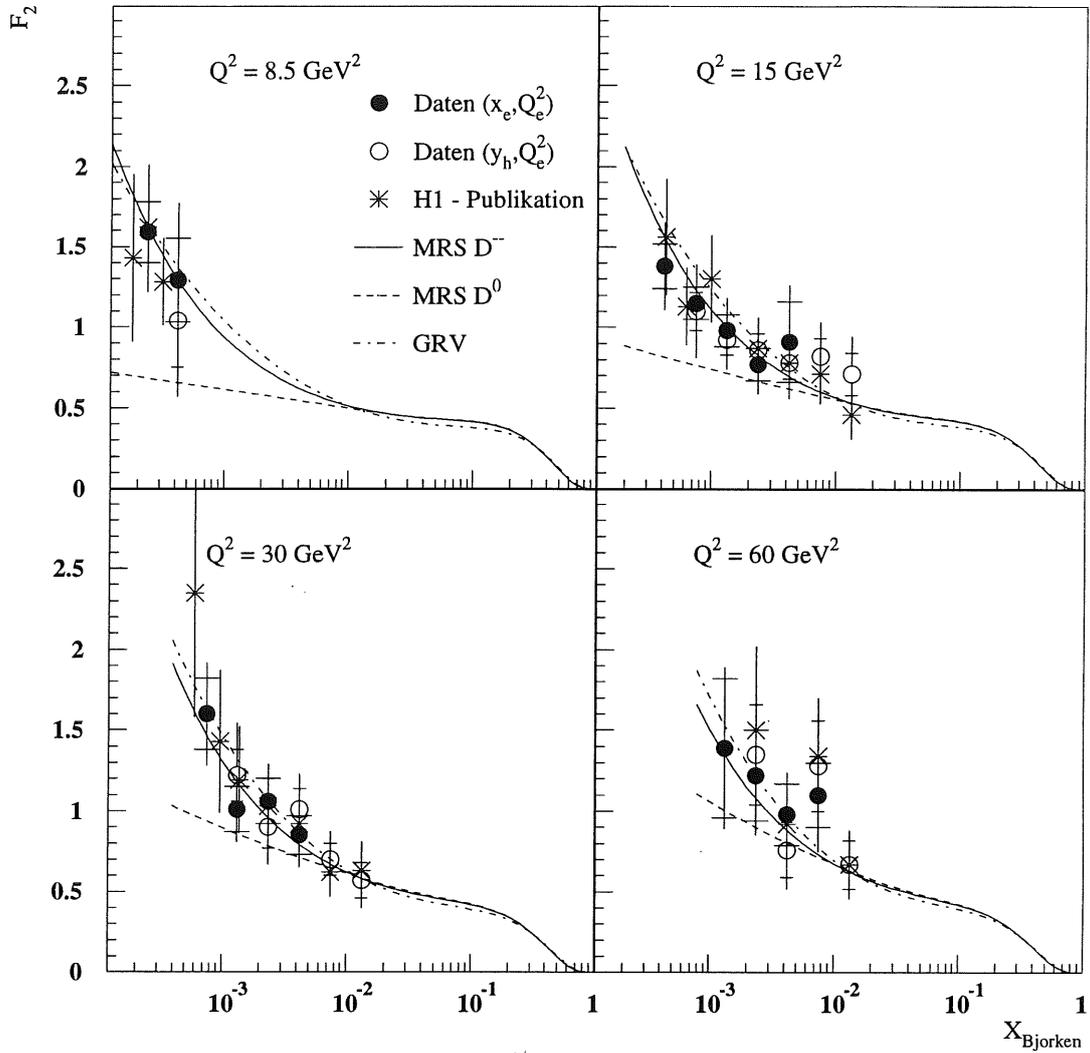


Abb. 5.14:  $F_2$  in Abhängigkeit von  $x$  für vier verschiedene  $Q^2$ -Bereiche. Punkte stammen aus der Berechnung der Elektronvariablen  $x_e$  und  $Q_e^2$ . Für die Kreise ist  $y_h$  anstelle von  $x_e$  verwendet worden. Zum Vergleich sind die Werte aus der H1-Publikation [25] eingezeichnet (Kreuze).

$F_2$  berechnet aus  $Q_e^2, x_e$

$Q^2$ (GeV <sup>2</sup> )	x	y	$F_2 \pm \delta_{stat} \pm \delta_{syst}$	R	systematischer Fehler der Energie ( $\pm n\%$ )		
					$\pm 3\%$	$\pm 2\%$	$\pm 1\%$
8.5	0.00024	0.40	$1.59 \pm 0.19 \pm 0.31$	0.41	5	4(1)	2
	0.00042	0.23	$1.29 \pm 0.26 \pm 0.28$	0.40	16	11(3)	4
15	0.00042	0.41	$1.38 \pm 0.14 \pm 0.22$	0.33	7	5(1)	3
	0.00075	0.23	$1.15 \pm 0.10 \pm 0.17$	0.32	8	6(1)	3
	0.00133	0.13	$0.98 \pm 0.10 \pm 0.17$	0.30	16	11(2)	7
	0.00237	0.072	$0.77 \pm 0.10 \pm 0.13$	0.28	10	8(2)	3
	0.00421	0.041	$0.91 \pm 0.25 \pm 0.24$	0.26	10	9(3)	8
30	0.00075	0.46	$1.60 \pm 0.22 \pm 0.24$	0.27	3	2(1)	3
	0.00133	0.26	$1.01 \pm 0.14 \pm 0.14$	0.26	9	7(1)	6
	0.00237	0.14	$1.06 \pm 0.14 \pm 0.18$	0.24	18	11(2)	4
	0.00421	0.081	$0.85 \pm 0.12 \pm 0.16$	0.22	16	13(2)	9
60	0.00133	0.51	$1.39 \pm 0.43 \pm 0.25$	0.22	1	3(1)	2
	0.00237	0.29	$1.22 \pm 0.28 \pm 0.19$	0.21	6	3(1)	2
	0.00421	0.16	$0.98 \pm 0.19 \pm 0.18$	0.20	19	12(3)	6
	0.00750	0.091	$1.10 \pm 0.20 \pm 0.29$	0.18	22	18(3)	11

$F_2$  berechnet aus  $Q_e^2, y_h$

8.5	0.00042	0.23	$1.04 \pm 0.29 \pm 0.37$	0.40	10	9(2)	7
15	0.00075	0.23	$1.10 \pm 0.12 \pm 0.26$	0.32	3	2(1)	1
	0.00133	0.13	$0.92 \pm 0.09 \pm 0.16$	0.30	4	3(1)	2
	0.00237	0.072	$0.86 \pm 0.10 \pm 0.16$	0.28	2	1(1)	1
	0.00421	0.041	$0.78 \pm 0.10 \pm 0.16$	0.26	2	2(1)	1
	0.00750	0.023	$0.82 \pm 0.11 \pm 0.18$	0.23	3	1(1)	1
	0.01334	0.013	$0.71 \pm 0.13 \pm 0.18$	0.20	6	4(1)	2
30	0.00133	0.26	$1.22 \pm 0.16 \pm 0.28$	0.26	3	2(1)	1
	0.00237	0.14	$0.90 \pm 0.13 \pm 0.19$	0.24	6	4(1)	3
	0.00421	0.081	$1.01 \pm 0.13 \pm 0.18$	0.22	3	2(1)	1
	0.00750	0.046	$0.70 \pm 0.10 \pm 0.13$	0.20	5	3(1)	2
	0.01334	0.026	$0.57 \pm 0.11 \pm 0.13$	0.17	4	3(1)	2
60	0.00237	0.29	$1.35 \pm 0.31 \pm 0.39$	0.21	6	5(1)	3
	0.00421	0.16	$0.76 \pm 0.17 \pm 0.17$	0.20	6	5(1)	3
	0.00750	0.091	$1.28 \pm 0.28 \pm 0.28$	0.18	6	4(1)	2
	0.01334	0.051	$0.67 \pm 0.15 \pm 0.15$	0.15	5	4(1)	1

Tab. 5.2:  $F_2$  und systematischer Energiefehler. In den letzten drei Spalten ist der Einfluß einer Energieänderung auf  $F_2$  in % gegeben. Für die  $F_2$ -Strukturfunktion ist der systematische Fehler berechnet unter der Annahme einer  $\pm 2\%$  Änderung in der Energie. Alle weiteren systematischen Fehler sind aus [28] entnommen.

## Kapitel 6

### Zusammenfassung

Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter (BEMC) ist in der Lage, gestreute Elektronen zu messen. Die mit den 1992 gemessenen Daten erreichbare Genauigkeit der Energiemessung von  $\pm 2\%$  ermöglicht es, neue Bereiche in der Strukturfunktionsanalyse des Protons bis hinunter zu  $x \approx 10^{-4}$  zu erforschen. Die hier vorgestellte Analyse liefert die gleichen Ergebnisse wie die H1-Publikation [25]. Zu kleinen  $x$ -Werten hin kann ein Anstieg in der  $F_2$ -Protonstrukturfunktion beobachtet werden. Dieser Anstieg schließt Sättigungseffekte bei  $Q^2 \sim 10 \text{ GeV}^2$  und  $x \sim 5 \cdot 10^{-4}$  aus.

Die Analyse beschränkt sich auf den Energiebereich  $E > 10.6 \text{ GeV}$  und den Winkelbereich  $160^\circ < \theta_l < 172.5^\circ$ . Zum Fehler der  $F_2$ -Messung tragen Statistik und systematischer Fehler etwa zu gleichen Teilen bei. Die BEMC-Energiemessung trägt mit etwa 2% (hohem  $y$ ) bis 18% (kleinem  $y$ ) zum systematischen Fehler bei.

Die Energiemessung konnte für die Daten des Jahres 1992 mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.3\%_{stat} \pm 1.8\%_{syst}$  kalibriert werden. Systematische Effekte dominieren die Energiemessung. Der größte Beitrag rührt aus der Unsicherheit über die Extrapolation der Kalibration im *kinematischen Peak* zu kleinen Energien her. Diese Extrapolation setzt eine genaue Detektorbeschreibung in der Monte-Carlo-Simulation — insbesondere des nichtsensitiven Materials vor dem Detektor — voraus. Die Energielinearität kann mit der bisher gesammelten Datenmenge nicht überprüft werden.

Die inneren Module von dreieckigem Querschnitt nahe des Strahlrohres waren 1992 nicht im Trigger enthalten und konnten deshalb nicht mit der gleichen Genauigkeit wie die quadratischen Module kalibriert werden. Durch die Winkelbegrenzung auf  $172.5^\circ$  werden Einflüsse, die von dieser inneren Region herrühren, vermieden. Im Bereich unterhalb von  $\theta < 160^\circ$  beginnt der Überschneidungsbereich mit dem BBE-Modul des Flüssig-Argon-Detektors. Die Datenmenge reicht für eine genaue Kalibration dieses Bereiches nicht aus.

Die starke Zunahme des Photoproduktionsuntergrundes zu kleinen Energien hin erfordert eine Beschränkung auf Energien gestreuter Elektronen  $E > 10.6 \text{ GeV}$ . Das BEMC ermöglicht eine  $\gamma p$ -Unterdrückung von  $\approx 60\%$  bei einer Elektroneffektivität von 97.5%. Für  $y$ -Werte  $> 0.6$  nimmt der Anteil der Photoproduktionsereignisse im Spektrum stark zu und der Fehler in der Behandlung des Untergrundes wird dominierend.

Die mittlere Energieauflösung des BEMC im Bereich des *kinematischen Peaks* (26.5 GeV) betrug 4%, resp. 5.5% bei 10 GeV und 9% bei 5 GeV. Die

letzteren beiden Werte erhält man aus der Auflösungsfunktion

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0.39(2)}{E} \oplus \frac{0.100(3)}{\sqrt{E}} \oplus 0.028(5) \quad .$$

Dies ist zu vergleichen mit der idealen Auflösung des BEMC mit homogener Lichtsammlung (2.5% bei 26.5 GeV, 4% bei 10 GeV und 6% bei 5 GeV). Beschränkt man sich auf Ereignisse, bei denen nahezu die gesamte Energie in einem Modul deponiert wird, erreicht man eine Auflösung im *kinematischen Peak* von 3%. Dies entspricht der mittleren Energieauflösung des BEMC in der Monte-Carlo-Simulation. Die Diskrepanz zu den Daten rührt aus der nicht korrekten Behandlung der Energieverluste in den Grenzbereichen der Module her. Die Monte-Carlo-Simulation zeigt, daß diese Korrekturen prinzipiell richtig angewandt werden können.

Die Ortsauflösung mit dem 1992 verwandten Algorithmus betrug 1.42(9) cm ( $\approx 10$  mrad). Die Korrekturen in den Grenzbereichen der Module sind positionsabhängig. Die Energieverluste werden deshalb bezüglich der Positionsbestimmung der BPC, die eine Auflösung von  $\lesssim 3$  mrad erreicht, durchgeführt.

**Ausblick:** Eine Ausdehnung der  $F_2$ -Messung hin zu kleineren Werten von  $x$  und eine Verbesserung der Meßergebnisse in den bisher zugänglichen kinematischen Bereichen ist entscheidend von dem Verständnis des Rückwärtsbereiches abhängig. Mit einer größeren Datenmenge (1993, 1994) kann das BEMC besser kalibriert werden. Die zeitweilige Berücksichtigung der inneren dreieckigen Module im Trigger ermöglicht deren Kalibration. Damit läßt sich eventuell der Winkelbereich zu größeren Winkeln hin ausdehnen.

Ein neuer Clusteralgorithmus könnte eine bessere Ortsbestimmung ermöglichen. Über die bessere Bestimmung der Korrekturen der Energieverluste kann eine bessere Energieauflösung erzielt werden. Eine gute Energieauflösung kann ebenfalls dadurch erzielt werden, daß man Signale, die nur Rauschen der Photodioden enthalten, von der Analyse ausschließt.

Die Energielinearität kann mit hoher Luminosität von HERA mit Hilfe der *Compton QED-Ereignisse* überprüft werden. Mit der Analyse dieser Ereignisse kann eine Kalibration in Energiebereichen erfolgen, die bisher nicht zugänglich waren. Eine Kalibration auf 1% scheint dann möglich.

Das BEMC ist ein elektromagnetisches Kalorimeter. Die  $e\pi$ -Trennung läßt sich mit diesem Kalorimeter nicht weiter verbessern und eine Ausdehnung des kinematischen Bereiches zu kleineren Energien hin erscheint wegen des  $\gamma p$ -Untergrundes fraglich. Hier kann das neue Rückwärtskalorimeter (SPACAL) zusammen mit den beiden neuen Spurdetektoren, der rückwärtigen Driftkammer (BDC) und dem rückwärtigen Silizium-Detektor (BST), eine bessere Elektronidentifizierung ermöglichen. Der Einsatz dieser neuen Detektoren ist für 1995 geplant und erweitert den Meßbereich hin zu kleineren Energien, resp. kleineren  $x$ -Werten. Dies ist von besonderem Interesse für die kommende Messung der longitudinalen Strukturfunktion  $F_L$ .

## Anhang A

### **Aufbau der BEMC-Module**

Auf den folgenden Seiten sind der Aufbau und die Form der einzelnen Module im Detail zu sehen.

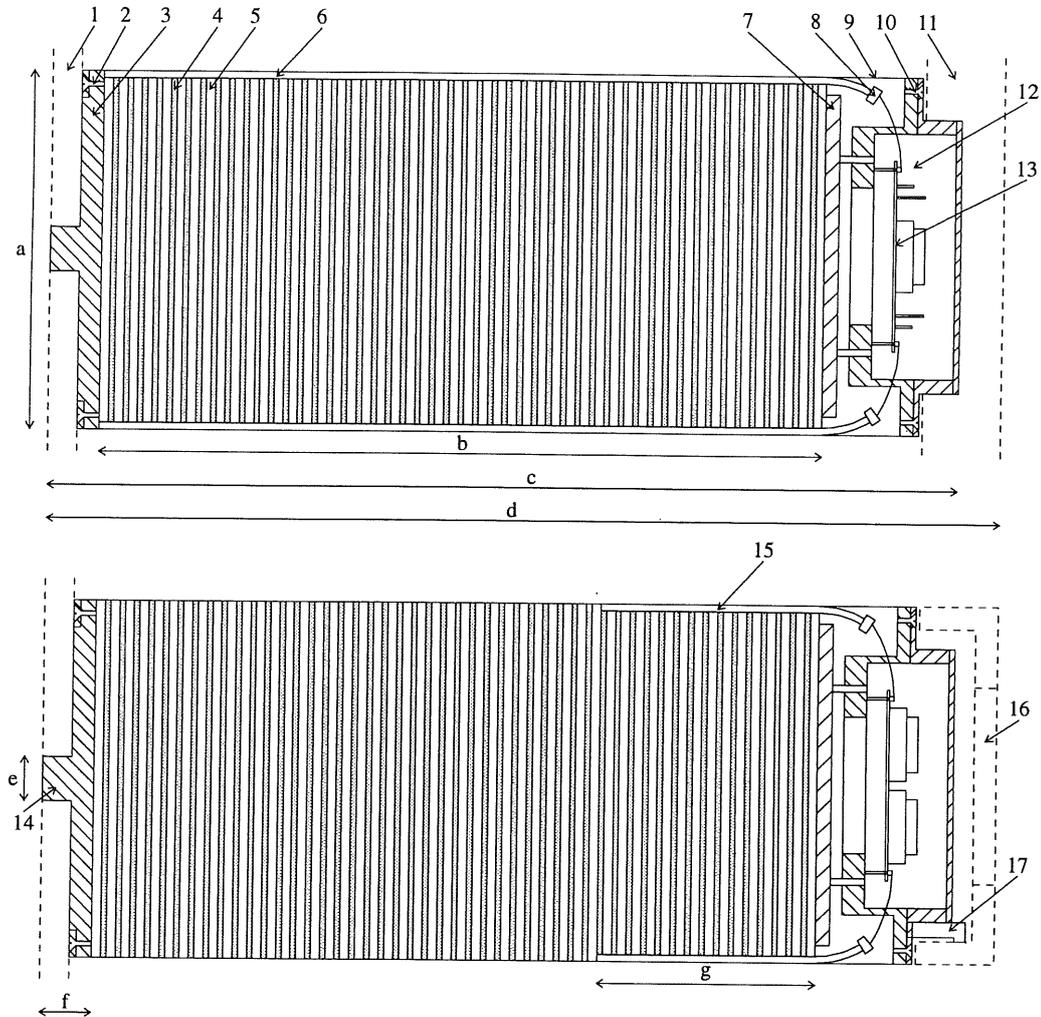


Abb. A.1: Aufbau der BEMC-Module - Seitenansicht/Längsschnitt.

Maße (mm): a=158.4 b=342.0 c=399.0 d=439.0 e=20.0  
f=21.0 g=103.0

- 1,11 Front- und Rückplatte der Halterungstonne
- 2,10 vordere und hintere Befestigungsschrauben
- 3,7 vordere und rückwärtige Al-Platte
- 4,5 Blei-, Szintillatorschicht
- 6,15 Wellenlängenschieber (WLS)
- 8 Photodiode
- 9 0.2 mm Stahlkasten
- 12,13 Elektronikgehäuse und Platine mit Vorverstärker und Treiber
- 14,17 vorderer und hinterer Halterungsbolzen
- 16 U-Profil Halterung

(aus [38, 39])

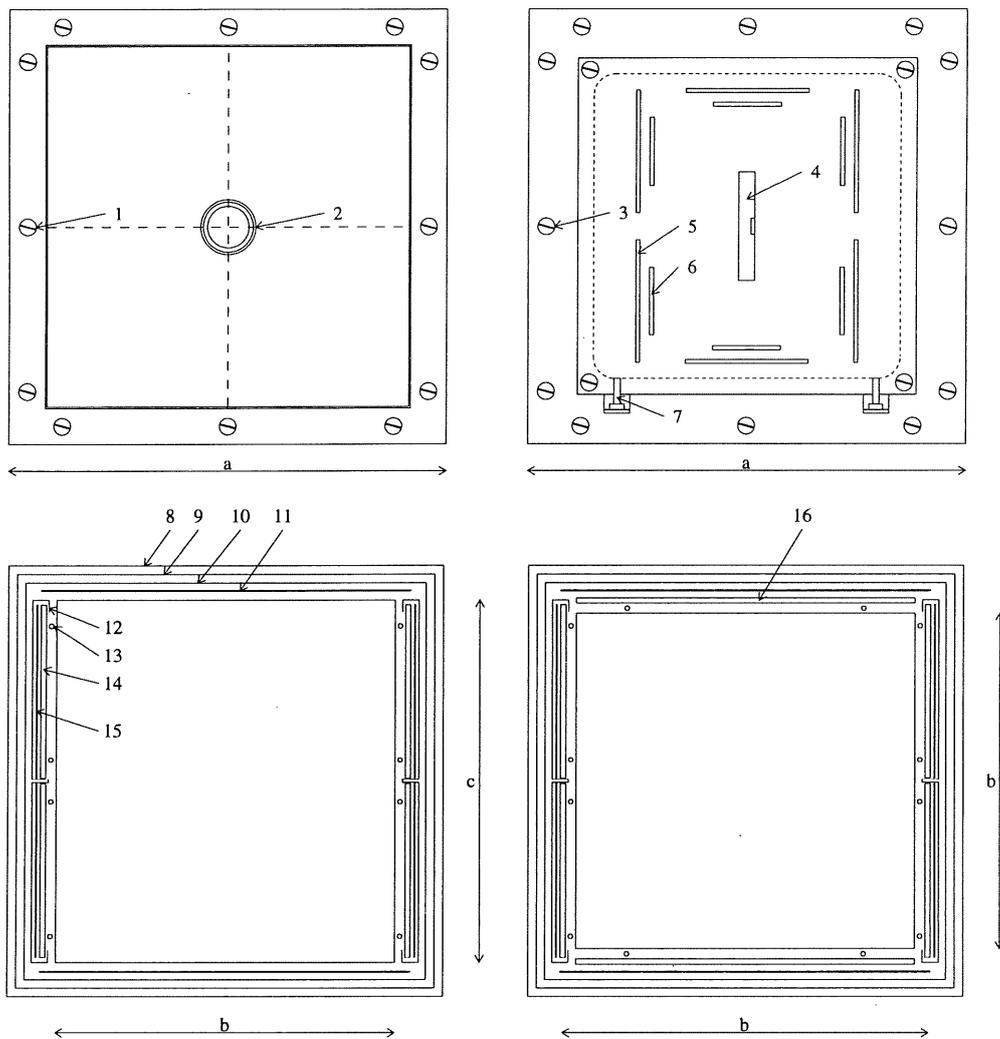


Abb. A.2: Aufbau der BEMC-Module

Front/Rückansicht/Querschnitt.

Maße (mm):  $a=158.4$   $b=149.8$   $c=156.8$

Die unteren beiden Darstellungen sind nicht maßstäblich.

- 1,3 Befestigungsschrauben
- 2,7 Halterungsbolzen
- 4 Stecker
- 5,6 Vorverstärker, Kabeltreiber
- 8-11 Verpackung: 0.2 mm Stahlkasten, Schrumpf-, Tedlarfolie und Tyvec-Reflektorpapier
- 12 Aluminiumschatulle der langen WLS
- 13 0.3 mm  $\varnothing$  Nylonfaden
- 14,16 Wellenlängenschieber
- 15 Tyvec-Reflektorpapier für lange WLS

(aus [38, 39])

Modulform/Typ	Querschnitt	Koordinaten (mm)
Quadrat Typ A 1-61		SzintillatormäÙe: $a=149.8$ $b=156.8$ (149.8)  ModulmäÙe: $A=158.6$ $B=158.6$ $1=(79.2,29.2)$ $2=(79.2,129.2)$
gr. Trapezoid Typ B1, B2 101-105, 201-205,		SzintillatormäÙe: $a=149.6$ (149.3) $b=156.8$ (149.8) $c=133.7$ (133.8)  ModulmäÙe: $A=158.4$ $C=142.4$ $B=158.4$ $C=142.4$ $1=(79.2,29.2)$ $2=(79.2,129.2)$
kl. Trapezoid Type C1, C2 301-305, 401-405,		SzintillatormäÙe: $a=133.2$ $b=156.8$ $c=83.5$  ModulmäÙe: $A=142.3$ $C=92.1$ $B=158.4$ $C=92.1$ $1=(65.3,29.2)$ $2=(50.3,129.2)$
gr. Dreieck Type E 501-512		SzintillatormäÙe: $a=148.4$ $b=148.4$  ModulmäÙe: $A=158.1$ $B=158.1$ $1=(102.0,27.0)$ $2=(27.0,102.0)$
kl. Dreieck Type D1, D2 601-605, 701-705,		SzintillatormäÙe: $a=84.2$ $b=144.6$  ModulmäÙe: $A=91.2$ $B=157.9$ $1=(18.5,102.0)$

Tab. A.1: Modulformen. In Spalte 1 sind die fünf verschiedenen Modultypen bezeichnet. Insgesamt sind 61 quadratische, 12 große dreieckige und jeweils 5 kleine (groÙe) trapezförmige und kleine dreieckige Module beider Orientierungen gebaut worden.

Die 2. Spalte enthält Form der Module, die Lage der WLS (römi-sche Ziffern) und die Einkopplungspunkte der Glasfasern des Lasermonitorsystems.

Spalte 3 enthält die Modul-, und SzintillatormäÙe. Die Werte in Klammern beziehen sich auf die MäÙe der letzten 15 Sampling-schichten. Die Position der Einkopplungspunkte ist auf die linke untere Ecke bezogen. (nach [38, 39])

## Anhang B

### Messungen zur Lichtausbeute der BEMC-Module

Näheres zur Erzeugung der Elektronen im DESY II Synchrotron kann man in [78] nachlesen. In Abb. B.1 ist die Meßanordnung dargestellt. Das mittlere obere Modul konnte ausgetauscht werden. So konnten alle Module des BEMC mit Elektronenstrahlen untersucht werden. In Schwarz ist die Anordnung der langen Wellenlängenschieber angedeutet. Abb. B.2 zeigt die Ortsabhängigkeit des Signals des Kanal 1 in  $x$ - bzw. in  $y$ -Richtung für  $y = 0$ , resp.  $x = 0$ . Aus der Steigung am Mittelpunkt ist zu erkennen, daß die Ortsempfindlichkeit in  $x$  etwa  $5\times$  so groß ist wie in  $y$ .

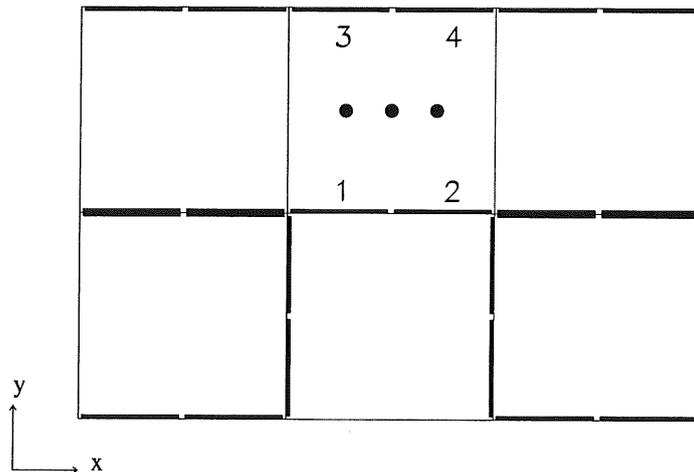


Abb. B.1: Skizze des DESY Modulaufbaus. Schwarz sind die langen Wellenlängenschieber angedeutet. Die drei Punkte kennzeichnen die drei Einschubpositionen für die Kalibration.

Abb. B.3 zeigt die Relativkalibration der nichtquadratischen Module aus einer Studie mit kosmischen Myonen [80]. Der Wert ist ein Maß für die Lichtausbeute. Die Lichtausbeute steigt umgekehrt proportional zum ausgelesenen Volumen (siehe auch Tab. 3.1.)

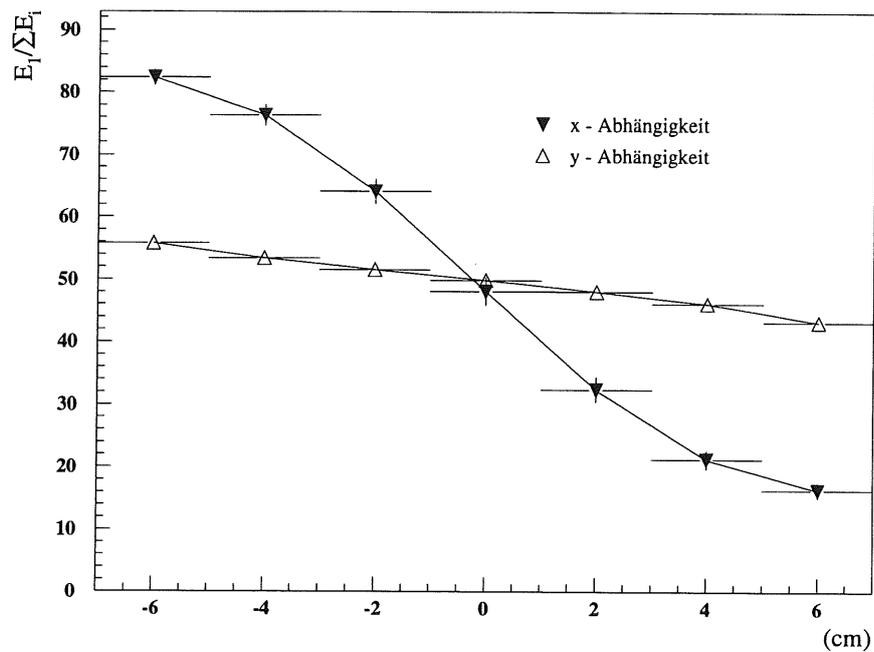


Abb. B.2: Ortsabhängigkeit eines Wellenlängenschiebersignals.  
Aufgetragen ist der Anteil des Energiesignals eines Wellenlängenschiebers in Abhängigkeit von der Einschußposition. Dabei wird jeweils die Position in x (y) bei festem  $y = 0$  ( $x = 0$ ) variiert. Der Punkt (0,0) ist der Modulmittelpunkt.

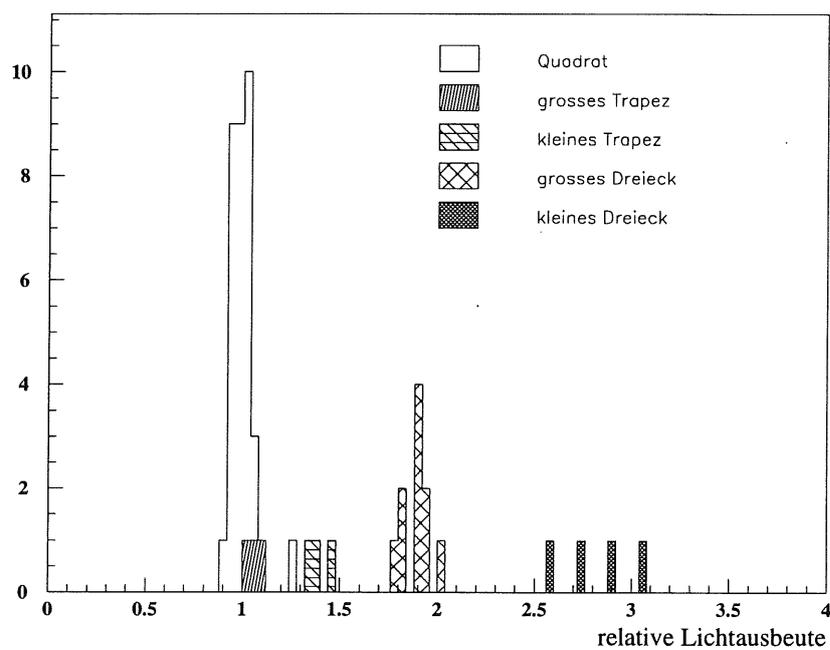
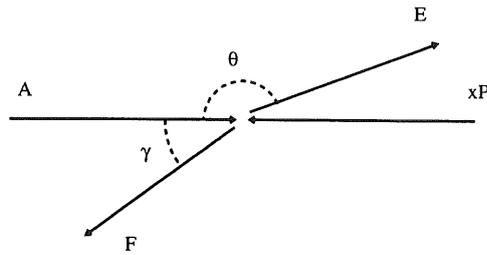


Abb. B.3: Vergleich der Lichtausbeute für verschiedene Module aus eine Messung mit kosmischen Myonen [80]. Die Lichtausbeute ist auf den Mittelwert der Lichtausbeute der quadratischen Module bezogen.

## Anhang C

## Energie des gestreuten Elektrons aus der Doppelwinkelmethode



In der obigen Abbildung sind mit  $A$  und  $xP$  die Energien des einlaufenden Elektrons und einlaufenden Quarks bezeichnet.  $E$  und  $F$  bezeichnen die Energie des auslaufenden Elektrons bzw. Quarks. Es gilt Energie- und Impulserhaltung:

$$xP + A = E + F \quad (\text{C.1})$$

$$xP - A = E \cos \theta + F \cos \gamma \quad (\text{C.2})$$

$$F \sin \gamma = E \sin \theta \quad (\text{C.3})$$

Ferner existieren die Identitäten:

$$\tan \frac{x}{2} = \frac{1 - \cos x}{\sin x} \quad (\text{C.4})$$

$$\sin 2x = \frac{2 \tan x}{1 + \tan^2 x} \quad (\text{C.5})$$

Aus den Gl. C.1–C.3 folgt:

$$2A = E \left( 1 - \cos \theta + \sin \theta \frac{1 - \cos \gamma}{\sin \gamma} \right) \quad (\text{C.6})$$

Mit der Identität (C.4) ergibt sich:

$$2A = E \sin \theta \left( \tan \frac{\theta}{2} + \tan \frac{\gamma}{2} \right) \quad (\text{C.7})$$

oder

$$E = \frac{2A}{\tan \frac{\theta}{2} + \tan \frac{\gamma}{2}} \cdot \frac{1}{\sin \theta} \quad (\text{C.8})$$

Mit Hilfe von C.5 folgt:

$$E = A \frac{1 + \tan^2 \frac{\theta}{2}}{\tan \frac{\theta}{2} + \tan \frac{\gamma}{2}} \cdot \frac{1}{\tan \frac{\theta}{2}} \quad (\text{C.9})$$

woraus dann schließlich

$$E = A \frac{\cot \frac{\theta}{2} + \tan \frac{\theta}{2}}{\tan \frac{\theta}{2} + \tan \frac{\gamma}{2}} \quad (\text{C.10})$$

gebildet werden kann.

## Literaturverzeichnis

- [1] E. D. Bloom et al. High-Energy Inelastic  $ep$  Scattering at  $6^\circ$  and  $10^\circ$ . *Phys. Rev. Lett.*, 23:930, 1969.
- [2] M. Breidenbach et al. Observed Behaviour of highly inelastic Electron Proton Scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 23:935, 1969.
- [3] M. Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Physics Letters*, 8:214, 1964.
- [4] G. Zweig. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. *CERN report*, TH 412, 1964.
- [5] J. Blümlein et al. Structure Functions, Quark distributions and  $\Lambda_{QCD}$  at HERA. In R. D. Peccei, Herausgeber, *Proceedings of the HERA Workshop Vol. I*, p. 67–105, DESY, 1987.
- [6] F. Jacquet und A. Blondel. Detectors for charge current events. In U. Amaldi, Herausgeber, *An ep facility for Europe*, p. 393, Hamburg, 1979.
- [7] M. Klein. On the  $Q^2, x$  Range at HERA. In W. Buchmüller und G. Ingelman, Herausgeber, *Physics at HERA Vol. 1*, p. 73–78. Deutsches Elektronen-Synchrotron, 1991.
- [8] J. Feltesse. Measurements of inclusive differential cross sections. In R. D. Peccei, Herausgeber, *Proceedings of the HERA Workshop Vol. I*, p. 33–57, DESY, 1987.
- [9] J. Blümlein, G. Ingelman, M. Klein und R. Rückl. Testing QCD scaling violations in the HERA energy range. *Z. Phys.*, C45:501–513, 1990.
- [10] H. Georgi und H. D. Politzer. Electroproduction Scaling in an asymptotically free theory of strong interaction. *Physical Review*, D9:416, 1974.
- [11] C. Chang et al. Observed Deviations from Scale Invariance in High-Energy Muon Scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 35:901, 1975.
- [12] H. L. Anderson et al. Measurement of the Nucleon Structure Function in Muon Scattering at 147 GeV/c. *Phys. Rev. Lett.*, 37:4 und 1034, 1976.
- [13] S. Stein et al. Electron Scattering at  $4^\circ$  with Energies of 4.5 GeV – 20 GeV. *Physical Review*, D12:1884, 1975.
- [14] L. V. Gribov und L. N. Lipatov. Deep Inelastic  $ep$  Scattering in Perturbation Theory. *Sov. Journ. Nucl. Phys.*, 15:438 und 675, 1972.
- [15] G. Altarelli und G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nuclear Physics*, 126:297, 1977.
- [16] M. Froissart. Asymptotic Behavior and Subtractions in the Mandelstam Representation. *Physical Review*, 123:1053–1057, 1961.
- [17] L. V. Gribov, E. M. Levin und M. G. Ryskin. Semihard Process in QCD. *Physics Reports*, 100:1, 1983.
- [18] E. M. Levin. Nucleon Structure Function at small  $x$ . *DESY*, 91–110, 1991.
- [19] J. Bartels und J. Feltesse. QCD at low  $x$ : Summary. In W. Buchmüller und G. Ingelman, Herausgeber, *Physics at HERA Vol. 1*, p. 131–146. Deutsches Elektronen-Synchrotron, 1991.
- [20] J. Feltesse. HERA the new frontier. *DAPNIA*, SPP 92-01, 1992. überarbeitet.
- [21] H. Plochow-Besch. PDFLIB: A Library of all available Parton Density Functions of the Nucleon, the Pion and the Photon and the corresponding  $\alpha_s$  Calculations. *CERN*, PPE/92-123, 1992.

- [22] A. D. Martin, W. J. Stirling, und R. G. Roberts. Parton distributions updated. *Physics Letters*, B 306:145–150, 1993. Erratum *ibid.* B 309:492, 1993.
- [23] M. Glück, E. Reya, und A. Vogt. Comparing radiatively generated parton distributions with recent measurements of  $F_2(x, Q^2)$  in the small  $x$  region. *Physics Letters*, B 306:391–394, 1993.
- [24] T. Ahmed et al. Observation of deep inelastic scattering at low  $x$ . *Physics Letters*, B 299:385–393, 1993.
- [25] I. Abt et al. Measurement of the Proton Structure Function  $F_2(x, Q^2)$  in the Low  $x$  Region at HERA. *Nuclear Physics*, B 407:515–535, 1993.
- [26] M. Derrick et al. Initial study of deep inelastic scattering with ZEUS at HERA. *Physics Letters*, B 303:183–197, 1993.
- [27] M. Derrick et al. Measurement of the Proton structure function  $F_2$  in  $ep$  scattering at HERA. *Physics Letters*, B 316:412–426, 1993.
- [28] A. DeRoeck, M. Klein, T. Naumann, E. Peppel, U. Stöblein und N. Wulff. Analysis II of the 1992 Data of the Structure Function  $F_2(x, Q^2)$ . *H1 Internal Report*, H1-12/93-332, Dezember 1993.
- [29] A. H. Mueller und J. Qiu. Gluon recombination and shadowing at small values of  $x$ . *Nuclear Physics*, B 268:427, 1986.
- [30] J. Bartels et al. Measurements of Hot Spots at HERA. In W. Buchmüller und G. Ingelman, Herausgeber, *Physics at HERA Vol. 1*, p. 203–215. Deutsches Elektronen-Synchrotron, 1991.
- [31] K. Charchula und E. M. Levin. Rapidity correlations of produced hadrons in deep inelastic scattering. In W. Buchmüller und G. Ingelman, Herausgeber, *Physics at HERA Vol. 1*, p. 223–233. Deutsches Elektronen-Synchrotron, 1991.
- [32] G. Ingelman und K. Janson-Prytz. The Pomeron structure function and QCD at small  $x$ . In W. Buchmüller und G. Ingelman, Herausgeber, *Physics at HERA Vol. 1*, p. 233–242. Deutsches Elektronen-Synchrotron, 1991.
- [33] B. H. Wiik. HERA Status. In W. Buchmüller und G. Ingelman, Herausgeber, *Physics at HERA Vol. 1*, p. 1–16. Deutsches Elektronen-Synchrotron, 1991.
- [34] K. Mueller et al. Construction and performance of a thin cylindrical multiwire proportional chamber with cathode pad readout for the H1-Experiment. *NIM*, A 312:457, 1992.
- [35] I. Abt et al. The H1-Detector at HERA. *DESY*, 93–103, 1993.
- [36] F. W. Brasse. The H1-Detector at HERA. *DESY*, 92–140, 1992.
- [37] B. Andrieu et al. The H1 liquid argon calorimeter system. *DESY*, 93–078, 1993.
- [38] H.-P. Kasselmann, 1994. Dissertation in Vorbereitung.
- [39] Ch. Pichler, 1994. Dissertation in Vorbereitung.
- [40] BEMC-group. The H1 Backward Electromagnetic Calorimeter (BEMC). *H1 Internal Report*, H1-07/92-233, 1992.
- [41] E. Peppel. Untersuchungen an einem Prototyp-Segment aus vier Modulen des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters für den H1-Detektor bei HERA. Diplomarbeit, 1. Inst. für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1989.
- [42] T. Kamon et al. New Scintillator and Wavelength Shifter. *NIM*, A 219:261, 1983.
- [43] E. Eisen. Untersuchungen zur Optimierung der Lichtauslese aus Blei-Szintillator-Kalorimetern unterschiedlicher Wellenlängenschieberkonfigurationen. Diplomarbeit, 1. Inst. für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Dezember 1990.
- [44] M. Eschweiler. Untersuchungen zur Lichtsammeleffizienz der dreieckigen und trapezförmigen Szintillatorplatten für die BEMC-Module des HERA H1-Detektors. Diplomarbeit, 1. Inst. für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Februar 1991.

- [45] K. Hikasa et al. Review of Particle Properties. *Physical Review*, D45(11-II):867–882, 1992.
- [46] U. Amaldi. Fluctuations in Calorimetry Measurements. *Physics Scripta*, 23:409, 1981.
- [47] M. Gennis. Design and Test of an Electromagnetic Calorimeter. Diplomarbeit, 1. Inst. für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1987.
- [48] Hamamatsu, 1986. Technical data sheet No. S-504-01.
- [49] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurements*. John Wiley & Son Inc., 1979.
- [50] Floeth Electronic. Landsberg a. Lech, Deutschland.
- [51] M. Fleischer. *Untersuchung radiativer Ereignisse in der tief inelastischen Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA*. Dissertation, Universität Hamburg, 1994.
- [52] P. Murin. New Scintillator Map. *BEMC-note*, 12–91, März 1991.
- [53] D. Zarbock, 1994. Dissertation in Vorbereitung.
- [54] H. Bethe und W. Heitler. *Proc. Roy. Soc. A* 146 (1934) 83.
- [55] H. Krehbiel. The H1 trigger decider: from trigger elements to L1-keep. *H1 Internal Report*, H1-09/92-239, 1992.
- [56] R. Eichler et al. The first level MWPC trigger for the H1 detector. *H1 Internal Report*, H1-04/87-61, 1987.
- [57] H. Brettel et al. Calorimeter event  $t_0$  and trigger elements for CTL and DSP. *MPI-München*, H1-MPI-140, 1990.
- [58] J. Tutas. A level 1 trigger from the limited streamer tube system. *H1 Internal Report*, H1-07/91-185, 1991.
- [59] T. Ahmed et al. A pipelined first level forward muon drift chamber trigger for H1. *H1 Internal Report*, H1-10/92-251, 1992.
- [60] T. Kurča. *The H1-Trigger for Neutral Current Deep Inelastic Scattering Events*. Dissertation, Universität Hamburg, 1993.
- [61] J. Ban et al. The BEMC Single Electron Trigger (BSET). *H1 Internal Report*, H1-07/92-235, 1992.
- [62] S. Eichenberger et al. A fast pipelined trigger for the H1 experiment based on multiwire proportional chamber signals. *NIM, A* 323:532–536, 1992.
- [63] T. Wolff et al. A Drift chamber track finder for the first level trigger of the H1 experiment. *NIM, A* 323:537–541, 1992.
- [64] G. Grindhammer. Monte Carlo Generators for  $ep$  Physics. In W. Buchmüller und G. Ingelman, Herausgeber, *Physics at HERA Vol. 3*, p. 1153–1166. Deutsches Elektronen-Synchrotron, 1991.
- [65] G. A. Schuler und H. Spiesberger. DJANGO 1.0 — The interface for the event generators HERACLES and LEPTO. In W. Buchmüller und G. Ingelman, Herausgeber, *Physics at HERA Vol. 3*, p. 1419–1432. Deutsches Elektronen-Synchrotron, 1991.
- [66] T. Sjöstrand. PYTHIA 5.6 — Pythia at HERA. In W. Buchmüller und G. Ingelman, Herausgeber, *Physics at HERA Vol. 3*, p. 1405–1418. Deutsches Elektronen-Synchrotron, 1991.
- [67] N. H. Brook, A. DeRoeck, und A. T. Doyle. RAYPHOTON 2.0 — An interface for HERA photoproduction physics. In W. Buchmüller und G. Ingelman, Herausgeber, *Physics at HERA Vol. 3*, p. 1453–1462. Deutsches Elektronen-Synchrotron, 1991.
- [68] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger und H.-J Möhring. HERACLES 4.1 — An event generator for  $ep$  interactions at HERA including radiative processes. In W. Buchmüller und G. Ingelman, Herausgeber, *Physics at HERA Vol. 3*, p. 1294–1310. Deutsches Elektronen-Synchrotron, 1991.

- [69] G. Ingelman. LEPTO version 5.2, unveröffentlichtes Benutzerhandbuch. siehe auch: M. Bengtsson et al., Nucl.Phys. B 301(1988)554.
- [70] T. Sjöstrand und M. Bengtsson. The Lund Monte Carlo for jet fragmentation, JETSET version 6.3 (updates). *Comp. Phys. Comm.*, 43:367, 1987.
- [71] A. D. Martin, W. J. Stirling, und R. G. Roberts. New information on parton distributions. *Physical Review*, D47:867–882, 1993.
- [72] T. Ahmed et al. Total Photoproduction cross section measurement at HERA energies. *Physics Letters*, B 299:374–384, 1993.
- [73] R. Brun et al. *GEANT3 User's Guide*, 1987. CERN DD/EE/84–1.
- [74] N. Wulff. *Tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung bei kleinem  $x$  -Bjorken*. Dissertation, Universität Hamburg, 1994.
- [75] P. Reimer. Monte Carlo Study of BEMC Energy Resolution and Software Calibration Constant Dependence on Impact Point Position, Electron Energy and ep Vertex Smearing. *BEMC-note*, 10–90, Dezember 1990.
- [76] BEMC-group. Calibration and Resolution of the BEMC. *H1 Internal Report*, H1-08/92-234, August 1992.
- [77] J. Feltesse. Systematic shifts in structure functions and absolute calibrations. *H1 Internal Report*, H1-04/85-04, 1985.
- [78] M. Gennis. *Properties of Modules of the electromagnetic backward Calorimeter (BEMC) of the H1 detector*. Dissertation, Universität Hamburg, 1991.
- [79] E. Peppel. Calibration concept of the calibration factors of the BEMC-modules. *BEMC-note*, 9–90, März 1991.
- [80] K. Rathje. Relativkalibration der Module des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters für den HERA/H1-Detektor mit kosmischen Muonen. Diplomarbeit, 1. Inst. für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Januar 1992.
- [81] J. Kwiecinski, A. D. Martin, W. J. Stirling, und R. G. Roberts. Parton distributions at small  $x$ . *Physical Review*, D42:3645–3659, 1990.
- [82] S. Bentvelsen, J. Engelen, und Paul Kooijman. Reconstruction of  $(x, Q^2)$  and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA. In W. Buchmüller und G. Ingelman, Herausgeber, *Physics at HERA Vol.1*, p. 23–41. Deutsches Elektronen-Synchrotron, 1991.
- [83] Ch. Brune, 1993. persönliche Mitteilung.
- [84] D. Bruncko. Dead material Corrections in front and back of the BEMC. *BEMC-note*, 17–91, Juli 1991.
- [85] A. Courau und S. Kermiche. Compton QED events in H1: Luminosity measurements and BEMC calibration studies. *H1 Internal Report*, H1-12/92-260, Dezember 1992.
- [86] A. Courau und P. Kessler. Luminosity monitoring and search for  $e^*$  through  $e\gamma$  scattering at  $e^+e^-$  colliders. *Physical Review*, D33:2024–2028, 1986.
- [87] A. Courau. Quasi-Real QED Compton at HERA. *H1 Internal Report*, H1-07/91-186, Juli 1991.
- [88] Th. Hartmann. Untersuchungen zum Verhalten von Plastiksintillatoren in Magnetfeldern bis 1.65 Tesla. Diplomarbeit, 1. Inst. für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1990.
- [89] Ch. Gülck, 1993. Diplomarbeit in Vorbereitung.
- [90] C. Brune, U. Hölzke, und K. Meier. BEMC Calibration 1993. *H1 Internal Report*, H1-04/94-352, 1994.
- [91] R. Wunderlich. Untersuchungen an einem Prototyp-Doppelmodul des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters für den H1-Detektor bei HERA. Diplomarbeit, 1. Inst. für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1988.

- [92] H.-P. Kasselmann. Untersuchungen zur Zeit- und Energieauflösung und zum Rauschverhalten der Module für das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter des HERA H1-Detektors. Diplomarbeit, 1. Inst. für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Mai 1990.
- [93] S. Reinshagen, 1994. Dissertation in Vorbereitung.
- [94] Ch. Brune und K. Meier. Effects of Noise Cuts on the BEMC Energy Scale and a Proposal for the 1993 Data Taking. *BEMC-note*, 36–93, März 1993.
- [95] M. Lipka. Untersuchungen zur Separation von Hadron-Ereignissen im elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters des HERA H1-Detektors. Diplomarbeit, 1. Inst. für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1991.
- [96] K. Mueller. Reduction of  $\gamma p$  background using CIP and CIZ information, 15. Nov. 1993. Beitrag zum ELAN-Meeting.
- [97] J.-F. Laporte. ELAN miniDST Selection used for DIS analysis of H1 1992 DATA: Technical references. *H1 Internal Report*, H1-04/93-284, April 1993.
- [98] D. Kant et al. Measurement of the Time-of-Flight Average Counter Efficiency. *H1 Internal Report*, H1-10/93-318, 1993.
- [99] T. Ahmed et al. Measurement of the hadronic final state in deep inelastic scattering at HERA. *Physics Letters*, B 298:469–478, 1993.
- [100] J.-F. Laporte, 1991. Bericht in H1.
- [101] M. Klein und T. Riemann. Electroweak interactions probing the nucleon structure. *Z. Phys.*, C24:151, 1984.
- [102] A. Akhundov et al. TERAD91 2.10, a program package for the calculation of cross sections of deep inelastic NC and CC scattering at HERA. In W. Buchmüller und G. Ingelman, Herausgeber, *Physics at HERA Vol. 3*, p. 1285–1293. Deutsches Elektronen-Synchrotron, 1991.

**weitere Hilfsmittel:**

Programme und Rechenanlagen des DESY.

**Danksagung** Wie so vieles im Leben, wäre auch dieses "Projekt" nie zu Ende gebracht worden, wäre da nicht die Unterstützung in vielfältiger Hinsicht von zahlreichen Leuten. Namentlich erwähnen möchte ich:

Herrn Prof. Dr. F. Eisele, der mir ermöglicht hat diese Arbeit im Rahmen der H1-Kollaboration durchzuführen und immer bereit war mir zuzuhören, wenn es nötig wurde. Ihm und Herrn Prof. Dr. V. Blobel danke ich für viele nützliche und anregende Kommentare.

Herrn Prof. Dr. K. Meier, Herrn Dr. J. Ferencei und allen Mitgliedern des I. Inst. für ExPhys der Uni. Hamburg und des Inst. für ExPhys der Slowakischen Akademie der Wiss. für die Entwicklung, den Bau und die Betreuung des Rückwärtskalorimeters. Insbesondere danke ich allen Mitgliedern der BEMC Gruppe für das hervorragende Arbeitsklima.

Herrn Prof. Dr. J. Feltesse, Herrn Dr. A. De Roeck, Herrn Dr. T. Kurča und allen Mitgliedern der ELAN Gruppe, insbesondere aber den Herren Dr. M. Klein und Dr. Th. Naumann und Frau U. Stößlein für die Zusammenarbeit in dieser Arbeitsgruppe und die vielen Stunden auch abseits der Physik in Zeuthen, Paris und anderswo.

Herrn Dr. G. Bernardi, Herrn C. Brune und Herrn S. Reinshagen für viele zahlreiche und interessante Diskussionen zur Entwicklung und Verbesserung der BEMC-Software.

Meinen Mitstreitern und Leidensgenossen "hier", Herrn M. Fleischer, Herrn M. Hapke und Herrn A. Wegner und "drüben", Herrn C. Pichler und Herrn H.-P. Kasselmann für zahllose Konversationen über und ohne Physik. Letzteren beiden bin ich zu besonderem Dank verpflichtet, für die vielen BEMC-Abbildungen, die sie in mühevoller Kleinarbeit hergestellt haben und von denen es mir gestattet war ein paar in diese Arbeit einzubinden. Dem Letzteren der Letzteren danke ich für die nun schon 4000 Tage währende Freundschaft und die vielen leidenschaftlich geführten Auseinandersetzungen über sehr wichtige und völlig belanglose Dinge.

Nicht nur am Rande zu danken habe ich Frau H. Haertel und Frau H. Kleinebenne für die vielfältige Unterstützung von uns Doktoranden über die gesamte Zeit hinweg.

Danken möchte ich auch dem DESY Direktorat, das mir dieses Stipendium ermöglichte, den HERA Maschinenleuten, ohne deren ständigen Einsatz H1 und ZEUS auf dem Trockenen sitzen würden und dem Rechenzentrum, ohne deren Unterstützung und Wartung der vielen Software-Tools kein Arbeiten möglich wäre.

Sehr viel zu danken habe ich meinen Eltern und Schwiegereltern nicht nur durch die finanzielle Unterstützung.

Ganz besonders verpflichtet bin ich Johannes und Benjamin, die es immer wieder fertigbringen, mir zu zeigen, wie wenig wichtig die tägliche Arbeit im Vergleich zu den wirklich wichtigen Dingen ist.

Und ohne Zweifel trägt einen großen Anteil an der Vollendung dieses Werkes meine Frau Anja, die mir in den guten und besonders in den weniger guten Stunden zur Seite stand.

Alle diejenigen, die ich nicht erwähnt habe, es aber wert gewesen wären, mögen mir bitte verzeihen. Ihr Anteil wird deshalb nicht schmaler.