

Interner Bericht  
DESY F35D-93-03  
Februar 1993

# Kalibration des ZEUS Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters mit Myonen

von

A. Fürtjes

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	11. MRZ. 1993	
Accessions:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

**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”**

**Kalibration des  
ZEUS Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters  
mit Myonen**

**DISSERTATION**

zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von

**Andreas Fürtjes** ✓  
aus Gelsenkirchen

**Hamburg**  
1993

**Gutachter der Dissertation:** Prof. Dr. E. Lohrmann  
Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall

**Gutachter der Disputation:** Prof. Dr. E. Lohrmann  
Prof. Dr. F.-W. Büsser

**Datum der Disputation:** 04. Februar 1993

**Sprecher des  
Fachbereichs Physik und  
Vorsitzender des  
Promotionsausschusses:** Prof. Dr. G. Mack

## Kurzzusammenfassung

Als eines der beiden Experimente am HERA-Speicherring wurde der ZEUS-Detektor aufgebaut. Seine zentrale Komponente ist ein hochauflösendes, kompensierendes Uran-Szintillator-Kalorimeter, welches die Energie der bei den e-p-Kollisionen produzierten Sekundärteilchen mißt. Für die detaillierte Untersuchung der HERA-Physik ist eine absolute Kalibration des Kalorimeters von etwa einem Prozent gefordert. Um dies zu erreichen, sind verschiedene Eichverfahren durchgeführt worden. Eines von ihnen, das für das Gesamtkalorimeter angewendet werden kann, ist die Eichung mit Myonen der kosmischen Strahlung. Zu diesem Zweck wurde bei DESY ein Teststand aufgebaut und für insgesamt 40 Module des Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters Daten genommen. Die vorliegende Arbeit beschreibt den Aufbau des Teststandes, die Durchführung der Messungen und die Analyse der Daten, bei der die Antwort der individuellen Kalorimetersektionen auf Myonen ermittelt wurde. Die Ergebnisse zeigen, daß die Kalibration einzelner Sektionen mit einer Genauigkeit von unter einem Prozent bestimmt werden kann. Der Vergleich mit im Teststrahl durchgeführten Messungen einiger Module zeigt eine gute Korrelation und eine vergleichbare Qualität der Eichung.

Ferner wird ein Überblick über die Datennahme von e-p-Ereignissen mit ZEUS im Jahr 1992 vorgestellt. Die aufgezeichneten Ereignisse von Myonen aus dem Halo des Protonenstrahls wurden analysiert und mit den Ergebnissen der kosmischen Myonen verglichen. Die Resultate belegen, daß dies eine Möglichkeit darstellt, die Kalibration des Kalorimeters 'in situ' zu überprüfen. Darüber hinaus wird die erste Analyse von e-p-Ereignissen dargestellt. Am Beispiel der Analyse von tief inelastischen Streueignissen werden die Selektionskriterien und Analysemethoden erläutert und die ersten Ergebnisse vorgestellt.

## Abstract

The ZEUS detector is one of the two experiments at the HERA storage ring. Its central component is the high resolution uranium scintillator calorimeter, which measures the energy of the secondary particles due to e-p-collisions. For the detailed investigation of HERA physics an absolute calibration of the calorimeter of about one percent is demanded. In order to achieve this, different calibration procedures were carried out. One of these, which could be applied to the whole calorimeter, was the calibration using cosmic ray muons. For this purpose a test stand was built up at DESY, and data were taken for 40 modules of the forward and rear calorimeter. This thesis describes the set-up of the test stand, the procedure of the measurements and the analysis of the data, where the response to muons for individual calorimeter sections was calculated. The results show, that it is possible to determine the calibration of single sections with a precision of less than one percent. The comparison to the measurements of some modules in a testbeam shows a good agreement and a comparable quality of the calibration.

Furthermore an overview of the data taking of e-p-events with ZEUS in the year 1992 is given. The recorded events of muons from the halo of the proton beam were analysed and compared with the cosmic ray muons. The results show, that this provides an in situ verification of the calibration of the calorimeter. In addition, the first analysis of e-p-events is presented. The analysis of deep inelastic scattering events is taken as an example to explain the selection criteria and the methods of analysis and to describe the first results.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzzusammenfassung</b>	<b>i</b>
<b>Abstract</b>	<b>i</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>iv</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>vii</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>viii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Allgemeine Einleitung . . . . .	1
1.2 Einführung in diese Arbeit . . . . .	2
<b>2 HERA</b>	<b>4</b>
2.1 Die Beschleuniger . . . . .	4
2.2 Physik bei HERA . . . . .	6
2.2.1 Kinematik der Reaktionen . . . . .	7
2.2.2 Die Strukturfunktionen des Protons . . . . .	10
2.2.3 Der Test der QCD . . . . .	12
2.2.4 Weitere Untersuchungen . . . . .	12
<b>3 Der ZEUS-Detektor</b>	<b>14</b>
3.1 Das Magnetsystem . . . . .	14
3.2 Das Eisenjoch . . . . .	16
3.3 Das hochauflösende Uran-Szintillator-Kalorimeter (CAL) . . . . .	16
3.4 Das 'Backing'-Kalorimeter (BAC) . . . . .	17
3.5 Die Spurenkammern . . . . .	17
3.6 Der Myondetektor . . . . .	19
3.7 Der Luminositätsdetektor . . . . .	19
3.8 Das Vorwärts-Proton-Spektrometer (LPS) . . . . .	20
3.9 Die Vetowand . . . . .	20
3.10 Der Wechselwirkungsbereich . . . . .	21
3.11 Der Trigger . . . . .	21
3.12 Die Datennahme (DAQ) . . . . .	21
3.13 Die Datenauswertung . . . . .	22
<b>4 Das hochauflösende Kalorimeter</b>	<b>23</b>
4.1 Allgemeine Eigenschaften . . . . .	23
4.2 Das Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter . . . . .	25
4.3 Das 'Barrel'-Kalorimeter . . . . .	27

4.4	Die optische Auslese . . . . .	28
4.5	Die Ausleseelektronik . . . . .	29
4.6	Die Kalibration des Kalorimeters . . . . .	30
<b>5</b>	<b>Theoretische Grundlagen: Kalorimetrie</b>	<b>39</b>
5.1	Einleitung . . . . .	39
5.2	Stichprobenkalorimeter . . . . .	40
5.2.1	Beschreibung des Prinzips . . . . .	40
5.2.2	'Sampling Fractions' . . . . .	40
5.3	Elektromagnetische Schauer . . . . .	42
5.3.1	Beschreibung der Schauerentwicklung . . . . .	42
5.3.2	Ausdehnung eines Schauers . . . . .	45
5.3.3	Das e/mip-Verhältnis . . . . .	45
5.3.4	Die Energieauflösung . . . . .	46
5.4	Hadronische Schauer . . . . .	48
5.4.1	Beschreibung der Schauerentwicklung . . . . .	48
5.4.2	Ausdehnung des Schauers . . . . .	50
5.4.3	Die Energieauflösung . . . . .	51
5.4.4	Einstellen von Kompensation . . . . .	53
<b>6</b>	<b>Der experimentelle Aufbau des Teststandes für kosmische Myonen</b>	<b>58</b>
6.1	Beschreibung des Teststandes . . . . .	58
6.1.1	Die Szintillationszähler . . . . .	58
6.1.2	Die Driftkammern . . . . .	61
6.2	Das Triggersystem . . . . .	64
6.3	Die Hochspannungsversorgung des Kalorimeters . . . . .	68
6.4	Die Ausleseelektronik des Kalorimeters . . . . .	69
6.4.1	Beschreibung der Analogelektronik . . . . .	69
6.4.2	Beschreibung der Digitalelektronik . . . . .	71
6.4.3	Das Datennahmesystem . . . . .	72
<b>7</b>	<b>Beschreibung des Testzyklus</b>	<b>74</b>
<b>8</b>	<b>Die Ladungs- und Zeitrekonstruktion</b>	<b>77</b>
8.1	Das Kalibrationskonzept . . . . .	77
8.2	Das Kalibrationsschema . . . . .	80
8.2.1	Die verwendeten Korrekturen . . . . .	80
8.2.2	Die Bestimmung der Korrekturkonstanten . . . . .	85
8.2.3	Wertebereich und Stabilität der Korrekturkonstanten . . . . .	86
8.3	Die Rekonstruktion von Ladung und Zeit . . . . .	90
8.4	Das Rauschen des Kalorimeters . . . . .	92
<b>9</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>94</b>
9.1	Bestimmung der Ladung eines Ereignisses . . . . .	94
9.2	Auswahlkriterien . . . . .	95
9.3	Bestimmung von $\mu/UNO$ . . . . .	99
9.3.1	Konstruktion der Fitfunktion . . . . .	101
9.3.2	Fit der Verteilungen . . . . .	105
9.3.3	Weitere Untersuchungen . . . . .	105
<b>10</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>108</b>
10.1	Die Uniformität des Kalorimeters . . . . .	108

10.2	Vergleich der Ergebnisse mit Strahlmyonen am CERN . . . . .	111
10.3	Zusätzliche Untersuchungen . . . . .	121
<b>11</b>	<b>Erste Messungen mit dem ZEUS-Detektor</b>	<b>124</b>
11.1	Die Bedingungen der ersten Strahlperioden . . . . .	124
11.1.1	Der HERA-Speicherring . . . . .	124
11.1.2	Der ZEUS-Detektor bei der ersten Datennahme . . . . .	125
11.1.3	Die integrierte Luminosität . . . . .	129
11.2	Analyse von Myonen des Protonhalos . . . . .	129
11.2.1	Datennahme . . . . .	130
11.2.2	Auswahlkriterien und Analyse . . . . .	132
11.2.3	Ergebnisse und Ausblick . . . . .	132
11.3	Erste Analyse von e-p-Ereignissen . . . . .	137
11.3.1	Erstes Studium von tief inelastischer Streuung (NC) . . . . .	140
11.3.2	Untersuchung von Photoproduktionsereignissen . . . . .	147
11.3.3	Suche nach CC-Ereignissen . . . . .	149
<b>12</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>152</b>
<b>A</b>	<b>Die kubische 'Spline'-Interpolation</b>	<b>155</b>
<b>B</b>	<b>Einfluß der Bautoleranzen auf die Kalibration</b>	<b>157</b>
<b>C</b>	<b>Verfügbarkeit der Resultate</b>	<b>162</b>
<b>D</b>	<b>Tabellen</b>	<b>164</b>
	Literaturverzeichnis	169
	Danksagung	176



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Querschnitt des HERA-Tunnels	5
2.2	Injektionssystem für den HERA-Speicherring bei DESY	5
2.3	Diagramme für Elektron-Proton-Streuung bei HERA	7
2.4	Topologie der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung	7
2.5	Polardiagramm der Kinematik des Leptons im Endzustand und des Stromjets	9
2.6	Kinematischer Bereich, der für die HERA-Experimente zugänglich ist	11
2.7	Ereignisraten von NC- und CC-Ereignissen	11
2.8	Diagramme für Elektron-Proton-Streuung mit Gluon-Bremsstrahlung	12
2.9	Diagramm für die Photon-Gluon-Fusion	13
3.1	Der ZEUS-Detektor: Ansicht senkrecht zur Strahlachse	15
3.2	Der ZEUS-Detektor: Ansicht parallel zur Strahlachse	15
4.1	Schematische Darstellung eines Kalorimeterturms und seiner Auslese	24
4.2	Schematische Anordnung des hochauflösenden Kalorimeters im ZEUS-Detektor	24
4.3	Blick auf die Frontfläche der F/RCAL-Module	26
4.4	3-dimensionale Ansicht eines FCAL-Moduls	27
4.5	3-dimensionale Ansicht eines BCAL-Moduls	28
4.6	Dicke der DU-Platten und Abweichung der Gesamtdicke einer Sektion vom Nominalwert für FEMC und FHAC1	31
4.7	Dicke der Szintillatoren und Abweichung der Gesamtdicke einer Sektion vom Nominalwert für FEMC und FHAC1	31
4.8	Dunkelströme für Photomultiplier des Typs XP1911 und R580	32
4.9	Ergebnisse der Untersuchung einer FEMC/FHAC1-Sektion mit $^{60}\text{Co}$ -Quellen	33
4.10	Energieauflösung des Prototypkalorimeters für Elektronen und Hadronen	35
4.11	Das e/h-Verhältnis des Prototypkalorimeters für Elektronen und Hadronen	35
4.12	Das Verhalten des Prototypkalorimeters mit totem Material vor dem Detektor.	36
4.13	Schematische Darstellung des Lichtinjektionssystems des ZEUS-Kalorimeters.	37
5.1	Energieverlust verschiedener Teilchen in Uran	41
5.2	Energieverlust von Elektronen in Blei	42
5.3	Absorptionswirkungsquerschnitt von Photonen in Blei	43
5.4	Schematische Darstellung der Antwort von Elektronen und Hadronen	52
5.5	Einige Wirkungsquerschnitte für Reaktionen von Neutronen in $^{238}\text{Uran}$	55
6.1	Der Teststand zur Kalibration der ZEUS F/RCAL Kalorimetermodule mit kosmischen Myonen	59
6.2	Zweidimensionale Ansicht des Teststandes	59
6.3	Anordnung zur Bestimmung der Hochspannung der Triggerzähler und der Diskriminatorschwelle	60
6.4	Effizienz eines Triggerzählers in Abhängigkeit seiner Versorgungsspannung und Diskriminatorschwelle	61

6.5	Querschnitt der Driftkammern	62
6.6	Schema der Logik zur Auslese der Drift- und Verzögerungszeiten der Driftkammern mit TDCs	62
6.7	Schema der Gasversorgung für die Driftkammern	62
6.8	Effizienz der Driftkammern in Abhängigkeit der Anodenspannung	63
6.9	Prinzipzeichnung der Logik der schnellen Triggerelektronik	65
6.10	Triggersimulation der Triggeranordnung für kosmische Myonen	66
6.11	Integraler Myonenfluß auf Meereshöhe	67
6.12	Prinzipzeichnung einer Analogkarte	70
6.13	Prinzipzeichnung einer Digitalkarte	71
6.14	Schematischer Aufbau des Datennahmesystems am Teststand für kosmische Myonen	72
8.1	Prinzipzeichnung des 'Shaper'-Schaltkreises	77
8.2	Photomultiplier-Signal vor und nach dem 'Shaper'-Schaltkreis	78
8.3	Veranschaulichung der Steigungsmessung von aufsteigender und abfallender Flanke des 'Shaper'-Pulses	84
8.4	Veranschaulichung von $\delta$ und $\Delta$	86
8.5	Typische Werte der Kalibrationskonstanten (I)	87
8.6	Typische Werte der Kalibrationskonstanten (II)	88
8.7	Stabilität der UNO-Messungen für EMC- und HAC-Kanäle	89
8.8	Korrektur der rekonstruierten Ladung	91
8.9	Rauschen der Kanäle des Signalweges mit hoher Verstärkung	92
9.1	Ladung in der zentralen Sektion aufgetragen gegen den Bruchteil des Signals in der zentralen Sektion im Vergleich zur Gesamtladung des Ereignisses	96
9.2	Absolute und relative 'Imbalance' für EMC- und HAC-Sektionen	97
9.3	'Hochstatistik'-Spektren eines typischen FCAL-Moduls mit verschiedenen Fitfunktionen für EMC- und HAC-Sektionen	100
9.4	'Spline'-Funktionen für die EMC-Sektionen der Module C04, C10 und C16.	102
9.5	Erstellung der Fitfunktion	103
9.6	Parametrisierung des Unterschiedes der normalisierten 'Spline'-Funktionen aller Kalorimetermodule zu einem Referenzmodul für verschiedene Sektionstypen	104
9.7	Abhängigkeit der Pulsform von der Anzahl der Szintillatoren für EMC- bzw. HAC-Sektionen	104
9.8	Anzahl der für die Analyse berücksichtigten Ereignisse	106
9.9	Unterschied der MOP-Werte von Spektren mit reduzierter und normaler Statistik.	107
10.1	Mittlere Anzahl von Myonen in einer Sektion	112
10.2	Typische Myonverteilungen für verschiedene Sektionstypen	113
10.3	$\mu$ /UNO-Werte für FEMC-, FHAC1- und FHAC2-Sektionen in Abhängigkeit der Kanalnummer am Beispiel von Modul C05	114
10.4	$\mu$ /UNO-Verteilungen für FEMC-, FHAC1- und FHAC2-Sektionen am Beispiel von Modul C05	115
10.5	$\sigma(\mu/\text{UNO})$ -Werte abhängig von der Modulnummer	116
10.6	$\Delta(\mu/\text{UNO})$ -Werte abhängig von der Modulnummer	117
10.7	$\mu$ /UNO-Verteilungen aller Kanäle des Kalorimeters	118
10.8	Vergleich der $\Delta(\mu/\text{UNO})$ -Werte von den CERN-Strahltests mit den Ergebnissen der Kalibration mit kosmischen Myonen	119
10.9	Anordnung einer Szintillatorlage im FEMC	123
10.10	$\mu$ /UNO-Verteilungen für alle FEMC1/4 und FEMC2/3 Sektionen	123

11.1	Veranschaulichung der gemessenen Signalzeiten in FCAL und RCAL für e-p- und Strahl-Gas-Ereignisse . . . . .	128
11.2	Zeitverteilungen für Strahl-Gas- und e-p-Ereignisse . . . . .	128
11.3	Integrierte Luminosität für die beiden Strahlperioden 1992 . . . . .	130
11.4	Zweidimensionale Darstellung eines Halomyonereignisses . . . . .	131
11.5	Eintrittsort der Halomyonen . . . . .	134
11.6	Anzahl der rekonstruierten Ereignisse pro Sektion . . . . .	135
11.7	Beobachtete Pulshöhenspektren der Halomyonen . . . . .	136
11.8	Zweidimensionale Darstellung eines Strahl-Gas-Ereignisses . . . . .	138
11.9	Zweidimensionale Darstellung eines Ereignisses ausgelöst durch ein Höhenstrahlmyon . . . . .	139
11.10	Zweidimensionale Darstellung eines NC-Ereignisses . . . . .	141
11.11	Globale Verteilungen der beobachteten NC-Ereignisse vor und nach den Auswahlkriterien . . . . .	143
11.12	Vergleich der Daten mit Monte-Carlo Simulationen . . . . .	146
11.13	Rekonstruktion der kinematischen Variablen und die gemessenen Wirkungsquerschnitte . . . . .	146
11.14	Zweidimensionale Darstellung eines Photoproduktionsereignisses . . . . .	148
11.15	Zweidimensionale Darstellung des Kandidaten eines CC-Ereignisses . . . . .	151

# Tabellenverzeichnis

5.1	Werte der Strahlungslänge $X_0$ für einige Materialien . . . . .	44
5.2	Nukleare Absorptionslänge einiger Materialien . . . . .	49
5.3	Bruchteil der von verschiedenen Komponenten getragenen Schauerenergie . . . . .	54
6.1	Energieverlust durch Ionisation in verschiedenen Materialien . . . . .	65
8.1	Zyklus zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten der Analogelektronik einmal pro Meßperiode . . . . .	85
8.2	Zyklus zur Bestimmung von Kalibrationskonstanten alle 8 Stunden während der Datennahme . . . . .	86
8.3	Typische Werte und Stabilität der Kalibrationskonstanten . . . . .	89
8.4	Referenzwerte für die Kalibration . . . . .	89
8.5	Koeffizienten der Polynomialentwicklung zur Korrektur von Ladung und Zeit . . . . .	91
9.1	Übersicht über die bei der Analyse verwendeten Schnitte . . . . .	98
9.2	Abhängigkeit der Ergebnisse von den gewählten Auswahlkriterien . . . . .	106
10.1	Mittelwerte von $\langle \mu/\text{UNO} \rangle$ und $\sigma(\mu/\text{UNO})$ gemittelt über alle Module . . . . .	109
10.2	Mittelwerte von $\mu/\text{UNO}$ und die entsprechende Varianz $\sigma$ . . . . .	110
10.3	Korrektur der Weglängeneffekte der $\langle \mu/\text{UNO} \rangle_{\text{AS}}$ -Werte . . . . .	111
11.1	Schwellenwerte für den Kalorimetertrigger der ersten Triggerstufe . . . . .	127
11.2	Übersicht über die bei der Analyse verwendeten Schnitte . . . . .	132
11.3	Ergebnisse der Halomyonanalyse im Vergleich mit der Kalibration durch kosmische Myonen . . . . .	133
B.1	Werte der Konstanten $f^{e,h,\mu}$ für EMC- und HAC-Sektionen . . . . .	158
B.2	Werte der Konstanten $f^{\text{uno}}$ für EMC- und HAC-Sektionen . . . . .	159
B.3	Zusammenfassung der Ergebnisse von $\Delta(e/\text{UNO})$ , $\Delta(h/\text{UNO})$ und $\Delta(\mu/\text{UNO})$ der EMC- und HAC-Sektionen . . . . .	161
D.1	Parameter des HERA-Speicherringes . . . . .	164
D.2	Überblick über die Module, die im Teststand kalibriert wurden . . . . .	165
D.3	Ergebnisse der FEMC-Sektionen für alle getesteten Module . . . . .	166
D.4	Ergebnisse der FHAC1-Sektionen für alle getesteten Module . . . . .	166
D.5	Ergebnisse der FHAC2-Sektionen für alle getesteten Module . . . . .	167
D.6	Ergebnisse der REMC-Sektionen für alle getesteten Module . . . . .	167
D.7	Ergebnisse der RHAC1-Sektionen für alle getesteten Module . . . . .	168
D.8	Zusammenhang zwischen den verschiedenen Nummerierungskonventionen der am CERN getesteten Module . . . . .	168

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Allgemeine Einleitung

Eine der modernen wissenschaftlichen Disziplinen, welche einen Beitrag dazu leistet, die komplexen Zusammenhänge in der Natur möglichst einfach zu verstehen, ist die Teilchenphysik. Sie wirkt durch theoretische und experimentelle Untersuchungen daran mit, unser Wissen über die elementaren Bausteine der Natur und ihrer Wechselwirkungen zu erweitern. Das Ziel ist ein umfassendes Verständnis der beobachtbaren Phänomene und deren einheitliche mathematische Beschreibung.

Die Entwicklung der modernen Teilchenphysik begann am Ende des letzten Jahrhunderts, als Thomson 1897 das Elektron entdeckte, ein Teilchen, welches nach heutigem Wissen elementar ist, in Experimenten also keine innere Struktur zeigt. Einige Jahre später konnte durch Rutherford 1911 gezeigt werden, daß Atome einen dichten, elektrisch geladenen Kern enthalten, der praktisch die gesamte Atommasse im  $10^{-4}$ -fachen Atomradius konzentriert. Weiterhin erkannte er, daß das Wasserstoffatom den leichtesten Kern besitzt, welchen er Proton nannte. Im Jahre 1914 wurde durch Bohr ein Modell zur Erklärung des Wasserstoffatoms vorgeschlagen: ein einzelnes Elektron, welches ein Proton in Bahnen, die die Quantenbedingungen erfüllen, umkreist. Diese Beschreibung kann als erste Version einer Quantentheorie angesehen werden, mit der das Lichtemissionsspektrum des Wasserstoffatoms berechnet werden konnte. Die innere Struktur des Atomkerns wurde 1932 mit der Entdeckung des Neutrons durch Chadwick verstanden. Zusammen mit den elektrisch geladenen Protonen bauen sie den Atomkern auf und die Anzahl der Protonen bestimmt den Platz des Gesamtatoms im Periodensystem der chemischen Elemente. Eine identische Anzahl Elektronen in der Hülle gleicht die Gesamtladung des Atoms üblicherweise aus.

Zum Studium der Eigenschaften dieser Teilchen wurden in der Folgezeit experimentelle Untersuchungen hauptsächlich mit hochenergetischen Partikeln aus der Höhenstrahlung oder später mit Beschleunigern durchgeführt. Diese Entwicklung führte zu der Entdeckung einer Vielzahl von neuen, künstlich produzierten und teilweise schnell zerfallenden Elementarteilchen. So wurden zum Beispiel das Myon und das Neutrino, sowie verschiedene Mesonen und Baryonen gefunden. Mit dem experimentellen Nachweis des Positrons im Jahre 1932 begann die Entdeckung der Antimaterie. Die in den sechziger Jahren bekannte große Anzahl von Elementarteilchen (Leptonen, Mesonen und Baryonen), welche oft auch als 'Teilchenzoo' bezeichnet wurde, führte zu der Idee, die Vielzahl von Teilchen mit unterschiedlichsten Eigenschaften in ein Ordnungsschema zu bringen. Gell-Mann fand heraus, daß sich Mesonen und Baryonen als Funktion ihrer Eigenschaften Isospin und Hyperladung in Symmetriegruppen anordnen lassen, was zur Vermutung der Existenz der  $SU(3)$ -Symmetrie führte. 1964 wurde von Gell-Mann und Zweig vorgeschlagen, alle Hadronen aus elementarerer Unterstrukturen aufzubauen,

für die Gell-Mann den Namen 'Quarks' einführte. Einige Jahre später konnten 1968 im Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) mit Hilfe von Experimenten zur Elektron-Proton-Streuung erste Hinweise auf eine interne Struktur des Protons aufgedeckt werden. Die hier nachgewiesenen 'Partonen', neue und elementarere Bausteine der Natur, wurden später mit den bereits erwähnten 'Quarks' identifiziert.

Das Verständnis der Welt der Elementarteilchen heutzutage ist in dem sogenannten Standardmodell der Teilchenphysik zusammengefaßt. Hiernach existieren als Bausteine sechs Leptonen und sechs Quarks, die gemeinsam mit ihren jeweiligen Antiteilchen den Aufbau aller Materie erklären. Man unterscheidet zwischen mehreren fundamentalen Wechselwirkungen, der elektroschwachen und starken Kraft, sowie der Gravitation. Letztere kann für die Untersuchungen im Rahmen der Teilchenphysik vernachlässigt werden und wird im Standardmodell nicht beschrieben. Die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen werden durch den Austausch von jeweils den Kräften zugeordneten Eichbosonen vermittelt. Dieses Modell ist sehr erfolgreich in der Beschreibung der bis heute beobachteten Phänomene der Teilchenphysik. Speziell auf dem elektroschwachen Sektor konnten die Ergebnisse von Präzisionsexperimenten mit einer erstaunlichen Genauigkeit vorhergesagt werden. Bis heute wurde kein Widerspruch zwischen Standardmodell und Experiment aufgedeckt. Trotz dieses Erfolges liefert das Standardmodell für einige Fragen keine befriedigenden Antworten. Warum gibt es genau drei Teilchenfamilien? Welcher Mechanismus verleiht den Teilchen ihre Masse? Warum existiert für Leptonen und Quarks eine gleiche Ladungseinheit? Sind Leptonen und Quarks wirklich die elementaren Bausteine der Natur? Darüber hinaus gibt es viele äußere Parameter, die sich nicht aus der Theorie selbst bestimmen lassen, sondern mit Experimenten gemessen werden müssen. Tritt bei hohen Energien vielleicht eine höhere Symmetrie, beispielsweise Supersymmetrie, zu Tage, welche jedem Fermion ein supersymmetrisches Boson als Partner zuordnet und umgekehrt? Gibt es vielleicht sogar völlig neue Phänomene, die über das Standardmodell hinausgehen und mit denen man heute noch gar nicht rechnet? Diese und andere ungeklärte Fragen, welche an die Natur gestellt werden können, stellen die Motivation für die heutige Teilchenphysik dar.

## 1.2 Einführung in diese Arbeit

Um die angesprochenen Fragen der Teilchenphysik angehen zu können, wurden während der letzten etwa 25 Jahren Kollisionsexperimente von Elektronen, Myonen und Neutrinos mit Nukleonen durchgeführt. Diese Untersuchungen haben einen entscheidenden Beitrag dazu geleistet, die innere Struktur des Protons und die starke Wechselwirkung besser zu verstehen. Dabei ist es wichtig zu bemerken, daß der maximale Impulsübertrag  $Q$  bei derartigen Kollisionen aufgrund der Unschärferelation umgekehrt proportional zum räumlichen Auflösungsvermögen ist. Als Fortsetzung von 'Fixed-Target'-Experimenten wurde zur Erhöhung der Kollisionsenergie im Schwerpunktsystem die Planung und der Bau des Speicherrings HERA<sup>1</sup> in Hamburg beschlossen, der als momentan einzige Anlage dieser Art auf der Welt Elektronen einer Energie von 30 GeV mit Protonen einer Energie von 820 GeV zur Kollision bringt. Durch die hohen Energien wird es mit HERA möglich sein, bei Impulsüberträgen zu messen, die um Größenordnungen höher sind, als sie bisher zur Verfügung standen. Der ausgedehnte  $Q$ -Bereich wird Untersuchungen der Wechselwirkungen zwischen Quarks und Leptonen bei einer Längenskala von etwa  $10^{-18}$  cm möglich machen.

In Kapitel 2 sollen zunächst die HERA-Beschleuniger beschrieben werden, um anschließend einen Überblick über die zu erwartende Physik zu geben und mit den daraus abgeleitenden Anforderungen an die Experimente zu schließen.

<sup>1</sup>HERA: Hadron Elektron Ring Anlage

Für den Einsatz bei HERA wurden zunächst zwei Experimente, H1 und ZEUS, aufgebaut, wobei sich diese Arbeit mit dem Letzteren beschäftigt. Der ZEUS-Detektor ist ein Vielzweckdetektor, welcher für die bestmögliche Vermessung der verschiedenen auftretenden Prozesse bei der Elektron-Proton-Streuung konzipiert wurde. Kapitel 3 beschreibt ausführlich den Aufbau und die einzelnen Komponenten des ZEUS-Detektors.

Als Herzstück von ZEUS wurde ein hochauflösendes, kompensierendes Uran-Szintillator-Kalorimeter entwickelt und aufgebaut, welches Energie und Winkel der in  $e-p$ -Reaktionen entstandenen Sekundärteilchen präzise mißt. Besonders wichtig für den Einsatz am HERA-Speicherring ist die absolute Eichung des Kalorimeters, welche mit einer Genauigkeit von etwa 1% bekannt sein muß. In bestimmten kinematischen Bereichen bedeutet eine derartige Verschiebung der absoluten Energieskala bereits eine systematische Änderung des differentiellen Wirkungsquerschnittes von 10% [HER87]. Daher lag ein besonderer Schwerpunkt beim Bau des Kalorimeters in der Eichung dieser Detektor-Komponente mit verschiedenen Hilfsmitteln. Die grundsätzliche Methode ist die Kalibration mit Hilfe der natürlichen Radioaktivität des Urans. Darüber hinaus wurden Uniformitätsmessungen mit punktförmigen radioaktiven Präparaten, Untersuchungen mit einem Lichtinjektionssystem und Teststrahlungsmessungen an Prototyp- und einigen Produktionsmodulen durchgeführt. Diese Methoden sind in Kapitel 4 ausführlich beschrieben, nachdem dort auch der Aufbau des Kalorimeters erläutert wurde. Kapitel 5 setzt sich mit den theoretischen Grundlagen von Kalorimetrie auseinander. Als ein weiterer Teil des Kalibrationsprogrammes des ZEUS-Kalorimeters sind die darauf folgenden Abschnitte dieser Arbeit der Eichung des Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters mit Hilfe von Myonen aus der Höhenstrahlung gewidmet. Während die Teststrahlungsmessungen nur für einen Bruchteil der Module durchgeführt werden konnten, waren diese Untersuchungen die einzige praktikable Möglichkeit, die Antwort praktisch aller Kalorimetermodule auf Teilchen unmittelbar vor ihrem Einbau in den ZEUS-Detektor zu bestimmen. Kapitel 6 beschreibt den experimentellen Aufbau des Teststandes, bevor in Kapitel 7 von der Durchführung der Messungen die Rede ist. Nach der Erläuterung der Datenrekonstruktion in Kapitel 8 und der angewendeten Analyseverfahren in Kapitel 9 werden mit Kapitel 10 die Ergebnisse der Kalibration des Kalorimeters mit kosmischen Myonen zusammengefaßt.

In Kapitel 11 soll ein Überblick über die erste Datennahme des ZEUS-Detektors im Jahr 1992 vermittelt werden. Zunächst erfolgt eine Beschreibung der Betriebsbedingungen von HERA und ZEUS während der ersten beiden Strahlperioden. Anschließend wird die Analyse von Ereignissen ausgelöst durch Halomyonen diskutiert, welche als Folgeprodukte aufgrund inelastischer Wechselwirkungen der Strahlprotonen mit dem Restgas oder der Vakuumröhre erzeugt werden. Die Energiedeposition dieser Teilchen im Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter kann dazu verwendet werden, die Stabilität der Kalibration des Kalorimeters während der Datennahme zu überprüfen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden weiterhin denen der Kalibration mit kosmischen Myonen gegenübergestellt. Am Beispiel der Analyse tief inelastischer Elektron-Proton-Streuereignisse sollen die für die Auswertung wichtigen Analysemethoden vorgestellt werden. Eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse aus der Analyse von Photoproduktionsprozessen beschließt dieses Kapitel.

Kapitel 12 gibt eine abschließende Zusammenfassung dieser Arbeit.

## Kapitel 2

# HERA

### 2.1 Die Beschleuniger

Der HERA-Speicherring ist ein System zweier Beschleuniger, welches es erlaubt, Elementarteilchenkollisionen zwischen Elektronen (oder Positronen) und Protonen durchzuführen. HERA wird am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg seit dem Frühjahr 1992 für die Experimente betrieben. Die Nominalenergie der Elektronen beträgt 30 GeV, die der Protonen 820 GeV. Die Energie im Schwerpunktsystem ergibt sich somit zu  $\sqrt{s} = 314$  GeV.

Mit den ersten Bauarbeiten wurde 1984 begonnen. Neben den insgesamt 4 Experimentierhallen wurde hauptsächlich unter dem Hamburger Volkspark ein 6.3 km langer Ringtunnel im Schildvortriebsverfahren erstellt. Der Tunnel hat einen Innendurchmesser von 5.2 m und nimmt zwei unterschiedliche Magnetsysteme auf, eines für die Führung der Elektronen und das andere für die Protonen. Ein schematischer Querschnitt des Tunnels ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Als Injektionssystem für die HERA-Anlage werden die übrigen Beschleuniger bei DESY verwendet. Abbildung 2.2 zeigt hiervon einen Überblick.

Die Elektronen werden vom LINAC II, in dem sie auf eine Energie von 400 MeV vorbeschleunigt werden, in das Synchrotron (DESY II) eingeschossen und auf 9 GeV weiterbeschleunigt. Im PETRA-Speicherring erhalten sie daraufhin eine Energie von 14 GeV, was der Injektionsenergie von HERA entspricht, wo die Elektronen auf ihre Maximalenergie von 30 GeV gebracht werden.

Der neu gebaute LINAC III ist in der Lage,  $H^+$ -Ionen auf eine Energie von 50 MeV zu beschleunigen. Nach Durchlaufen einer 'Stripping'-Folie, die sich bereits im DESY III befindet, erlangen die so erhaltenen Protonen eine Energie von 7.5 GeV. Von dort werden die Teilchen nach PETRA geleitet, wo sie eine Energie von 40 GeV erlangen und in den Protonenring von HERA injiziert werden. Dort erreichen sie ihre Endenergie von 820 GeV.

Zur Ablenkung der 30 GeV Elektronen mit Dipolmagneten wird in HERA ein homogenes Magnetfeld der Stärke 0.165 T benötigt. Dies kann mit normalleitenden Magnetstrukturen erreicht werden. Im Gegensatz dazu braucht man für die Führung der Protonen bei einer Energie von 820 GeV eine Magnetfeldstärke von 4.65 T. Hier erweist sich die Ausnutzung des Effektes der Supraleitung als einzige praktikable Möglichkeit. Ferner bleibt durch den Einsatz supraleitender Magnete die Leistungsaufnahme des Protonenringes bei nominaler Energie in einer vernünftigen Größenordnung. Neben der eigentlichen Ablenkung der Teilchen in den Kurvenstücken ist ihre Fokussierung notwendig. Während man bei den Elektronen normalleitende Quadrupol- und Sextupolmagnetstrukturen zum Einsatz bringt, werden diese Anordnungen im Protonenring ebenfalls in supraleitender Technologie verwendet.



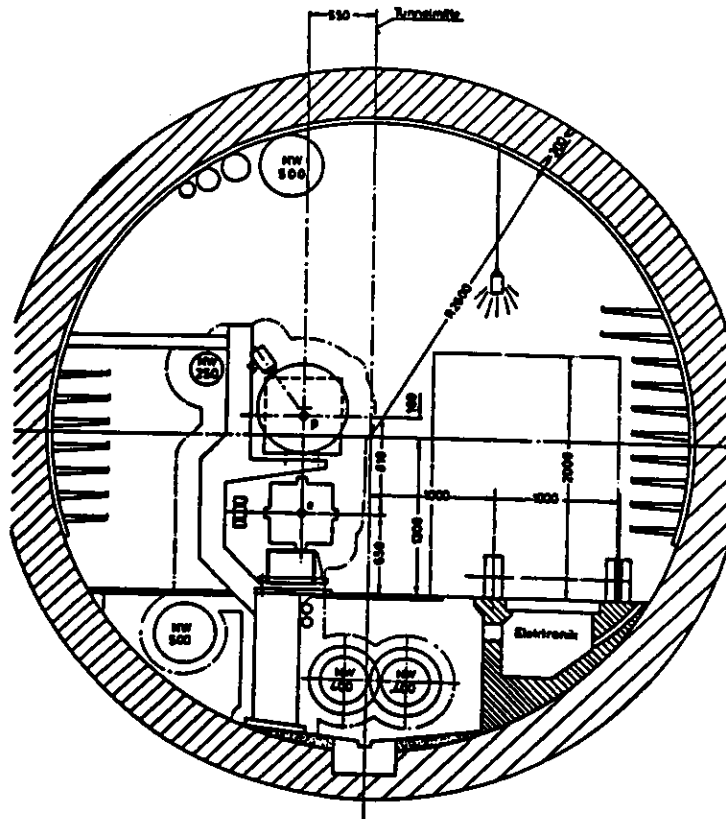


Abbildung 2.1: Querschnitt des HERA-Tunnels

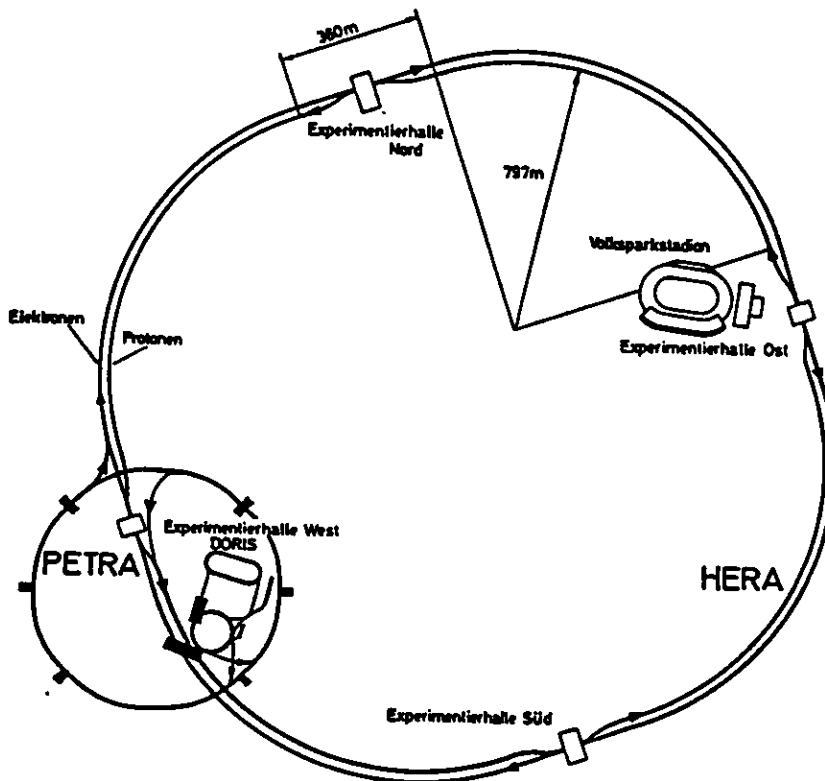


Abbildung 2.2: Injektionssystem für den HERA-Speicherring bei DESY

Um die Energieverluste der Elektronen durch den Effekt der Synchrotronstrahlung ausgleichen und die Teilchen somit auf ihrer Maximalenergie halten zu können, werden Hochfrequenzresonatoren eingesetzt, welche bei einer Resonanzfrequenz von etwa 500 MHz arbeiten. Für den Beschleunigerbetrieb mit einer Energie unter 26.6 GeV werden ehemalige Resonatoren des PETRA-Speicherringes verwendet. Zum Erreichen größerer Energien wurden zusätzlich neu entwickelte supraleitende Kavitäten aufgestellt.

Im Falle der Protonen können die Energieverluste der Teilchen durch Synchrotronstrahlung aufgrund ihrer vergleichsweise großen Ruhemasse vernachlässigt werden. Daher kommt man mit konventionellen Materialien aus und es werden normalleitende Resonatoren und Klystrons verwendet, welche mit Frequenzen von 52 MHz bei der Injektion und 208 MHz bei der Endenergie arbeiten.

An insgesamt vier Punkten im Ring können die in verschiedenen Strahlrohren fliegenden Teilchenpakete zur Kollision gebracht werden. Zwei der dort aufgebauten Experimentierhallen wurden für den Beginn des Experimentierbetriebes bei HERA mit jeweils einem Experiment (H1: Halle Nord; ZEUS: Halle Süd) ausgestattet. Die Maschinenoptik ist so konzipiert, daß sich Elektronen und Protonen im Wechselwirkungspunkt im Zentrum der Detektoren mit Kreuzungswinkel Null treffen.

Um die angestrebte Luminosität von  $1.5 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  erreichen zu können, muß eine Speicherung mehrerer Teilchenpakete erfolgen, da die Anzahl der Teilchen in einem Paket auf einige  $10^{13}$  beschränkt ist. Aus diesem Grund werden bis zu 210 Teilchenpakete über den Umfang des Beschleunigers verteilt. Der zeitliche Abstand der Begegnung zweier Teilchenpakete beträgt 96 ns.

Eine weitere einzigartige Möglichkeit bei HERA besteht darin, die sich durch Emission von Synchrotronstrahlung aufbauende transversale Polarisierung der Elektronen durch geeignete Spinrotatoren in eine longitudinale Polarisierung zu überführen. So ergeben sich neue und bisher einmalige Möglichkeiten für Experimente mit longitudinal polarisierten Elektronen.

Als Abschluß dieses Abschnittes sei auf Tabelle D.1 verwiesen, welche die wichtigsten Parameter des HERA-Speicherringes zusammenfaßt.

## 2.2 Physik bei HERA

Die Streuung von Elektronen an Protonen konnte bereits in der Vergangenheit eine wichtige Rolle bei der Aufklärung der Struktur von Nukleonen spielen und hat wesentliche Beiträge zum Verständnis der fundamentalen Wechselwirkungen von Leptonen und Quarks geliefert.

Mit Hilfe des HERA-Speicherringes kann der momentan verfügbare kinematische Bereich der Kollisionen um etwa zwei Größenordnungen erweitert werden. Es sind Ereignisse mit Werten für das Impulsübertragsquadrat von bis zu  $Q^2 \simeq 40\,000 \text{ GeV}^2$  möglich. Die Substruktur von Leptonen und Quarks, wie auch die relevanten Wechselwirkungen, können damit bis hinab zu Dimensionen von etwa  $3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}$  studiert werden.

Während im Zusammenhang dieser Arbeit nur ein grober Überblick über die mögliche Physik mit den HERA-Experimenten gegeben werden kann, findet man in [HER87, HER91] und dort angegebenen Referenzen ausführliche Darstellungen der mit HERA zugänglichen physikalischen Bereiche und vorstellbaren Untersuchungen.

Es soll nun die Kinematik der Reaktionen erläutert und einige physikalische Untersuchungsmöglichkeiten exemplarisch herausgestellt werden, um damit auf die Anforderungen an die Experimente bei HERA schließen zu können.

### 2.2.1 Kinematik der Reaktionen

Die Feynman-Diagramme, welche die Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung beschreiben, sind in Abbildung 2.3 dargestellt.

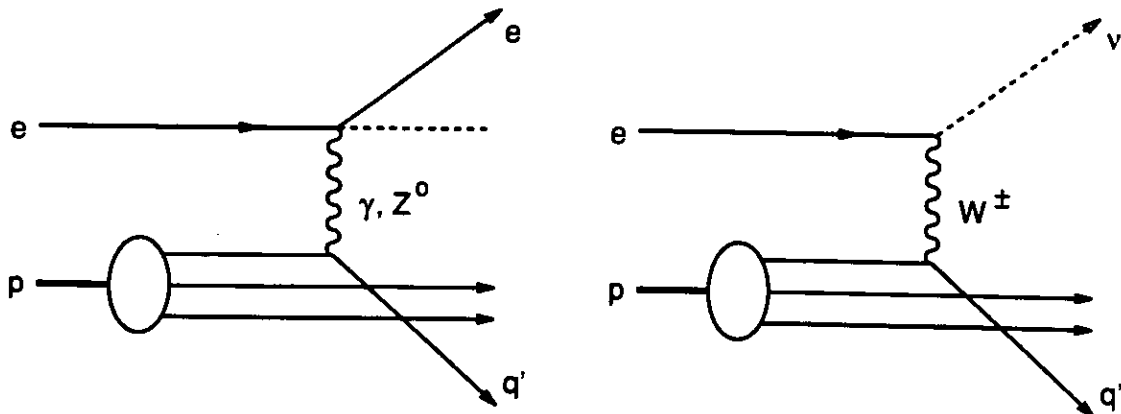


Abbildung 2.3: Diagramme für Elektron-Proton-Streuung bei HERA

Die Wechselwirkung zwischen dem einlaufenden Elektron und einem Konstituentenquarks des Protons kommt dadurch zustande, daß zwischen ihnen entweder ein ungeladenes Eichboson ( $\gamma, Z^0$ ) (NC-Ereignis<sup>1</sup>) oder ein geladenes Teilchen ( $W^+, W^-$ ) (CC-Ereignis<sup>2</sup>) ausgetauscht wird. Man erhält somit als Lepton im Endzustand entweder ein Elektron (NC) oder ein Neutrino (CC).

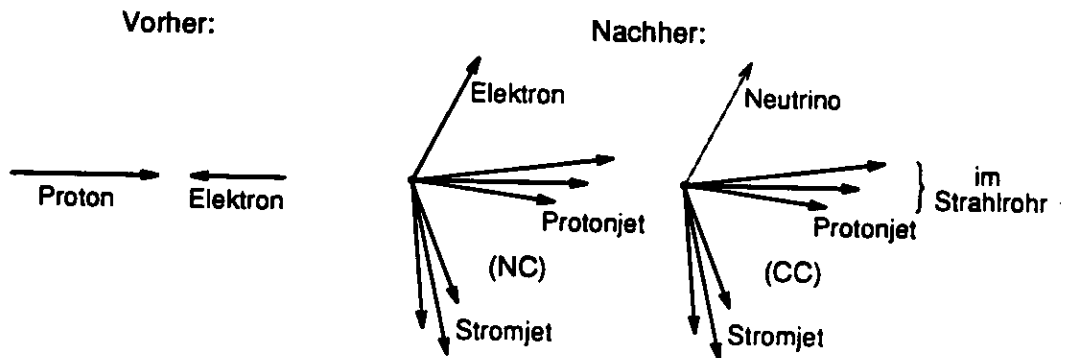


Abbildung 2.4: Topologie der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung

Die Topologie einer derartigen Reaktion ist in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt. Die Partonen im Endzustand (Quarks, Gluonen) und die 'Zuschauerquarks' des einfallenden Protons entwickeln als Folge eines Fragmentationsprozesses gebündelte Hadronjets. Das gestreute Lepton und der Stromjet werden zu verschiedenen Seiten bezüglich der Strahlachse emittiert, um den Transversalimpuls auszugleichen. Die Überreste des Protons sind in einem sehr schmalen Kegel ( $\theta \approx 10$  mrad) um die Strahlachse zu finden, verlassen das Strahlrohr erst einige Entfernung nach dem Wechselwirkungspunkt und können daher von den Detektoren im allgemeinen nicht nachgewiesen werden.

<sup>1</sup>NC: Neutral Current: 'Neutral-Strom-Ereignis'

<sup>2</sup>CC: Charged Current: 'Geladenen-Strom-Ereignis'

Zur Beschreibung der Kinematik der e-p-Kollisionen werden folgende Größen verwendet:

$$\begin{aligned} s &= (p_p + p_e)^2 \approx 4E_p E_e && \text{Quadrat der Schwerpunktsenergie} \\ q^2 &= (p_e - p_{e'})^2 = -Q^2 && \text{Quadrat des Viererimpulsübertrages} \\ W^2 &= (q + p_p)^2 && \text{Quadrat der Gesamtmasse des hadronischen} \\ &&& \text{Endzustandes} \end{aligned}$$

mit:

$$\begin{aligned} E_p, E_e &: \text{Energie des einlaufenden Protons und Elektrons im HERA-System} \\ p_p, p_e &: \text{Impuls des einlaufenden Protons und Elektrons} \\ p_{e'} &: \text{Impuls des auslaufenden Elektrons} \end{aligned}$$

Äquivalent zu diesem Satz von Variablen ist eine Beschreibung durch die kinematischen Variablen  $x$  und  $y$ :

$$x = \frac{Q^2}{2m_p \nu} \quad (2.1)$$

$$y = \frac{2m_p \nu}{s} \quad (2.2)$$

$$\nu = \frac{q_\mu p_p^\mu}{m_p} \quad (2.3)$$

mit:

$$\begin{aligned} \nu &: \text{Vom Strom übertragene Energie im Ruhesystem des Protons} \\ m_p &: \text{Protonenmasse} \\ q_\mu &: \text{Viererimpulsübertrag} \\ p_p^\mu &: \text{Viererimpuls des einlaufenden Protons} \end{aligned}$$

Aus den Definitionen ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$Q^2 = s \cdot x \cdot y \quad (2.4)$$

Legt man das Quark-Parton-Modell zugrunde, so ergibt sich eine anschauliche Bedeutung der eingeführten Größen. Die Variable  $x$  stellt in diesem Zusammenhang den Bruchteil des Protonimpulses dar, der von dem an der Streuung teilnehmenden Quark getragen wird,  $y$  ist der relative Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons.

In Abbildung 2.5 ist ein Polardiagramm zur Veranschaulichung der kinematischen Variablen dargestellt. Man erkennt sowohl für das Lepton im Endzustand (obere Hälfte) als auch für den 'Stromjet' (untere Hälfte) Linien mit konstantem  $x$  und  $Q^2$ . Die Verbindung des Ursprungs mit einem Punkt in der  $(x, Q^2)$ -Ebene ergibt den jeweiligen Impulsvektor im Laborsystem.

Die für das Verständnis der Reaktion notwendigen Größen  $Q^2$ ,  $x$  und  $y$  können mit den Meßgrößen der Detektoren auf verschiedene Weise ermittelt werden. Eine Möglichkeit ist die Verwendung der Energie  $E_{e'}$  und Streuwinkel  $\theta_e$  des auslaufenden Elektrons oder der Energie  $E_j$  und Produktionswinkel  $\theta_j$  des Stromjets. Es gelten die folgenden Beziehungen [WOL86]:

$$Q^2 = 2E_e E_{e'} (1 + \cos \theta_e) \quad (2.5)$$

$$x = \frac{E_{e'} \cos^2 \frac{\theta_e}{2}}{E_p \left(1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_e}{2}\right)} \quad (2.6)$$

$$y = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (2.7)$$

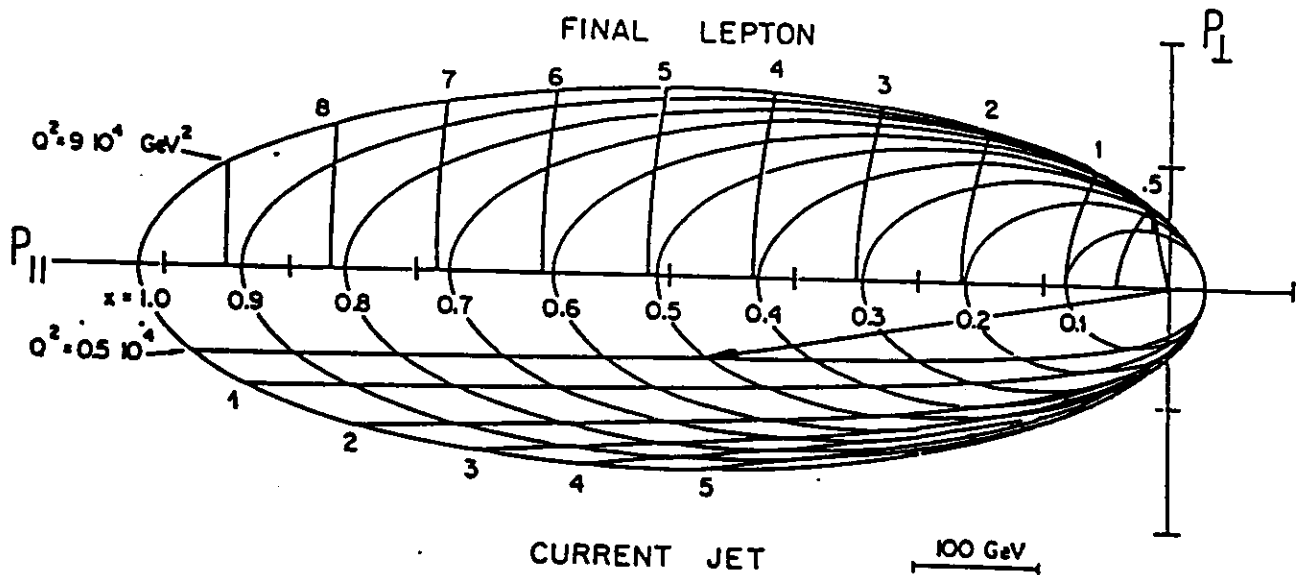


Abbildung 2.5: Polardiagramm der Kinematik des Leptons im Endzustand und des Stromjets mit Linien für konstantes  $x$  und  $Q^2$ . Durch Verbinden des Ursprungs mit einem  $(x, Q^2)$ -Punkt ergibt sich der Impulsvektor im Laborsystem. (gezeigtes Beispiel:  $x = 0.5$ ,  $Q^2 = 5000 \text{ GeV}^2$ ) [HER87]

oder:

$$Q^2 = \frac{E_j^2 \sin^2 \theta_j}{1 - \frac{E_j}{2E_e} (1 - \cos \theta_j)} \quad (2.8)$$

$$x = \frac{E_j \cos^2 \frac{\theta_j}{2}}{E_p \left(1 - \frac{E_j}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_j}{2}\right)} \quad (2.9)$$

$$y = \frac{E_j}{E_e} \frac{\sin^2 \theta_j}{2} \quad (2.10)$$

Die Winkel werden immer in Bezug auf die Protonenrichtung ( $Z$ -Achse<sup>3</sup>) gemessen. Bei der Ableitung der Ergebnisse für den Stromjet wurde die Masse des Jets vernachlässigt.

Eine äquivalente Möglichkeit besteht darin, die rekonstruierten Winkel von Elektron und Jet für die Bestimmung der kinematischen Variablen zu verwenden. Die Beziehungen für die sogenannte 'Doppelwinkelmethode' sind [HER91]:

$$Q^2 = 4E_e^2 \frac{\sin \theta_j (1 + \cos \theta_e)}{\sin \theta_j + \sin \theta_e - \sin(\theta_e + \theta_j)} \quad (2.11)$$

$$x = \frac{E_e \sin \theta_j + \sin \theta_e + \sin(\theta_e + \theta_j)}{E_p \sin \theta_j + \sin \theta_e - \sin(\theta_e + \theta_j)} \quad (2.12)$$

$$y = \frac{\sin \theta_e (1 - \cos \theta_j)}{\sin \theta_j + \sin \theta_e - \sin(\theta_e + \theta_j)} \quad (2.13)$$

Ein anderer Ansatz wird bei der Methode von Jacquet und Blondel [BLO79] verwendet. Man benutzt hier die Informationen aller nachgewiesenen Teilchen außer dem Lepton und fordert Energie- und

<sup>3</sup>Zur Unterscheidung von den kinematischen Variablen  $x$  und  $y$  werden die Ortskoordinaten mit  $X$ ,  $Y$  und  $Z$  bezeichnet.

Impulserhaltung. Die Einflüsse der Teilchen, die im Strahlrohr verloren gehen, werden bei dieser Methode minimiert. Die entsprechenden Ausdrücke lauten [HER91]:

$$y = \frac{\sum_i (E_i - pz_i)}{2E_e} \quad (2.14)$$

$$Q^2 = \frac{(\sum_i p_{X,i})^2 + (\sum_i p_{Y,i})^2}{1 - y} \quad (2.15)$$

$$z = \frac{Q^2}{s \cdot y} \quad (2.16)$$

mit:

- $E_i$  : Energie des  $i$ -ten Teilchens
- $p_{z,i}$  : Impulskomponente des  $i$ -ten Teilchens parallel zur Protonenrichtung (Z-Achse)
- $p_{x,i}$  : Impulskomponente des  $i$ -ten Teilchens parallel zur X-Achse
- $p_{y,i}$  : Impulskomponente des  $i$ -ten Teilchens parallel zur Y-Achse
- $\sum_i$  : Summe über alle Teilchen außer dem Elektron

Im Rahmen der Analyse der Ereignisse können darüber hinaus bei der Bestimmung von  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$  auch Mischungen der vorgestellten Methoden erfolgen, um die Fehler bei ihrer Rekonstruktion abhängig vom jeweiligen kinematischen Bereich zu minimieren. Abbildung 2.6 zeigt den für die HERA-Experimente zugänglichen kinematischen Bereich in der  $(x, Q^2)$ -Ebene. Angedeutet sind neben der Region bereits durchgeführter Experimente die Bereiche, in denen die systematischen Fehler bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit den HERA-Detektoren kleiner als 10% sind [HER87].

### 2.2.2 Die Strukturfunktionen des Protons

Das Hauptziel der Untersuchung von e-p-Streuung ist das Studium der internen Struktur des Protons. Der Wirkungsquerschnitt kann allgemein folgendermaßen ausgedrückt werden [HER87]:

$$\frac{d^2\sigma(e_{L,R}^\mp p)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2\mathcal{P}^2(Q^2)}{x} \left[ y^2 x F_1^{L,R}(x, Q^2) + (1-y) F_2^{L,R}(x, Q^2) \pm \left(y - \frac{y^2}{2}\right) x F_3^{L,R}(x, Q^2) \right] \quad (2.17)$$

Die Funktionen  $F_{1,2,3}^{L,R}(x, Q^2)$  werden die 'Strukturfunktionen' des Protons genannt. Die Indizes  $L$  und  $R$  stehen für links- bzw. rechtshändige Elektronen. Der Propagatorterm  $\mathcal{P}(Q^2)$  nimmt abhängig von der Art des ausgetauschten Bosons folgende Gestalt an:

$$\mathcal{P}^2(Q^2) = \begin{cases} \frac{1}{Q^4} & \text{bei Austausch eines } \gamma \\ \frac{1}{(Q^2 + M_Z^2)^2} & \text{bei Austausch eines } Z_0 \text{ (} M_Z: \text{ Masse des } Z\text{-Bosons)} \\ \frac{1}{Q^2(Q^2 + M_Z^2)} & \text{als } (\gamma - Z)\text{-Interferenzterm} \\ \frac{1}{(Q^2 + M_W^2)^2} & \text{bei Austausch eines } W^\pm \text{ (} M_W: \text{ Masse des } W\text{-Bosons)} \end{cases} \quad (2.18)$$

Die explizite Form der Propagatorterme geben einen Hinweis darauf, daß bei HERA im Bereich kleiner  $Q^2$ -Werte die NC-Ereignisse dominieren werden. Für  $Q^2$ -Werte im Bereich oder über der Masse der schwachen Eichbosonen werden die Raten für NC- und CC-Ereignisse vergleichbar. Die erwarteten Ereignisraten sind für eine integrierte Luminosität von  $200 \text{ pb}^{-1}$  in der  $(y, Q^2)$ -Ebene durch Abbildung 2.7 dargestellt [WOL86].

Die Messung der Strukturfunktionen eröffnet die Möglichkeit, die Impulsverteilungsfunktionen der Konstituenten des Protons (Quarks, Gluonen) experimentell zu ermitteln. Im einfachen Quark-Parton-Modell erwartet man, daß die Strukturfunktionen nur von  $x$ , nicht aber von  $Q^2$  abhängen,

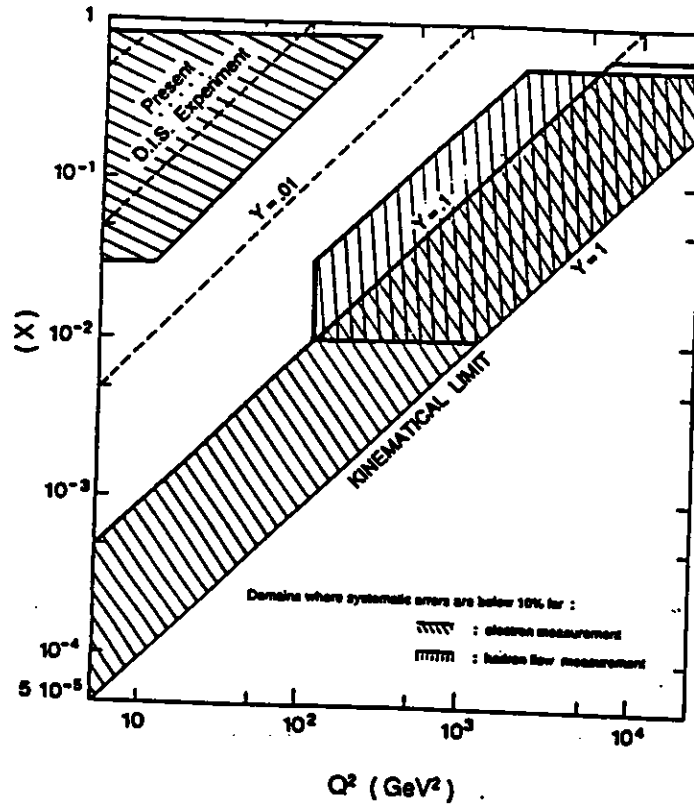


Abbildung 2.6: Kinematischer Bereich, der für die HERA-Experimente zugänglich ist. Angezeigt sind die Bereiche, in denen die systematischen Fehler kleiner als 10% sind. Darüberhinaus ist der bereits durch andere Experimente studierte Bereich zu erkennen [HER87].

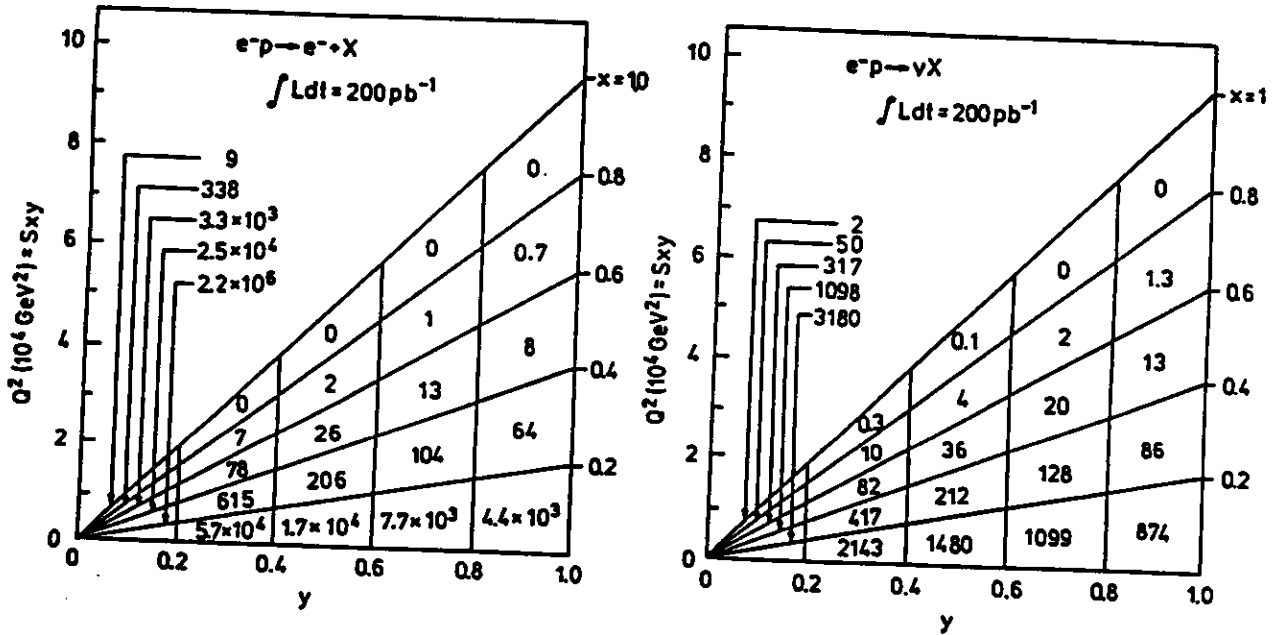


Abbildung 2.7: Zu erwartende Ereignisraten von NC- und CC-Ereignissen für eine integrierte Luminosität von 200 pb<sup>-1</sup> [WOL86].

was auch als Skalenverhalten bezeichnet wird. Weiterhin kann man allgemein zeigen [LOH81], daß für Spin $\frac{1}{2}$ -Konstituenten folgende Relation gelten muß:

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad (2.19)$$

Dieser Zusammenhang wird als 'Callan-Gross-Relation' bezeichnet und ist experimentell bestätigt.

### 2.2.3 Der Test der QCD

Der große kinematische Bereich, welcher HERA zugänglich ist, eröffnet die Möglichkeit zu einem detaillierten Test der QCD, die veränderliche Strukturfunktionen voraussagt. Die Abstrahlung eines Gluons vom gestoßenen Quark (siehe Abbildung 2.8) führt zur Abhängigkeit der Strukturfunktionen von  $Q^2$ , was auch als 'Skalenverletzung' bezeichnet wird:

$$F(x) \rightarrow \frac{F(x)}{1 + c(x) \ln Q^2 / \Lambda^2} \quad (2.20)$$

Die Genauigkeit, mit der man hofft, den QCD-Skalenparameter messen zu können, liegt bei  $\pm 40$  MeV für  $\Lambda_{\text{QCD}} = 200$  MeV.

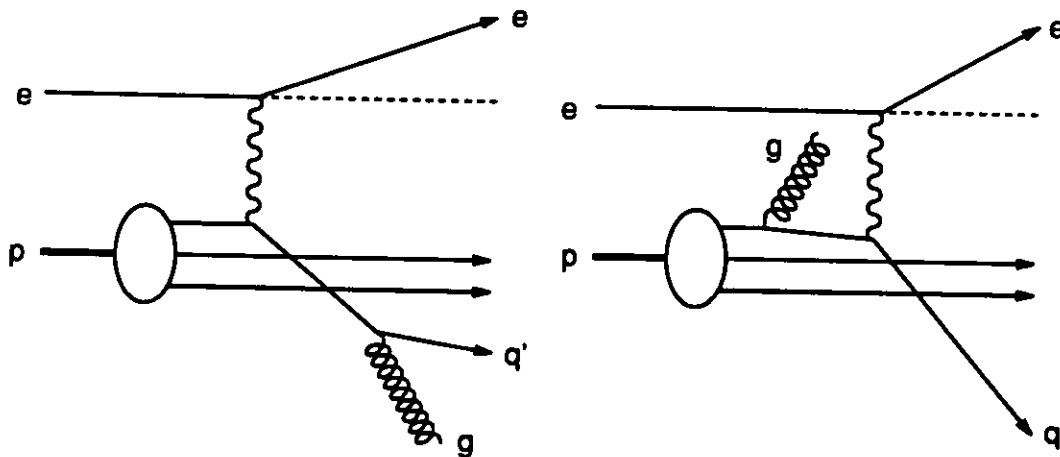


Abbildung 2.8: Diagramme für Elektron-Proton-Streuung mit Gluon-Bremsstrahlung

### 2.2.4 Weitere Untersuchungen

Falls Quarks und/oder Elektronen ausgedehnte Objekte mit einer Unterstruktur sind, sollten die Strukturfunktionen Abweichungen von den durch die QCD vorausgesagten Werten aufweisen. Nach 2 Jahren Datennahme mit einer angenommenen integrierten Luminosität von  $200 \text{ pb}^{-1}$  könnten Substrukturen mit einer Größe von  $3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}$  erkannt werden.

Die Existenz von zusätzlichen Vermittlern ( $W'$ ,  $Z'$ ) der elektroschwachen Wechselwirkung würde Auswirkungen auf die Wirkungsquerschnitte der zu messenden Reaktionen haben. Die Abweichungen sind um so größer, je kleiner die Massen der  $W'$ - oder  $Z'$ -Teilchen sind. Nach 2 Jahren Datennahme wird man auf  $W'$ ,  $Z'$ -Massen von ungefähr  $800 \text{ GeV}/c^2$  empfindlich sein.

Eines der großen Rätsel der elektroschwachen Wechselwirkung ist die Paritätsverletzung. Seit langem spekuliert man, ob die Parität bei höheren Energien eventuell wiederhergestellt wird. Möglicherweise existieren schwere rechtshändige Neutrinos  $N_R$ , die dann an rechtshändige  $W_R$  koppeln können. Speziell durch die Möglichkeit, die Elektronen in HERA longitudinal zu polarisieren, kann sehr effektiv nach der Existenz von rechtshändigen Strömen gesucht werden.



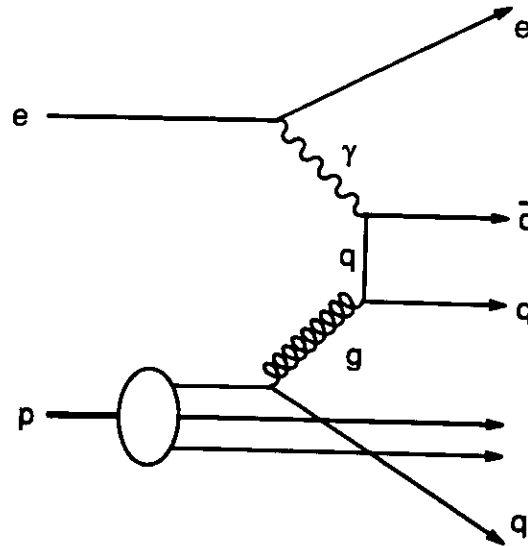


Abbildung 2.9: Diagramm für die Photon-Gluon-Fusion

Darüber hinaus wird es mit HERA innerhalb des kinematischen Limits, die maximal verfügbare Energie im Schwerpunktsystem beträgt  $\sqrt{s} = 314$  GeV, möglich sein, verschiedenste Teilchen entstehen zu lassen. Die Photon-Gluon-Fusion ist der dominante Prozeß, schwere Quarks zu produzieren. Das Feynman-Diagramm erster Ordnung ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Es besteht ferner die Möglichkeit, Vektorbosonen ( $Z^0$ ,  $W^\pm$ ), angeregte Quark- und Leptonenzustände, Leptoquarks und supersymmetrische Teilchen zu erzeugen.

Als Folge kann man festhalten, daß die spezielle Physik, welche mit HERA untersucht wird, von den Experimenten folgende Eigenschaften verlangt:

- Möglichst vollständige Vermessung des gesamten Raumwinkels um den Wechselwirkungspunkt, damit direkt oder indirekt alle bei den Reaktionen entstehenden Teilchen nachgewiesen werden können.
- Möglichst gute Vermessung der totalen Energie und des Emissionswinkels der zu erwartenden Hadronjets. Neben einer guten Energieauflösung und einem geringen Rauschen ist für die genaue Rekonstruktion der kinematischen Variablen eine präzise Kalibration des Kalorimeters enorm wichtig. Wie in [HER87] ausführlicher dargestellt ist, hat selbst eine kleine Verschiebung der absoluten Energieskala dramatische Auswirkungen auf die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte. Für  $y \approx 0.1$  und  $x < 0.5$  folgt beispielsweise aus einer Energieverschiebung von nur 1% eine systematische Änderung des differentiellen Wirkungsquerschnittes um 10%. Für größere  $x$  hat dieser Effekt noch stärkere Bedeutung. Die Auswirkung der Energieauflösung auf die systematischen Fehler ist deutlich schwächer, vorausgesetzt, man hat es mit gaußischen Verteilungen zu tun. Lange Ausläufer hingegen würden die Ergebnisse stark ändern, da Ereignisse durch diesen Effekt aus stark besetzten in schwach besetzte Regionen auswandern könnten.
- Erkennung von Leptonen, die sowohl isoliert, als auch inmitten eines Hadronjets auftreten können, sowie eine präzise Bestimmung ihrer Energie und ihres Winkels.

Der Ansatz der ZEUS-Kollaboration, diese Anforderungen mit ihrem Detektor bestmöglich zu erfüllen, soll ausführlich in den Kapiteln 3 und 4 beschrieben werden.

## Kapitel 3

# Der ZEUS-Detektor

Der ZEUS-Detektor ist ein Vielzweckdetektor für die Messung von Teilchenkollisionen am Speicherring HERA. Seine Aufgabe ist die präzise Bestimmung der kinematischen Variablen  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$  der e-p-Reaktionen über einen weiten Bereich, sowohl für NC-, als auch für CC-Ereignisse. Dies verlangt eine genaue Bestimmung der Teilchen- bzw. Jetenergien im gesamten Raumwinkel für geladene und neutrale Teilchen. Die Kalorimeterinformationen werden durch Spurmessungen und Energieverlustbestimmungen der entstehenden Teilchen ergänzt.

Im folgenden soll eine knappe Beschreibung der insgesamt 14 Detektorkomponenten durchgeführt werden. Zur besseren Orientierung dabei sind in den Abbildungen 3.1 und 3.2 Schnittzeichnungen des ZEUS-Detektors parallel und senkrecht zur Strahlachse gezeigt. Eine ausführlichere Darstellung findet man in [ZEUS].

### 3.1 Das Magnetsystem

Um den Impuls und das Ladungsvorzeichen der bei den Elementarteilchenreaktionen entstehenden Teilchen zu messen, wird zwischen zentraler Spurenkammer und Kalorimeter eine supraleitende Magnetspule von 2.5 m Länge und 1.88 m Durchmesser installiert, die im Bereich der zentralen Spurenkammer ein homogenes Magnetfeld von 1.8 T parallel zur Strahlachse erzeugt. Die Spule muß sehr transparent (kleiner als  $0.9 X_0$  senkrecht zur Strahlachse) für Teilchen sein, damit deren Energie in dem dahinterliegenden Kalorimeter noch zuverlässig bestimmt werden kann. Als supraleitendes Material wird eine Niob-Titan Legierung verwendet, die aus Stabilitätsgründen und zur Quenchsicherheit in eine Aluminiummatrix eingebettet wird.

Um die Wirkung des Solenoidfeldes auf den Teilchenstrahl im Speicherring auszugleichen, wird von der Protonenrichtung aus gesehen vor dem Wechselwirkungspunkt eine 1.2 m lange, ebenfalls supraleitende Kompensationsspule von 0.42 m Durchmesser aufgestellt, die auf der Strahlachse ein Magnetfeld von 5 T erzeugt.

Die Magnete werden vom Kühlsystem des supraleitenden HERA-Protonenringes mit flüssigem Helium versorgt. Die He-Kühlanlage liefert durch die im HERA-Tunnel installierte Transferleitung flüssiges Helium mit einem Druck von 4 bar und einer Temperatur von 5 K. Das Helium wird in der Versorgungsbox des Detektors mit Hilfe von Wärmetauschern und Joule-Thomson-Ventilen auf eine Temperatur von 4.5 K und einen Druck von 1 bar gebracht.

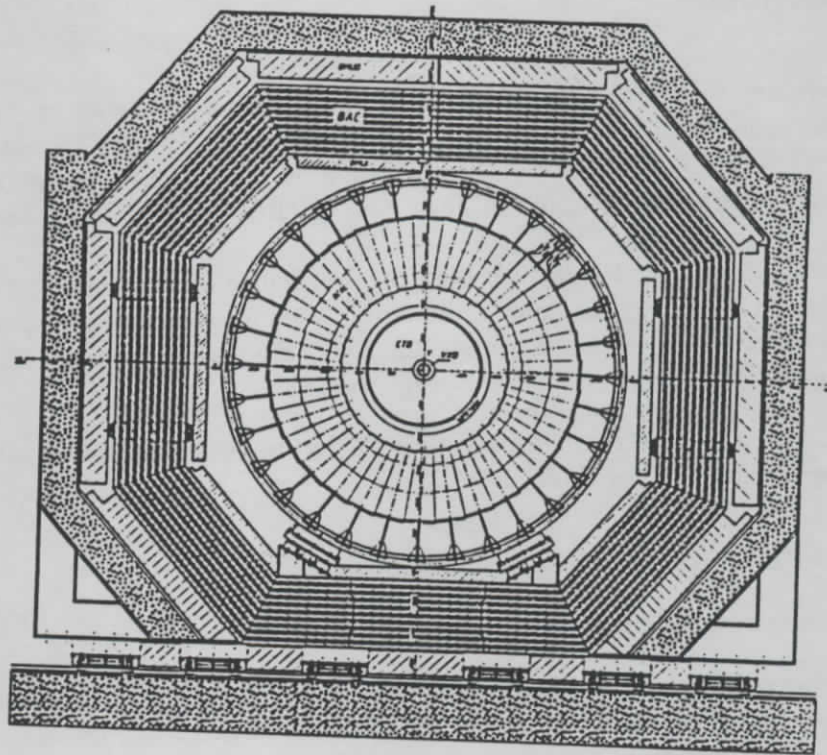


Abbildung 3.1: Der ZEUS-Detektor: Ansicht senkrecht zur Strahlachse

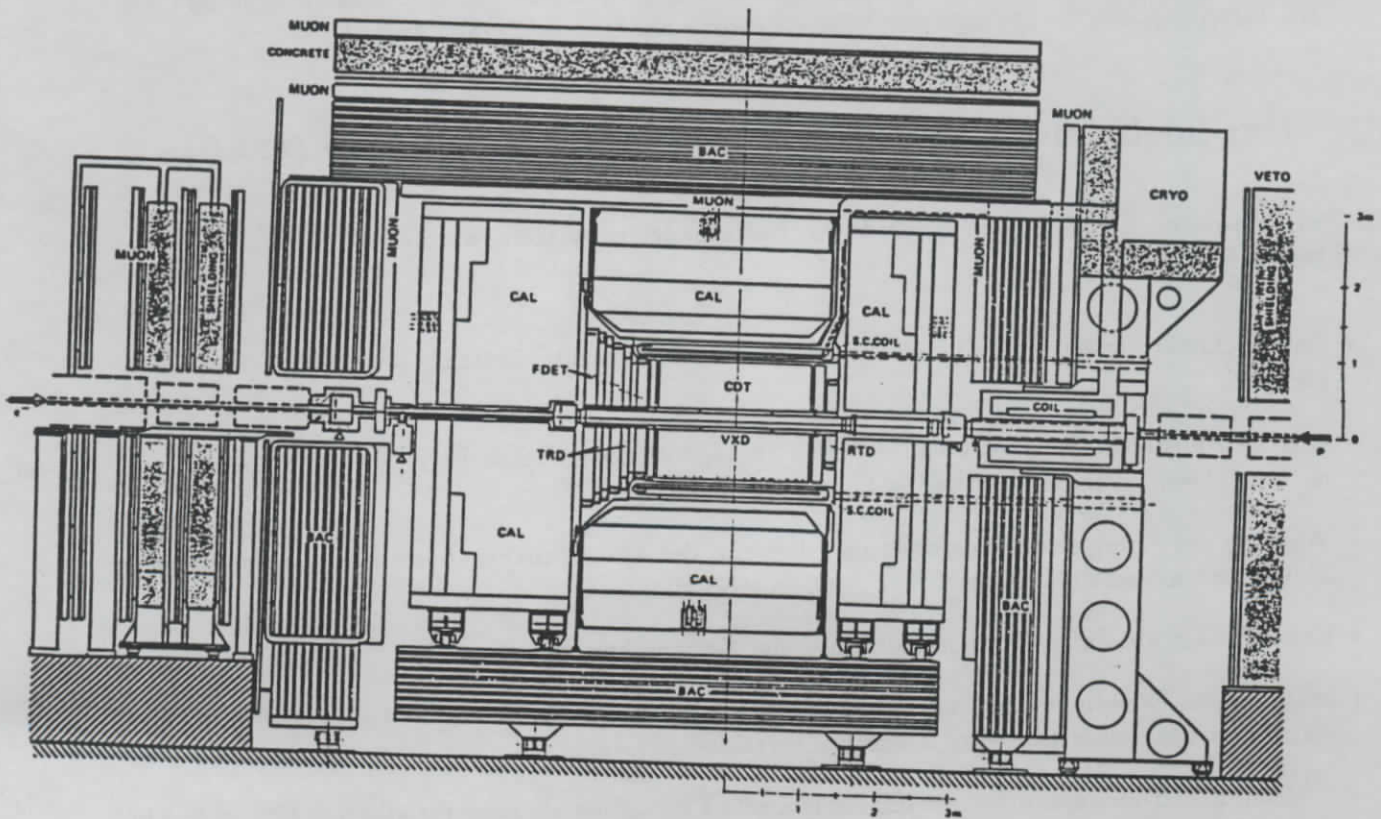


Abbildung 3.2: Der ZEUS-Detektor: Ansicht parallel zur Strahlachse

### 3.2 Das Eisenjoch

Das ZEUS-Eisenjoch hat die Form eines langgestreckten Oktagons, welches an beiden Seiten von Endkappen abgeschlossen wird. Das Joch umschließt den inneren Teil des Detektors (Kalorimeter und Spurenkammern) bis auf Öffnungen zur Durchführung des Strahlrohres hermetisch. Um Zugang zum inneren Detektor zu haben, besteht das Joch aus 3 Teilen: dem unteren Joch und den zwei 'Muschelschalen'.

Die Eisenstruktur setzt sich aus 8 (rückwärtiger Bereich), 10 (Zentralbereich) und 11 (Vorwärtsbereich) jeweils 73 mm starken Stahlplatten zusammen, die durch 37 mm breite Spalte voneinander getrennt sind. Das Gesamtgewicht des Eisens beträgt ungefähr 2000 t und kann mit einer Hydraulik auf dem am Hallenboden angebrachten Schienensystem bewegt werden.

Die Aufgaben des Eisenjochs in Verbindung mit dem in ihm integrierten, später noch näher zu beschreibenden Hintergrundkalorimeter sind:

- Rückführung des magnetischen Flusses der Hauptspule.
- Mechanische Unterstützung der meisten Detektorkomponenten.
- Messung der Energie, die aus dem inneren, hochauflösenden Kalorimeter herausleckt. Deshalb sind die Schlitze des Eisenjochs mit Nachweiskammern ausgestattet, die eine kalorimetrische Messung der Energie gestatten.
- Identifikation und Impulsmessung von Myonen, die das Joch durchqueren und den Detektor verlassen. Zu diesem Zweck wird mit Kupferspulen im Eisen ein toroidales Magnetfeld von 1.6 T erzeugt, das die Myonen zur Impulsmessung auf eine Kreisbahn zwingt.

### 3.3 Das hochauflösende Uran-Szintillator-Kalorimeter (CAL)

Für den Einsatz im ZEUS-Detektor wurde ein Kalorimeter entwickelt, welches die folgenden Anforderungen erfüllen soll:

- Es umschließt den gesamten inneren Detektor, um nahezu alle entstehenden Teilchen messen zu können.
- Gleiche Pulshöhen für Hadronen und elektromagnetische Teilchen ( $e, \gamma$ ), d.h. das Kalorimeter muß voll kompensierend sein ( $e/h=1$ ).
- Messung der Energie von Hadronen und Jets mit der bestmöglichen Auflösung. Erreicht wurde in Testmessungen  $\sigma(E)/E = 35\%/\sqrt{E}$  (E in [GeV]).
- Kenntnis der absoluten Energieskala mit einer Genauigkeit von etwa 1%.
- Messung des Emissionswinkels der Hadronjets mit einer Genauigkeit von besser als 10 mrad und Gewährleistung einer sauberen Trennung verschiedener Jets.
- Hadron-Elektron-Separation sowohl für isolierte Elektronen als auch für einzelne Elektronen in Hadronjets.
- Bereitstellung von analogen Kalorimeterinformationen für die erste Triggerstufe.

- Messung der Ankunftszeit der Teilchen mit Nanosekundenaufösung zur Unterdrückung von Untergrundereignissen.

Eine detailliertere Beschreibung des Kalorimeters erfolgt in Kapitel 4.

### 3.4 Das 'Backing'-Kalorimeter (BAC)

Obwohl das hochauflösende Kalorimeter in Vorwärtsrichtung  $7\lambda$ , im Zentralbereich  $5\lambda$  und in Rückwärtsrichtung  $4\lambda$  tief ist, wird bei den höchsten auftretenden Teilchenenergien nicht immer die gesamte Energie im Kalorimeter absorbiert.

Die aus dem hochauflösenden Kalorimeter austretende Energie wird im sogenannten Hintergrund- oder 'Backing'-Kalorimeter nachgewiesen. Mit Hilfe des BAC können dann solche Ereignisse mit hohen Leckverlusten entweder zurückgewiesen oder die im BAC gemessene Energie zur CAL-Energie addiert werden. In beiden Fällen wird eine wichtige Verbesserung der Energiemessgenauigkeit erreicht. An das 'Backing'-Kalorimeter werden folgende Anforderungen gestellt:

- Verwendung als 'Sampling'-Kalorimeter mit einer Energieauflösung für Hadronenschauer von  $\sigma_E/E \simeq 1/\sqrt{E}$ .
- Unterscheidung zwischen Hadronenschauern und Myonen.
- Erkennung von Myonen im unteren Joch und die Messung der Myonenbahnen. In diesem Bereich fehlen aus Platzgründen die Myonkammern.

Aus diesem Grund werden die Stahlplatten des Jochs als Absorberplatten eines 'Sampling' Kalorimeters verwendet, während als Nachweisschichten die Schlitze zwischen den Platten mit Aluminiumproportionalrohrkammern ausgestattet werden.

### 3.5 Die Spurenkammern

Der innere Teil des Detektors ist über den vollen Raumwinkelbereich mit Ausnahme des Strahlrohres mit Drahtkammern ausgerüstet, um geladene Teilchen zu erkennen, ihre Richtung und ihren Impuls zu messen und über den spezifischen Energieverlust Elektronen von anderen Teilchen zu trennen. Außerdem können für kurzlebige Teilchen die Zerfallsprodukte gemessen werden.

#### Der Vertexdetektor (VXD)

Neben der präzisen Ortsrekonstruktion des für die Analyse wichtigen Wechselwirkungspunktes können mit Hilfe des Vertexdetektors kurzlebige Teilchen erkannt werden, die dicht beim Wechselwirkungspunkt zerfallen. Der VXD ist als Driftkammer in der sogenannten 'Time-Expansions'-Konfiguration ausgebildet mit einem inneren Radius von 8 cm, einem äußeren Radius von 15 cm, einer aktiven Länge von 150 cm und insgesamt 6000 Signal- und Potentialdrähten. Der Drahtabstand beträgt nur 1.5 mm. Die erwartete Positionsgenauigkeit liegt bei 40–60  $\mu\text{m}$ .

### Zentrale Spurendetektor (CTD)

Die zentrale Spurenkammer ist eine Driftkammer mit Radien zwischen 16 cm und 85 cm und einer aktiven Länge von 205 cm. Sie besteht aus 9 Superlagen mit insgesamt 24 192 Drähten; 4608 davon sind Signaldrähte. Jede Superlage besitzt 8 Signaldrahtebenen. Bei 5 der 9 Superlagen laufen die Drähte achsenparallel, bei 4 Lagen sind sie um Winkel von  $\pm 5^\circ$  geneigt, um neben der X- und Y-auch die Z-Koordinaten der Spurpunkte präzise zu messen. Die Ortsauflösung beträgt  $120 \mu\text{m}$  (X,Y-Richtung) und etwa 1 mm (Z-Richtung).

In Verbindung mit dem Magnetfeld des Solenoids wird eine Genauigkeit der Impulsrekonstruktion von  $\sigma(p)/p = 0.2\% \cdot p \oplus 0.3\%$  [ $p$  in GeV/c] angestrebt.

Aus der Größe der Signalhöhen kann die Ionisationsdichte  $dE/dx$  entlang der Teilchenbahn bestimmt und daraus zwischen Elektronen und schwereren Teilchen unterschieden werden.

### Die Spurendetektoren in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung (FTD, RTD)

Die zentrale Spurenkammer ist optimiert für den Spurnachweis im Polarwinkelbereich  $25^\circ < \theta < 155^\circ$ . Zur Messung der Teilchen in den Vorwärts- und Rückwärtsbereichen werden ebene Driftkammern (FTD bzw. RTD) eingesetzt. Jede Kammer besteht aus drei Lagen, wobei jede Lage aus 6 Signaldrahtebenen aufgebaut ist, die jeweils um  $60^\circ$  gegeneinander verdreht sind, um die räumlichen Spurkoordinaten X, Y und Z zu bestimmen.

Im Vorwärtsbereich ( $7^\circ$ – $28^\circ$ ) werden geladene Teilchen in den drei Driftkammern (FTD 1–3) (Außenradius 74 cm–113 cm), im Rückwärtsbereich ( $159^\circ$ – $170^\circ$ ) in einer Driftkammer (RTD) (Außenradius 52 cm) nachgewiesen.

Die Gesamtzahl der Signaldrähte beträgt 5778. Die erwartete Ortsauflösung liegt bei  $120 \mu\text{m}$ , die Impulsauflösung für  $\theta = 9^\circ$  bei  $\sigma(p)/p = 1\% \cdot p$  [ $p$  in GeV/c].

### Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRD)

Um im Impulsbereich von 1 bis 50 GeV/c eine saubere Elektron-Hadron-Trennung durchführen zu können, werden im Vorwärtsbereich zwischen den einzelnen FTD-Modulen zweimal je zwei Detektoren installiert, die sich den Effekt der Übergangsstrahlung zunutze machen.

Übergangsstrahlung entsteht, wenn ein geladenes Teilchen Grenzflächen von Materialien mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten durchquert. Für ein relativistisches Teilchen mit dem Dilationsfaktor  $\gamma = E/m_0c^2$  wird die Strahlung in einen Kegel mit dem Öffnungswinkel  $\theta \sim 1/\gamma$  ausgesandt. Die Intensität der Strahlung im Röntgenbereich steigt mit  $\gamma$  an und hat ein scharfes Maximum auf dem Emissionskegel. Man kann sie also dazu benutzen, Teilchen mit ungefähr gleichem Impuls (beispielsweise Elektronen und Hadronen), aber unterschiedlicher Ruhemasse aufgrund ihrer verschiedenen  $\gamma$ -Faktoren zu unterscheiden.

Damit eine ausreichende Intensität der Übergangsstrahlung erreicht wird, müssen die Teilchen viele hundert Radiatorschichten durchqueren. Dies hat zur Folge, daß das Radiatormaterial eine möglichst kleine Kernladungszahl  $Z$  haben sollte, um eine Absorption der entstehenden Röntgenquanten vor ihrem Nachweis zu verhindern.

Jede der 4 TR-Detektoren ist aus einem Radiatorstapel in Verbindung mit einer Driftkammer aufgebaut, die zum Nachweis der Übergangsstrahlung dient. Jeder Radiatorstapel ist 70 mm dick und besteht aus Vliesen von  $20 \mu\text{m}$  dicken Polypropylenfasern.

Die Photonen der Übergangsstrahlung werden durch Photoeffekt in einer Driftkammer nachgewiesen, die hauptsächlich mit Xenon gefüllt ist. Xenon ( $Z = 54$ ) erhöht die Nachweiswahrscheinlichkeit z.B. für 50 keV Photonen um den Faktor 100 gegenüber Argon ( $Z = 18$ ).

Die TR-Kammern haben Außenradien zwischen 72 cm und 101 cm und erfassen Winkel zwischen  $7^\circ$  und  $28^\circ$ .

Durch Betrieb der Übergangsstrahlungsdetektoren wird man im Impulsintervall von 2–20 GeV/c eine  $h/e$ -Rejektionsrate von ungefähr 25 erreichen können.

### 3.6 Der Myondetektor

Das Myonnachweissystem des ZEUS-Detektors besteht aus drei Teilen: dem Vorwärts-Myonspektrometer (FMUON), den Zentral- (BMUON) und den Rückwärts-Myonenkammern (RMUON). Die Myonerkenkung beruht auf dem Vergleich der Impulse geladener Spuren vor und hinter einem dicken Absorber. Im Gegensatz zu Myonen, die im Absorber nur einen geringen Energieverlust erleiden, werden Hadronen ( $\pi$ , K, p) im Absorber absorbiert oder stark abgebremst.

#### Der Vorwärtsmyondetektor

In Vorwärtsrichtung werden Myonen mit Impulsen bis zu etwa 100 GeV/c erwartet. Da die Impulsauflösung der Innendetektoren (FTD und CTD) für die Myonanalyse nicht ausreicht, besitzt der ZEUS-Detektor zusätzlich ein Vorwärtsmyonspektrometer (FMUON).

FMUON besteht aus zwei Eisentoroiden von je 45 cm Dicke und 6 m Durchmesser, die von 16 Kupferspulen auf ein Magnetfeld von 1.7 T erregt werden. Vier großflächige Driftkammern bestimmen die Teilchenbahn innerhalb des Eisenjochs vor, zwischen und hinter den Toroiden auf etwa  $250 \mu\text{m}$  genau und liefern eine Impulsauflösung von  $\sigma(p)/p \simeq 30\%$  bei 100 GeV/c.

Zur Positionierung der Kammern wurde ein Lasersystem entwickelt.

Der Myontrigger wird von fünf 'Limited Streamer'-Rohrkammern (LST) geliefert, die Polar- und Azimutwinkel ( $\theta$ ,  $\varphi$ ) messen.

#### Myondetektor im Zentral- und Rückwärtsbereich (BMUON, RMUON)

Im Zentral- und Rückwärtsbereich werden die Impulse der Myonen im inneren Bereich durch die CTD und außerhalb des Kalorimeters durch Orts- und Winkelmessung mit LST-Kammern vor und nach dem magnetisierten Eisenjoch bestimmt.

Die LST-Kammern bestehen aus je zweimal zwei LST-Lagen, die durch eine 20 cm bzw. 40 cm starke Honigwabenstruktur getrennt sind. Die größten Kammern sind  $11 \times 4 \text{ m}^2$  groß. Durch Messung der Ankunftszeit des 'Streamers' am Signaldraht wird eine Ortsauflösung von etwa  $300 \mu\text{m}$  erreicht. Die Impulsauflösung für 25 GeV/c Myonen liegt bei  $\sigma(p)/p = 30\%$ .

### 3.7 Der Luminositätsdetektor

Die Luminosität von HERA wird durch die Messung einer  $e-p$ -Reaktion mit präzise bekanntem Wirkungsquerschnitt bestimmt. Der bevorzugte Prozeß ist die Bremsstrahlung

$$e p \rightarrow e p \gamma$$

Der Wirkungsquerschnitt hierfür ist durch die Bethe-Heitler-Formel gegeben [BET34]:

$$\frac{d\sigma}{dk} = 4\alpha r_e^2 \frac{E'}{kE} \left( \frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - \frac{2}{3} \right) \left( \ln \frac{4E_p E E'}{Mmk} - \frac{1}{2} \right) \quad (3.1)$$

mit:

$k$	=	Energie des Photons
$E, E'$	=	Energie des primären und sekundären Elektrons
$E_p$	=	Energie des Protons
$M, m$	=	Masse des Protons, Elektrons
$\alpha$	=	Feinstrukturkonstante
$r_e$	=	Klassischer Elektronenradius

Da der Energietransfer zum Proton vernachlässigbar ist, gilt die Beziehung:

$$E' = E - k \quad (3.2)$$

Elektronen und Photonen werden unter sehr kleinen Winkeln ( $1/\gamma_e$ ) gestreut und können daher erst weit entfernt vom Wechselwirkungspunkt nachgewiesen werden.

Die Strahlmagnete wirken auf die gestreuten Elektronen wie ein Spektrometer und lenken sie von der Strahlsollbahn ab, da sie gegenüber den Strahlelektronen Energie verloren haben. Sie werden durch ein Blei-Szintillator-Kalorimeter etwa 36 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt nachgewiesen.

Die gestreuten Photonen werden ebenfalls in einem Kalorimeter, das ungefähr 108 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt steht, beobachtet. Wegen des sehr hohen Untergrundes von Synchrotronstrahlung wird das Kalorimeter durch einen Graphitfilter ( $1 X_0$ ) geschützt und die dort erzeugten Elektronen und Positronen durch einen nachfolgenden Čerenkovzähler zurückgewiesen. Szintillatorfingerzähler im Kalorimeter bestimmen die Position des Photons auf einige Millimeter genau.

### 3.8 Das Vorwärts-Proton-Spektrometer (LPS)

In den meisten Stößen zwischen Elektron und Proton trifft das von dem Elektron emittierte Stromquant auf eines der Quarks im Proton:

$$e + q + p_{\text{rest}} \longrightarrow e + jet_q + jet_{p_{\text{rest}}}$$

Das Quark wird unter größerem Winkel aus dem Proton geschleudert und liefert einen Jet von Teilchen, der im allgemeinen im Detektor nachgewiesen wird. Aus dem Protonrest entsteht ebenfalls ein enger Jet, der im Strahlrohr unbeobachtet entkommt.

Bei einem Bruchteil der Ereignisse verliert das Proton lediglich Energie und wird unter kleinem Winkel in Vorwärtsrichtung gestreut (führendes oder 'leading' Proton). Diese Protonen können vom LPS nachgewiesen werden.

Die Protonstrahlmagnete werden hierbei als Spektrometer ausgenutzt. Die gestreuten Protonen werden von der Sollbahn abgelenkt und in 6 Meßstationen dicht am Strahl in Siliziumstreifenzählern mit einer Ortsgenauigkeit von kleiner als  $50 \mu\text{m}$  nachgewiesen. Der Impuls des gestreuten Protons kann mit einer Genauigkeit von besser als 1% bestimmt werden.

### 3.9 Die Vetowand

Der Detektor wird ständig durch eine große Zahl von Myonen und Hadronen getroffen, die durch Streuung der Strahlprotonen am Restgas der Strahlkammer bzw. an deren Wänden erzeugt werden. Sie rufen im Detektor Untergrundereignisse hervor, die nicht immer sofort als solche zu erkennen sind.



Um ihre Rate zu unterdrücken, ist in Protonenrichtung gesehen etwa 7.5 m vor dem Detektor eine Eisenwand ( $8.0 \times 7.6 \times 0.9 \text{ m}^3$ ) aufgestellt, die vorne und hinten mit Szintillationszählern bedeckt ist. Untergrundteilchen treffen auf diese Zähler etwa 30 ns früher als Teilchen aus Elektron-Proton-Stößen vom Wechselwirkungspunkt und können auf diese Weise erkannt und unterdrückt werden.

### 3.10 Der Wechselwirkungsbereich

Die Auslegung des Strahlrohres im Detektor ist sehr aufwendig. Sie wird bestimmt durch den hohen Fluß an Synchrotronphotonen, die mit dem Elektronenstrahl ankommen und durch die Forderungen, daß im Zentralbereich die Strahlrohrwand möglichst dünn und der Gasdruck im Rohr sehr niedrig (kleiner als  $10^{-9}$  Torr) sein sollen.

Im Bereich des Vertexdetektors besteht das Strahlrohr aus drei Aluminiumfolien von 200 – 400  $\mu\text{m}$  Dicke, die untereinander verklebt sind. Die Wandstärke beträgt 1.1% einer Strahlungslänge. Außerhalb des Zentralbereichs ist das Strahlrohr mit Synchrotronstrahlungsabsorbieren, fahrbaren Kollimatoren, einem Positionsmonitor und Titanverdampferpumpen ausgerüstet.

### 3.11 Der Trigger

Der zeitliche Abstand von zwei Kreuzungen der Elektronen- und Protonenpakete beträgt 96 ns, was nicht ausreicht, Triggerentscheidungen treffen zu können. Daher werden alle Daten der Detektorkomponenten zunächst in einer 10 MHz-Verzögerungsleitung gespeichert, die der ersten Triggerstufe eine Entscheidungszeit von ungefähr 5  $\mu\text{s}$  ermöglicht. Am Ausgang der Verzögerungsleitung werden dann je nach Triggerentscheidung die Untergrundereignisse verworfen und die guten Ereignisse weiterverarbeitet. Nach der ersten Triggerstufe ist mit einer Ereignisrate von ungefähr 1 kHz zu rechnen. Wichtig ist, daß bis dahin sowohl Trigger als auch Auslese totzeitfrei arbeiten.

Eine zweite Triggerebene kann die Ereignisrate auf etwa 100 Hz verringern, weil nun die Komponentendaten digitalisiert sind. Es liegen also genauere Meßergebnisse vor und man kann kompliziertere Algorithmen zur Zurückweisung von Untergrundereignissen einsetzen.

In der dritten Triggerstufe werden in einer Prozessorfarm mit einer Gesamtrechenkapazität von etwa 1000 Mips die Ereignisse geometrisch rekonstruiert und die Ereignisrate auf einige Hz verringert.

### 3.12 Die Datennahme (DAQ)

Der ZEUS-Detektor besitzt insgesamt etwa 300 000 Signalquellen, die an das Datennahmesystem DAQ (Data AcQuisition) angeschlossen sind. Zu den Aufgaben des DAQ gehören:

- Auslese und Speicherung von Daten.
- Überwachung der Funktion aller Detektorkomponenten.
- Bestimmung der Kalibrationskonstanten in regelmäßigen Abständen und ihre Verwaltung.
- Kontrolle des Datenflusses und Speicherung der akzeptierten Ereignisse im Rechner des Rechenzentrums. Das DAQ-System wird vom zentralen ZEUS-Rechner ZEUS02 (VAX 8700) gesteuert.

Jede der 14 Detektorkomponenten besitzt ihren eigenen Rechner (meistens VAX,  $\mu\text{VAX}$  oder Silicon Graphics Arbeitsstationen), der die Auslese der Elektronik steuert, die Funktionen der Komponenten

überwacht und Meldung an ZEUS02 macht.

Die Daten gelangen von der Ausleseelektronik in den Ereignisbauer, der alle Daten, die zum selben Ereignis gehören, zusammenfaßt und an einen der Prozessoren der Prozessorfarm weitergibt. Die mittlere Länge von akzeptierten Ereignissen beträgt etwa 100 kByte.

### **3.13 Die Datenauswertung**

Die Rekonstruktion der Ereignisse erfolgt im IBM-Großrechner des Rechenzentrums bzw. in einer daran angeschlossenen Prozessorfarm.

Die Auswertung der Ereignisse geschieht auf der IBM und auf schnellen Arbeitsstationen (DEC 5000).

## Kapitel 4

# Das hochauflösende Kalorimeter

### 4.1 Allgemeine Eigenschaften

Wie in Kapitel 2 diskutiert wurde, ist der Schlüssel zur HERA-Physik eine möglichst gute Vermessung der Hadronjets.

Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, wurde ein Uran-'Sampling'-Kalorimeter entwickelt, das als Auslesematerial organischen Szintillator verwendet. Das Kalorimeter wurde in 'Sandwich'-Bauweise gefertigt. Abwechselnd folgen als Absorberplatten 3.3 mm dicke Schichten aus abgereichertem Uran (DU) und 2.6 mm starke Szintillatoren (SZI). Die Auslese des dort produzierten Lichtes erfolgt mit Wellenlängenschiebern (WLS). Der prinzipielle Aufbau des Kalorimeterstapels ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Es konnte gezeigt werden [ZEUS], daß mit dieser Anordnung 'Kompensation' erreicht werden kann. Elektromagnetische und hadronische Schauer induziert von Teilchen gleicher Einschußenergie erzeugen eine identische Antwort des Kalorimeters. Genau aus diesem Grund (siehe Kapitel 5) läßt sich eine Energieauflösung von  $\sigma/E \simeq 35\%/\sqrt{E}$  erzielen, im Vergleich zu sonst üblichen Werten von  $\sigma/E = 45\% - 60\%/\sqrt{E}$ , die mit nichtkompensierenden Kalorimetern erreicht werden. Die Energie von Elektronen wird mit einer Genauigkeit von  $\sigma/E \simeq 18\%/\sqrt{E}$  nachgewiesen.

Das hochauflösende Kalorimeter umgibt den inneren Wechselwirkungsbereich mit den diversen Spurendektoren und der supraleitenden Hauptspule. Schematisch ist dies aus Abbildung 4.2 zu ersehen. In der in Protonenrichtung vorderen Hemisphäre wird 99.8%, in der hinteren 99.5% des gesamten Raumwinkels durch das Kalorimeter erfaßt. Ausgespart sind lediglich die beiden Eintrittsöffnungen für das Strahlrohr.

Mechanisch unterscheidet man drei Teilbereiche:

- Ein Vorwärtskalorimeter (FCAL), das den Winkelbereich von  $2.2^\circ$  bis  $39.9^\circ$  abdeckt.
- Ein 'Barrel'-Kalorimeter (BCAL), welches für den Bereich zwischen  $36.4^\circ$  und  $130.4^\circ$  zuständig ist.
- Ein Rückwärtskalorimeter (RCAL) im Bereich von  $128.1^\circ$  bis  $176.5^\circ$ .

Auch hier sei zur Veranschaulichung auf Abbildung 4.2 verwiesen. Die Struktur dieser drei Kalorimeterbereiche ist sehr ähnlich. Longitudinal sind sie jeweils in wiederum drei (B/FCAL) oder zwei (RCAL) Bereiche unterteilt:

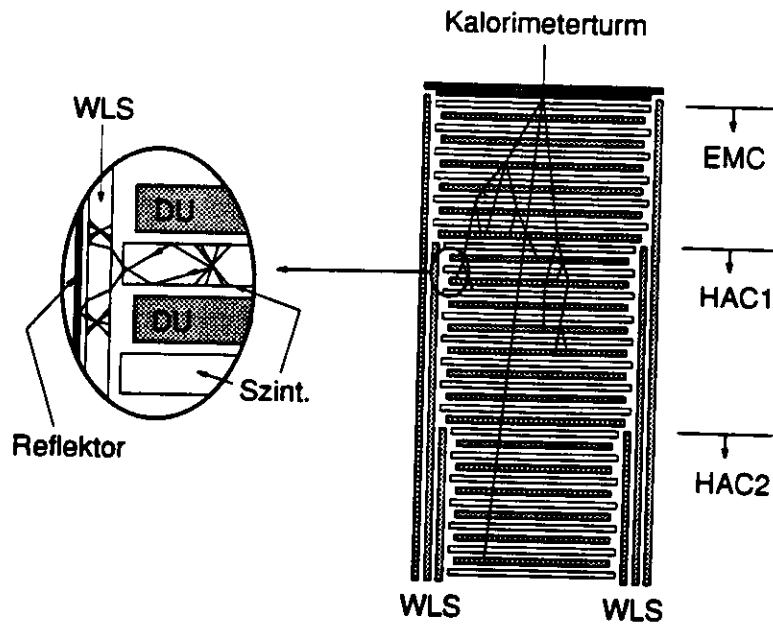


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung eines Kalorimeterturms und seiner Auslese

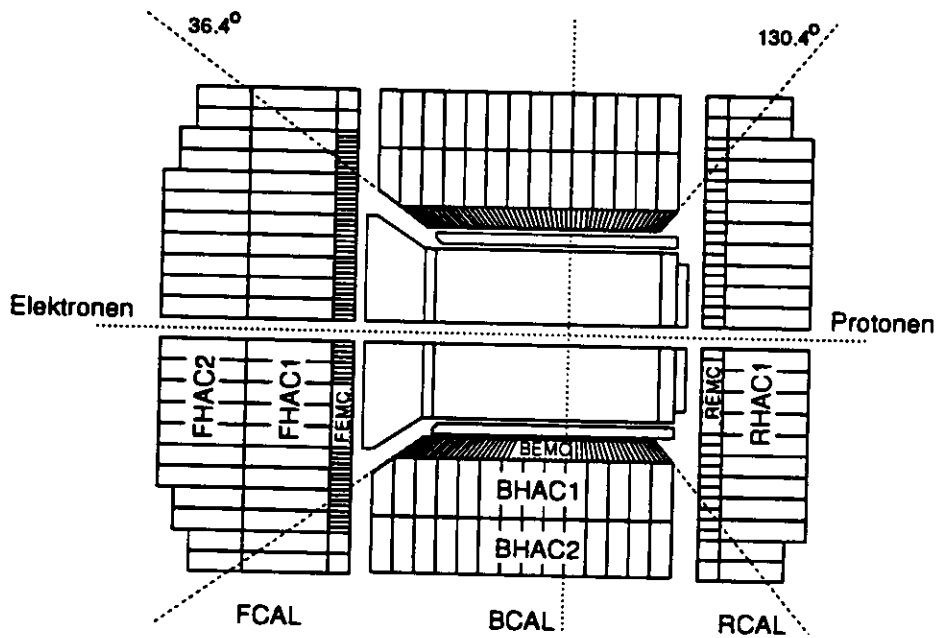


Abbildung 4.2: Schematische Anordnung des hochauflösenden Kalorimeters im ZEUS-Detektor

- Elektromagnetisches Kalorimeter (EMC):

Tiefe des EMC: FCAL: 25 DU-SZI-Lagen:  $\sim 1\lambda$  ( $\sim 25X_0$ )  
 BCAL: 23 DU-SZI-Lagen:  $\sim 1\lambda$  ( $\sim 23X_0$ )  
 RCAL: 25 DU-SZI-Lagen:  $\sim 1\lambda$  ( $\sim 25X_0$ )

- Hadronisches Kalorimeter (HAC):

Tiefe des HAC1: FCAL: 80 DU-SZI-Lagen:  $\sim 3.1\lambda$   
 BCAL: 48 DU-SZI-Lagen:  $\sim 2.1\lambda$   
 RCAL: 80 DU-SZI-Lagen:  $\sim 3.1\lambda$   
 Tiefe des HAC2: FCAL: 80 DU-SZI-Lagen:  $\sim 3.1\lambda$   
 BCAL: 48 DU-SZI-Lagen:  $\sim 2.1\lambda$   
 RCAL: hier existiert keine HAC2-Sektion

Die Auslese des Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters erfolgt nichtprojektiv. Die einzelnen, jeweils 20 cm breiten Module werden in sogenannte 'Türme' der Frontfläche  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  unterteilt. Der elektromagnetische Bereich ist feiner segmentiert und wird als Streifen der Stirnfläche  $5 \times 20 \text{ cm}^2$  (FCAL) und  $10 \times 20 \text{ cm}^2$  (RCAL) ausgelesen. Die dazugehörigen Sektionen des F/RCAL, die vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen vom 'Barrel'-Kalorimeter bedeckt werden, sind ebenso wie die Bereiche des hadronischen Kalorimeters (HAC1/2) in 'Türme' der Größe  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  eingeteilt. Im 'Barrel'-Kalorimeter sind die elektromagnetischen Teilbereiche (BEMC) mit einer Frontfläche von  $5 \times 24 \text{ cm}^2$  projektiv konstruiert, während die hadronischen Sektionen bezüglich  $\theta$  eine nichtprojektive Geometrie aufweisen. In  $\varphi$  ist das gesamte BCAL projektiv aufgebaut.

Durch das Einschweißen des Urans in Stahlfolien der Dicke 0.2 mm (EMC) und 0.4 mm (HAC) ist man in der Lage, die durch die natürliche Radioaktivität im Szintillator deponierte Lichtmenge definiert einzustellen, so daß einerseits noch genügend Licht produziert wird, um das Kalorimeter mit dieser äußerst stabilen Strahlungsquelle kalibrieren zu können und andererseits die Strahlung abgeschirmt wird. Dadurch kann man sowohl die Strahlenbelastung für die Szintillatoren vermindern, als auch die Auflösung des Kalorimeters zusätzlich verbessern, indem das Rauschen durch die DU-Aktivität bei der Aufsummation größerer Kalorimeterbereiche klein gehalten wird.

Zur Verbesserung der Trennung von Elektronen und Hadronen in Jets sind weiterhin zwei (FCAL) bzw. eine (B/RCAL) 15 mm breite Lücke(n) nach der 3. und 6. bzw. nur nach der 3. Uran-Szintillator-Lage vorgesehen, in die  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  große Siliziumdetektoren zur Separation von Elektronen und Hadronen installiert werden, welche die Schauerentwicklung im Kalorimeter messen. Ein Elektronenschauer, der sich sehr viel schneller entwickelt als ein Hadronenschauer, induziert im Silizium ein weitaus größeres Signal. Auf diese Weise ist es sogar möglich, einzelne Elektronen in Hadronjets nachzuweisen.

## 4.2 Das Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter

Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter sind bis auf andere longitudinale Dimensionen<sup>1</sup> fast identisch konstruiert. Das Kalorimeter im Vorwärtsbereich erstreckt sich von  $Z = 221 \text{ cm}$  bis  $Z = 451 \text{ cm}$ , während das Rückwärtskalorimeter den Bereich von  $Z = -146 \text{ cm}$  bis  $Z = -307 \text{ cm}$  einnimmt. Jedes der insgesamt 48 Module hat eine Breite von 20 cm. In der Projektion senkrecht zur Strahlachse bilden die Frontflächen von F/RCAL einen Kreis mit dem Radius 2.30 m, so daß die aktive Höhe des größten Moduls 4.60 m beträgt. Die zentralen Module bestehen, um das Strahlrohr hindurchführen zu

<sup>1</sup>Das FCAL ist um eine hadronische Sektion tiefer als das RCAL.

können, aus zwei mechanisch unabhängigen Hälften, die jeweils am Nachbarmodul montiert werden. In Abbildung 4.3 ist die Sicht auf das Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter vom Wechselwirkungspunkt aus zu erkennen.

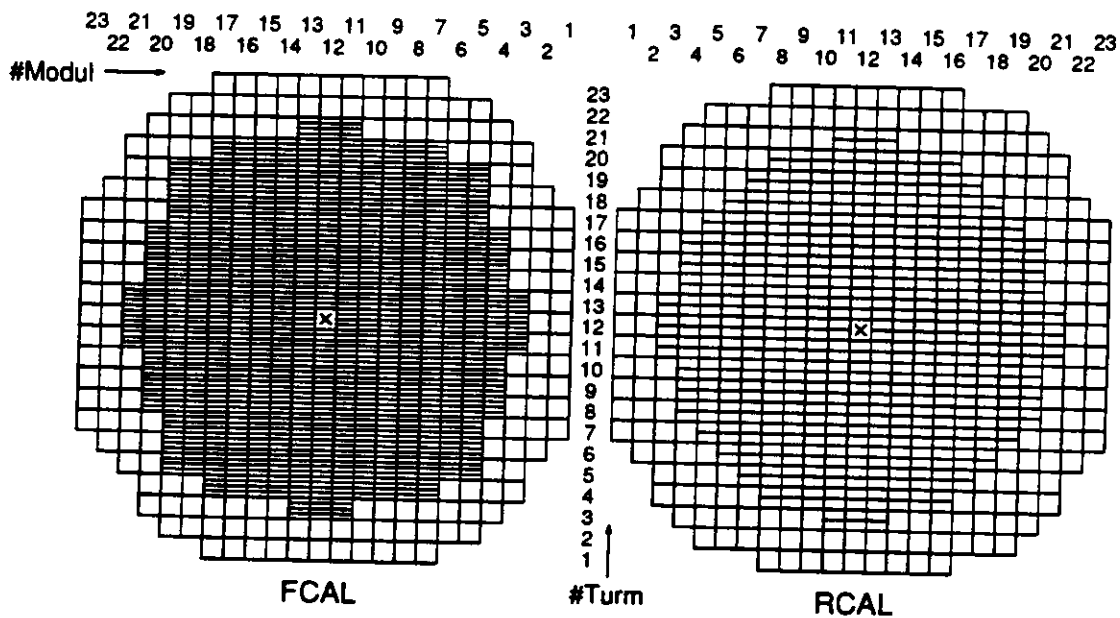


Abbildung 4.3: Blick auf die Frontfläche der F/RCAL-Module

Die Tiefe der einzelnen Module nimmt seitlich ab. Während das Vorwärtskalorimeter ein Tiefenprofil von  $7.1\lambda_0$ ,  $6.4\lambda_0$  und  $5.6\lambda_0$  aufweist, hat das Kalorimeter im rückwärtigen Bereich eine Dicke von  $4.0\lambda_0$  und  $3.3\lambda_0$ .

In Abbildung 4.4 sieht man die dreidimensionale Ansicht eines Moduls des Vorwärtskalorimeters. Im einzelnen besteht ein solches Modul aus folgenden Komponenten:

- Ein 4.76 m langes Stahl-T-Profil, welches einerseits die Stabilität des Moduls gewährleistet und andererseits die Photomultiplier, sowie ihre magnetische Abschirmungen und die erste Ausleseelektronik beherbergt.
- Zwei Stahl-C-Profile der Länge 2.30 m, die an den Enden des T-Profils angeschraubt werden und an denen die Uranabsorberplatten befestigt sind. Hier ist außerdem sowohl die Elektronik und das Verteilungssystem für die HES-Detektoren, als auch die  $\text{Co}^{60}$ -Quellen zur Kalibration, das Lichtleitersystem und diverse Kühlsysteme installiert.
- Eine 15 mm dicke Aluminiumfrontplatte.
- Die in Stahlfolie eingeschweißten Absorberplatten aus angereichertem Uran mit Edelstahlendstücken.
- Szintillatoren, welche die nichtprojektiven 'Türme' von  $5 \times 20 \text{ cm}^2$  (EMC) und  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  (HAC0, HAC1 und HAC2) bilden.
- Abstandsstücke zwischen den DU-Platten, die verhindern, daß auf die Szintillatoren mechanische Kräfte ausgeübt werden, welche die Totalreflektion zerstören würden. Die Stücke haben die Größe  $5 \times 6 \text{ mm}^2$  im elektromagnetischen Bereich, sowie  $5 \times 10 \text{ mm}^2$  im hadronischen Teil des Kalorimeters und sind alle 20 cm an den Ecken der hadronischen Sektionen positioniert.
- Spezielle Lücken im vorderen Teil des Kalorimeters, in denen die Siliziumdetektoren zur Hadron-Elektron-Separation (HES) untergebracht werden.

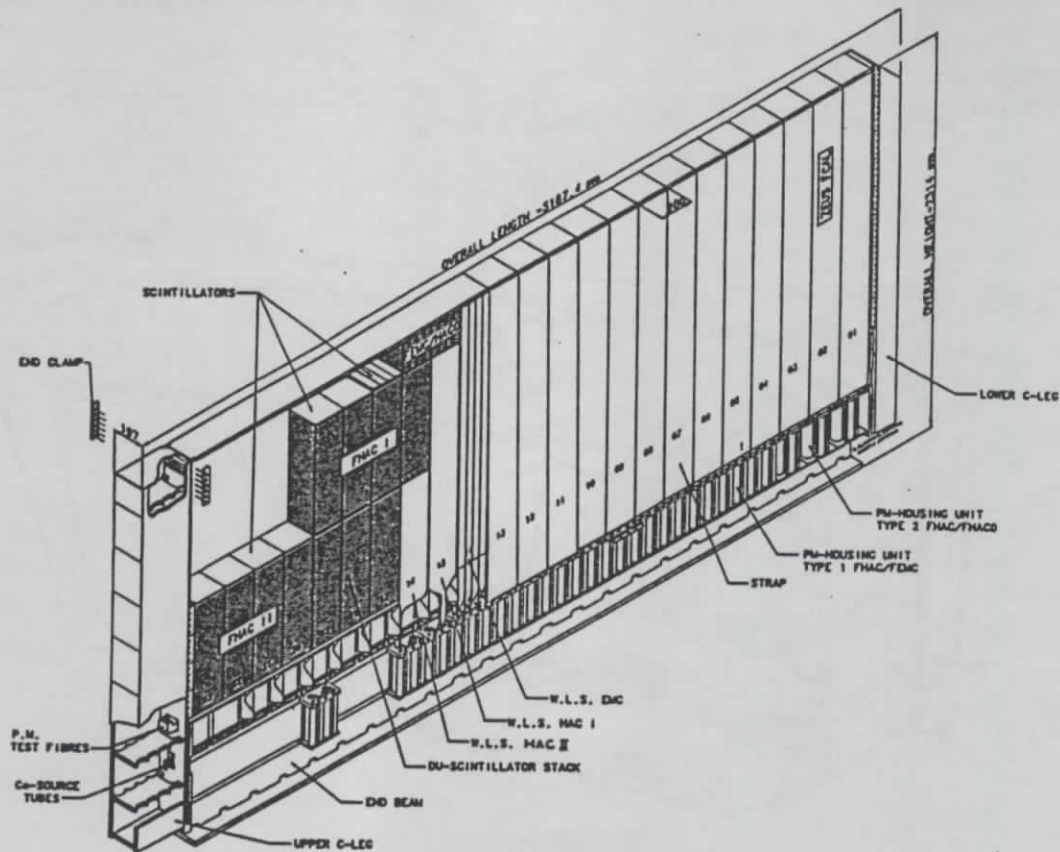


Abbildung 4.4: 3-dimensionale Ansicht eines FCAL-Moduls

- Lichtleiter von 2 mm Dicke, welche mit einer Wellenlängenschiebersubstanz dotiert sind, die an beiden Seiten des Moduls angebracht sind und das in den Szintillatoren produzierte Licht auf die im T-Profil untergebrachten Photomultiplier leiten. Separate Lichtleiter lesen EMC/HAC0-, HAC1- und HAC2-Bereiche aus.
- Edelstahlspannbänder, mit denen die Uranplatten, deren Abstandsstücke und die Aluminiumfrontplatten zu einer mechanischen Einheit zusammengehalten werden.

Der Zusammenbau der F/RCAL-Kalorimetermodule erfolgte bei NIKHEF-H in Amsterdam/Holland und bei der University of York in Toronto/Kanada.

### 4.3 Das 'Barrel'-Kalorimeter

Zylinderförmig um die Strahlachse sind als 'Barrel'-Kalorimeter 32 identische Module angebracht. Pro Modul wird ein azimuthaler Winkel von  $11.25^\circ$  erfaßt. Zusammen bilden sie einen Hohlzylinder mit einem Innen- bzw. Außenradius von 1.22 m bzw. 2.29 m. Sie sind im Bereich von  $Z = +205$  cm bis  $Z = -125$  cm angeordnet, was von der Strahlachse aus gesehen einem Winkelbereich von  $36.7^\circ$  bis  $129.1^\circ$  entspricht. Ihre Symmetrieachsen sind um  $2.5^\circ$  gegenüber der Verbindungslinie durch den Wechselwirkungspunkt verdreht, um projektive Modulgrenzen zu vermeiden. Die einzelnen Komponenten entsprechen im wesentlichen denen des Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters. Hinzu kommt jeweils eine Separationsplatte aus Metall der Dicke  $1 X_0$ , die zwischen EMC und HAC1, sowie zwischen HAC1 und HAC2 eingebaut wird, um eine weitere Stabilisierung des einzelnen

Moduls zu erreichen.

Die Gesamttiefe der BCAL-Module beträgt einheitlich  $5.3\lambda_0$ .

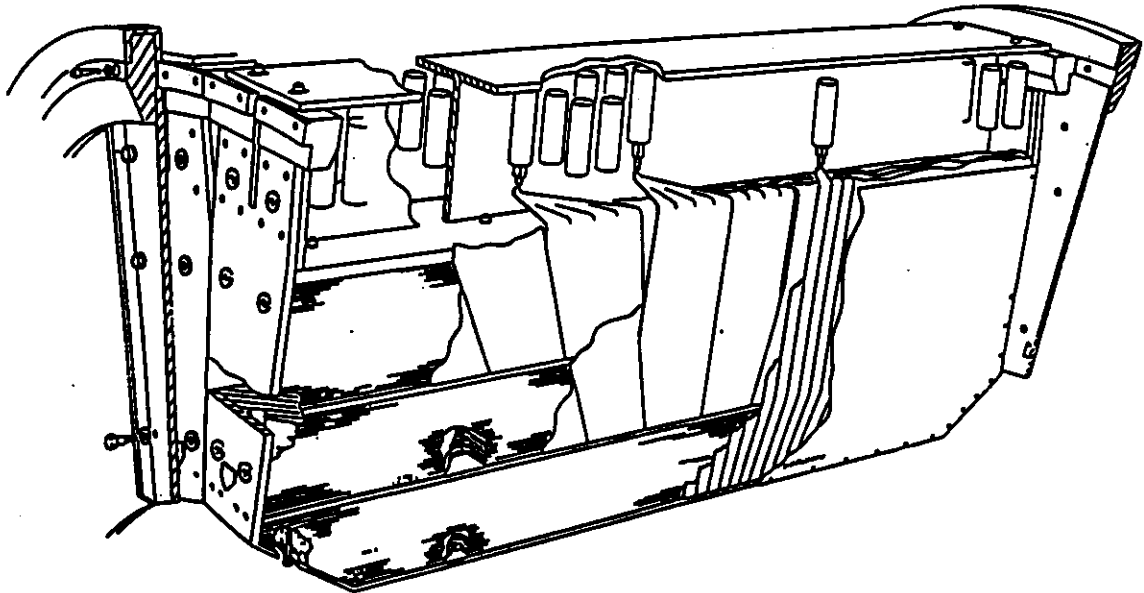


Abbildung 4.5: 3-dimensionale Ansicht eines BCAL-Moduls

Abbildung 4.5 zeigt eine Skizze eines BCAL-Moduls. Der elektromagnetische Teil baut sich aus projektiven Türmen auf, welche eine Frontfläche von  $5 \times 24 \text{ cm}^2$  aufweisen. Die hadronischen Sektionen allerdings sind bezüglich  $\theta$  nicht projektiv angeordnet. Abgesehen vom Ende eines Moduls folgt auf 4 EMC-Streifen jeweils ein hadronischer Turm. Die Auslese des in den Szintillatorschichten produzierten Lichtes erfolgt auch hier durch Lichtleiter, die mit einem Wellenlängenschieber dotiert und an beiden Seiten eines Moduls montiert sind, sowie mit Photomultipliern.

Um das Modul zu einer mechanischen Einheit zusammenzuhalten, befindet sich am hinteren Ende ein T-Profil, welches ebenfalls die Photomultiplier und deren Abschirmungen gegen das Magnetfeld der Hauptspule unterbringt. Mit Edelstahlbändern, die eine Aluminiumfrontplatte der Dicke 1 cm und den Uran-Szintillator-Stapel zusammenpressen, bildet das Modul eine Einheit.

#### 4.4 Die optische Auslese

Durch detaillierte Untersuchungen konnte gezeigt werden [ZEUS], daß durch spezielle Wahl des Szintillator- und Lichtleitermaterials folgende Anforderungen an die optische Auslese des ZEUS-Kalorimeters erfüllt werden können:

- Uniformität der Kalorimeterantwort bezüglich Variation des Eintrittsortes von Teilchen in die Frontfläche eines Turmes von  $\pm 2\%$ .
- Uniformität der Kalorimeterantwort über die gesamte Tiefe von  $\pm 2\%$ .
- Produktion von mehr als 2 Photoelektronen pro Szintillatorlage für ein minimal ionisierendes Teilchen.



Als Detektormaterial für das hochauflösende Kalorimeter wird der Szintillator SCSN38 verwendet, der als Basismaterial aus einem 'Crosslinked Polystyren' (CPS) besteht, welches mit zwei 'Wellenlängenschieber'-Materialien dotiert ist: Butyl-PBD (1%) und BDB (0.02%). Ähnlich wie andere aromatische Szintillatoren hat auch SCSN38 hervorragende Eigenschaften bezüglich Alterung und Strahlenresistenz bei gleichzeitig hoher Lichtausbeute.

Als Wellenlängenschiebermaterial und Lichtleiter wurden 2 mm dicke Schichten von Polymethyl-Metacrylat (PMMA) eingesetzt, welche mit dem fluoreszierenden Farbstoff Y7 und einem UV-Absorber dotiert werden, der Wellenlängen unter 360 nm absorbiert.

Im F/RCAL wird den EMC-Wellenlängenschiebern (WLS) Y7 mit einer Konzentration von 45 ppm, den HAC-WLS mit 30 ppm zugesetzt.

Um Klebestellen im Lichtleitermaterial zu vermeiden, wurden Wellenlängenschieber und Lichtleiter aus einem Stück gefertigt. Die Konzentration des Farbstoffes Y7 im PMMA durfte also nicht zu hoch eingestellt werden, da eine möglichst gute Leitung des Lichtes von den Szintillatoren zu den Photomultipliern erreicht werden soll. Gleichzeitig mußte sie allerdings hoch genug gewählt werden, so daß eine gute Lichtausbeute bei der Einkopplung des Lichtes vom Szintillator in den Wellenlängenschieber gewährleistet wird.

Eine Uniformität des Kalorimeters von besser als 5% konnte erreicht werden, indem sowohl die Szintillatoren als auch die Wellenlängenschieber in reflektierende Materialien eingekleidet wurden, die mit einem Ausgleichsmuster versehen sind. Auf diese Art und Weise wird an den schwarz bedruckten Stellen Licht, welches aus den Szintillatoren/WLS herausgestreut wird, nicht wieder in das aktive Material zurückreflektiert. So wird die Lichtausbeute ortsabhängig um einige Prozent variiert und durch Auswahl bestimmter Muster gezielt eingestellt [ZEUS].

Zum Nachweis des Lichtes werden für BCAL, RCAL und die hadronischen Sektionen des FCAL Photomultiplier des Typs Hamamatsu R-580 verwendet, der elektromagnetische Teil des FCAL wird mit Röhren des Typs Valvo XP-1911 ausgestattet. Insgesamt benötigt man im ZEUS-Kalorimeter rund 12 000 Photomultiplier.

Die Spannungsversorgung der Photoröhren wird mit Cockcroft-Walton-Generatoren sichergestellt, welche mit den Photomultipliern eine mechanische Einheit bilden.

## 4.5 Die Ausleseelektronik

Aufgrund der speziellen Bedingungen bei HERA muß die Ausleseelektronik des ZEUS-Kalorimeters folgende Anforderungen erfüllen:

- Abdeckung des gesamten Energiebereichs bis zum kinematischen Limit von 820 GeV.
- Präzise Vermessung von minimal ionisierenden Teilchen, die im EMC eine Energie von etwa 300 MeV deponieren.
- Zwischenspeicherung der Kalorimeterinformationen bis zur Entscheidung der ersten Triggerebene bei einer 'Bunch-Crossing'-Zeit von 96 ns ohne Totzeit.
- Kalibration des Kalorimeters mit Hilfe des Signals, welches aufgrund der natürlichen Radioaktivität des Urans in den Szintillatoren entsteht mit einer Präzision von besser als 1%.
- Messung der Ankunftszeit eines einzelnen Pulses mit einer Genauigkeit im Bereich einer Nanosekunde.

- Bereitstellung von Informationen für die erste Triggerebene, die in den ersten  $5 \mu\text{s}$  nach Kreuzung der Teilchenpakete ihre Triggerentscheidung fällt, sowie für die höheren Triggerebenen.

Aufgrund dieser Ansprüche wurde für das sogenannte 'Shaping-Sampling'-Schema entschieden. Es sieht vor, das mehrfach differenzierte und integrierte Photomultiplier-Signal regelmäßig abzutasten, um anschließend aus den so gewonnenen Stichproben die Ladung und Ankunftszeit des PM-Pulses zu rekonstruieren. Um der ersten Triggerebene genügend Zeit für die Entscheidung zu lassen, werden die Stichproben durch eine etwa  $5 \mu\text{s}$  lange Verzögerungsleitung geschleust, bevor sie je nach Triggerentscheidung entweder verworfen oder weiterverarbeitet werden.

Eine detaillierte Beschreibung der für das Kalorimeter verwendeten Ausleseelektronik erfolgt im Rahmen der Beschreibung des Teststandes für kosmische Myonen (siehe Abschnitt 6.4), da dort ein vollständiger Satz der Elektronik verwendet wurde, die auch im ZEUS-Detektor zum Einsatz kommt. Die vorgesehenen Rekonstruktions- und Kalibrationsmechanismen sind in Kapitel 8 ausführlich beschrieben.

## 4.6 Die Kalibration des Kalorimeters

Neben einer guten Energieauflösung ist für das ZEUS-Kalorimeter zur Minimierung der systematischen Fehler bei der Bestimmung der kinematischen Variablen eine präzise absolute Energiekalibration wichtig. Darüber hinaus kommt es hierbei auf die Interkalibration der verschiedenen Zellen eines Sektionstyps<sup>2</sup> und der Sektionstypen untereinander an. Im folgenden sollen die Methoden vorgestellt werden, die entwickelt und angewendet wurden, um eine erforderliche Genauigkeit der relativen und absoluten Kalibration des Kalorimeters von etwa 1% zu ermöglichen. Aus praktischen Gründen wird im folgenden zwischen relativer und absoluter Kalibration unterschieden. Während mit relativer Kalibration die Interkalibration der verschiedenen Sektionen und Sektionstypen bezeichnet wird, ist mit absoluter Kalibration die Festlegung der absoluten Energieskala gemeint.

### Qualitätskontrolle beim Bau

Beim Bau der Kalorimetermodule wurden strenge Qualitätsmaßstäbe angelegt. So wurde beispielsweise die Dicke der DU-Platten, der Edelstahlfolie zur Kapselung und der Szintillatorstücke vor der Montage gemessen und die verwendeten Bauteile so sortiert, daß pro Sektion ungefähr gleiche Materialstärken Verwendung fanden. Während in Abbildung 4.6 dieser Sachverhalt für die DU-Platten dargestellt ist, zeigt Abbildung 4.7 die Dicken der Szintillatorstücke für FEMC- und FHAC1-Sektionen. Links ist jeweils die Dickenverteilung der einzelnen Lagen zu erkennen, rechts sieht man die Abweichung der Gesamtdicke des Materials vom Sollwert für einzelne Sektionen. Die Dicke der Edelstahlhülle für die Uranplatten entspricht mit einer Genauigkeit von  $\pm 10 \mu\text{m}$  dem Nominalwert von  $0.2 \text{ mm}$  (EMC) und  $0.4 \text{ mm}$  (HAC).

Eine gute optische Uniformität der Auslese wurde dadurch erreicht, daß auf den Reflektoren, in welche die optischen Bauteile eingewickelt waren, Korrekturmuster aufgedruckt wurden. Während für die Szintillatoren ein globales Muster für alle Stücke eines Sektionstyps Verwendung fand, wurde für jeden Wellenlängenschieber ein individuelles Korrekturmuster erstellt. Auf diese Weise konnte eine Uniformität des Lichttransportsystems von besser als 5% erreicht werden [ZEUS].

<sup>2</sup>Als Sektionstypen werden im folgenden die verschiedenen longitudinalen Kalorimeterbereiche EMC/HAC0, HAC1 und HAC2 bezeichnet.

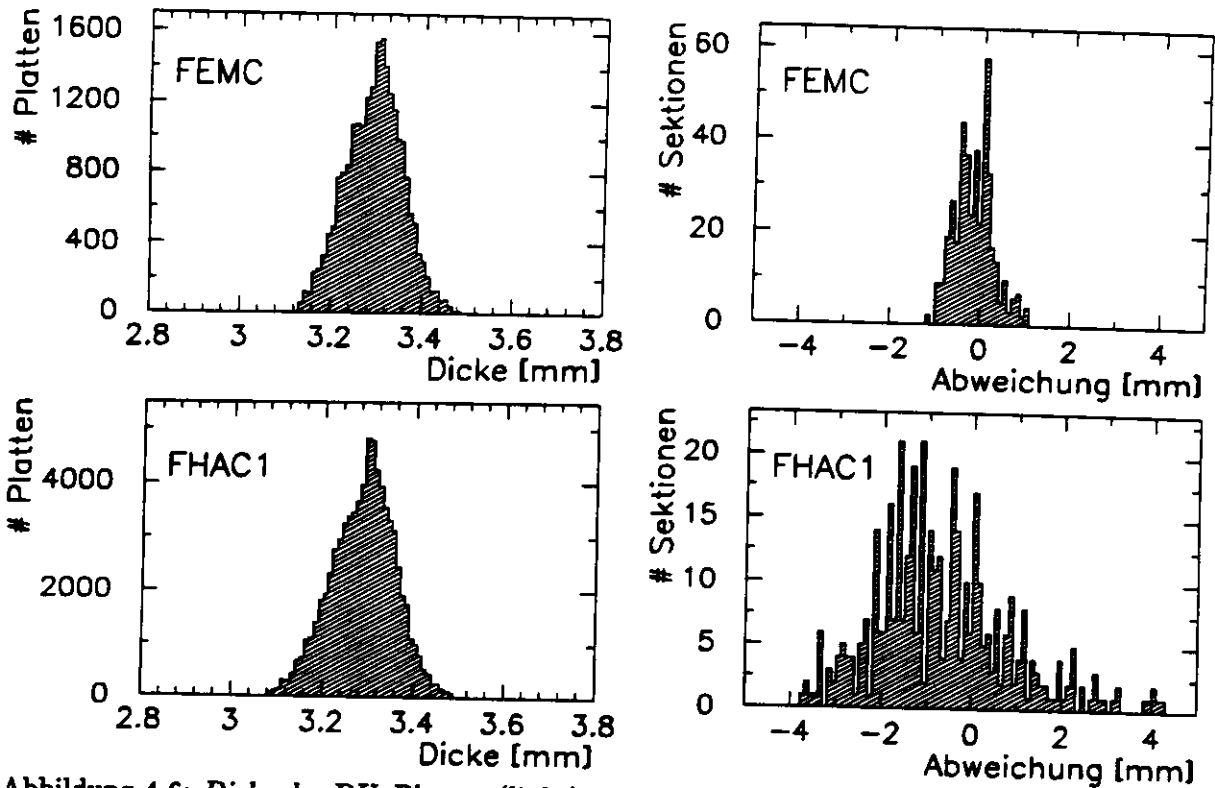


Abbildung 4.6: Dicke der DU-Platten (links) und Abweichung der Gesamtdicke einer Sektion vom Nominalwert (rechts) für FEMC und FHAC1

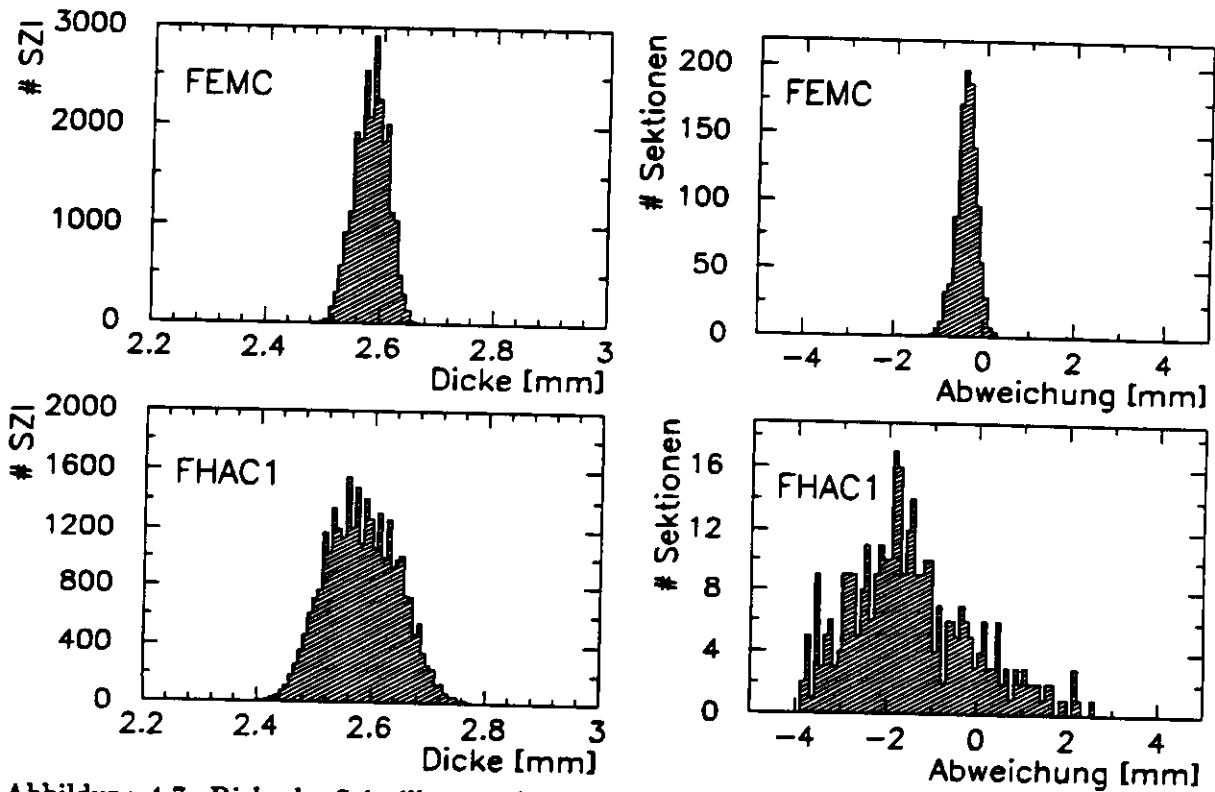


Abbildung 4.7: Dicke der Szintillatoren (links) und Abweichung der Gesamtdicke einer Sektion vom Nominalwert (rechts) für FEMC und FHAC1

Vor ihrer Installation in die Module wurden die Eigenschaften aller Photomultiplier geprüft. Die Testmessungen wurden in einer realistischen Umgebung bei nominaler Verstärkung der Röhren für Anodenströme zwischen  $0.1 \mu\text{A}$  und  $10 \mu\text{A}$  durchgeführt. Die von den Photomultipliern geforderten Eigenschaften sind eine gute Stabilität der Verstärkung, eine gute Linearität der Antwort über den gesamten dynamischen Bereich und ein kleiner Dunkelstrom. Als Lichtquellen wurden sowohl LEDs, als auch eine Wolframlampe, ein Laser und eine Xenon-Lampe verwendet, welche im Puls- oder Dauerbetrieb angesteuert werden konnten. Als Auswahlkriterien wurden folgende Bedingungen herangezogen:

- Eine Quanteneffizienz von größer als 12% bei einer Wellenlänge von 520 nm.
- Ein Dunkelstrom von kleiner als 1 nA für EMC-Photomultiplier (XP1911) und 3 nA für HAC-Röhren (R580) bei einer Verstärkung von  $5 \cdot 10^5$ .
- Eine Linearität von besser als 2% bis zu Ladungen von 2000 pC, was bei Pulsen mit einer Breite von 20 ns einem Spitzenstrom von etwa 100 mA entspricht.
- Eine Stabilität der Antwort des Photomultipliers von kleiner als 1% bis zu 1 s, 3% bis zu 4 h und 5% für Anodenstromänderungen von  $0.1 \mu\text{A}$  nach  $10 \mu\text{A}$ .

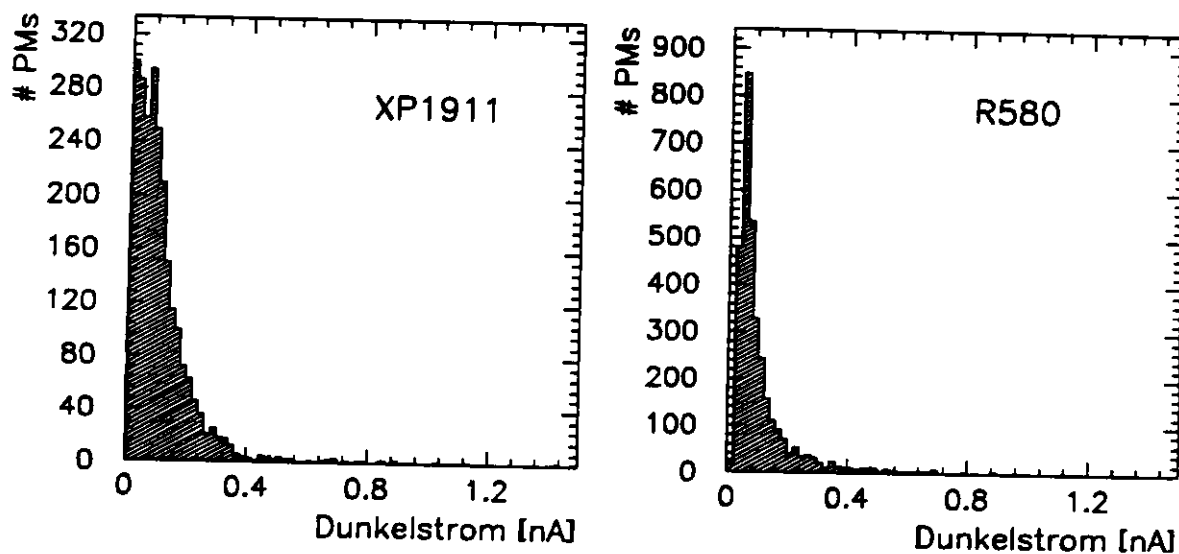


Abbildung 4.8: Dunkelströme für Photomultiplier des Typs XP1911 (links) und R580 (rechts)

Speziell kritisch bei der Auswahl war die Bedingung an den Dunkelstrom. Abbildung 4.8 zeigt typische Verteilungen für die beiden verwendeten PM-Typen. Nach den Testmessungen wurden die Photoröhren darüber hinaus so sortiert, daß die PMs mit der besten Stabilität der Verstärkung als Funktion des Anodenstroms sowie Linearität in Sektionen nahe des Strahlrohrs installiert wurden.

### Uniformitätsmessungen mit radioaktiven Präparaten

Um mechanische Fehler, die beim Zusammenbau der Module aufgetreten waren, erkennen zu können, wurden Messungen mit einer punktförmigen  $^{60}\text{Co}$ -Quelle durchgeführt, die parallel zu den Wellenlängenschiebern entlang eines DU-SZI-Stapels gezogen wurde. Die Quelle war etwa 1 mm lang, hatte einen Durchmesser von 0.7 mm und war am Ende einer Klaviersaite angebracht, die in Kupferferröhren bewegt werden konnte, welche in den Modulen zwischen den Wellenlängenschiebern installiert sind. Abhängig davon, ob sich die Quelle gerade neben einer DU- oder SZI-Schicht befindet,

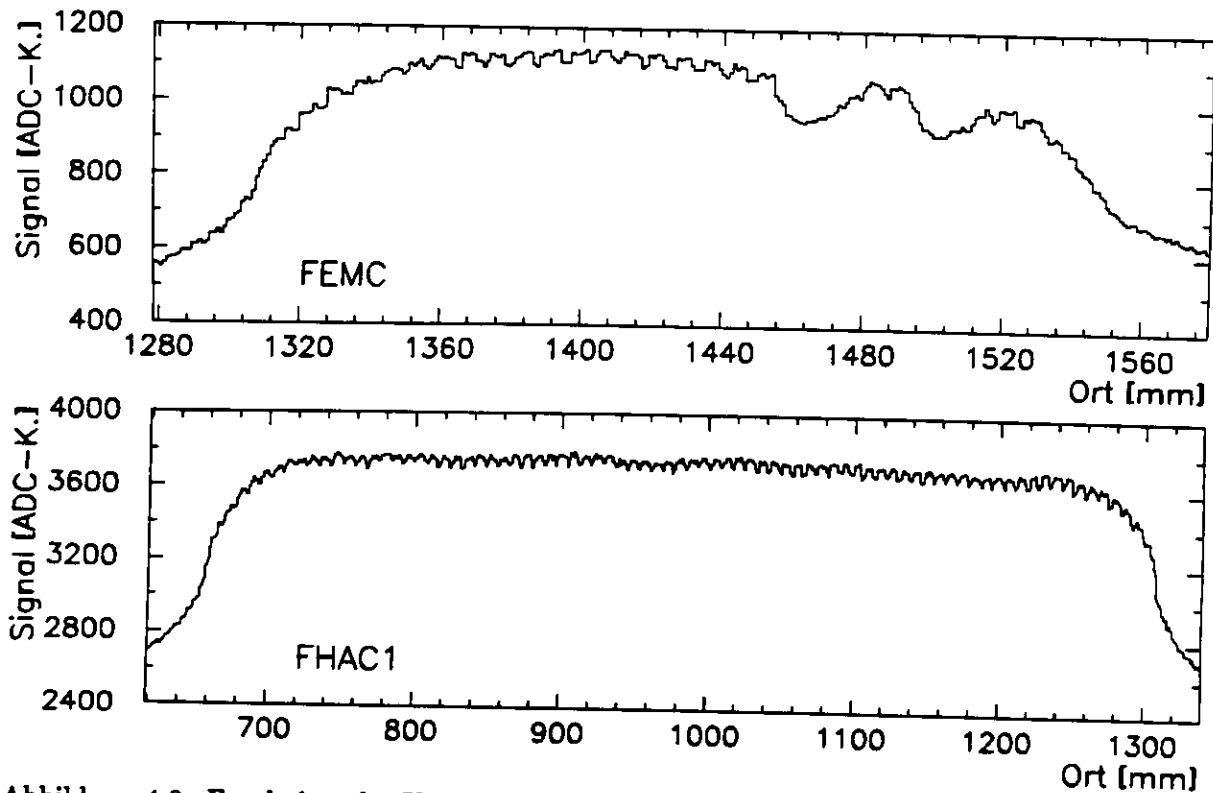


Abbildung 4.9: Ergebnisse der Untersuchung einer FEMC/FHAC1-Sektion mit  $^{60}\text{Co}$ -Quellen

wird mehr oder weniger Signal in den Szintillatoren deponiert. Auf diese Weise kann direkt eine Kontrolle der longitudinalen Uniformität einer Sektion durchgeführt und Baufehler nachträglich erkannt werden, um sie vor dem Einbau der Module in den Detektor beheben zu können. Typische Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 4.9 für eine FEMC- bzw. FHAC1-Sektion zu sehen [KRE92]. Man erkennt hier nicht nur Lage und Antwort der einzelnen Szintillatorschichten, sondern in der FEMC-Sektion auch die Lücken für die HES-Dioden. Für detailliertere Informationen sei auf [BEH92] verwiesen.

### Kalibration der Ausleseelektronik

Die Anforderungen an die Ausleseelektronik des Kalorimeters werden durch die durch den HERA-Speicherring vorgegebenen Bedingungen festgelegt. Um der ersten Triggerstufe Zeit für ihre Entscheidung zu geben, muß eine analoge Speicherung der Daten erfolgen. Durch die Kinematik der  $e-p$ -Kollisionen werden Energien pro Auslesekanal von bis zu 400 GeV erwartet, andererseits muß auch die Energie von minimal ionisierenden Teilchen gemessen werden, was einen dynamischen Bereich von etwa 17 Bit notwendig macht. Weiterhin soll das Rauschen der Elektronik kleiner sein als das anderer Quellen, wie zum Beispiel das des Uransignals, und eine präzise Messung der Ankunftszeit des Photomultipliersignals erfolgen.

Um diese Anforderungen erfüllen zu können, müssen an den Rohdaten verschiedene Korrekturen durchgeführt werden. Ihre ausführliche Beschreibung und die Vorstellung der Prozeduren zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten werden in Kapitel 8 beschrieben.

## Kalibration mit dem Uransignal

Als Absorbermaterial im Kalorimeter wird abgereichertes Uran verwendet. Die Halbwertszeit von  $^{238}\text{U}$  beträgt  $4.5 \cdot 10^9$  Jahre, so daß eine kontinuierliche und extrem stabile Energiedeposition hauptsächlich durch  $\alpha$ -Teilchen, Elektronen und  $\gamma$ -Quanten aus Zerfallsreaktionen des Urans und seiner Tochterprodukte gewährleistet ist und dieses Signal zu Kalibrationszwecken verwendet werden kann. Nimmt man eine Urandichte von  $19 \text{ g/cm}^3$  an, so erwartet man  $3.5 \cdot 10^4$  Zerfälle pro  $\text{cm}^2$  und Sekunde, was in der kleinsten Kalorimetersektion (FEMC) einem Zerfall alle 10 ns entspricht. Um daraus ein für die Kalibration brauchbares Signal zu erhalten, ist im Auslesesystem eine Integratorschaltung mit einer Zeitkonstante von 20 ms vorgesehen. Mit dem so ermittelten UNO-Strom<sup>3</sup> kann nicht nur eine Kontrolle der Photomultiplerverstärkung durchgeführt, sondern auch die Interkalibration von Kalorimetersektionen untereinander und in verschiedenen Sektionstypen sichergestellt werden. Darüber hinaus hat man die Möglichkeit, die UNO-Messungen als Referenz zu verwenden, um die absolute Energieeichung von Testmessungen in Teilchenstrahlen auf die Bedingungen im ZEUS-Detektor übertragen zu können. Eine ausführliche Diskussion der Stabilität dieses Kalibrationsmechanismus erfolgt im weiteren Verlauf dieses Kapitels und in Kapitel 7.

## Teststrahlungsmessungen am FCAL-Prototypen

Zur experimentellen Bestimmung der Eigenschaften des ZEUS-Kalorimeters wurden Prototypmodule gebaut, die im Teilchenstrahl ausgiebigen Tests unterzogen wurden. Ihre Konstruktion war der des endgültigen Kalorimeters ähnlich, als Ausleseelektronik wurde allerdings zunächst konventionelle ADC-Elektronik und später Prototypen der ZEUS-Kalorimerelektronik verwendet, bei der für die analoge Speicherung CCD-Bausteine zum Einsatz kamen [CAL89b]. Durch den Einschuss von Protonen, Pionen, Elektronen und Myonen in einem Impulsbereich von  $0.5 \text{ GeV}/c$  bis  $100.0 \text{ GeV}/c$  am CERN PS und SPS wurden folgende Untersuchungen durchgeführt:

- Messung einer Linearität der Teilchenantwort von besser als 1% für Elektronen im getesteten Energiebereich und für Hadronen oberhalb einer Energie von etwa 3 GeV.
- Bestimmung einer Energieauflösung für einzelne Teilchen von  $18.0\%/\sqrt{E}$  ( $E$  in GeV) für Elektronen und  $35.0\%/\sqrt{E}$  für Hadronen mit Verbesserungen zu kleineren Teilchenenergien hin. In Abbildung 4.10 ist eine Zusammenfassung dieser Ergebnisse zu erkennen. Aufgetragen ist die Energieauflösung in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Teilchen [AND90, BEH90, FÜR90].
- Die Messung des  $e/h$ -Verhältnisses. Es ergibt sich Kompensation, also ein Wert von  $1.00 \pm 0.01$  für kinetische Energien größer als etwa 3 GeV und eine Abnahme auf  $e/mip=0.62$  (siehe Kapitel 5) zu kleinen Energien hin. Die Ergebnisse der Testmessungen sind in Abbildung 4.11 ebenfalls in Abhängigkeit der kinetischen Energie dargestellt [AND90, BEH90, FÜR90]. Bemerkenswert ist, daß Protonen und Pionen ein gleiches Verhalten zeigen, vorausgesetzt, man betrachtet die relevanten Größen abhängig von der kinetischen Energie der Teilchen.
- Ein weiterer wichtiger Punkt war die Messung der Signalreduktion durch Material vor dem Kalorimeter, wie man es im ZEUS-Detektor vorfindet. Abbildung 4.12 zeigt die Verringerung des Signals im Vergleich zu Messungen ohne Material vor dem Kalorimeter für Hadronen, Elektronen und verschiedene Materialdicken gemessen in Strahlungslängen ( $X_0$ ) abhängig von der Einschussenergie der Teilchen. Diese Ergebnisse können bei der Analyse der ZEUS-Daten dazu verwendet werden, mit der Kenntnis des Materials vor dem Kalorimeter eine Korrektur der gemessenen Energie vorzunehmen.

<sup>3</sup>UNO: Uranium NOise: Uranrauschen

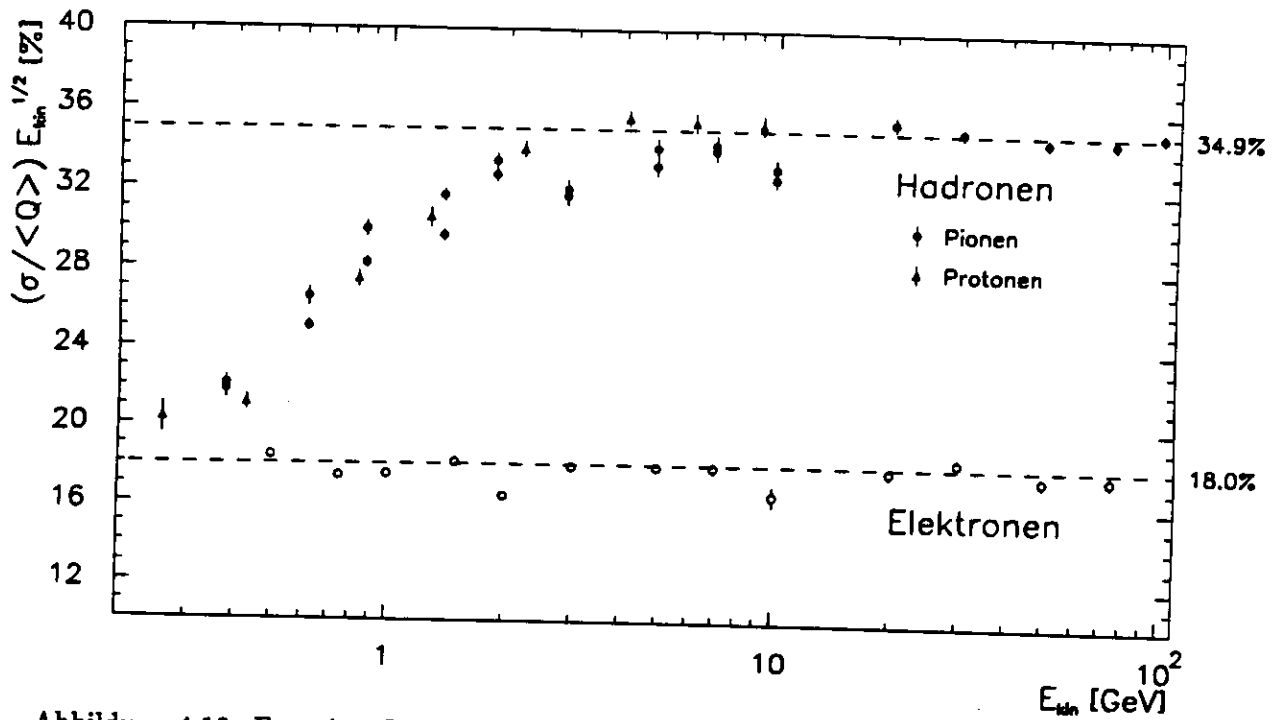


Abbildung 4.10: Energieauflösung des Prototypkalorimeters für Elektronen und Hadronen abhängig von der kinetischen Energie. Die Meßpunkte für Hadronen sind die Ergebnisse von Untersuchungen mit Protonen und Pionen beider Polarität.

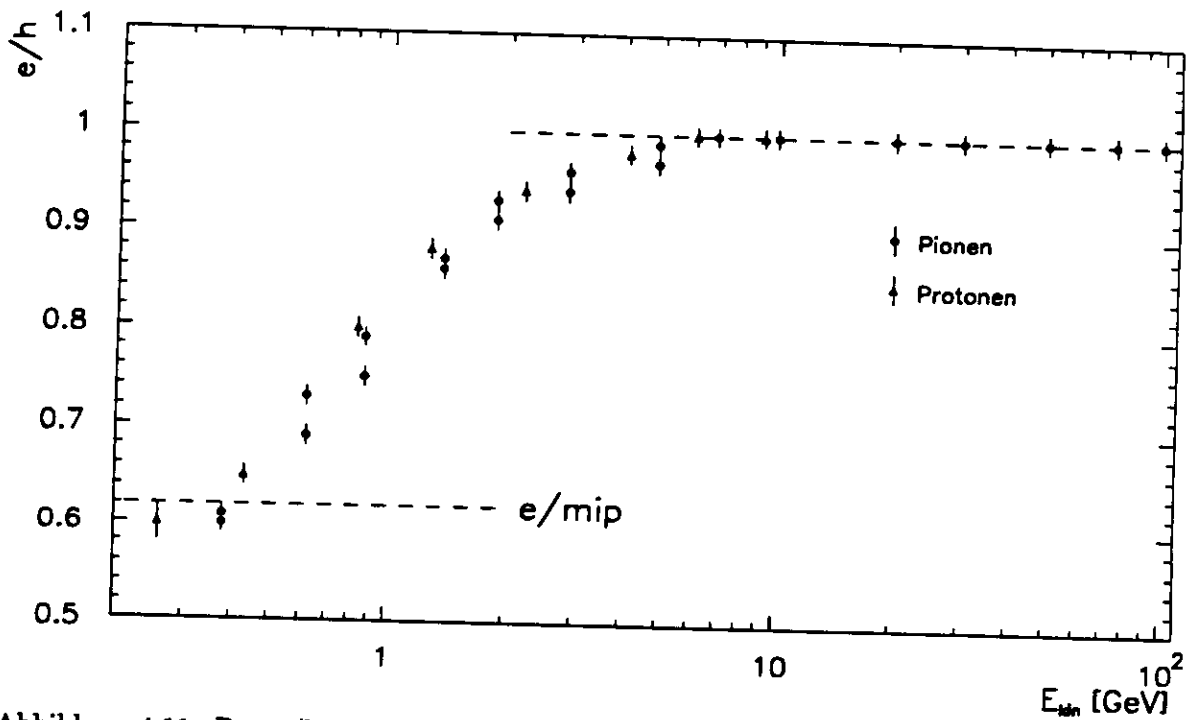


Abbildung 4.11: Das  $e/h$ -Verhältnis des Prototypkalorimeters für Elektronen und Hadronen abhängig von der kinetischen Energie. Die Meßpunkte sind die Ergebnisse von Untersuchungen mit Protonen und Pionen beider Polarität.

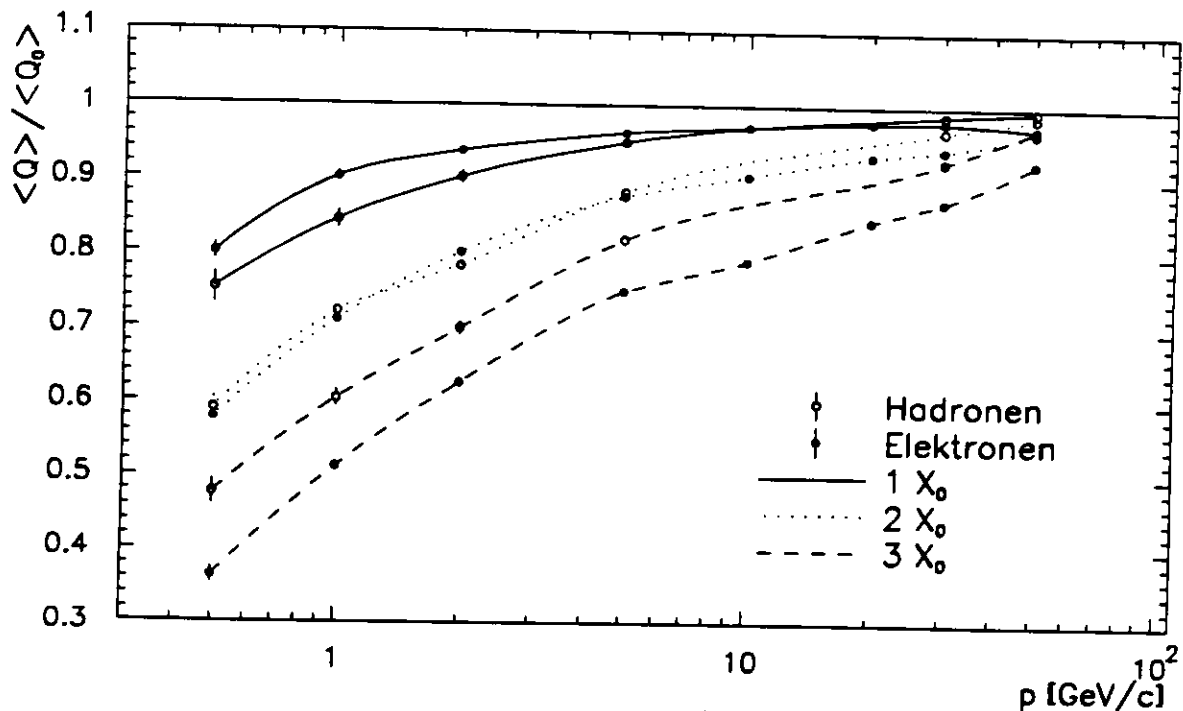


Abbildung 4.12: Das Verhalten des Prototypkalorimeters mit totem Material vor dem Detektor. Dargestellt ist die Reduktion des mittleren Signals abhängig vom Teilchenimpuls sowohl für Elektronen und Hadronen, als auch für verschiedene Materialdicken.

- Die Bestimmung der Interkalibration des elektromagnetischen und hadronischen Teils des Kalorimeters.
- Das Studium der Schauerprofile in longitudinaler und transversaler Richtung und der Vergleich mit Monte-Carlo Simulationen.
- Die Ermittlung der Zeitauflösung für die Messung der Ankunftszeit der Teilchensignale. Es ergaben sich Resultate von 1.3 ns für Elektronen und 1.9 ns für Pionen bei einer Energie von 1 GeV, sowie 0.7 ns für Elektronen und 1.0 ns für Pionen bei 10 GeV.
- Messung der Energie, die aus dem hochauflösenden Kalorimeter nach hinten herausleckt und dann im BAC nachgewiesen werden kann.

Mit Hilfe der Testexperimente war es ferner möglich, das Verhältnis aus der Antwort einer Kalorimetersektion auf Teilchen und dem Uransignal zu messen. Es ließ sich nachweisen, daß das UNO-Signal mit einer Genauigkeit von unter 1% (HAC) und 2.5% (EMC) die Antwort einer Kalorimetersektion voraussagt.

Weiterhin konnten in einer realistischen Umgebung Prototypen der Ausleseelektronik für das ZEUS-Kalorimeter getestet, sowie Rekonstruktions- und Kalibrationsverfahren entwickelt werden. Es war möglich, experimentell die Stabilität der einzelnen Korrekturen zu ermitteln und Prozeduren für notwendige Kalibrationsmessungen festzulegen.

Nicht-Uniformitäten an Modul-Modul- bzw. Turm-Turm-Übergängen wurden in ausführlichen Testreihen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Teilchen ermittelt und optimiert.

Eine ausführliche Beschreibung der Testmessungen sowie die Diskussion der Ergebnisse findet sich in [BEH90, AND90, CRI89a].



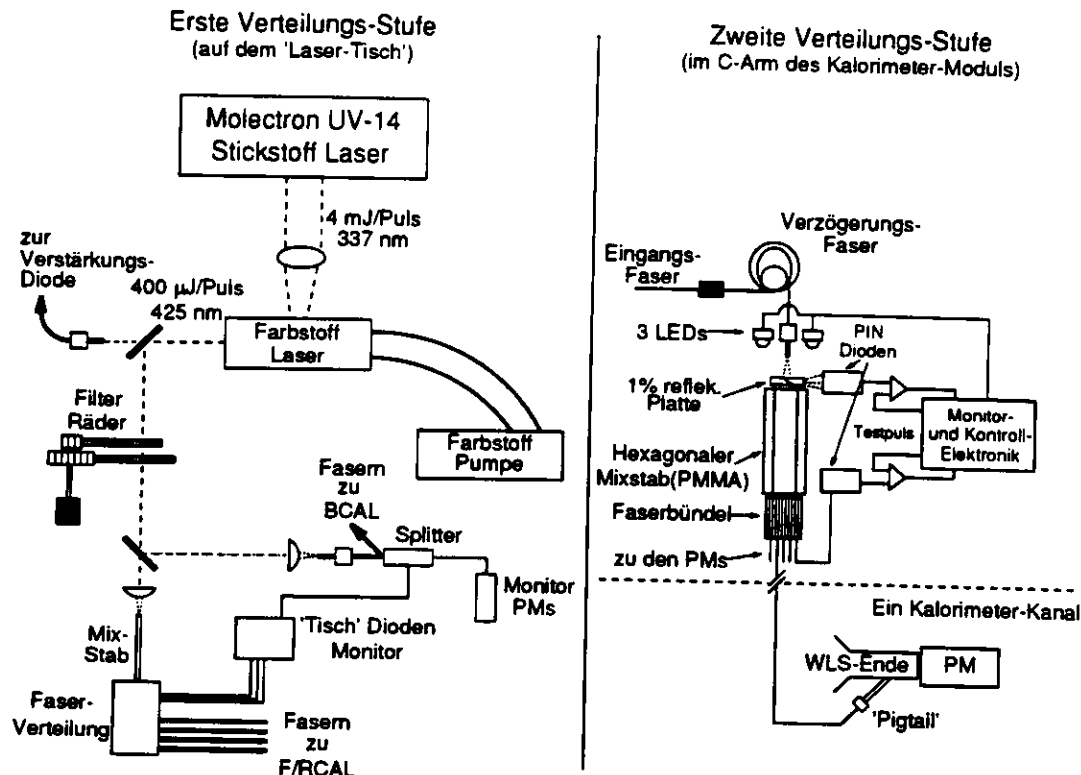


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung des Lichtinjektionssystems des ZEUS-Kalorimeters.

### Kalibration mit dem Lichtinjektionssystem

Als weiterer Test des Auslesesystems des ZEUS-Kalorimeter ist ein Lichtinjektionssystem vorgesehen, dessen schematischer Aufbau in Abbildung 4.13 zu sehen ist. Es teilt sich in zwei Verteilungsstufen auf. Eine ist auf einer optischen Bank außerhalb des Experiments aufgebaut, die andere befindet sich in den C-Armen der verschiedenen Kalorimetermodule. So ist es möglich, sowohl Licht eines Stickstofflasers, als auch Licht von LEDs über Lichtfasern unmittelbar vor den Photomultipliern in die Wellenlängenschieber einzukoppeln. Die Aufgabe dieser Anordnung ist die Messung der Linearität des Auslesesystems, was speziell für den Verstärkungsweg niedriger Verstärkung wichtig ist, da die Ladungsinjektion auf den Analogkarten hierfür nicht anwendbar ist (siehe Abschnitt 8.2.1). Darüber hinaus kann durch die gezielte Injektion von Licht die Anzahl der produzierten Photoelektronen ermittelt und die durch Photoröhren und Ausleseelektronik bedingten Zeitverzögerungen der Signale von Kanal zu Kanal gemessen werden, um sie später zu korrigieren.

### Teststrahlmessungen von Serienmodulen

Im Zeitraum von Sommer 1989 bis Frühjahr 1990 wurden einige Module aus der endgültigen Produktion umfangreichen Strahltests unterzogen. Insgesamt wurden 6 Module des FCAL und 4 Module des RCAL am CERN SPS in einem Energiebereich zwischen 15 GeV und 100 GeV getestet. Ziel war neben der Bestätigung der am Prototypen gemessenen Eigenschaften auch der Test der endgültigen Ausleseelektronik. Es wurden folgende Resultate erzielt, welche in [AND91] zusammengefaßt sind:

- Festlegung der absoluten Energieskala. Für die hier verwendeten Sollwerte des Uransignals ergibt sich ein Verhältnis von 9.51 pC/GeV.

- Das UNO-Signal allein ermöglicht eine Interkalibration der verschiedenen Kalorimetersektionen mit einer Genauigkeit von 1.2% im FEMC. Dies ist signifikant besser als bei den Messungen mit den Prototypmodulen.
- Als ein Maß für die Lichtausbeute wurde die Anzahl der Photoelektronen der elektromagnetischen Sektionen ermittelt. Es ergaben sich Werte von 110 PE/GeV/PM für FEMC und 140 PE/GeV/PM für REMC.
- Die Abschwächlänge der Szintillatorstücke beträgt etwa 70 cm mit systematischen Unterschieden abhängig vom Sektionstyp.
- Die Auflösung der Zeitmessung für Elektronen bei 15 GeV ist kleiner als 0.7 ns und wird nur durch systematische Effekte beschränkt.

### Kalibrationsmessung mit kosmischen Myonen

Der letzte Test der Kalorimetermodule unmittelbar vor ihrem Einbau in den ZEUS-Detektor wurde mit kosmischen Myonen durchgeführt und damit praktisch alle Sektionen des F/RCAL kalibriert. Das Ziel war es, die Untersuchungen an einigen Modulen im Teststrahl des CERN für das gesamte Kalorimeter zu bestätigen und damit Kalibrationsdaten für die Korrektur der Kalorimeterenergien im ZEUS-Detektor bereitzustellen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind Bestandteil der vorliegenden Arbeit. Im einzelnen wurden folgende Untersuchungen durchgeführt (siehe Kapitel 10):

- Studium der Antwort des Kalorimeters auf kosmische Myonen.
- Bestimmung der Interkalibration der verschiedenen Sektionen nach Kalibration mit dem UNO-Signal.
- Vergleich der Ergebnisse mit den Resultaten vom Teststrahl am CERN.
- Vergleich der Resultate mit der Analyse von Halomyonereignissen im ZEUS-Detektor.

In allen durchgeführten Testmessungen konnte gezeigt werden, daß durch Einhalten von strengen Qualitätsanforderungen beim Bau der Kalorimetermodule und durch das Vorsehen von entsprechenden Kalibrationsmöglichkeiten die ursprünglich gestellten Anforderungen an das ZEUS-Kalorimeter erfüllt werden konnten.

## Kapitel 5

# Theoretische Grundlagen: Kalorimetrie

### 5.1 Einleitung

Kalorimeter werden in Experimenten der Hochenergiephysik eingesetzt, um die Energie von Teilchen zu messen, welche in Elementarteilchenreaktionen erzeugt werden.

Ein Kalorimeter ist eine Anordnung, welche ein einfallendes Teilchen auffängt und hinreichend tief ist, um eine vollständige Energiedeposition in Form eines Teilchenschauers sicherzustellen.

Ein gewisser Teil der Einfallenergie wird dabei in ein nachweisbares Signal wie beispielsweise Licht oder elektrische Ladung umgewandelt. Falls dieser Bruchteil immer konstant ist, ist das gemessene Signal proportional zur deponierten Energie im Kalorimeter.

Kalorimeter offenbaren eine Vielzahl von Vorteilen, die ihren weit verbreiteten Einsatz rechtfertigen:

- Sie sind empfindlich sowohl auf geladene als auch auf neutrale Teilchen.
- Die Energiedeposition ist ein statistischer Prozeß und die mittlere Teilchenzahl  $\langle N \rangle$  im Schauer nimmt mit der Teilchenenergie zu. Falls die Unsicherheiten bei Energiemessungen nur durch statistische Fluktuationen von  $N$  bestimmt werden, verkleinert sich die relative Energieauflösung  $\sigma/E$  mit steigender Energie und skaliert im Idealfall mit  $1/\sqrt{E}$ .
- Durch eine segmentierte Auslese, welche es ermöglicht, die Schauerentwicklung zu studieren, kann Position und Einfallswinkel des primären Teilchens bestimmt werden.
- Kalorimeter können sehr schnell ausgelesen werden. Daher kann man mit ihnen hohe Teilchenraten verarbeiten und ihre Informationen bereits in den ersten Triggerstufen berücksichtigen.
- Die für einen vollständigen Einschluß der Teilchenenergie notwendige Dicke des Kalorimeters verhält sich proportional zum Logarithmus der Primärenergie.

## 5.2 Stichprobenkalorimeter

### 5.2.1 Beschreibung des Prinzips

Im Gegensatz zu homogenen Kalorimetern, die vollständig aus einem Material gefertigt werden (z.B.: Bleiglas, NaI(Tl),...), gleichzeitig also einfallende Teilchen absorbieren und ein messbares Signal produzieren, findet in sogenannten Stichproben- oder 'Sampling'-Kalorimetern die Energieverminderung und die Energiemessung in jeweils abwechselnden Schichten verschiedener Substanzen statt. Durch die Wahl der Absorbermaterialien, die typischerweise aus Eisen, Kupfer, Blei oder Uran bestehen und deren Dicke von einigen Millimetern bis zu einigen Zentimetern variiert, ist man in der Lage, sehr kompakte Kalorimeter zu konstruieren, die auch noch bei sehr hohen Einfallenergien eine vollständige Energiedeposition gewährleisten. Unabhängig von der Art des Absorbers können die Nachweisschichten so gewählt werden, daß gewissen Anforderungen (Uniformität, Lichtausbeute, ...) bestmöglich entsprochen wird. Als Eigenart von 'Sampling'-Kalorimetern stellt sich heraus, daß sich zu den intrinsischen Fluktuationen, die durch die Physik der Schauerentwicklung bestimmt sind, noch weitere, sogenannte 'Sampling'-Fluktuationen gesellen. Ihre Ursache liegt darin, daß der Schauer nur an wenigen Stellen 'abgetastet' wird, was eine zusätzliche Unsicherheit der Energiebestimmung herbeiführt. Weitere Beiträge zur Energieauflösung sind sogenannte Landau- und Weglängenfluktuationen, worauf in Abschnitt 5.3.4 näher eingegangen wird.

### 5.2.2 'Sampling Fractions'

In 'Sampling'-Kalorimetern wird die Energie, welche durch das einfallende Teilchen getragen wurde, sowohl in den Absorberschichten als auch in den Nachweisschichten deponiert. Die in den Absorberschichten verlorene Energie ist 'unsichtbar', kann also nicht zur Energiemessung herangezogen werden. Um die Antwort des Kalorimeters auf einen Teilchenschauer zu beschreiben, wird üblicherweise für jede der Schauerkomponenten als Maß für die Effektivität des Kalorimeters das Verhältnis aus der in den aktiven Schichten sichtbaren Energie<sup>1</sup> und der gesamten im Kalorimeter absorbierten Energie definiert, die sogenannte 'Sampling Fraction' [BRÜ87]:

$$R_i = \frac{E_{vis,i}}{E_{invis,i} + E_{vis,i}} \quad (5.1)$$

$$= \frac{E_{vis,i}}{E_{abs,i}} \quad (5.2)$$

mit:

- $i$  : Der Index  $i$  weist auf die betrachteten Teilchen hin.
- $E_{vis,i}$  : Summe der in den Detektorschichten gemessenen 'sichtbaren' Energie.
- $E_{invis,i}$  : In allen Absorberschichten deponierte 'unsichtbare' Energie.
- $E_{abs,i}$  : Im Kalorimeter deponierte Gesamtenergie.

Die Energiedeposition der geladenen Teilchen in den aktiven Schichten erfolgt durch Streuung an den Elektronen des Nachweismediums. Der mittlere Energieverlust wird beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel [ROS52]:

$$\left(\frac{dE}{dz}\right)_{ion} = \frac{4\pi N_A z^2 e^4}{mv^2} \frac{Z}{A} \left[ \ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (5.3)$$

mit:

<sup>1</sup>Mit sichtbarer Energie ist die in den Detektorschichten deponierte Energie multipliziert mit der Nachweiswahrscheinlichkeit gemeint.

- $x$  : Weglänge in  $[g/cm^2]$   
 $N_A$  : Avogadrozahl  
 $z$  : Ladungszahl des ionisierenden Teilchens  
 $e$  : Elementarladung  
 $m$  : Elektronenmasse  
 $v$  : Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens  
 $\beta$  :  $\beta = v/c$  : Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit  
 $Z$  : Kernladungszahl des ionisierten Mediums  
 $A$  : Massenzahl des ionisierten Mediums  
 $I$  : Mittleres effektives Ionisationspotential ( $I \approx 10 \cdot Z$  [eV])

Formel 5.3 ist in dieser vereinfachten Form nur für die Berechnung des Energieverlustes in Gasen anwendbar. In Festkörpern begrenzt der sogenannte 'Dichteeffekt' den logarithmischen Wiederanstieg des Ionisationsverlustes.

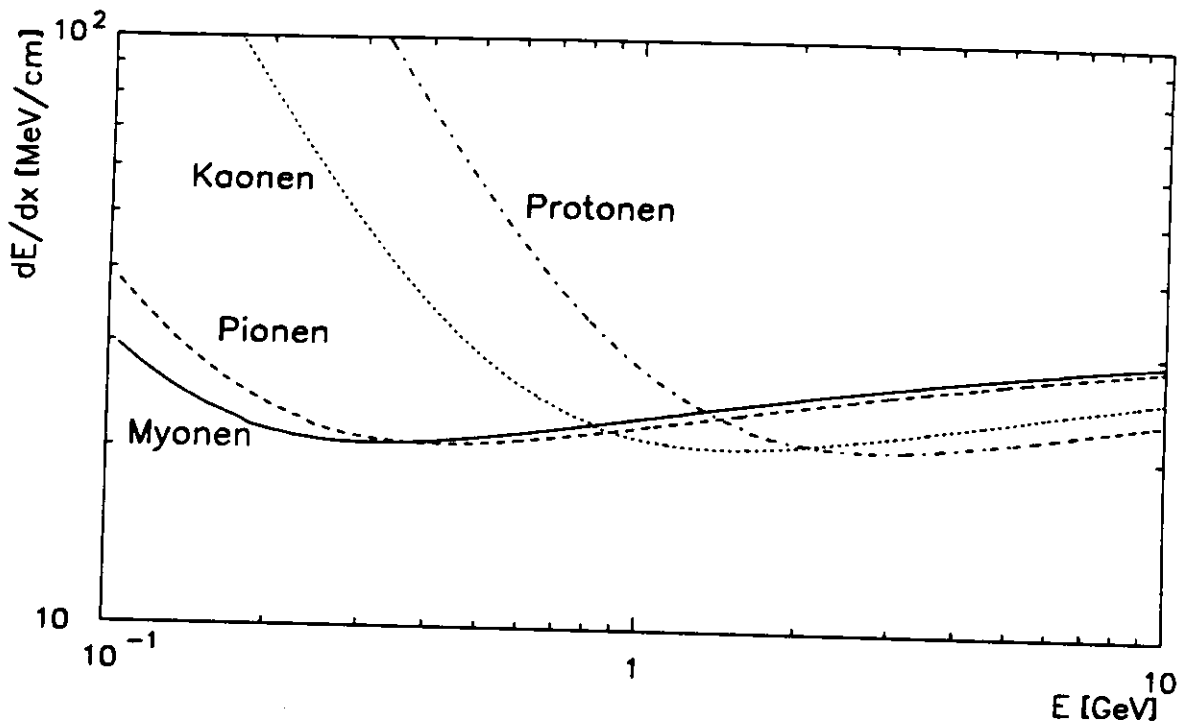


Abbildung 5.1: Energieverlust verschiedener Teilchen in Uran [LOH85]

Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 5.1 der funktionale Verlauf des Energieverlustes verschiedener Teilchen in Uran dargestellt, wobei der 'Dichteeffekt' bereits in die Berechnung miteinbezogen wurde [LOH85]. Die Kurven weisen bei ungefähr der 3,5-fachen Ruhemasse der Teilchen ein Minimum auf, dessen Wert von der Teilchensorte nicht abhängt. Ein minimal ionisierendes Teilchen (MIP) ist per Definition ein Teilchen mit genau dieser minimalen Energiedeposition im Kalorimeter. Für dieses fiktive Teilchen ist es ebenfalls möglich, eine 'Sampling Fraction'  $R_{mip}$  anzugeben. Die 'Sampling Fractions' aller anderen Teilchen werden üblicherweise auf die eines MIPs bezogen:

$$\frac{i}{mip} := \frac{R_i}{R_{mip}} \quad (5.4)$$

Gerade Myonen, die größere Materiedicken durchqueren können und ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation abgeben, haben ähnliche Eigenschaften wie die eben definierten MIPs. Die mittlere Antwort des Kalorimeters auf Myonen ist jedoch energieabhängig und im allgemeinen größer als die eines MIPs, weil Myonen durch Prozesse wie Bremsstrahlung, Paarbildung, usw. zusätzliche Möglichkeiten haben,

Energie in Materie zu deponieren. Das Verhältnis  $e/\mu$  ist daher abhängig von der Energie der Teilchen,  $e/mip$  dagegen für eine vorgegebene Kalorimeterkonstellation konstant.

An dieser Stelle muß darauf hingewiesen werden, daß die 'Sampling Fraction'  $\mu$  im allgemeinen nicht direkt gemessen werden kann. Im Gegensatz zu aufschauernenden Teilchen wie Elektronen oder Hadronen, die ihre gesamte Energie im Kalorimeter verlieren, deponiert ein Myon nur einen von Ereignis zu Ereignis verschiedenen Bruchteil seiner Energie und trägt die Restenergie undetektiert davon. Daher wird durch die Messung des Signals in den Nachweisschichten des Kalorimeters nur der Zähler der Definitionsgleichung 5.1 bestimmt, so daß von der in Testmessungen ermittelten Antwort des Kalorimeters auf Myonen nicht so ohne weiteres auf die 'Sampling Fraction'  $\mu$  geschlossen werden kann.

## 5.3 Elektromagnetische Schauer

### 5.3.1 Beschreibung der Schauerentwicklung

Ein elektromagnetischer Schauer entsteht dadurch, daß ein Elektron, Positron oder Photon in das Kalorimeter eintritt. Durch sekundäre Prozesse werden weitere Elektronen, Positronen und Photonen produziert, die eine elektromagnetische Kaskade im Kalorimeter ausbilden. Für das Verständnis der ablaufenden Prozesse ist es also wichtig, auf die Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen mit Materie näher einzugehen.

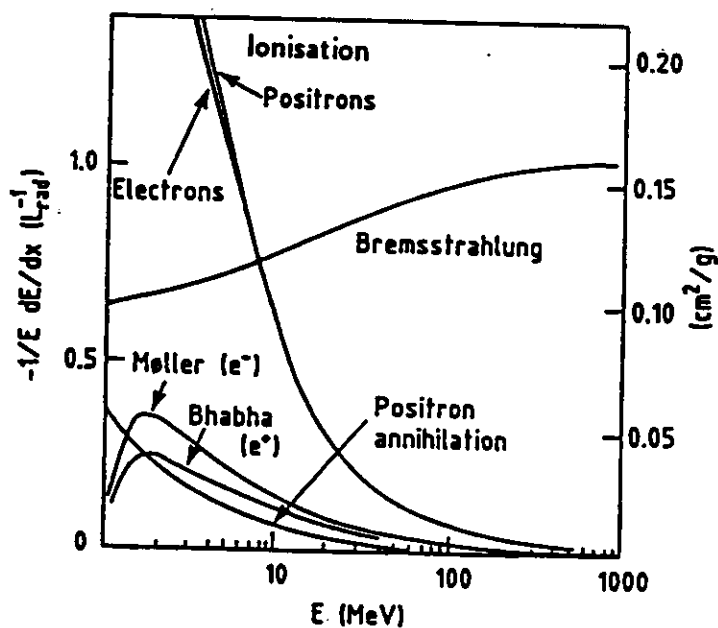


Abbildung 5.2: Energieverlust von Elektronen in Blei [FAB85]

Elektronen und Positronen verlieren ihre Energie durch Kollisionen mit Elektronen des Absorbermaterials (Ionisation, Anregung, Møller- und Bhabha-Streuung) und Abstrahlung von Photonen im Kernfeld (Bremsstrahlung), sowie durch Annihilation im Falle der Positronen. Die Energieabhängigkeiten dieser Prozesse sind in Abbildung 5.2 für Blei gezeigt. Es wird deutlich, daß im Energiebereich über 100 MeV der Energieverlust durch Bremsstrahlung dominiert und bei kleinen Energien die Ionisation der Materie immer wichtiger wird.

Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie wird im Energiebereich über ungefähr 0.1 MeV von drei Prozessen bestimmt: Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung (siehe Abbildung 5.3). Auch

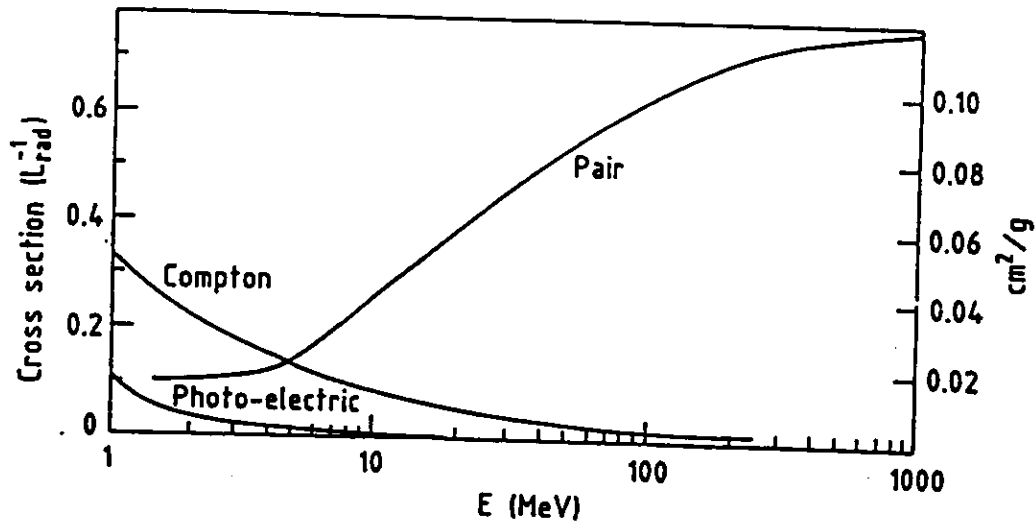


Abbildung 5.3: Absorptionswirkungsquerschnitt von Photonen in Blei [FAB85]

hier ist zu erkennen, daß im hochenergetischen Bereich ( $E > 50$  MeV) praktisch nur noch ein Prozeß, die Paarbildung, dominiert. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß die aufgeführten Prozesse und damit der Absorptionskoeffizient stark von der Kernladungszahl des absorbierenden Mediums abhängt.

Die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers kann man also in zwei Phasen unterteilen. Zunächst erfolgt die Ausbildung des Schauers in der Hochenergienäherung dominiert durch Bremsstrahlung der Elektronen/Positronen und Paarbildung der Photonen. In der ersten Entwicklungsphase des Schauers erfolgt somit eine schnelle Vervielfachung der Schauerteilchen. Ihre Energie verringert sich damit sukzessive. Erreicht die mittlere Energie der Schauerkonstituenten einen kritischen Wert  $\epsilon_0$ , findet keine weitere Vervielfachung des Teilchenschauers mehr statt. Diese 'kritische Energie' ist definiert als die Energie, bei der der Energieverlust von Elektronen/Positronen durch Bremsstrahlung genau so groß wird wie der Energieverlust durch Ionisation. Nach Erreichen der maximalen Teilchenzahl erfolgt die eigentliche Energiedeposition hauptsächlich durch Ionisation und Anregung bei Elektronen/Positronen und durch Photo- und Comptoneffekt im Falle von Photonen. Geht man von einem primären Elektron mit einer Energie im GeV-Bereich aus, so besteht der elektromagnetische Schauer aus typischerweise Tausenden von Teilchen (Elektronen, Positronen und Photonen), von denen die überwiegende Mehrheit sehr niederenergetisch ist. Die mittlere Teilchenenergie ist offensichtlich eine Funktion des Alters des Schauers bzw. seiner Tiefe im Detektor. Je weiter sich der Schauer ausbildet, desto weicher wird das Spektrum seiner Konstituenten. Das durch sie deponierte sichtbare Signal kommt also hauptsächlich durch Ionisationseffekte im fortgeschrittenen Stadium der Schauerentwicklung zustande.

Die Mechanismen des Energieverlustes von Elektronen, Positronen und Photonen sind festgelegt durch die Gesetze der Quantenelektrodynamik (QED). Da somit die zugrundeliegenden Effekte sehr gut verstanden sind, kann die Entwicklung elektromagnetischer Schauer bis ins Detail mit Monte-Carlo Techniken studiert und mit Experimenten verglichen werden. Man kann zeigen, daß diese Simulationen mit großer Genauigkeit die Eigenschaften von elektromagnetischen Schauern reproduzieren. Auf dieser Grundlage soll nun ihre Charakteristik näher erläutert werden.

Da die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers hauptsächlich durch die Elektronendichte im Absorbermedium bestimmt wird, ist es bis zu einem gewissen Grade möglich, die Eigenschaften der Schauer in einer materialunabhängigen Weise auszudrücken. Der mittlere Energieverlust durch Bremsstrahlung in einem bestimmten Material kann durch die

sogenannte Strahlungslänge  $X_0$  beschrieben werden:

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = -\frac{E}{X_0} \quad (5.5)$$

mit:

$t [X_0]$  : Dicke des Materials in Einheiten der Strahlungslänge  
 $E [MeV]$  : Energie des einfallenden Elektrons

Die Strahlungslänge kann mit folgender Formel berechnet werden [ROS52]:

$$\frac{1}{X_0} = 4 \alpha \frac{N_A}{A} \frac{Z(Z+1) r_e^2 \ln(183Z^{-1/3})}{1 + 0.12 (Z/82)^2} \left[ \frac{cm^2}{g} \right] \quad (5.6)$$

mit:

$\alpha$  : Feinstrukturkonstante  
 $A$  : Massenzahl des Materials in [g]  
 $Z$  : Kernladungszahl des Materials  
 $N_A$  : Avogadrozahl  
 $r_e$  : Klassischer Elektronenradius in [cm]

Für einige Materialien sind in Tabelle 5.1 Werte für  $X_0$  angegeben [PAR90].

Material	$Z$	$A$ [g]	$\rho$ $[\frac{g}{cm^3}]$	$X_0$ $[\frac{g}{cm^2}]$	$X_0$ [cm]
Polystyren	(3.4)	—	1.032	43.8	42.4
Al	13	26.98	2.70	24.01	8.89
Fe	26	55.85	7.87	13.84	1.76
Pb	82	207.19	11.35	6.37	0.56
U	92	238.03	18.95	6.00	0.32

Tabelle 5.1: Werte der Strahlungslänge  $X_0$  für einige Materialien

Als grobe Abschätzung kann die Strahlungslänge auch folgendermaßen ermittelt werden [AMA81]:

$$X_0 \simeq 180 \frac{A}{Z^2} \left[ \frac{g}{cm^2} \right] \quad \left( \frac{\Delta X_0}{X_0} \leq \pm 20\% \quad \text{für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (5.7)$$

Eine Formel zur Abschätzung der bereits eingeführten 'kritischen Energie' lautet [AMA81]:

$$\epsilon_0 \simeq \frac{550}{Z} [MeV] \quad \left( \frac{\Delta \epsilon_0}{\epsilon_0} < \pm 10\% \quad \text{für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (5.8)$$

Um eine Vorstellung von der transversalen Ausbreitung des Schauers zu erhalten, ist es nützlich, den sogenannten Molière Radius  $R_M$  einzuführen [AMA81]:

$$R_M \simeq 7 \cdot \frac{A}{Z} \left[ \frac{g}{cm^2} \right] \quad \left( \frac{\Delta R_M}{R_M} < \pm 10\% \quad \text{für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (5.9)$$

Ein Vergleich von Monte-Carlo Rechnungen mit experimentellen Daten erlaubt die Angabe von Parametrisierungen für verschiedene relevante Größen, die bei der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers von Bedeutung sind.

Versucht man zum Beispiel, das longitudinale Profil eines elektromagnetischen Schauers zu beschreiben, bietet sich für die Energiedeposition der folgende analytische Ausdruck an [AMA81]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha e^{-bt} \quad (5.10)$$



Die Parameter  $\alpha$  und  $b$  sind energieabhängig und über den Wert für die Position des Schauermaximums miteinander verbunden:

$$t_{\max} = \frac{\alpha}{b} \quad (5.11)$$

Der Ort des Schauermaximums wird durch folgende Parametrisierung beschrieben, wobei die Energie des Primärteilchens  $E$  und die kritische Energie  $\epsilon_0$  eine Rolle spielen [LOH90]:

$$t_{\max} [X_0] \simeq \ln \frac{E}{\epsilon_0} - \begin{cases} 1.1 & \text{für Elektronen} \\ 0.5 & \text{für Photonen} \end{cases} \quad (5.12)$$

### 5.3.2 Ausdehnung eines Schauers

Für die praktische Anwendung ist es wichtig, die Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers zu kennen, um einen möglichst vollständigen Einschluß der Einfallenergie im Kalorimeter sicherstellen zu können.

Verfügbare experimentelle Ergebnisse sowie Monte-Carlo Rechnungen zur longitudinalen Energiedeposition legen folgende Parametrisierung nahe [FAB85]:

$$\langle L_{0.98} \rangle \simeq t_{\max} + 4\lambda_{\text{att}} \quad (5.13)$$

wobei  $L_{0.98}$  die Länge des Kalorimeters angibt, in der 98% der Gesamtenergie deponiert wird. Die Größe  $\lambda_{\text{att}}$  charakterisiert den exponentiellen Zerfall des Schauers, nachdem das Teilchenmaximum überschritten wurde. Die ermittelten Werte zeigen sich fast energieunabhängig, dagegen aber stark materialabhängig:  $\lambda_{\text{att}}[X_0] \simeq (3.4 \pm 0.5)[X_0]$ .

Eine transversale Verbreiterung des Teilchenschauers kommt dadurch zustande, daß Elektronen und Positronen bei kleinen Energien durch Vielfachstreuung aus ihrer ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt werden, während die Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse der hochenergetischen Komponente in diesem Zusammenhang eine vernachlässigbare Rolle spielen. Die Teilchen bilden während der fortgeschrittenen Phase der Schauerentwicklung einen Kegel, dessen Ausdehnung durch den eingeführten Molière-Radius  $R_M$  beschrieben werden kann [AMA81].

$$\langle R_{0.95} \rangle \simeq 2R_M \quad (5.14)$$

### 5.3.3 Das $e/mip$ -Verhältnis

Es ist nun interessant zu betrachten, wie sich die Antwort von Elektronen im Kalorimeter im Vergleich zu minimal ionisierenden Teilchen verhält. Das Signal eines elektromagnetischen Schauers ist das Ergebnis von Ionisation in den aktiven Schichten durch die im Schauer vorkommenden Elektronen und Positronen. Naiverweise würde man daher erwarten, daß sich Elektronen und MIPs äquivalent verhalten ( $e/mip = 1$ ).

Experimentell kann man allerdings eine deutlich unterschiedliche Antwort des Kalorimeters auf die beiden Teilchensorten beobachten, falls Absorber- und Detektorschichten sehr verschiedene Kernladungszahlen  $Z$  besitzen. Es stellt sich heraus, daß  $e/mip$  um so kleinere Werte annimmt, je größer der Unterschied zwischen den  $Z$ -Werten von Absorber- und Detektormaterial wird. Für dieses Verhalten ist der sogenannte 'Migration Effect' verantwortlich [WIG87, BRÜ87]:

Niederenergetische Photonen ( $E_\gamma < 1 \text{ MeV}$ ) bilden den Hauptbestandteil der Photonkomponente eines elektromagnetischen Schauers und tragen einen nicht zu vernachlässigenden Teil der Schauerenergie. Daher ist die Art und Weise, wie sie zum sichtbaren Signal beitragen, wichtig für das Verständnis der 'Sampling Fractions' von Elektronen und Positronen. Im Niederenergiebereich werden, wie in Abbildung 5.3 dargestellt, Photoeffekt und Comptoneffekt als Energieverlustmechanismen dominierend.

Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts weist allerdings eine starke  $Z$ -Abhängigkeit ( $\sim Z^5$ ) auf, so daß sich die Absorption von Photonen und die Reichweite der durch  $\gamma A$ -Prozesse erzeugten Elektronen im Absorbermaterial deutlich von der in den Nachweisschichten unterscheidet. Daher wird im Vergleich zu MIPs mehr Energie in den Schichten mit hohem  $Z$  als in den Detektorlagen deponiert. Dies bedeutet eine Verminderung von sichtbarer Energie und erklärt die  $Z$ -abhängige Reduktion des  $e/mip$ -Verhältnisses in 'Sampling'-Kalorimetern.

Für den Fall des Uran-Szintillator-Kalorimeters des ZEUS-Detektors betragen die 'Sampling Fractions' für Elektronen/Positronen als Ergebnis von Messungen sowie MC-Rechnungen [BRÜ87]:

$$\frac{e}{mip} = 0.62 \quad (5.15)$$

Dieses Verhältnis gilt für eine festgelegte Geometrie unabhängig von der Einschußenergie.

### 5.3.4 Die Energieauflösung

Die Genauigkeit der Energiemessung eines elektromagnetischen Schauers wird durch verschiedene Beiträge bestimmt:

#### Intrinsische Fluktuationen

Ein elektromagnetischer Schauer kann beschrieben werden durch die mittlere Spurlänge der enthaltenen Teilchen. Sie ergibt sich durch Integration der Teilchenzahl über die maximale Tiefe des Schauers [BER87, AMA81]:

$$\langle T \rangle [X_0] \simeq \frac{E}{\epsilon_0} \quad (5.16)$$

Da im realistischen Kalorimeter die Schauerteilchen nur bis zu einer gewissen Mindestenergie  $\eta$  meßbare Signale erzeugen, wird die nachweisbare mittlere Spurlänge  $T_d$  der Teilchen kleiner als  $T$  sein.

$$\langle T_d \rangle [X_0] \simeq F(z) \frac{E}{\epsilon_0} \quad (5.17)$$

Experimentelle Daten legen für den Bruchteil der 'sichtbaren' Spur  $F(z)$  folgende Parametrisierung nahe [AMA81]:

$$F(z) \simeq e^z \left[ 1 + z \cdot \ln \frac{z}{1.526} \right] \quad \left( \frac{\Delta F(z)}{F(z)} \leq 10\% \text{ für } z \leq 0.3 \right) \quad (5.18)$$

mit:

$$z = 4.58 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{\eta}{\epsilon_0} \quad (5.19)$$

Bedingt durch die Tatsache, daß die mittlere nachweisbare Spurlänge der Energie des einlaufenden Teilchens proportional ist, erlaubt die Messung dieser Größe einen Rückschluß auf die Einschußenergie. Die Genauigkeit dieser Methode wird zunächst nur durch statistische Schwankungen der nachweisbaren Spurlänge begrenzt. Mit homogenen elektromagnetischen Schauerzählern, wo diese sogenannten intrinsischen Fluktuationen die dominierende Komponente der Energieauflösung darstellen, erreicht Werte von etwa  $\sigma_E/E \simeq 1\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ .

### 'Sampling'-Fluktuationen

Bei 'Sampling'-Kalorimetern kommen aufgrund der abtastenden Auslese noch weitere Beiträge zu den intrinsischen Fluktuationen hinzu:

#### Intrinsische 'Sampling'-Fluktuationen:

Hiermit versteht man die Tatsache, daß die nachweisbare totale Spurlänge der Schauerteilchen nicht vollständig nachgewiesen, sondern durch die Lagenstruktur regelmäßig abgetastet wird. Vorausgesetzt, zwei Nachweisschichten haben den Abstand  $d[X_0]$ , so beträgt die Anzahl der Durchquerungen der aktiven Lagen:

$$N_x \simeq \frac{\langle T_d \rangle}{d} \simeq F(z) \frac{E}{\epsilon_0 \cdot d} \quad (5.20)$$

Dadurch, daß die Größe  $N_x$  statistisch fluktuiert, ergibt sich ein zusätzlicher Beitrag zur Energieauflösung. Unter der Annahme, daß die Anzahl der verschiedenen Kreuzungen voneinander unabhängig ist und die  $N_x$ -Werte eine Normalverteilung bilden, ergibt sich die relative Breite dieser Verteilung:

$$\frac{\sigma_{N_x}}{N_x} \sim \frac{1}{\sqrt{N_x}} \quad (5.21)$$

Die Energieauflösung durch 'Sampling'-Fluktuationen kann durch folgenden Ausdruck angegeben werden [AMA81]:

$$\left( \frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{sampl}} \simeq 3.2\% \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0 [\text{MeV}] \cdot d[X_0]}{F(z) \cdot \langle \cos \theta \rangle \cdot E[\text{GeV}]}} \quad (5.22)$$

mit:

$\langle \cos \theta \rangle$  : Cosinus des mittleren Ablenkwinkels der Teilchen im Kalorimeterstapel

Der Faktor  $\langle \cos \theta \rangle$  trägt der Tatsache Rechnung, daß sich die Schauerteilchen nicht ausschließlich rechtwinklich zu den Absorber- und Detektorlagen bewegen, sondern sich kegelförmig in das Kalorimeter ausbreiten. Dies wird durch die Einführung einer effektiven Schichtdicke  $d/\langle \cos \theta \rangle$  bei der Abschätzung der Energieauflösung berücksichtigt. Monte-Carlo Rechnungen bieten hierfür folgende Parametrisierung an [AMA81]:

$$\langle \cos \theta \rangle \simeq \cos \left( \frac{21 [\text{MeV}]}{\pi \cdot \epsilon_0} \right) \quad (5.23)$$

Gleichung 5.22 behält ihre Gültigkeit nur für leichte Materialien und nicht zu kleine Dicken der Nachweisschichten, bei denen die Anzahl der einzelnen Lagenkreuzungen nicht länger unkorreliert bleibt.

Mit einer Abschneideenergie von  $\eta \simeq 0.7 \text{ MeV}$  [FAB85] erhält man als Abschätzung der intrinsischen 'Sampling'-Fluktuationen des ZEUS-Kalorimeters ( $d = 1.028[X_0]$ ,  $\epsilon_0 \simeq 6 \text{ MeV}$ ) einen Wert von  $(\sigma/E)_{\text{sampl}} \simeq 9.4\%/\sqrt{E}$ . Verglichen mit dem experimentell bestimmten und durch MC-Rechnungen bestätigten Wert von etwa  $15\%/\sqrt{E}$  stellt dies im Falle eines U-Szintillator-Kalorimeters offensichtlich nur eine grobe Abschätzung dar.

#### Landau-Fluktuationen:

Ionisationsprozesse mit hohem Energieübertrag auf ein Atomhüllenelektron des Detektormaterials führen zu einer asymmetrischen Verschiebung des Pulshöhenspektrums zu höheren Energien hin und damit zu einer Beeinträchtigung der Energieauflösung. Im Falle von Festkörpern als aktives Medium (Szintillator, Silizium, ...), in denen die Ionisationsverluste Werte von einigen MeV annehmen, spielt dieser Effekt im Gegensatz zu sehr dünnen Detektorschichten, wo sich die Verluste im keV-Bereich abspielen (z.B.: Gasdetektoren), keine ernstzunehmende Rolle.

#### Weglängenfluktuationen:

Für geladene Teilchen ist es möglich, die aktiven Schichten des Kalorimeters auch unter größeren

Winkeln zu durchqueren. Hauptsächlich niederenergetische Elektronen und Positronen können durch Vielfachstreuung so stark aus ihrer ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt werden, daß sie lange Wege im Detektormaterial zurücklegen und dort wesentlich mehr Energie deponieren, als würden sie die Nachweislagen senkrecht passieren. Dieser Effekt gewinnt erst dann an Bedeutung, wenn die mittlere freie Weglänge von Elektronen in den aktiven Lagen größer wird als die Dicke der Detektorschichten, wie es zum Beispiel bei Kalorimetern mit Gasauslese der Fall ist.

### Instrumentelle Auflösung

Zu den Fluktuationen, die durch die prinzipielle Bauart eines 'Sampling'-Kalorimeters bedingt sind, kommen nun noch weitere Beiträge zur Energieauflösung durch nicht zu vermeidende Unzulänglichkeiten beim Bau eines Kalorimeters hinzu.

Die Größe des Gesamtdetektors ist durch äußere Gegebenheiten begrenzt, was praktisch bedeutet, daß immer nur ein Teil der Schauerenergie im Kalorimeter deponiert wird. Die Fluktuationen der Leckverluste von Ereignis zu Ereignis aber verschlechtern die Auflösung und produzieren zusätzlich eine asymmetrische Pulshöhenverteilung zu niedrigen Energien hin. Wie gezeigt werden konnte [FAB85], entpuppen sich die Fluktuationen der longitudinalen Energiedeposition im Kalorimeter als wesentlich größer wie für den transversalen Fall. Somit haben Energielecks in longitudinaler Richtung einen erheblich kritischeren Einfluß auf die Genauigkeit der Energiebestimmung.

Jede Nichtuniformität der Auslese, wenn also eine Abhängigkeit zwischen Einfallsort des Teilchens in das Kalorimeter und der gemessenen Signale existiert, hat ebenfalls eine beeinträchtigende Wirkung auf die Energieauflösung.

Speziell bei Kalorimetern, die Licht mit Hilfe von Photomultipliern nachweisen, kommt ein weiterer Beitrag hinzu. Die Umwandlung von Photonen in der Photokathode über Photoeffekt in nachweisbare Elektronen ist ein statistischer Prozeß, dessen Schwankungen von der Anzahl der produzierten Photoelektronen abhängen. Beim ZEUS-Kalorimeter erreicht man die Produktion von etwa 150 Photoelektronen/GeV/PM-Röhre, was einem Beitrag von ungefähr  $6\%/\sqrt{E}$  zur Energieauflösung entspricht.

Bis auf den Beitrag durch die Fluktuationen der entstehenden Photoelektronen, skalieren die Fehler der instrumentellen Effekte nicht mit  $1/\sqrt{E}$  und stellen eine Begrenzung der Energieauflösung bei hohen Energien dar.

An dieser Stelle soll abschließend darauf hingewiesen werden, daß die in diesem Abschnitt angegebenen Zusammenhänge lediglich einer groben Abschätzung der Eigenschaften elektromagnetischer Schauer dienen. Für detaillierte Studien ist man auf die Verwendung von Monte-Carlo Programmen angewiesen. Derartige Simulationen zeigen im Falle des ZEUS-Kalorimeters, daß die Energieauflösung elektromagnetischer Schauer  $\sigma/E \simeq 18\%/\sqrt{E}$  beträgt, was die Ergebnisse von Teststrahlungsmessungen verifiziert [ZEUS].

## 5.4 Hadronische Schauer

### 5.4.1 Beschreibung der Schauerentwicklung

Tritt ein hadronisches Teilchen in das Kalorimeter ein, entwickelt sich dort wie im elektromagnetischen Fall ein Teilchenschauer, der sich allerdings in Entstehung und Zusammensetzung erheblich von

einer elektromagnetischen Kaskade unterscheidet. Seine Entwicklung läuft vor allem über inelastische Wechselwirkungen der Schauerteilchen mit den Kernen des Absorbermaterials.

Es sind bei der Entwicklung eines Hadronenschauers eine Vielzahl von verschiedenen Prozessen beteiligt, was eine theoretische Behandlung wesentlich erschwert. Ein theoretisches Studium ist nur noch mit rechenaufwendigen Monte-Carlo-Simulationen möglich.

Um auch hier eine materialunabhängige Beschreibung der longitudinalen und transversalen Ausdehnung eines hadronischen Schauer geben zu können, soll die sogenannte nukleare Absorptionslänge eingeführt werden [PAR90]:

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_A \cdot \sigma_i} \left[ \frac{g}{\text{cm}^2} \right] \quad (5.24)$$

mit:

- $\sigma_i$  : Inelastischer Wirkungsquerschnitt  
 $A, N_A$  : siehe Gleichung 5.3

Werte für  $\lambda_0$  einiger typischer Materialien sind in Tabelle 5.2 zu erkennen [PAR90].

Material	$\lambda_0 \left[ \frac{g}{\text{cm}^2} \right]$	$\lambda_0 [\text{cm}]$
<i>Polystyren</i>	82.0	79.5
<i>Al</i>	106.4	39.4
<i>Fe</i>	131.9	16.8
<i>Pb</i>	194.0	17.1
<i>U</i>	199.0	10.5

Tabelle 5.2: Nukleare Absorptionslänge einiger Materialien

Die Entwicklung eines hadronischen Schauers kann grob folgendermaßen beschrieben werden: Trifft ein hochenergetisches Hadron ( $E > 50 \text{ MeV}$ ) den Kern eines Absorberatoms, ist Spallation dieses Kerns der wahrscheinlichste Prozeß. Die Spallation kann als aus zwei Schritten bestehend angesehen werden. Zunächst erfolgt eine intranukleare Kaskade, bei der das einfliegende Hadron inelastische Stöße mit den Nukleonen im Absorberkern durchführt. Das gestoßene Proton oder Neutron hat genügend Energie, um durch den Kern zu laufen und mit weiteren Nukleonen wechselzuwirken. Bei hinreichend hohen Energien können durch diesen Prozeß auch sekundäre Pionen und zusätzliche Nukleonen erzeugt werden. Einige der zur Kaskade beitragenden Teilchen erreichen die Grenze des Kerns und können entkommen, falls ihre kinetische Energie größer ist als die nukleare Bindungsenergie. Ist dieses nicht der Fall, bleiben sie gefangen und verteilen ihre Energie auf die übrigbleibenden Nukleonen im Kern. Die entkommenden Teilchen, welche stark in Vorwärtsrichtung aus dem Kern emittiert werden, sind nun ebenfalls in der Lage, weitere inelastische Kernkollisionen durchzuführen und somit einen Schauer auszubilden. Dieser Prozeß findet dann sein Ende, wenn die Energie der Schauerteilchen nicht mehr dazu ausreicht, weitere Nukleonen aus den Absorberkernen herauszuschlagen. Es zeigt sich [WIG87], daß die Multiplizität dieser Reaktionen nur schwach energieabhängig ist und im Mittel die Energie und Anzahl der emittierten Protonen und Neutronen ihrem Zahlenverhältnis im Absorberkern entspricht. Es wird nur ein Teil der Energie des einfallenden Teilchens durch sekundäre Partikel wieder freigegeben. Der Rest verbraucht sich als Bindungsenergie im Kern und geht somit für die Produktion von nachweisbaren Signalen verloren. Diese intranukleare Kaskade findet sehr schnell statt, typischerweise mit Zeiten im Bereich von  $10^{-22} \text{ s}$  [BRÜ86a]. Anschließend folgt ein vergleichsweise langsamer Evaporationsschritt, der ungefähr  $10^{-18} \text{ s}$  dauert. Es vollzieht sich eine Abregung der durch die Kaskade entstandenen intermediären Kerne, vor allem durch Abdampfen von Nukleonen, wenn die Anregungsenergie größer als die Bindungsenergie im Kern ist, und/oder durch Emission von  $\gamma$ -Quanten im MeV-Bereich. Die räumliche Verteilung der durch diesen Schritt emittierten Teilchen ist isotrop. Bei schweren Absorbern kann als Konkurrenzprozeß auch die Spaltung

des angeregten Kerns stattfinden. Insgesamt, und das macht das Verständnis hadronischer Schauer so kompliziert, können Hunderte von ähnlichen Reaktionen mit annähernd gleichen Wahrscheinlichkeiten stattfinden. Der größte Wirkungsquerschnitt aller möglichen Spallationsreaktionen beträgt ungefähr 2% des gesamten Wirkungsquerschnittes, während über weitere 300 Reaktionen immer noch eine Wahrscheinlichkeit von mehr als 0.1% besitzen [WIG87].

Es soll nun Einfluß und Auswirkung der Kernspaltung auf die Schauerzusammensetzung diskutiert werden, für den Fall also, daß Uran als Absorbermaterial im Kalorimeter Verwendung findet. Auch hier lassen sich zwei unterschiedliche Stationen der Schauerentwicklung unterscheiden. Einen Beitrag bildet die Spaltung hervorgerufen durch schnelle Schauerteilchen, hauptsächlich Protonen, Neutronen und Pionen aus den Spallationsprozessen. Weitere Beiträge kommen dadurch zustande, daß sich nach der intranuklearen Kaskade angeregte Restkerne bilden, die sich im Falle einer hohen Kernladungszahl eher spalten als sich durch Neutronenevaporation abzuregen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür hängt vom  $Z^2/A$ -Verhältnis des intermediären Kerns ab [WIG87]. Bei der Spaltung eines  $^{238}\text{U}$ -Atomkerns wird eine Energie von ungefähr 200 MeV frei, wobei allerdings etwa 90% davon die Rückstoßenergie der Spaltfragmente darstellt, die schon im Absorber wieder gestoppt werden und somit keinen Beitrag zur sichtbaren Energie leisten. Die Restenergie verteilt sich auf einige Neutronen beim Spaltungsprozeß selbst, sowie auf Neutronen und  $\gamma$ -Quanten, die bei der Abregung der Spaltfragmente entstehen. Dieser Prozeß steht in Konkurrenz zur normalen Abregung der intermediären Kerne. Beide Mechanismen unterscheiden sich aber nur durch die Tatsache, daß nach der Spaltung zwei oder drei Kerne und nicht nur einer im Endzustand existieren. Trotzdem zeigt sich, daß die Multiplizität und die mittlere freigesetzte Energie beider Prozesse vergleichbar sind [WIG87]. Offensichtlich bedingen die Effekte der Kernspaltung auf der Ebene der Spallation keine bedeutende Beeinflussung der Schauerentwicklung, lediglich der Anteil der durch freie Neutronen getragenen Energie ist in Uran im Vergleich zu Blei etwas höher (15% zu 12%).

Die zweite Möglichkeit zur Spaltung der Urankerne stellt der Verlustmechanismus von reichlich produzierten, langsamen Neutronen (einige MeV) in Uran dar. Sie können ihre Energie sowohl durch elastische und inelastische Streuung oder Einfangreaktionen (nur wichtig für  $E_n < 0.1$  MeV) abgeben, als auch durch induzierte Spaltung eines Urankerns, wobei weitere Neutronen produziert werden. Ein 2 MeV Neutron induziert zum Beispiel im Mittel 2.5 weitere Neutronen und zusätzlich ungefähr 7.5 MeV durch prompte Gammas [WIG87], was die Menge der von  $\gamma$ -Quanten und weichen Neutronen getragenen Energie enorm verstärkt. Die Größe dieses Effektes wird vor allem vom Wettbewerb der verschiedenen Energieverlustmechanismen niederenergetischer Neutronen abhängen, also auch von den Eigenschaften des Auslesematerials. Monte-Carlo Studien und Experimente konnten zeigen [WIG87], daß die Anzahl der Kernspaltungen pro Energie direkt von der Protonendichte im aktiven Medium abhängt. Die Verwendung von Szintillator im Gegensatz zu Gas als Nachweismedium beeinflusst die Spaltungsrate insofern, als daß die entstehenden Neutronen hier schneller thermalisiert werden.

#### 5.4.2 Ausdehnung des Schauers

Mit Hilfe der eingeführten nuklearen Absorptionslänge ist es nun möglich, eine grobe, materialunabhängige Beschreibung der Ausdehnung eines hadronischen Schauers zu geben. Durch Analyse experimenteller Daten kann man die folgende Parametrisierung mit Fehlern von unter 10% im Energiebereich von wenigen bis einigen hundert GeV angeben:

Das Schauermaximum gemessen von der Frontfläche des Kalorimeters befindet sich bei [FAB85]:

$$t_{max}[\lambda_0] \simeq 0.2 \cdot \ln E [\text{GeV}] + 0.7 \quad (5.25)$$

Um 95% der gesamten Schauerenergie in longitudinaler Richtung im Kalorimeter einzuschließen, benötigt man einen Detektor der Länge:

$$L_{0.95} \simeq t_{max} + 2.5 \lambda_{att} \quad (5.26)$$

Die Größe  $\lambda_{att}$  beschreibt auch hier den exponentiellen Zerfall des hadronischen Schauers nach Erreichen des Maximums. Sie ist nur schwach von der Energie abhängig und kann wie folgt abgeschätzt werden:

$$\lambda_{att} \simeq \lambda_0 \cdot (E [\text{GeV}])^{0.13} \quad (5.27)$$

Auch die transversale Ausdehnung ist materialunabhängig in Einheiten von  $\lambda_0$  anzugeben. In einem Zylinder mit dem Radius von  $1\lambda_0$  befindet sich etwa 95% der gesamten Schauerenergie [FAB85].

Um die Geometrie des Kalorimeters für den ZEUS-Detektor festzulegen, wurden im Vorfeld der Entwicklung als WA78-H1-ZEUS Kollaboration Experimente mit Uran-Szintillator- und Eisen-Szintillator-Kalorimetern durchgeführt [KRÜ84]. Es konnte gezeigt werden, daß man zum 95%igen Einschluß von 90% aller Schauer für 10 GeV-Teilchen ein Kalorimeter der Tiefe  $5.3\lambda_0$  benötigt, bei 30 GeV sind es  $6.5\lambda_0$  und bei 135 GeV  $7.9\lambda_0$ . Betrachtet man Teilchenjets dieser Energie, so sind die erforderlichen Kalorimeterdicken etwas geringer, da Jets aus vielen Teilchen niedrigerer Energie zusammengesetzt sind, die schon früher durch das Absorbermaterial im Kalorimeter gestoppt werden. Auf dieser Grundlage zeigte sich, daß für das ZEUS-Kalorimeter unter Berücksichtigung der HERA-Kinematik im Vorwärtsbereich eine Tiefe von mindestens  $6.6\lambda_0$  und im 'Barrel'-Bereich von  $4.9\lambda_0$  erforderlich ist.

### 5.4.3 Die Energieauflösung

Wie bei den elektromagnetischen Schauern hängt die Genauigkeit der Energiemessung bei Hadronen von verschiedenen Beiträgen ab:

#### Intrinsische Fluktuationen

Die Gesamtenergie eines hadronischen Schauers teilt sich bei seiner Entwicklung auf verschiedene Komponenten auf, die auf unterschiedliche Weise ihre Energie in den aktiven Lagen deponieren:

1. Hervorgerufen durch die Produktion sekundärer  $\pi^0$  und  $\eta$ -Mesonen, welche anschließend in  $\gamma$ -Quanten zerfallen, wird inmitten des hadronischen Schauers eine elektromagnetische Kaskade ausgelöst. Die Deposition von Energie in den Nachweisschichten erfolgt hauptsächlich durch Ionisationseffekte niederenergetischer Elektronen und Positronen (siehe Abschnitt 5.3). Es stellt sich heraus, daß die mittlere Anzahl der produzierten  $\pi^0$  und der Anteil der elektromagnetischen Komponente an der Gesamtenergie des Schauers mit der Einfallenergie ansteigt.
2. Ein bedeutender Teil der Primärenergie geht durch Anregung und Aufbruch von Kernen des Absorbermaterials verloren und steht daher nicht für die Produktion eines sichtbaren Signals zur Verfügung. Diese Verluste sind stark energieabhängig und können in Materialien mit hohem  $Z$  Werte von bis zu 40% annehmen [WIG87].
3. Ionisation des aktiven Mediums durch niederenergetische Protonen und Pionen. Der Anteil der Energie, der durch Ionisationseffekte deponiert wird, ist stark materialabhängig und beträgt für Uran 38%, Blei 43% und Eisen 58% [WIG87]. Weiterhin begrenzen mögliche Sättigungs- und Rekombinationseffekte die in den Nachweisschichten produzierte Signalmenge. Die im Szintillator erzeugte Lichtmenge steigt dann nicht mehr mit der dort deponierten Energie an. Dieses Verhalten wird durch eine semiempirische Relation, dem sogenannten Birks'schen Gesetz beschrieben [BER87, BRÜ87]. So ist beispielsweise die Menge des gesammelten Lichtes pro Energieverlust von niederenergetischen Protonen wesentlich kleiner als die von äquivalenten MIPs.
4. Neutronen im MeV-Bereich, hauptsächlich produziert durch Kernverdampfung und Kernspaltung.

5. Nukleare  $\gamma$ -Quanten, die im Kalorimeter während Spallationsreaktionen, bei Kernspaltungen und durch Neutronen-Einfangreaktionen erzeugt werden.

Für jede dieser Komponenten weist das Kalorimeter eine unterschiedliche Nachweiseffizienz auf, repräsentiert durch die 'Sampling Fractions'. Unter intrinsischen Fluktuationen versteht man die Tatsache, daß Fluktuationen der Energieaufteilung auf die verschiedenen Komponenten von Ereignis zu Ereignis auch Fluktuationen bei der Produktion der nachweisbaren Signale bedingen. Darüber hinaus skalieren diese Schwankungen nicht mit  $1/\sqrt{E}$ , so daß auch die Energieauflösung im allgemeinen dieses erwünschte Verhalten nicht zeigt.

Der dominierende Beitrag zur Energieauflösung wird dadurch bedingt, daß elektromagnetische und hadronische Schauer sehr verschiedene Antworten des Kalorimeters hervorrufen. Verursacht durch die hohen Bindungsenergieverluste findet

man bei Kaskaden ausgelöst durch Hadronen im Mittel kleinere Pulshöhen als bei Elektronen. Dieser Sachverhalt soll durch typische Pulshöhenspektren in Abbildung 5.4 veranschaulicht werden. Das üblicherweise in diesem Zusammenhang betrachtete Verhältnis der 'Sampling Fractions' nimmt somit einen Wert kleiner als 1 an ( $R_e/R_h = e/h < 1$ ).

Eine Möglichkeit, die intrinsischen Fluktuationen zu minimieren, besteht darin, ein kompensierendes Kalorimeter zu bauen. Hier wird die Antwort des Kalorimeters auf einen elektromagnetischen Schauer ( $e$ ) und einen 'rein' hadronischen Schauer ( $h_i$ ), in dem die elektromagnetische Komponente von der Betrachtung ausgeschlossen wird, im Mittel einander angepaßt ( $e/h_i = 1$ ). Damit haben die Fluktuationen zwischen diesen Schauerkomponenten in erster Näherung keinen Einfluß auf die Produktion von Kalorimetersignalen und die Energieauflösung wird nicht mehr durch diesen Effekt verschlechtert. Ferner ist zu erwarten, daß die beobachteten Energieverteilungen im kompensierenden Kalorimeter gaußförmig sind und sich die Auflösung der Energiemessung mit  $1/\sqrt{E}$  verbessert.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß die Verhältnisse  $e/h$  und  $e/h_i$  für eine gewisse Kalorimeterkonstellation im allgemeinen unterschiedlich sind, da im zweiten Fall die elektromagnetische Komponente des hadronischen Schauers nicht berücksichtigt wird. Lediglich im Falle von Kompensation ergibt sich  $e/h = 1 = e/h_i$ .

Während in nichtkompensierenden Kalorimetern die intrinsischen Fluktuationen einen Beitrag von 40%–45% zur Energieauflösung haben können und nicht mit  $1/\sqrt{E}$  skalieren, beträgt diese Komponente im Falle von Kompensation etwa 10%–20%/√E.

### 'Sampling'-Fluktuationen

Wie in Abschnitt 5.3.4 bereits beschrieben, kommt ein zusätzlicher Beitrag zur Energieauflösung daher, daß in 'Sampling'-Kalorimetern nur ein Bruchteil der Schauerenergie in den aktiven Schichten nachgewiesen und damit auf die Gesamtenergie zurückgeschlossen wird. Statistische Schwankungen hierbei wirken sich negativ auf die Energieauflösung aus. Experimentelle Untersuchungen zeigen, daß die 'Sampling'-Fluktuationen bei hadronischen Schauern ungefähr doppelt so groß sind wie bei elektromagnetischen Kaskaden. Die Gründe für dieses Phänomen sind bisher noch nicht verstanden.

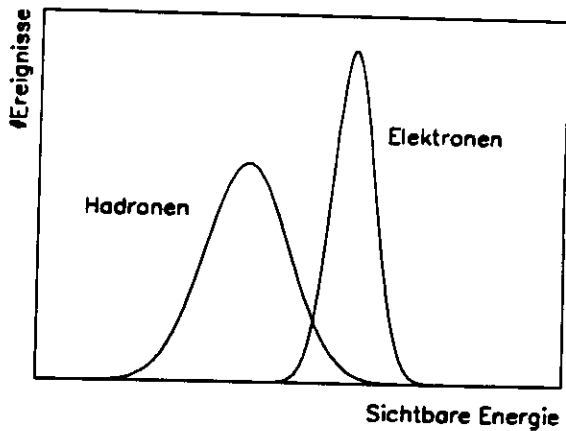


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der Antwort von Elektronen und Hadronen im nicht-kompensierenden Kalorimeter



### Instrumentelle Auflösung

Ebenso, wie für elektromagnetische Schauer bereits ausgeführt, haben Energieleckverluste und alle instrumentellen Effekte, die Fluktuationen bei der Umwandlung von Licht oder Ladung im Kalorimeter in meßbare Signale erzeugen, einen negativen Einfluß auf die Energieauflösung des Detektors. Es sei hier noch einmal darauf hingewiesen, daß diese Fluktuationen zum Teil nicht mit  $1/\sqrt{E}$  skalieren und somit die Auflösung des Kalorimeters im Bereich hoher Energien begrenzen.

#### 5.4.4 Einstellen von Kompensation

Wie im vorangegangenen Abschnitt angedeutet, ist es für eine Minimierung der Fehler bei der Energiemessung notwendig, ein Kalorimeter zu bauen, in dem Elektronen- und Hadronenschauer derselben Gesamtenergie die gleiche Signalmenge im Detektor erzeugen.

Kompensation kann durch zwei Verfahren erreicht werden:

1. Zum einen kann man, wenn das Kalorimeter sehr fein segmentiert ist, die elektromagnetische Komponente, welche in kleinen Raumbereichen des Kalorimeters sehr viel mehr Energie deponiert als die hadronische, bei der Analyse der Daten nachträglich reduzieren. Man erhält nun eine 'gewichtete' sichtbare Energie  $E'_{vis}$  aus der gemessenen sichtbaren Energie  $E_{vis}$  zum Beispiel durch eine Relation wie  $E'_{vis} = E_{vis}(1 - c \cdot E_{vis})$ , wobei  $c$  eine Konstante darstellt [KLE84].
2. Eine weitere Möglichkeit, Kompensation zu erreichen, besteht darin, das Kalorimeter so zu konstruieren, daß  $e/h = 1$  eingestellt wird. Wie noch darzustellen ist, hängt die Antwort des Kalorimeters auf die einzelnen Schauerkomponenten entscheidend von der Geometrie, von den verwendeten Materialien, sowie von der Ausleselektronik ab. Diese Abhängigkeiten können gezielt so eingesetzt werden, daß die elektromagnetische Antwort abgeschwächt und die hadronische Antwort verstärkt wird, um auf diese Art eine Angleichung zu erreichen.

Im weiteren soll nur auf das zweite Verfahren eingegangen werden.

Zum sichtbaren Kalorimetersignal tragen Ionisationseffekte, Neutronen und niederenergetische Photonen bei. Daher kann das Verhältnis der 'Sampling Fractions' von elektromagnetischen und rein hadronischen Schauern allgemein so dargestellt werden:

$$\frac{e}{h_i} = \frac{e/mip}{\langle f_{ion} \rangle \cdot ion/mip + \langle f_n \rangle \cdot n/mip + \langle f_\gamma \rangle \cdot \gamma/mip} \quad (5.28)$$

mit:

- $\langle f_i \rangle$  : Mittlerer Teil der im Schauer durch eine bestimmte Komponente vorhandenen Energie. Die elektromagnetischen Anteile sind nicht berücksichtigt.  
 $i/mip$  : 'Sampling Fraction' der einzelnen Schauerkomponenten.

Niedrige Einschußenergien ( $E < 2$  GeV) ausgenommen, wobei das einfallende Hadron keinen ausgebildeten Schauer entwickelt, sind die Bruchteile  $\langle f_i \rangle$  der Gesamtenergie für die einzelnen Schauerkomponenten nur schwach energieabhängig. Sie hängen weiterhin von der Kernladungszahl des Absorbermaterials, der Geometrie des Kalorimeters und den verwendeten Materialdicken ab. Einige typische Werte für Blei- und Urankalorimeter mit Szintillatorauslese, ermittelt für Protonen einer Energie von 5 GeV, sind in Tabelle 5.3 dargestellt [BER87].

Es soll nun kurz auf die 'Sampling Fractions' der im Schauer vorhandenen verschiedenen Komponenten eingegangen werden:

Typ des Kalorimeters	$\langle f_{ion} \rangle$ [%]	$\langle f_n \rangle$ [%]	$\langle f_\gamma \rangle$ [%]
Pb-SCI	46.7	12.1	7.3
U-SCI	41.8	19.5	21.6

Tabelle 5.3: Bruchteil der von verschiedenen Komponenten getragenen Schauerenergie für 5 GeV Protonen.

### e/mip

Über den Beitrag von Elektronen in Vergleich zu MIPs ist bereits im Abschnitt über elektromagnetische Schauer geschrieben worden. An dieser Stelle sei nur noch einmal der Wert für die spezielle Geometrie des ZEUS-Kalorimeters angegeben:

$$\frac{e}{mip} = 0.62 \quad (5.29)$$

### $\gamma$ /mip

Niederenergetische Photonen ( $E_\gamma < 50$  MeV) werden im Kalorimeter hauptsächlich durch Spallationsreaktionen, inelastische ( $n, n'\gamma$ )-Reaktionen, bei Kernspaltungen und durch Neutroneneinfangreaktionen erzeugt. Die ersten drei Mechanismen finden augenblicklich statt, die letzte Reaktion erfolgt zum Teil erheblich verzögert, weil die Neutronen, die diese Reaktion induzieren, erst thermalisiert werden müssen. Kalorimeter mit Absorbern von hohem  $Z$  sind sehr ineffektiv für den Nachweis von Photonen. Simulationsrechnungen zeigen, daß im Vergleich zu einem MIP nur ein Bruchteil der totalen Energie als sichtbare Energie im Kalorimeter deponiert wird.  $\gamma$ /mip ist stark von der Energie des Photons abhängig. In einem hadronischen Schauer haben mehr als 90% der freigesetzten  $\gamma$ -Quanten Energien unter 2 MeV [WIG87]. MC-Simulationen zeigen, daß in einer Kalorimeterkonfiguration von 3 mm  $^{238}\text{U}$  und 2.5 mm Szintillator sich  $\gamma$ /mip-Verhältnisse von 0.5–0.6 ( $E_\gamma \simeq 2$  MeV) und nahezu 0 ( $E_\gamma \simeq 0.1$  MeV) ergeben [BER87]. Für ein  $\gamma$ -Spektrum von nuklearen Spaltungsreaktionen kann man einen Mittelwert angeben [WIG87]:

$$\frac{\gamma}{mip} \simeq 0.3 \quad (5.30)$$

Da dieses Verhältnis wesentlich kleiner als 1 ist, stellen die  $\gamma$ -Quanten offensichtlich keine Komponente des Schauers dar, mit der man die Energieverluste im hadronischen Schauer kompensieren kann.

### n/mip

Neutronen können auf vielfältige Art und Weise Energie im Detektor deponieren. Im Hochenergiebereich werden sie bevorzugt inelastische Kollisionen mit weiteren Kernen des Absorbermaterials durchführen und zur weiteren Ausdehnung des hadronischen Schauers beitragen. Wenn die Energie dazu im Laufe der Kaskadenentwicklung zu klein geworden ist ( $E < 20$  MeV), kommen weitere Effekte hinzu, wie zum Beispiel die elastische Streuung an Kernen des Absorber- und Nachweismaterials, sowie Einfang- und Spaltungsreaktionen. Die Wirkungsquerschnitte hierfür sind gut bekannt und werden in Abbildung 5.5 verdeutlicht [BRÜ87].

Als wichtigster Prozeß im Hinblick auf eine effektive Energiedeposition im Kalorimeter stellen sich Protonrückstoßprozesse im aktiven Medium heraus. Abbildung 5.5 zeigt zusätzlich den Wirkungsquerschnitt für die ( $n, p$ )-Streuung. Man erkennt, daß für niederenergetische Neutronen ( $E_n < 1$  MeV) dieser Wirkungsquerschnitt mit dem für ( $n, U$ )-Reaktionen nahezu übereinstimmt. Der mittlere Energieübertrag allerdings ist für die ( $n, U$ )-Streuung aufgrund der unterschiedlichen Teilchenmassen un-

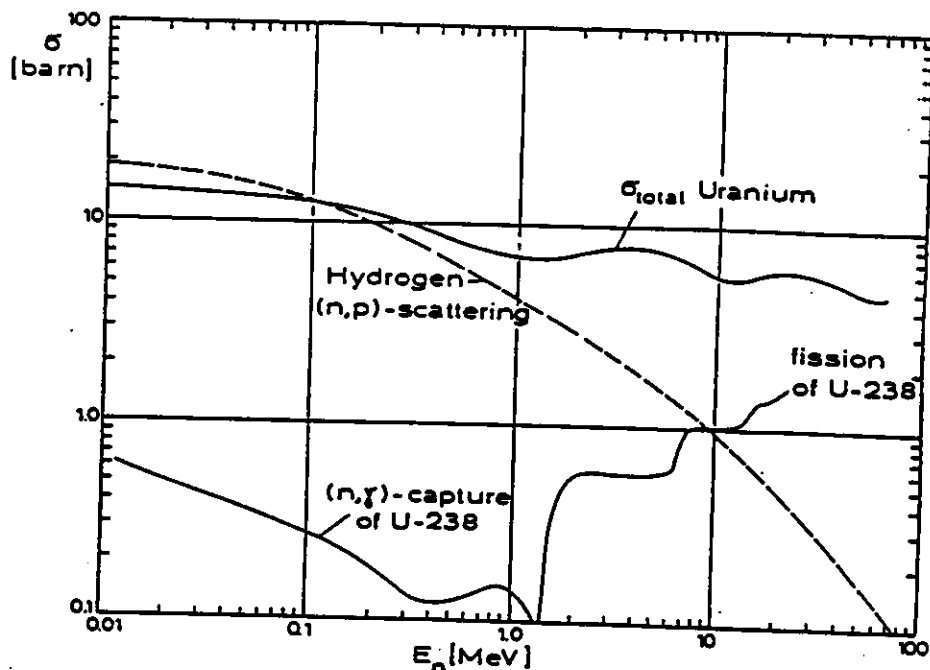


Abbildung 5.5: Einige Wirkungsquerschnitte für Reaktionen von Neutronen in  $^{238}\text{Uran}$ .

gefähr um einen Faktor 200 kleiner. Die bei den verschiedensten Reaktionen reichlich produzierten Neutronen geben ihre Energie also vor allem an die freien Protonen des Auslesemediums ab. Weil dieser Effekt für kleine Neutronenenergien dominierend ist, resultiert automatisch ein sehr weiches Protonenspektrum. Ein Proton in diesem Energiebereich verliert nach Durchqueren einer 2.5 mm dicken Szintillatorschicht typischerweise 17 MeV seiner Energie durch Ionisation [WIG87], so daß die Rückstoßprotonen praktisch ihre gesamte Energie in dem Szintillator deponieren, in dem sie durch die  $(n,p)$ -Reaktion erzeugt wurden. So bringt beispielsweise ein 3 MeV Neutron 50% seiner kinetischen Energie direkt in den Nachweisschichten unter. Zum Vergleich: MIPs lassen etwa 6% ihrer Energie in den Detektorlagen. Der  $n/mip$ -Wert ist damit deutlich größer als 1. In der Praxis wird diese Relation jedoch reduziert, weil Sättigungs- und Rekombinationseffekte im Szintillator die sichtbare Energie stark begrenzen.

Die durch die Rückstoßprotonen deponierte Energie wird nicht von der Kalorimeterstruktur abgetastet. Daher ist die 'Sampling Fraction' für Neutronen in erster Näherung nicht von der Dicke der gewählten Nachweisschichten abhängig, ganz im Gegensatz zur 'Sampling Fraction' eines MIPs. Es zeigt sich somit, daß  $n$  und  $mip$  keine einander proportionalen Größen sind. Das Verhältnis  $n/mip$  von Kalorimetern, die freie Protonen im Auslesemedium haben, hängt vom  $mip$ -Wert direkt ab, oder anders formuliert,  $n/mip$  wird empfindlich vom Schichtdickenverhältnis der Absorber- und Detectorschichten beeinflusst.

Durch die Möglichkeit, niederenergetische Neutronen sehr effektiv nachweisen zu können, hat man ein Werkzeug in der Hand, ein kompensierendes Kalorimeter aufbauen zu können, wobei sich das Verhältnis

$$R_d = \frac{\text{Dicke des Absorbermaterials}}{\text{Dicke des Detektormaterials}}$$

als der entscheidende Parameter herausstellt. Eine spezielle Einstellung von  $R_d$ , so hat sich herausgestellt, kann nicht nur Kompensation, sondern sogar eine Überkompensation erreichen, die Antwort auf Hadronen ist dann größer als auf Elektronen [BER87].

Ein weiterer interessanter Effekt kommt durch den Einfang von niederenergetischen Neutronen durch einen  $^{238}\text{U}$ -Kern zustande; die Differenz der Bindungsenergie zu  $^{239}\text{U}$  von 4.8 MeV wird in Form von

$\gamma$ -Quanten freigesetzt. Bedingt durch die große Anzahl von Neutronen speziell in Urankalorimetern ist bei diesem Effekt eine große Energiemenge beteiligt. Da dieser Prozeß durch die Thermalisationszeit der Neutronen aber erst bis zu  $1 \mu\text{s}$  verspätet stattfindet und typische Signalintegrationszeiten der Ausleseelektronik im Bereich von 100 ns liegen, wird abhängig von der gewählten Integrationszeit nur ein Teil der so deponierten Energie nachgewiesen. Das  $e/h$ -Verhältnis ist daher von der eingestellten Integrationszeit der Elektronik abhängig, und kann für Zeiten von 50 ns bis 600 ns um etwa 7% verändert werden [BRÜ86b, CAL92].

### $p/mip$

Hochenergetische Protonen, die zur Entwicklung der Teilchenkaskade beitragen, werden sich ähnlich wie minimal ionisierende Teilchen verhalten. Für niederenergetische Protonen wird sich das Verhalten im Vergleich zu MIPs aus folgenden Gründen unterscheiden [WIG87]:

- Die Reichweite niederenergetischer Protonen ist begrenzt. Senkrecht eintretende Protonen der Energie 40 MeV werden durch 3 mm starke Uranplatten gestoppt und tragen somit nicht zur sichtbaren hadronischen Energie bei. Dieser Effekt verkleinert  $p/mip$ .
- Das Verhältnis  $(dE/dx)_{\text{Detektor}} / (dE/dx)_{\text{Absorber}}$  kann sich für nichtrelativistische Protonen stark von MIPs unterscheiden, was  $p/mip$  vergrößert.
- Sättigungs- und Rekombinationseffekte im aktiven Medium begrenzen die Menge des nachweisbaren Signals für große Ionisationsdichten und tragen auf diese Weise zur Verkleinerung von  $p/mip$  bei.
- Vielfachstreuung weicher Protonen in Absorbern mit hohem  $Z$ . Durch diesen Mechanismus erwartet man eine Verkleinerung von  $p/mip$ .

Die Berücksichtigung aller Effekte bedeutet insgesamt eine Reduktion von  $p/mip$ . Abhängig von der exakten Absorberdicke beträgt dieses Verhältnis im Mittel für ein Uran-Szintillator-Kalorimeter:

$$\frac{p}{mip} \simeq 0.9 \quad (5.31)$$

Sind keine begrenzenden Sättigungseffekte im Auslesemedium vorhanden, beispielsweise durch Verwendung von Siliziumdioden, können durchaus auch  $p/mip$ -Werte größer als 1 erreicht werden [WIG87].

### $ion/mip$

Der Gesamtbeitrag durch Ionisation ist als Summe von verschiedenen Beiträgen zu verstehen. 70% bis 75% der Ionisation wird durch Protonen aus den Spallationsreaktionen hervorgerufen, der Rest erfolgt durch hochenergetische Pionen, die sich ähnlich wie MIPs verhalten. Das Verhältnis von  $ion/mip$  ändert sich nicht mit der Veränderung der Absorberdicke, ist aber stark abhängig von der gewählten Stärke der Detektorschichten.

### Zusammenfassung

Das für eine möglichst gute Energieauflösung eines 'Sampling'-Kalorimeters wichtige Verhältnis der 'Sampling Fractions' von Elektronen und Hadronen  $e/h$  ist von mehreren Faktoren abhängig:

- Kernladungszahl des Absorbermaterials.
- Eigenschaften des Auslesemediums: Dicke, Sättigungseffekte, Protonendichte.
- Dicke des Absorbers und aktiven Mediums, sowie von ihrem Verhältnis  $R_d$ .
- Signalintegrationszeiten der Ausleseelektronik.

Durch geeignete Berücksichtigung dieser Bedingungen ist es der ZEUS-Kollaboration gelungen, ein kompensierendes Kalorimeter zu bauen, welches eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_{E, Hadron}}{E} \simeq 35\%/\sqrt{E} \quad (5.32)$$

erreicht und eine weitgehend lineare Antwort von Hadronen auf die Einfallenergie gewährleistet.

## Kapitel 6

# Der experimentelle Aufbau des Teststandes für kosmische Myonen

### 6.1 Beschreibung des Teststandes

Der Teststand für kosmische Myonen für das Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter des ZEUS-Detektors wurde in der Experimentierhalle II auf dem DESY-Gelände aufgebaut. Eine Übersichtszeichnung des Teststandes ist in den Abbildungen 6.1 und 6.2 zu sehen.

Der Aufbau bestand aus dem Kalorimetermodul selbst, welches mit Myonen kalibriert werden sollte und in der sogenannten 'Stacking Position' aufgestellt war. Die Eintrittsfläche der Teilchen, welche im Experiment zum Wechselwirkungspunkt hin orientiert ist, zeigte hier nach oben.

Über dem Modul befand sich ein oberer Triggerrahmen, der mit einem Kran bewegt werden konnte. Diese Anordnung wurde auf dem Transportrahmen des Moduls in einer mit einer Genauigkeit von besser als 1 mm reproduzierbaren Weise abgestellt. Sie enthielt insgesamt 10 Szintillationszähler für den Trigger, weiterhin drei Driftkammerebenen und zwischen dritter Driftkammer und Kalorimetermodul eine 5 mm dicke Bleifolie zur Abschirmung der Driftkammern vor der natürlichen Radioaktivität des Urans.

Unter dem Modul befand sich ein weiterer Teil der Triggeranordnung. Hier waren zwei Szintillatorlagen, eine weitere Driftkammerebene und ein 10 cm starker Eisenabsorber untergebracht. Bei der Installation eines Kalorimetermoduls im Teststand konnte eine relative Positioniergenauigkeit des unteren Triggerrahmens von besser als 1 mm erreicht werden.

Im folgenden werden die verschiedenen Einzelkomponenten des Teststandes detaillierter beschrieben.

#### 6.1.1 Die Szintillationszähler

Vorbereitende Tests zeigten, daß die natürliche Radioaktivität des Urans im Kalorimetermodul in den Triggerzählern eine unter Umständen hohe Untergrundzählrate erzeugen konnte. Um die Anzahl zufälliger Koinzidenzen des Triggersystems klein zu halten, wurden drei Ebenen mit Szintillationszählern aufgebaut. Eine Ebene wurde über und zwei Ebenen unter dem Kalorimetermodul installiert. Zwischen beiden Zählerebenen unter dem Modul wurde ein 10 cm dicker Eisenabsorber angeordnet, um eine Mindestenergie der triggernden Myonen zu gewährleisten.

Die obere Triggerebene bestand aus insgesamt 10 Szintillationszählern ( $u_{1l}$ ,  $u_{1r}$ , ...,  $u_{5l}$ ,  $u_{5r}$ ) mit einer

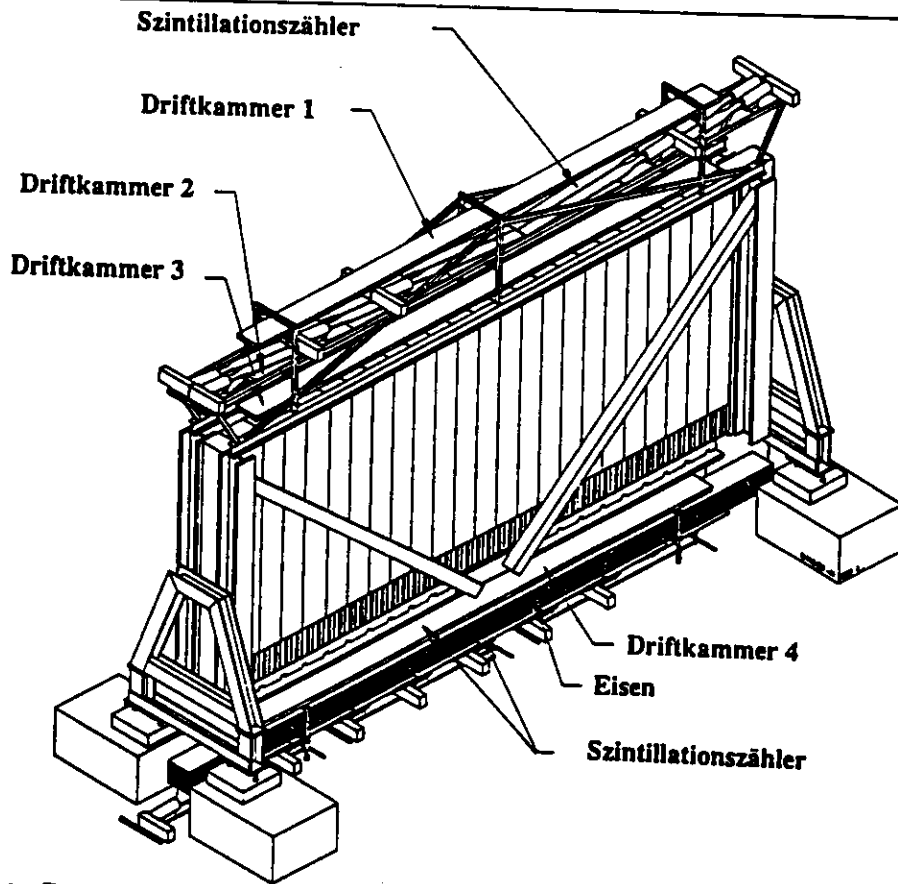


Abbildung 6.1: Der Teststand zur Kalibration der ZEUS F/RCAL Kalorimetermodule mit kosmischen Myonen

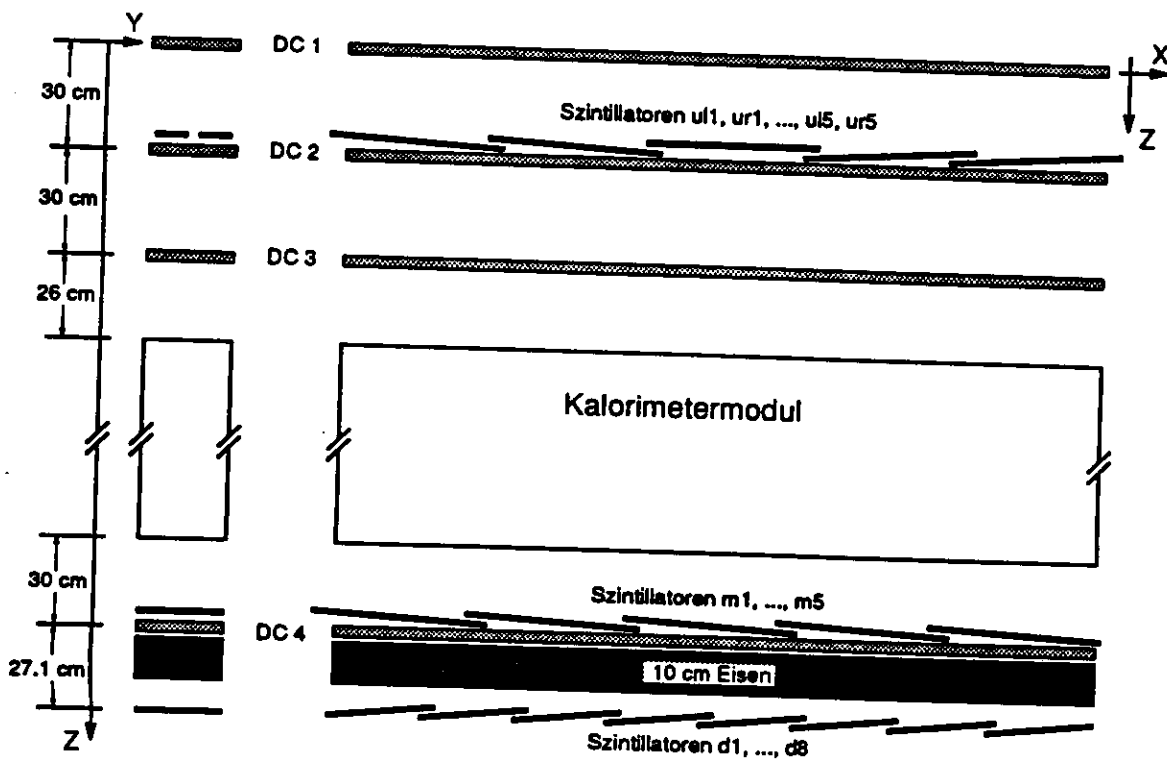


Abbildung 6.2: Zweidimensionale Ansicht des Teststandes

Größe von jeweils  $8.0 \times 90.7 \text{ cm}^2$ . Sie waren zu fünf Paaren installiert, welche einen Abstand von 1.0 cm aufwiesen, um die Doppeldeutigkeit bei der Rekonstruktion der Myonenspur mit den Driftkammern aufklären zu können (siehe Abschnitt 6.1.2). Die Zählerpaare selbst waren mit einer Überlappung von etwa 1 cm in Modullängsrichtung angeordnet.

Die mittlere Triggerebene setzte sich aus fünf Szintillationszählern ( $m_1, \dots, m_5$ ) zusammen, die jeweils eine aktive Fläche von  $25.8 \times 101.5 \text{ cm}^2$  aufwiesen und mit einer Überlappung von etwa 5 cm aufgebaut waren.

Für die untere Ebene wurden acht Szintillationszähler ( $d_1, \dots, d_8$ ) verwendet, welche sich im Mittel um etwa 1 cm überlappten.

Alle Triggerzähler waren mit Photomultipliern des Typs Valvo 56AVP bestückt. Während die Photoröhren der oberen und unteren Triggerebene mit Cockcroft-Walton-Generatoren zur Hochspannungsversorgung ausgestattet waren, wurden für die mittlere Triggerebene konventionelle passive Basen mit externer Hochspannungsversorgung verwendet.

Um einen optimalen Wert für die Versorgungsspannungen einzelner Röhren und die Diskriminatorschwelle experimentell zu ermitteln, wurde mit einer Testanordnung die Effizienz jedes einzelnen Triggerzählers in Abhängigkeit seiner Versorgungsspannung und der gewählten Diskriminatorschwelle bestimmt. Der Aufbau ist in Abbildung 6.3 illustriert.

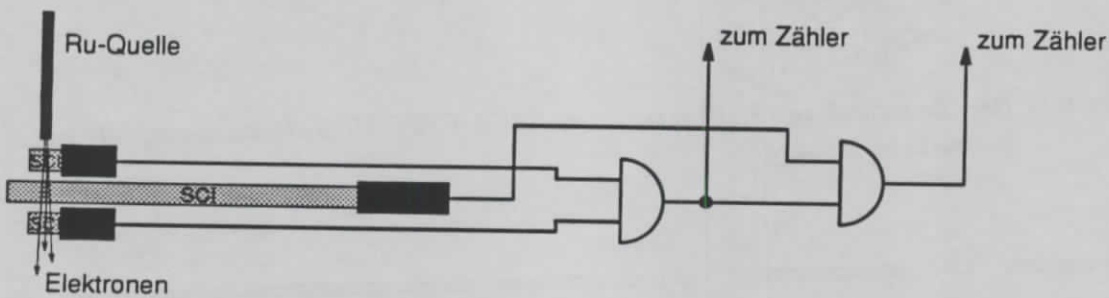


Abbildung 6.3: Anordnung zur Bestimmung der Hochspannung der Triggerzähler und der Diskriminatorschwelle

Mit Hilfe der Elektronen einer  $^{106}\text{Ru}$ -Quelle und zweier zusätzlicher Zähler mit einer Szintillatorfläche von jeweils etwa  $1 \text{ cm}^2$  konnte die Effizienz des zu testenden Triggerzählers direkt bestimmt werden. Neben den schon erwähnten Abhängigkeiten variiert die gemessene Effizienz mit der Eintrittsposition der Teilchen in den Zähler. Daher wurde bei den Messungen stets eine Position mit der kleinsten erwarteten Effizienz an dem dem Photomultiplier gegenüberliegenden Ende des Szintillators gewählt. In Abbildung 6.4 sind Effizienzkurven eines typischen Zählers in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung und der eingestellten Diskriminatorschwelle aufgetragen. Die verwendeten Werte wurden daraufhin so ausgewählt, daß sie am Beginn des beobachteten Plateaus die Zählrate möglichst klein halten und andererseits eine Effizienz der Einzelzähler von größer als 99% ermöglichen.

Die ermittelten Hochspannungswerte lagen für eine Diskriminatorschwelle von 50 mV zwischen 1600 V und 2100 V.

Für die Datennahme mit kürzeren Kalorimetermodulen wurde ein weiterer beweglicher Szintillationszähler mit einer Größe von  $20 \times 80 \text{ cm}^2$  verwendet, um das Ende des Moduls zu definieren. Dieser Zähler wurde mit den über das Modul hinausragenden Szintillatoren in Koinzidenz geschaltet und damit verhindert, daß Myonen ein Triggersignal auslösten, ohne das Kalorimetermodul durchlaufen zu haben.



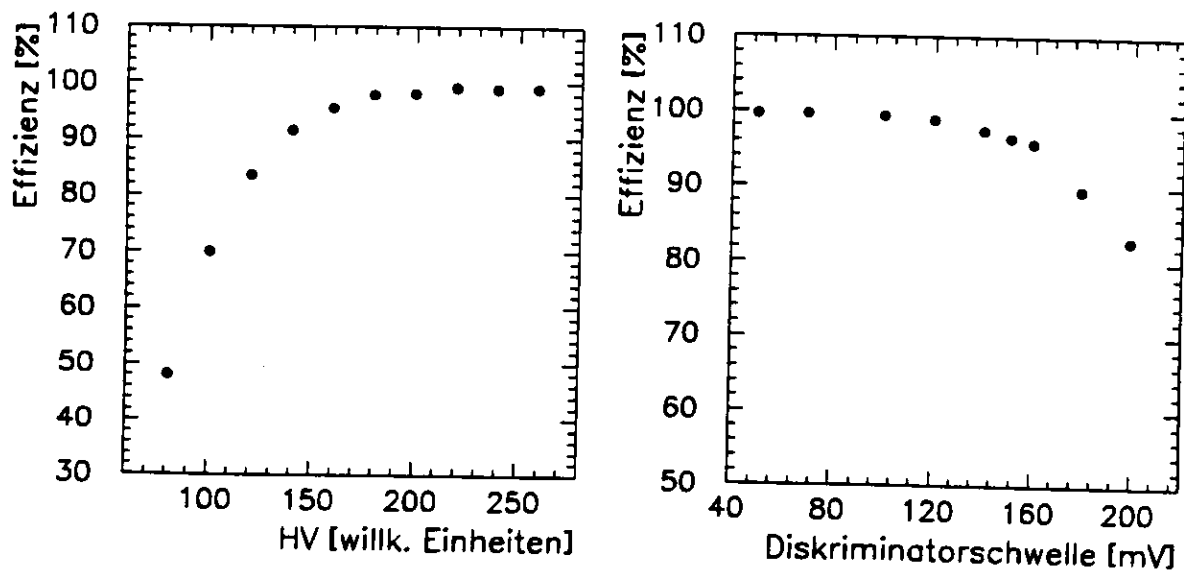


Abbildung 6.4: Effizienz eines Triggerzählers in Abhängigkeit seiner Versorgungsspannung (links) und Diskriminatorschwelle (rechts)

### 6.1.2 Die Driftkammern

Insgesamt wurden im Teststand vier Driftkammerebenen zur Vermessung der Myonspuren verwendet; drei davon waren über und eine unter dem Kalorimetermodul angeordnet.

Der Abstand der Kammern über dem Modul betrug jeweils 30.0 cm, der Abstand der dritten Ebene von der Moduloberfläche 26.0 cm. Die Driftkammer unter dem Modul war mit einem Abstand von 30.0 cm von der Modulunterkante entfernt installiert. Die Distanz zwischen der dritten und vierten Kammer war vom Typ des getesteten Moduls abhängig und variierte zwischen 284.5 cm für das größte FCAL- und 208.8 cm für das kleinste RCAL-Modul (siehe nocheinmal Abbildungen 6.1 und 6.2).

Die verwendeten Driftkammern wurden als Myonkammern für das DELPHI-Experiment am Speicherring LEP des CERN entwickelt [DAU86]. Ihre Außenmaße betragen  $3.2 \times 19.7 \times 435.0 \text{ cm}^3$ . Abbildung 6.5 zeigt den Querschnitt einer Driftkammer. Die für die Messung zur Verfügung stehende Nachweisfläche beträgt  $18.8 \times 428.0 \text{ cm}^2$ . Die maximale aktive Länge der größten FCAL-Module ist 460.0 cm, so daß durch die Driftkammern nicht ihre volle Länge abgedeckt wurde.

Als Anode findet man einen Zentraldraht mit einer Dicke von  $100 \mu\text{m}$  in der Kammer vor, welcher an zwei Stellen längs der Driftkammer unterstützt wird. Die Gasverstärkung wird durch das Anlegen einer Anodenspannung von +4.2 kV erreicht. Das Driftfeld dagegen wird durch 6 mm breite und mit einem Abstand von 8 mm angeordnete Kupferstreifen hervorgerufen, die durch eine Widerstandskette verbunden sind. Die angelegte Spannung zur Erregung des Driftfeldes beträgt -7 kV. Die Kathode ist als flache Verzögerungsleitung ausgelegt und weist eine Signallaufzeit von 600 ns/m auf. Die Verzögerungsleitung wurde an beiden Kammerenden mit Hilfe von Vorverstärkern ausgelesen. Die Kammern wurden im 'Limited Streamer' Modus betrieben, was einerseits eine große Pulshöhe des Anodensignals von typischerweise 80 mV an  $50 \Omega$  gewährleistete und andererseits ein schnelles Anstiegsverhalten des Pulses sicherstellte. Die relativ große resultierende Totzeit konnte in Kauf genommen werden, da man bei der Messung von kosmischen Myonen keine hohen Teilchenraten erwartete.

Die Positionsrekonstruktion eines Myons erfolgte mit nur drei gemessenen Größen pro Kammer, der

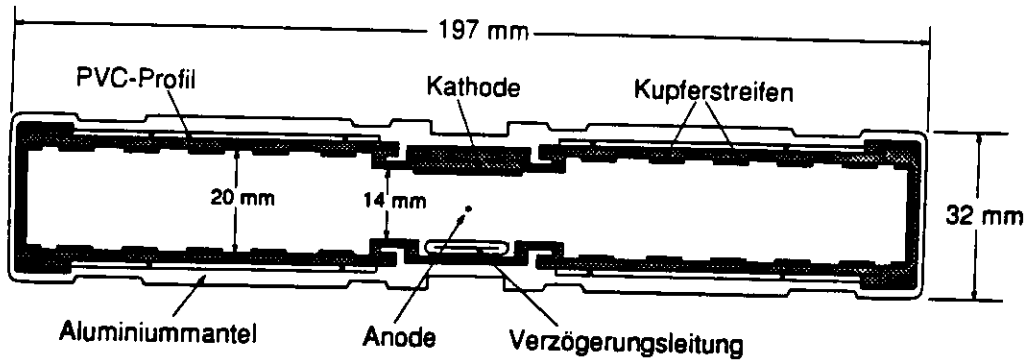


Abbildung 6.5: Querschnitt der Driftkammern

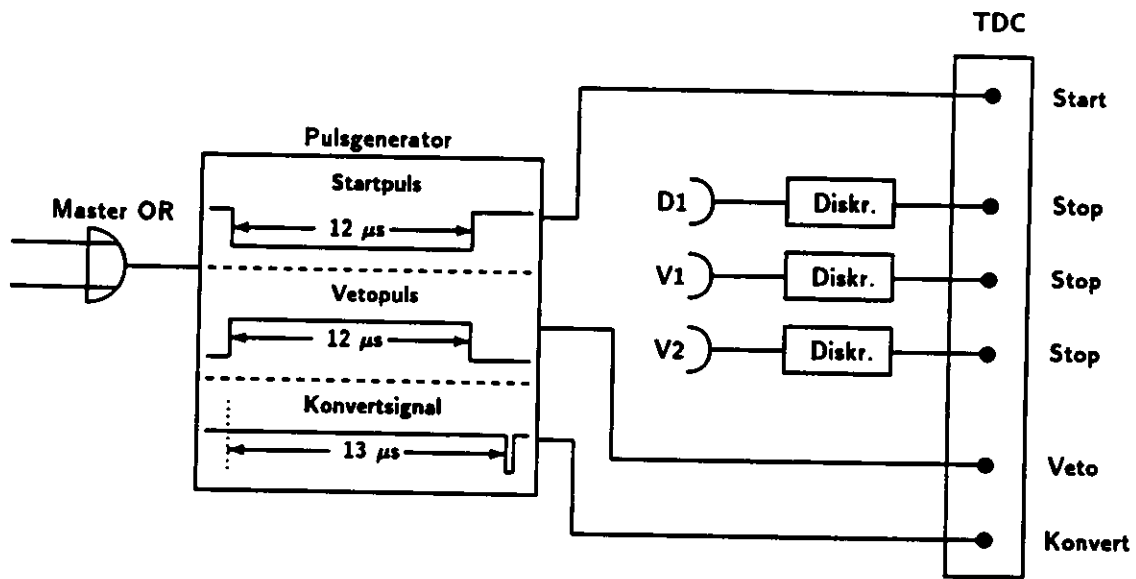


Abbildung 6.6: Schema der Logik zur Auslese der Drift- (D1) und Verzögerungszeiten (V1, V2) der Driftkammern mit TDCs

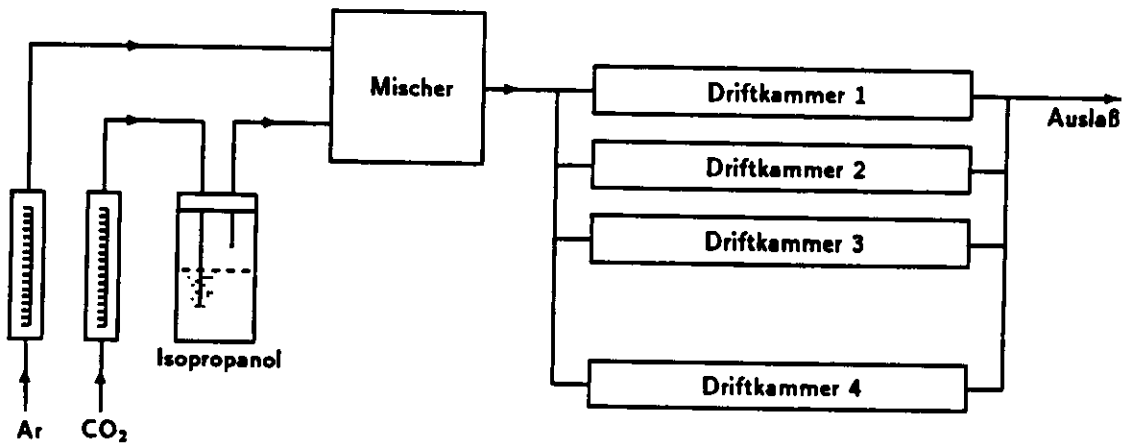


Abbildung 6.7: Schema der Gasversorgung für die Driftkammern

Driftzeit und den zwei Verzögerungszeiten. Für die Zeitmessung wurden TDCs<sup>1</sup> des Typs LeCroy 4208 verwendet. Mit einer dieser CAMAC-Einheiten war man in der Lage, acht Kanäle mit einem dynamischen Bereich von 24 bit und einer Zeitaufösung von 1 ns auszulesen. Die Beschaltung der TDCs ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Ein Triggersignal vom Master OR generierte in einem Pulsgenerator ein gemeinsames Startsignal für alle Kanäle. Die Signale von der Anode und den Verzögerungsleitungen waren über Diskriminatoren mit einer Schwellenspannung von 30 mV an die Stopeingänge angeschlossen. Ein Vetosignal mit einer Breite von 12  $\mu$ s, was der maximalen Driftzeit in der Kammer entspricht, verhinderte ein weiteres Startsignal während dieser Zeit. Ein Konvertersignal 13  $\mu$ s nach dem Startpuls initialisierte die Konversion der Zeiten und die Auslese des TDCs durch das Datennahmesystem.

Die Driftkammern wurden mit einem Gasgemisch aus Argon, Kohlendioxid und Isopropanol der Zusammensetzung (Ar:CO<sub>2</sub>:CH<sub>3</sub>CH(OH)CH<sub>3</sub>  $\approx$  50%:44%:6%) betrieben. Das für den Teststand zur Verfügung stehende Gasversorgungssystem ist schematisch in Abbildung 6.7 dargestellt. Es wurde lediglich das Kohlendioxid durch das Isopropanol geleitet, um eine gesättigte Gasmischung zu vermeiden, was zu einer Kondensation des Isopropanols in den Driftkammern führen könnte. Die Konzentration des Isopropanols in der Gasmischung konnte mit diesem Aufbau nur in begrenztem Maße kontrolliert werden und hing vom Druck im Gassystem und der Außentemperatur ab.

Die Begründung für die Wahl dieser Gasmischung und speziell die Verwendung von Isopropanol als Löschgas ist in [STR89] dargestellt. Die Hauptargumente sind, daß sich die Betriebskosten in Grenzen halten und die Gasmischung nicht explosiv ist, daher auf aufwendige Sicherheitsmaßnahmen beim Betrieb verzichtet werden kann. Als Nachteil kann angesehen werden, daß der 'Limited Streamer' Modus zwar erreicht wird, die Driftgeschwindigkeit der Elektronen allerdings nicht gesättigt ist. Der Einsatz von Isopropanol bedingt ein Absinken der Driftgeschwindigkeit um ungefähr 30%. Testexperimente zeigten allerdings, daß auch mit dieser Gaszusammensetzung eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 80%–85% für eine einzelne Kammer erreicht werden kann. Die beobachteten Auflösungen für die Positionsrekonstruktion liegen bei 1.1 mm in Driftrichtung und 1.9 mm in Richtung der Kammerlänge. Nähere Angaben zu diesen Messungen befinden sich ebenfalls in [STR89].

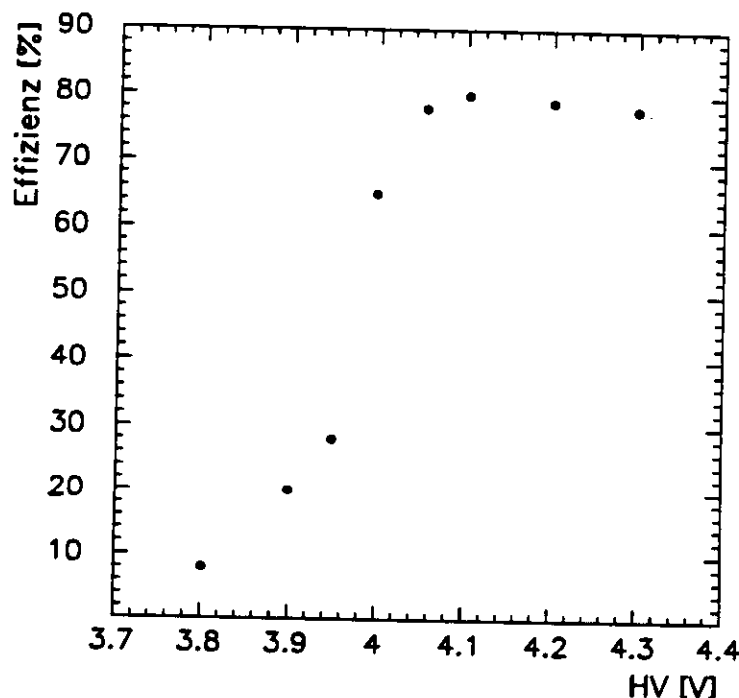


Abbildung 6.8: Effizienz der Driftkammern in Abhängigkeit der Anodenspannung

<sup>1</sup>TDC: Time Digital Converter

Direkt nach dem Aufbau des Teststandes bei DESY wurde im Frühjahr 1990 die Effizienz des Myonennachweises einer Driftkammer in Abhängigkeit von der Anodenspannung untersucht. Abbildung 6.8 zeigt das Resultat dieser Messung. Man erkennt, daß die Effizienz nach Erreichen des Plateaus einen Wert von etwa 80% annimmt, was mit den früheren Testmessungen übereinstimmt. Damit kann eine Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Teilchenspuren von etwa 60% oberhalb des Kalorimetermoduls erwartet werden, vorausgesetzt, es werden dort mindestens 2 Kammerpositionen rekonstruiert.

Mit längerer Betriebsdauer der Driftkammern allerdings konnte eine stete Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit beobachtet werden. Nach etwa 9 Monaten wurde nur noch eine Effizienz von 40%–50% pro Kammer gemessen. Die Analyse der Daten zeigte, daß die maximale Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit von etwa 25% bei Beginn der eigentlichen Datennahme im September 1990 nach und nach auf ungefähr 15% absank. Die Position des Myonendurchganges konnte mit einer Auflösung von 3.8 mm in Driftrichtung und 1.2 mm in Richtung der Verzögerungsleitung nachgewiesen werden. Eine detaillierte Beschreibung der Rekonstruktionsalgorithmen, sowie die Messung der Effizienzen der Kammern und deren Positionsauflösung findet sich in [MOL91].

Über die genauen Ursachen dieses Verhaltens der Driftkammern kann nur spekuliert werden. Der enge Zeitplan der Installationsprozedur der Kalorimetermodule in den ZEUS-Detektor ließ ein detailliertes und systematisches Studium dieser Effekte nicht zu. Einige Beobachtungen lassen jedoch den Schluß zu, daß die Verwendung von Isopropanol im Gasgemisch die Eigenschaften der Driftkammern nachhaltig beeinflusst hat. Isopropanol ist als eine chemisch aggressive Substanz bekannt, die vor allem im Einsatz mit bestimmten Kunst- und Klebstoffen zersetzende Wirkung zeigt [ISO90]. So trat beispielsweise während der Meßperiode ein Leck im Gassystem direkt an dem Isopropanol-’Bubbler’ (siehe Abbildung 6.7) auf, welches an den mit Zwei-Komponenten-Klebstoff abgedichteten Durchführungsleitungen lokalisiert werden konnte. Durch das Isopropanol möglicherweise hervorgerufene kleine Undichtigkeiten der Kammern und die aus diesem Grund vorhandenen Sauerstoffbeimischungen im Gas könnten die beobachtete Verschlechterung der Kammereffizienz erklären. Darüber hinaus erlaubte das für den Teststand zur Verfügung stehende Gasversorgungssystem keine präzise Kontrolle der Betriebsbedingungen wie beispielsweise Druck, Gaszusammensetzung und Analyse des Abgases.

Aufgrund der beschriebenen Nachweiseffizienzen der Driftkammern und der begrenzten Anzahl von aufgezeichneten Myonen pro Kalorimetermodul wurde bei der Analyse auf die Berücksichtigung der Driftkammerinformationen verzichtet, sondern diese lediglich für spezielle Studien verwendet [MOL91]. Die Forderung nach einer rekonstruierten Spur in der Analyse hätte eine erhebliche Reduktion der Ereignisse und damit eine Vergrößerung der statistischen Fehler zur Folge gehabt. Es stellte sich außerdem heraus (siehe dazu Kapitel 10), daß die Rekonstruktion des Myondurchganges mit einer für die Analyse hinreichenden Präzision mit dem Kalorimetermodul selbst erreicht werden konnte.

## 6.2 Das Triggersystem

Die Prinzipzeichnung der schnellen Triggerelektronik ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Sie zeigt das Schaltbild einer von insgesamt fünf Triggereinheiten.

Die Signale aller Szintillationszähler wurden zunächst über Diskriminatoren geführt. Die verschiedenen Generationszeiten der Zählereinheiten hervorgerufen durch die Laufzeiten des Myons zwischen den Szintillatorlagen konnten durch unterschiedliche Längen der Signalkabel so ausgeglichen werden, daß alle Zählerpulse eines Ereignisses praktisch gleichzeitig an den Diskriminatoreinheiten eintrafen. Die relativen Ankunftszeiten der Photomultiplier-Signale untereinander wurden so eingestellt, daß der Zeitpunkt des Triggersignals stets von dem angesprochenen Szintillationszähler über dem Modul bestimmt wurde. Die Ausgänge von jeweils drei Zählern der mittleren und der unteren Triggerebene

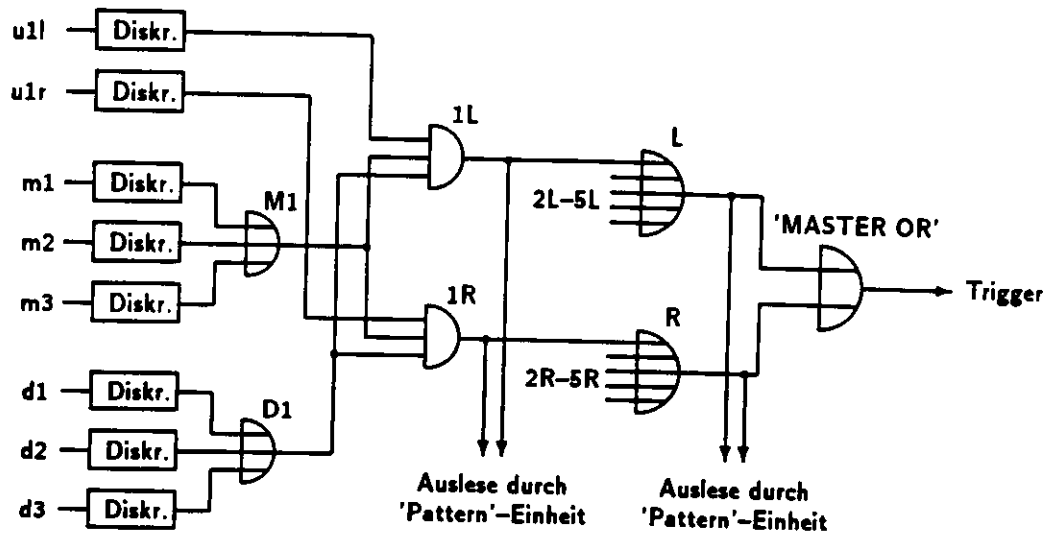


Abbildung 6.9: Prinzipzeichnung der Logik der schnellen Triggerelektronik für eine von insgesamt fünf Triggereinheiten

wurden in zehn verschiedenen logischen ODER-Einheiten kombiniert (M1, ..., M5, D1, ..., D5). Die Signale von jedem der insgesamt zehn Zähler der oberen Triggerebene wurden dann mit den entsprechenden ODER-Signalen der mittleren und unteren Szintillatorlage mit Hilfe von UND-Einheiten zusammenschaltet (1L, 1R, ..., 5L, 5R). Diese Koinzidenzen wurden mit weiteren ODER-Einheiten getrennt für die Zähler der linken und rechten Seite zusammengefaßt (L, R). Die Ausgangssignale der UND-Einheiten und die Information über die Seite des angesprochenen Triggerzählers wurden vom Datennahmesystem mit den übrigen Ereignisdaten unter Zuhilfenahme einer 'Pattern Unit' aufgezeichnet, um so bei der Analyse Aussagen über die angesprochene Triggereinheit machen zu können. So konnte beispielsweise die Doppeldeutigkeit der Positionsrekonstruktion mit den Driftkammern aufgeklärt werden. Abschließend wurde das L- und R-Signal in der sogenannten 'MASTER-OR'-Einheit kombiniert, dessen Ausgangssignal die Auslese der Kalorimeter-, Driftkammer- und Triggerinformationen startete.

Als Triggerrate konnten Werte von  $0.22 \text{ s}^{-1}$  pro Triggereinheit<sup>2</sup> für FCAL-Module und  $0.41 \text{ s}^{-1}$  für RCAL-Module gemessen werden. Für den Vergleich mit Literaturwerten muß zunächst der Energieverlust und damit die Minimalenergie eines Myons abgeschätzt werden, welches das Kalorimetermodul passiert hat. Die Energieverluste minimal ionisierender Teilchen sind für die hier relevanten Materialien in Tabelle 6.1 zusammengestellt [PAR90].

Material	Dichte [ $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ ]	$(\frac{dE}{dx})_{\text{min}}$ [ $\frac{\text{MeV cm}^2}{\text{g}}$ ]	$(\frac{dE}{dx})_{\text{min}}$ [ $\frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$ ]
Uran	18.95	1.09	20.7
SCI	1.03	1.95	2.0
Fe	7.87	1.48	11.6
Pb	11.35	1.13	12.8

Tabelle 6.1: Energieverlust durch Ionisation in verschiedenen Materialien

Unter Berücksichtigung der Materialdicken ergibt sich, daß ein Myon zur Durchquerung eines Moduls eine Mindestenergie von 1.65 GeV (FCAL) und 1.06 GeV (RCAL) aufweisen mußte.

<sup>2</sup>Mit Triggereinheit ist ein Paar benachbarter Zähler der oberen Triggerebene gemeint, die mit den entsprechenden Zählerkombinationen der mittleren und unteren Szintillatorlage zusammenschaltet sind, zum Beispiel 1R und 1L (siehe Abbildung 6.9).

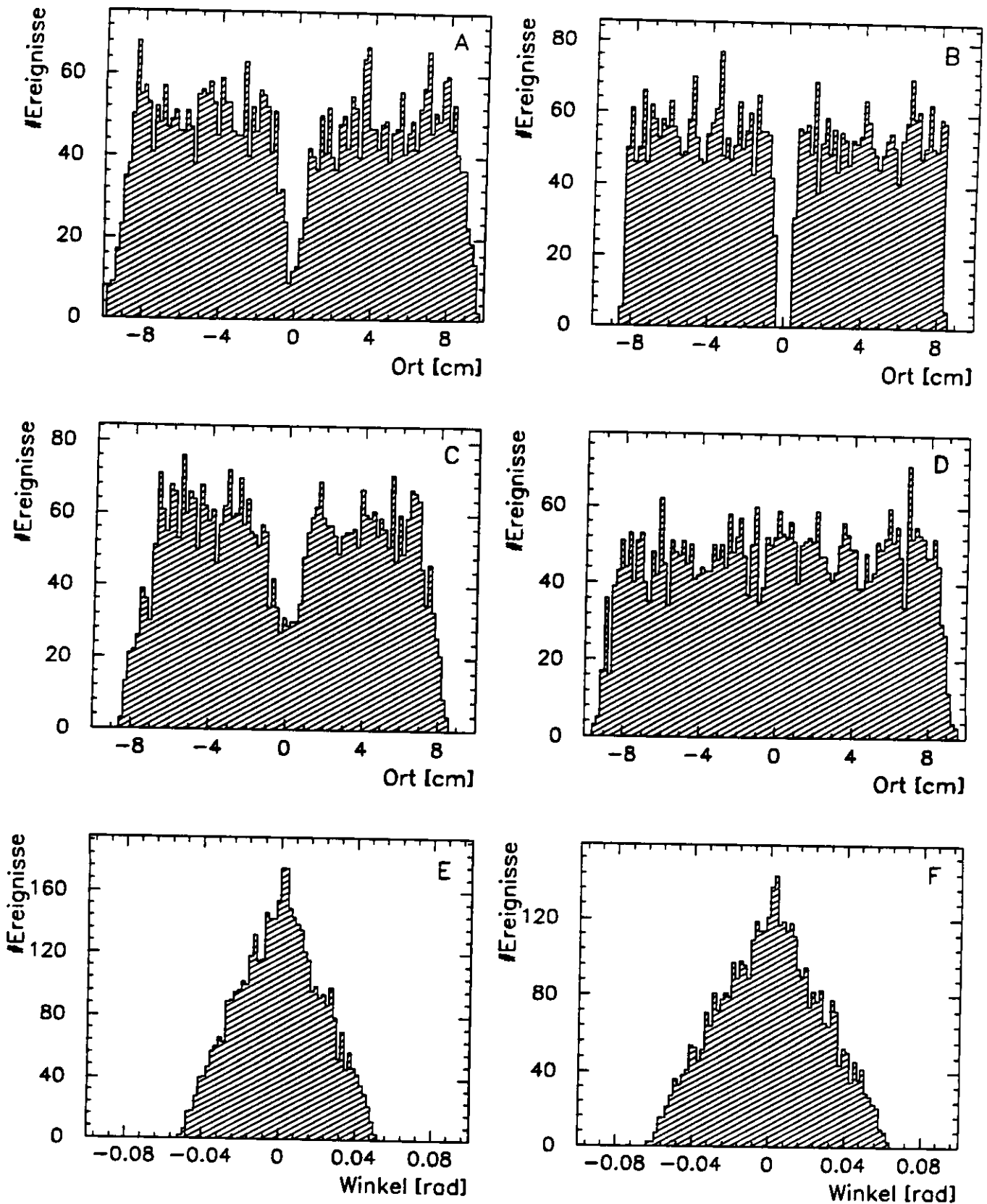


Abbildung 6.10: Triggersimulation der Triggeranordnung für kosmische Myonen senkrecht zur Modullänge. In A-D ist die Ortsverteilung der Myonen auf den Driftkammern 1-4 zu erkennen. Die weiteren Bilder zeigen die Winkelverteilung der akzeptierten Trigger für FCAL Module (E) und RCAL Module (F).

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Bestimmung der Akzeptanz des Triggers, des Raumwinkels also, der für die Generation eines Triggersignals zur Verfügung steht. Die Komponente entlang der Modulänge kann durch einfache geometrische Betrachtungen der Triggerzählerdimensionen abgeschätzt werden. Für die Komponente senkrecht dazu ist der Sachverhalt vor allem wegen des Abstandes zweier benachbarter Szintillatoren der oberen Triggerebene etwas komplizierter. Abbildung 6.10 zeigt eine Simulation dieser Triggerbedingungen mit einem Monte-Carlo Verfahren. In den Histogrammen A bis D sind die Anzahl der vom Trigger akzeptierten Ereignisse in Abhängigkeit ihrer Position auf den Driftkammern 1 bis 4 zu erkennen. Bilder E (FCAL) und F (RCAL) zeigen die Winkelverteilungen der triggernden Myonen. Faßt man diese Ergebnisse zusammen, so ergibt sich für FCAL-Module ein sensibler Raumwinkel von  $0.04 \pm 0.005$  sterad und für RCAL-Module  $0.06 \pm 0.005$  sterad pro Trigger-einheit.

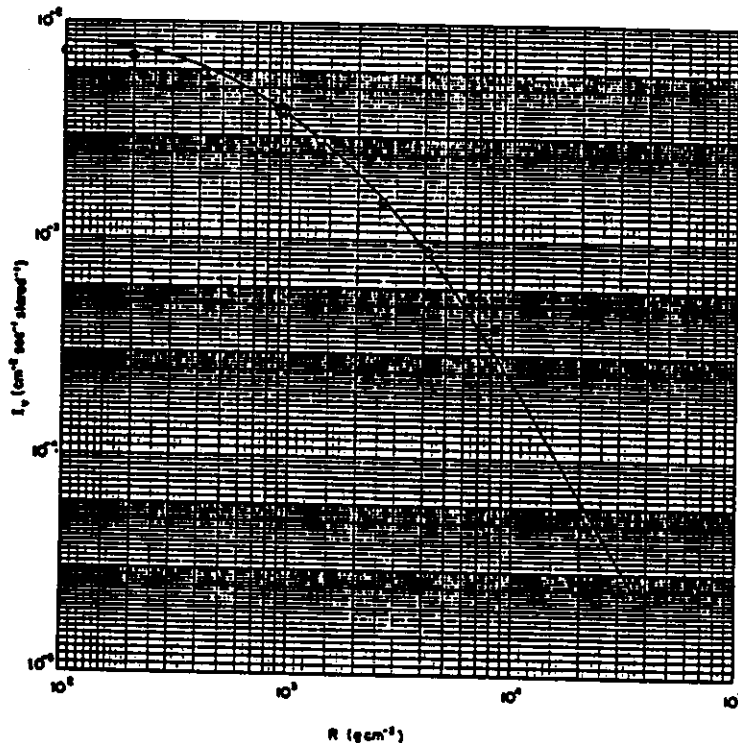


Abbildung 6.11: Integraler Myonenfluß auf Meereshöhe [ROS48]

Beim folgenden Vergleich der experimentell ermittelten Werte mit Literaturangaben wurde vernachlässigt, daß sich die einzelnen Triggereinheiten geringfügig überlappen und es wurde von einer Effizienz des Triggersystems von 100% ausgegangen. Detaillierte Informationen über den Fluß von kosmischer Strahlung auf Meereshöhe findet man in [PAR90, ROS48]. Die totale Rate der sogenannten 'harten' Komponente ( $E_\mu > 0.2$  GeV) beträgt  $80 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$ . Das integrale Energiespektrum von Myonen auf Meereshöhe ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Dort ist der Fluß aller Myonen mit einer gewissen Mindestenergie, ausgedrückt in Luftäquivalenten, zu entnehmen. Die Umrechnung der Myonmindestenergien in Luftäquivalente ergibt:

$$\text{FCAL: } 1.65 \text{ GeV} \cong 907 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \text{ Luft}$$

$$\text{RCAL: } 1.06 \text{ GeV} \cong 582 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \text{ Luft}$$

Damit entnimmt man Abbildung 6.11 einen erwarteten Myonfluß von  $41 \pm 1 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$  für FCAL-Module und  $53 \pm 1 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$  für RCAL-Module. Mit Raumwinkel und Fläche der Szintillatoren gewinnt man die vorausgesagten Triggerraten von  $0.24 \pm 0.04 \text{ s}^{-1}$  für FCAL und  $0.46 \pm 0.05 \text{ s}^{-1}$

für RCAL pro Triggereinheit. Dieses Ergebnis steht in Übereinstimmung mit den im Teststand gemessenen Werten.

Ein weiterer beachtenswerter Effekt stellt die Vielfachstreuung der Myonen im Kalorimeterstapel dar. An dieser Stelle soll eine Abschätzung dieses Phänomens vorgenommen werden, um einen groben Eindruck von seiner Größenordnung zu erhalten. Wie in [PAR90] ausgeführt ist, kann die beobachtete Winkelverteilung für kleine Winkel als näherungsweise gaußisch betrachtet werden. Für Ablenkwinkel größer als einige  $\theta_0$  (Definition in Gleichung 6.1) erhält man ein Verhalten wie bei der Rutherford-Streuung mit einer größeren Wahrscheinlichkeit als bei der Gauß-Verteilung. Verwendet man die zentralen 98% der projizierten Winkelverteilung aller gestreuten Teilchen zur Anpassung einer Gauß-Verteilung, so hat diese folgende Breite:

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} \cdot Z \cdot \sqrt{\frac{X}{X_0}} \cdot \left[ 1 + 0.20 \ln \left( \frac{X}{X_0} \right) \right] \quad (6.1)$$

mit:

- $p$  : Impuls des Teilchens
- $\beta c$  : Geschwindigkeit des Teilchens
- $Z$  : Ladungszahl des einfallenden Teilchens
- $X/X_0$  : Dicke des Mediums in Einheiten der Strahlungslänge

Diese Beziehung ist für einfach geladene Teilchen mit  $\beta \simeq 1$  für alle  $Z$  gültig und weist eine Genauigkeit von 11% oder besser im Bereich von  $10^{-3} < X/X_0 < 100$  auf. Für eine Uran/Szintillatorlage erhält man einen Wert für  $\theta_0$  von  $0.39^\circ/0.0013^\circ$  (2 GeV/c-Myon) und  $0.08^\circ/0.00003^\circ$  (10 GeV/c-Myon). Berücksichtigt man die Geometrie der größten FCAL-Module (185 Lagen) und addiert die Ergebnisse der Einzellagen quadratisch, so erhält man für Teilchen mit einem Impuls von 2 GeV/c eine Breite von  $5.3^\circ$  und für 10 GeV/c-Myonen ein Wert von  $1.1^\circ$ , wenn sie den gesamten Stapel durchlaufen. Nach der EMC-Sektion ergibt sich eine Breite der Winkelverteilung von  $2.0^\circ$  für 2 GeV/c und  $0.4^\circ$  für 10 GeV/c-Myonen, während jede HAC-Sektion einen Beitrag von  $3.5^\circ$  für 2 GeV/c und  $0.7^\circ$  für 10 GeV/c leistet. Bei diesen Betrachtungen wurde vernachlässigt, daß die Energie des Myons beim Durchlaufen des Kalorimeterstapels durch Energieverluste ständig kleiner wird. Die tatsächliche Breite der Winkelverteilung wird also größer sein als die eben abgeschätzten Werte.

### 6.3 Die Hochspannungsversorgung des Kalorimeters

Die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier im Kalorimetermodul erfolgte genau wie im ZEUS-Experiment auch. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [ZEUS].

Die Generation der Hochspannung erfolgt durch Miniatur Cockcroft-Walton(CW)-Basen<sup>3</sup>, welche direkt auf die Photomultiplier montiert sind. Mit diesen Basen wird eine gute Stabilität der Hochspannung bis zu Anodenströmen von  $50 \mu\text{A}$ , sowie ein Schutz der Photomultiplier durch eine Strombegrenzung bei etwa  $75 \mu\text{A}$  gewährleistet.

Die Kontrolle der Hochspannungen wurde durch Prototypen der im ZEUS-Detektor verwendeten VME-Einheiten sichergestellt. Auf diesen Baugruppen stellt ein 12-bit DAC<sup>4</sup> die Versorgungsspannung für die CW-Generatoren von 0-24 V bereit. Eine zurückgelesene Monitorspannung wird mit Hilfe eines ADCs<sup>5</sup> für die Überwachung der tatsächlich angelegten Spannung genutzt. Das VME-'Crate'

<sup>3</sup>Es werden die Modelle HPMC-1.8N und HPMC-2.2N verwendet, die bei der Firma Matsusada Precision Dev. Inc., Japan gebaut wurden.

<sup>4</sup>DAC: Digital Analog Converter

<sup>5</sup>ADC: Analog Digital Converter



war in der Nähe des Kalorimetermoduls aufgestellt und die Kontrolleinheiten mit bis zu 10 m langen 60-poligen Flachbandkabeln mit Verteilerplatinen am Modul verbunden, die jeweils 18 Photoröhren versorgten. Für den Betrieb eines großen FCAL Moduls waren 15 Kontrolleinheiten notwendig. Die Steuerung der Kontrolleinheiten besorgte ein VME-68020-Computer, der mit einer 'Bus'-Verlängerung an das 'Crate' mit den Kontrolleinheiten angeschlossen war. Eine Verbindung via TCP/IP mit dem Hauptrechner des Testexperimentes erlaubte das ferngesteuerte Lesen und Setzen der Hochspannungen (siehe auch Abschnitt 6.4.3).

Ausführliche Test dieses Systems zeigten, daß diese Anordnung für die Photomultiplier eine Hochspannung mit einem Quantisierungsschritt von 0.5 V zur Verfügung stellt. Die Temperaturabhängigkeit der Hochspannung ist  $0.025\%/^{\circ}\text{C}$  und das 'Ripplern' der Kathodenspannung beträgt 0.4 V bei 1800 V [ISH92].

## 6.4 Die Ausleseelektronik des Kalorimeters

Als Ausleseelektronik für die Photomultipliersignale des Kalorimetermoduls im Teststand für kosmische Myonen kam ein kompletter Satz der Auslekette zum Einsatz, die auch im ZEUS-Detektor installiert ist. Für alle getesteten Module wurde ein identischer Satz von Elektronikarten verwendet. Ein großes FCAL-Modul mit maximal 252 Photoröhren verlangte zur kompletten Auslese insgesamt 22 Analogkarten<sup>6</sup> und 11 Digitalkarten<sup>7</sup>.

Die Auslese teilt sich auf in zwei Schritte. Zunächst erfolgt die analoge Speicherung der Photomultipliersignale und später ihre Digitalisierung und Weiterverarbeitung.

### 6.4.1 Beschreibung der Analogelektronik

Die einzelnen 'Front-End'-Karten waren zum Betrieb im Teststand auf Kupferprofilen montiert. Während diese gemeinsam mit der Analogelektronik im ZEUS-Detektor direkt an die Kalorimetermodule angeschraubt sind, waren sie hier aus praktischen Gründen auf einer separaten Aluminiumstruktur montiert. Auf den Kupferprofilen, die einerseits die mechanische Befestigung der Karten gewährleisteten, waren weiterhin gedruckte Schaltungen zur Verteilung der Kontrollsignale und Herausführung der analogen Daten angebracht. Zusätzlich war es durch angelötete Leitungen möglich, die beim Betrieb der Elektronik entstehenden Wärme mit Kühlwasser abzuführen.

Jede 'Front-End'-Karte ist in der Lage, insgesamt 12 Photomultiplier auszulesen. Kanäle der rechten und linken Seite des Kalorimetermoduls wurden durch 2 m lange Koaxialkabel mit jeweils verschiedenen Analogkarten verbunden, um bei einem eventuellen Ausfall einer Einheit noch das Signal der anderen Sektionsseite für die Analyse zur Verfügung zu haben.

In Abbildung 6.12 ist der prinzipielle Aufbau einer 'Front-End'-Karte zu erkennen.

Die ankommenden Photomultipliersignale werden in vier Signalwege aufgespalten:

Ein Weg ist als Information für die erste Triggerstufe von ZEUS gedacht. Die Summe der Analoginformationen aller Photoröhren steht für Triggerentscheidungen zur Verfügung. Von diesen Signalen wurde beim Betrieb des Teststandes für kosmische Myonen jedoch kein Gebrauch gemacht.

Ein weiterer Teil des Signals wird mit Hilfe einer Integratorschaltung aufsummiert. Auf diese Art

<sup>6</sup>Die Analogkarten werden im folgenden auch als 'Front-End'-Karten oder abgekürzt als FECs bezeichnet.

<sup>7</sup>Die Digitalkarten werden im folgenden auch als DCs abgekürzt.

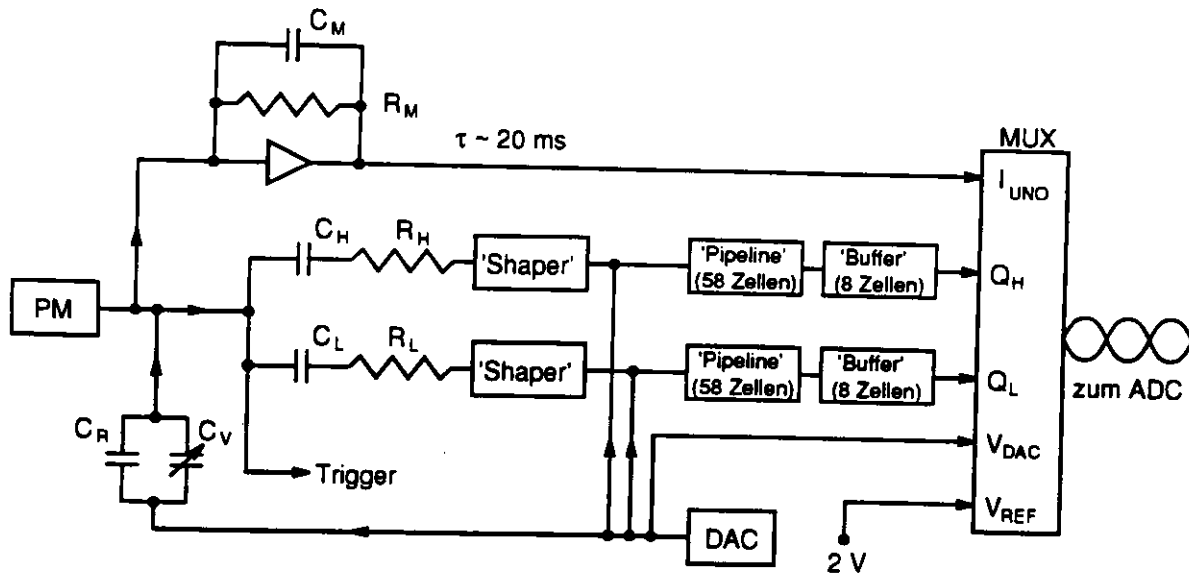


Abbildung 6.12: Prinzipzeichnung einer Analogkarte

wird hauptsächlich das durch die Radioaktivität des Urans hervorgerufene Signal gemessen. Es wird zu Kalibrationszwecken verwendet, was in Kapitel 8 ausführlich dargestellt ist.

Für die Auslese der Photomultiplier-Signale wird der Puls in zwei Wegen mit hoher und niedriger Verstärkung nachgewiesen. Auf diese Weise kann ein dynamischer Bereich von 16.5 bit erreicht werden. Die Elektronik ist also bei einem elektronischen Rauschen von etwa 10 MeV pro Auslesekanal in der Lage, vom minimal ionisierenden Teilchen (MIP) (150 MeV pro Kanal) bis zum hochenergetischen Hadronjet (bis zu 450 GeV pro Kanal) die erzeugten Ladungen präzise zu messen. Der Signalweg mit hoher Verstärkung ist gegenüber dem mit kleiner Verstärkung um einen Faktor 22.22 empfindlicher. Während man mit ihm Energien bis 20 GeV nachweist, ist der Bereich kleiner Verstärkung für den Bereich bis 450 GeV zuständig.

In beiden Signalwegen wird der ankommende Photomultiplierpuls zunächst durch einen sogenannten 'Shaper'-Schaltkreis mehrfach integriert und differenziert, sowie anschließend alle 96 ns abgetastet<sup>8</sup> (siehe Kapitel 8). Mit diesen Stichproben kann bei der späteren Analyse sowohl die Ladung, als auch die Ankunftszeit des Signals relativ zum 10 MHz-Takt rekonstruiert werden. Die Stichproben werden dann in einen analogen Ringspeicher ('Pipeline') mit einer Umlaufzeit von 5.6  $\mu$ s geschrieben. Dort werden sie bis zur Entscheidung der ersten Triggerstufe für die Auslese bereitgehalten. Ein positives Triggersignal stoppt das Weitertakten des Ringspeichers und die Stichproben des ausgewählten Ereignisses werden mit einer Rate von 1 MHz in einen 8 Zellen breiten Auslesespeicher ('Buffer') geschrieben.

Von dort werden diese analogen Informationen mit Hilfe eines Multiplexers ausgelesen und zusammen mit dem Ergebnis der UNO-Integration, einer Referenzpräzisionsspannung und weiteren Informationen über Temperatur und Bezeichnung der ausgelesenen Speicherstellen (siehe Abschnitt 8.1) über ein 60 m langes, abgeschirmtes 'twisted pair'-Kabel zur Digitalelektronik gebracht.

Weiterhin findet man auf einer Analogkarte die Möglichkeit, an verschiedenen Stellen definierte Ladungen elektronisch zu injizieren, um eine Kalibration der Auslekette durchführen zu können. Auf diese Weise werden Pedestals und Verstärkungen des 'Shaper'-Schaltkreises, der einzelnen Zellen des Ringspeichers und des 'Buffers', sowie die Linearität und absolute Kalibration der Elektronik gemessen.

<sup>8</sup>Das 'Shaper'-Signal wird alle 96 ns mit dem HERA-Takt abgetastet, was dem Zeitabstand des Zusammentreffens zweier Teilchenpakete im ZEUS-Detektor entspricht.

Die Bestimmung der einzelnen Kalibrationskonstanten wird in Abschnitt 8.2.2 genauer beschrieben. Eine ausführlichere Beschreibung der Analogelektronik findet man in [SIP89].

### 6.4.2 Beschreibung der Digitalelektronik

Die auf dem 'twisted-pair'-Kabel ankommenden Analoginformation wurden in der Meßhütte auf die verschiedenen Digitalkarten verteilt. Die Trennung von rechten und linken Kanälen wurde dabei aufgegeben. Pro Digitalkarte können 24 Kanäle, das entspricht 2 'Front-End'-Karten, verarbeitet werden. Für ein großes FCAL-Modul wurden insgesamt 11 Digitalkarten benötigt.

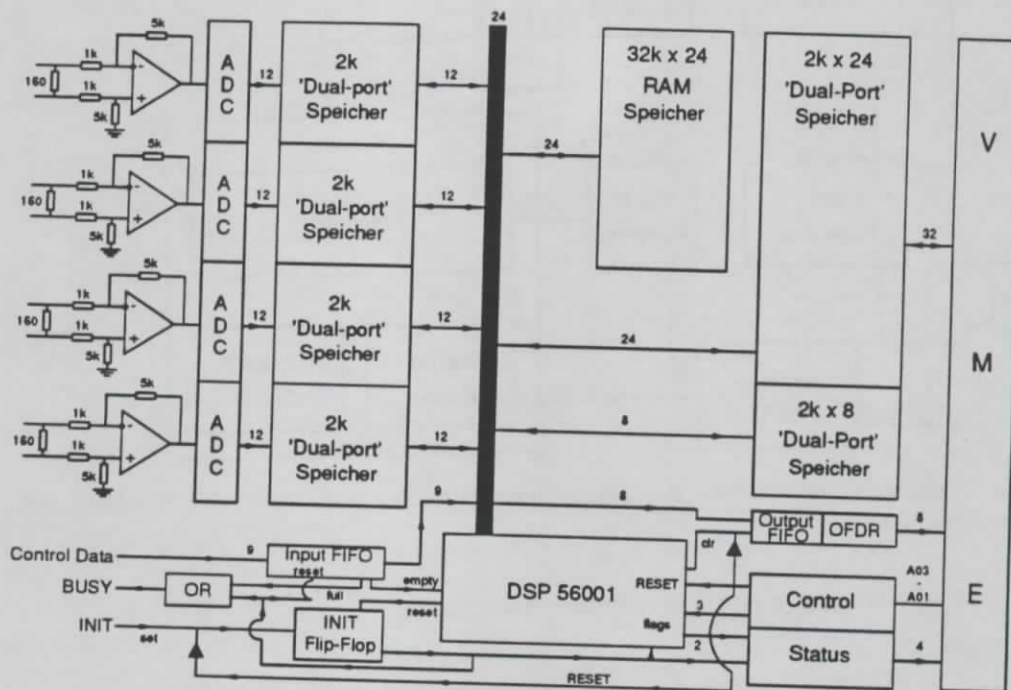


Abbildung 6.13: Prinzipzeichnung einer Digitalkarte

Abbildung 6.13 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer Digitalkarte. Sie setzt sich aus insgesamt 4 12-bit ADCs zusammen, die mit einer Frequenz von 1 MHz betrieben werden und ihre Informationen in einen 'Dual-Port'-Speicher schreiben. Jede Elektronikeinheit ist weiterhin mit einem Motorola M56001 'Digital Signal Processor' (DSP) versehen, der über einen eigenen RAM-Speicher verfügt. Mit seiner Hilfe können die digitalisierten Stichproben schon während der Datennahme mit Pedestal- und Verstärkungskorrekturen versehen (siehe Abschnitt 8.2.1) und zusätzlich Ladung und Ankunftszeit der Photomultiplier-Signale rekonstruiert werden. Im hier beschriebenen Teststand wurden die DSPs allerdings nur zum Weitertransport der unkorrigierten Stichproben verwendet. Die Rekonstruktion der Ladungen und Zeiten erfolgte bei der späteren Analyse (siehe Abschnitt 8.3).

Die Auslese der Digitalkarten wurde durch eine 2TP-Karte<sup>9</sup> bewerkstelligt, welche bei NIKHEF<sup>10</sup> entwickelt und gefertigt wurde. Die beiden Transputer hatten über einen VME-'Bus' Zugriff auf einen 128 kByte großen 'Dual-Port'-Speicher der Digitalkarten, in dem die rekonstruierten Ladungen und Zeiten oder die Stichproben vom DSP abgelegt wurden. Für die weitere Verarbeitung der Daten stand auf der 2TP-Karte zusätzlich ein RAM-Speicher von 1 MByte zur Verfügung. Die formatierten

<sup>9</sup>2TP-Karte: VME-Elektronikeinheit mit zwei Transputern

<sup>10</sup>NIKHEF: Het Nationaal Instituut voor Kernfysica en Hoge-Energie Fysica, Amsterdam, Holland

Daten wurden anschließend von den Transputern an das weitere Datennahmesystem übermittelt.

### 6.4.3 Das Datennahmesystem

In Abbildung 6.14 ist das für den Teststand verwendete Datennahmesystem schematisch dargestellt.

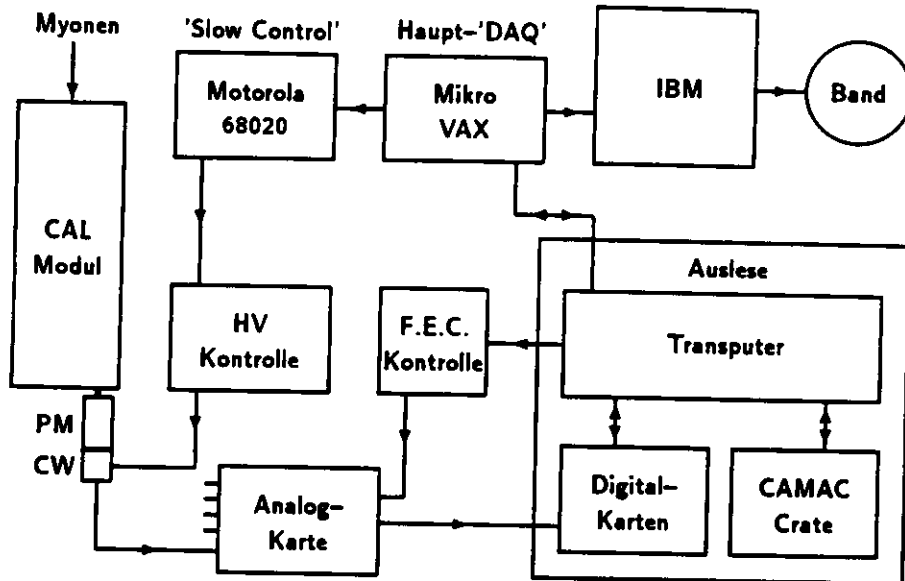


Abbildung 6.14: Schematischer Aufbau des Datennahmesystems am Teststand für kosmische Myonen

Das Datennahmesystem setzte sich aus 4 Teilsystemen zusammen:

- Eine Mikro-VAX II als zentraler Steuercomputer (Haupt-'DAQ')<sup>11</sup>.
- Ein VME-'Crate' mit der 2TP-Karte und den Digitalkarten, sowie ein CAMAC-'Crate' zur Auslese der Driftkammer- und Triggerinformationen.
- Ein 'Slow Control'-System zur Steuerung der Hochspannungsversorgung des Kalorimetermoduls.
- Der DESY IBM-Großrechner zur Speicherung der Daten und deren Analyse.

Als zentraler Computer des Experiments wurde eine Mikro-VAX II der Firma DEC mit einem Hauptspeicher von 9 MByte und 600 MByte Plattenplatz verwendet. Seine Aufgabe war vor allem die Steuerung der Datennahme, sowie die notwendige Kommunikation mit den Transputern. Dazu gehörte das Starten und Stoppen einer Sequenz von Ereignissen mit gleichem Triggertyp. Derartige Sequenzen werden im folgenden auch als 'Run' oder Meßlauf bezeichnet. Ferner konnte mit der 'Run'-Steuerung zwischen verschiedenen Triggerbedingungen und 'Run'-Typen gewählt werden. Neben der Aufzeichnung der Myondaten war die Messung des Uransignals (UNO), die Pedestalmessung (PED) und Lichtinjektionsmessungen mit LEDs (LED) und Laser (LASER) vorgesehen. Mit Hilfe einer Autopilotfunktion, welche die Definition von 'Run'-Sequenzen erlaubte und in der Lage war, die 'Run'-Parameter zu verändern, konnte die Datennahme weitestgehend automatisiert werden. Darüber hinaus diente die

<sup>11</sup>DAQ: Data Acquisition

Mikro-VAX zur temporären Speicherung der Daten und der sofortigen Analyse zur Überwachung der Qualität der aufgezeichneten Daten mit PAW<sup>12</sup>.

Das VME-'Crate' mit den Transputern und den Digitalkarten, welches in der Meßhütte seinen Platz hatte, war durch eine 500 m lange Glasfaserleitung mit der Mikro-VAX verbunden. Während der erste Transputer die Aufgabe hatte, sowohl das CAMAC-'Crate' mit den Driftkammer- und Triggerinformationen auszulesen, als auch für die Kontrolle der 'Front-End'-Karten zu sorgen, hatte der zweite Transputer die Daten aus den Digitalkarten auszulesen und in das ZEBRA-Format<sup>13</sup> zu bringen. Um die Datenmenge für die weitere Verarbeitung zu reduzieren, wurden aus den Transputern nur die Informationen des Ausleseweges mit hoher Verstärkung ausgekoppelt, da man durch die Myonen nur kleine Ladungsdepositionen erwartet, während die Auswertung des Bereichs mit niedriger Verstärkung erst bei Ladungen ab 200 pC interessant wird. Anschließend wurden die Daten von dort über die Glasfaserleitung auf die Mikro-VAX übertragen und mit Hilfe von MBM<sup>14</sup> zwischengespeichert.

Zur Kontrolle und Steuerung der Hochspannungen für die Photomultiplier des Kalorimetermoduls wurde zur 'Slow Control' ein Motorola 68020-Prozessor unter OS9 verwendet, der über Ethernet durch TCP/IP mit der Mikro-VAX verbunden war (siehe auch Abschnitt 6.3).

Die aufgezeichneten Daten wurden mit Hilfe eines semiautomatisierten Verfahrens von der lokalen Platte der Mikro-VAX auf den IBM-Großrechner kopiert. Genauere Informationen über die 'INTERLINK'-Verbindung und die verwendeten Kontrollprogramme findet man in [NOT90]. Auf der IBM wurden die Informationen im ZEBRA 'exchange format' auf Kassetten mit einer Speicherkapazität von jeweils 250 MByte geschrieben. Insgesamt wurden für die Speicherung der gesamten Rohdaten des Tests der Kalorimetermodule mit kosmischen Myonen trotz der angesprochenen Datenreduktion etwa 500 IBM-Kassetten beschrieben.

<sup>12</sup>PAW: 'Physics Analysis Workstation' von der CERN ECP Division [BRU89]

<sup>13</sup>ZEBRA: 'Data structure management system' von der CERN ECP Division [BRU87]

<sup>14</sup>MBM: 'Model Buffer Manager' von der CERN ECP Division [VYV88]

## Kapitel 7

# Beschreibung des Testzyklus

Zwischen September 1990 und April 1991 wurden insgesamt 20 FCAL Module und 20 RCAL Module im Teststand mit kosmischen Myonen kalibriert. Details hierzu, wie Verweildauer des Moduls im Teststand, die Anzahl der aufgezeichneten Trigger, sowie Modultyp und aktuelle Einbauposition des jeweiligen Moduls im ZEUS Detektor sind Tabelle D.2 zu entnehmen.

Die zwei in F/RCAL jeweils außen angeordneten Module, welche vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen vom BCAL verdeckt werden und somit nur HAC0- und HAC1/2-Sektionen enthalten (siehe Abbildung 4.3), konnten nicht getestet werden. Der enge Installationsplan des Kalorimeters in den Detektor war für diese Entscheidung verantwortlich. Die Anzahl der nicht mit Myonen kalibrierten Sektionen stellt allerdings nur einen Bruchteil der Gesamtzahl aller Kanäle im F/RCAL dar. Insgesamt beläuft sich die Anzahl der getesteten Sektionen auf 92.8% im FCAL und 91.7% im RCAL.

Die Verweildauer eines Moduls im Teststand betrug 5 Tage für die ersten 11 FCAL Module und wurde dann auf 3 Tage reduziert. Pro Modul wurden im Mittel 200 000 (FCAL) bzw. 300 000 (RCAL) Ereignisse aufgezeichnet.

Der Testzyklus für ein einzelnes Modul gliederte sich auf in folgende Einzelschritte:

### Vorbereiten des Moduls für die Datennahme

Zur Vorbereitung eines Moduls für die Datennahme waren zahlreiche Maßnahmen erforderlich, um ein Funktionieren des Kalorimetermoduls, seiner Ausleseelektronik, des Teststandes selbst, sowie reproduzierbare Anfangsbedingungen für jedes einzelne Modul sicherzustellen:

- Installation des Moduls im Teststand, sowie deren Ausrichtung relativ zur unteren Triggeranordnung. Dabei war zusätzlich die Anpassung der Geometrie des Teststandes auf die unterschiedliche Länge der Module durchzuführen.
- Anpassung der oberen Triggeranordnung an die Modullänge und Installation auf dem Transportrahmen des Kalorimetermoduls.
- Überprüfung der Triggerrate für kosmische Myonen, um einerseits defekte Bauteile in der schnellen Triggerelektronik aufklären zu können und andererseits Anhaltspunkte für mögliche Lichtlecks der Triggerzähler zu entdecken, die bei der Installation des Moduls im Teststand verursacht werden konnten.
- Verkabeln der Hochspannungsversorgung für die Photomultiplier des Kalorimetermoduls, Fehlersuche und Reparatur bzw. Austausch von fehlerhaften Bauteilen.

- Reparatur bzw. Austausch von nicht funktionsfähigen Photomultipliern.
- Verkabeln der PM-Signalkabel mit der Analogelektronik, sowie Test der gesamten Ausleseketten und gegebenenfalls Reparatur oder Austausch von fehlerhaften Bauteilen.
- Suche nach Lichtlecks. Hierzu wurden zunächst alle Hochspannungen der Photomultiplier auf 1200 V gesetzt und anschließend das UNO-Signal mit ein- und ausgeschaltetem Licht<sup>1</sup> gemessen. Die Differenz für jeden einzelnen Kanal mußte kleiner als 0.5% sein, um das Modul als 'lichtdicht' zu bezeichnen.
- Die Hochspannung jedes Kanals wurde so eingestellt, daß das gemessene UNO-Signal mit einem Nominalwert übereinstimmt, der vom Typ der jeweiligen Kalorimetersektion abhing. Hierzu wurde ein Iterationsverfahren angewendet. Die Hochspannung aller Photoröhren wurde zunächst einheitlich auf 1000 V gesetzt. Anschließend konnten die Uranströme gemessen und abhängig davon mit Hilfe der nominalen UNO-Werte und der Beziehung

$$HV_{\text{neu}} = HV_{\text{alt}} \cdot \left( \frac{UNO_{\text{nominal}}}{UNO_{\text{gemessen}}} \right)^{\frac{1}{1.3}} \quad (7.1)$$

für jeden Kanal ein neuer Wert für die Hochspannung bestimmt und eingestellt werden. Mit einer erneuten Messung der UNO-Signale wurde eine neue Iteration eingeleitet und dieser Zyklus solange wiederholt, bis die Uranströme aller Kanäle mit einer Genauigkeit von  $\pm 1\%$  mit den Nominalwerten übereinstimmten. Ein weiterer Vorteil dieses Verfahrens war, daß Verkabelungsfehler sofort erkannt werden konnten. Die Prozedur konvergierte nämlich nur dann, wenn die Logik der unabhängigen Verkabelung der Hochspannung und der Signalkabel übereinstimmten. War dies nicht der Fall, divergierten die beiden jeweils vertauschten Kanäle. Es wurden folgende Nominalwerte für die UNO-Ströme verwendet:

- 100 nA für FEMC-Kanäle
- 200 nA für REMC-Kanäle
- 400 nA für FHAC0- und RHAC0-Kanäle
- 500 nA für FHAC1-, FHAC2- und RHAC1-Kanäle

Das Zustandekommen dieser Werte kann man sich folgendermaßen klarmachen. Die Verhältnisse der Nominalströme für einzelne Kalorimetersektionen sind durch ihre geometrische Größe, die Dicke der Edelstahlfolie zur Umhüllung der Uranplatten und der aktiven Größe der Wellenlängenschieber gegeben. Sie sind so gewählt, daß die Verstärkung der Photomultiplier nicht mehr vom Typ der Kalorimetersektion abhängt.

Der absolute Wert stellt einen Kompromiß zwischen mehreren Anforderungen dar. Die Photoröhre soll einerseits über den gesamten dynamischen Bereich linear arbeiten, was eine obere Grenze der zu wählenden Verstärkung fordert. Weiterhin darf das Uransignal des PMs nicht zu groß, andererseits aber auch nicht zu klein gewählt werden, um es als Kalibrationswerkzeug einsetzbar zu machen. Ferner hängt die Lebensdauer des Photomultipliers vom mittleren Strom ab. Eine ausführliche Diskussion dieser Effekte und die quantitative Bestimmung der optimalen UNO-Werte findet sich in [CAL89a].

Die Vorbereitung eines Kalorimetermoduls auf die Datennahme im Teststand dauerte im Mittel etwa 10 Stunden.

<sup>1</sup>Zu diesem Zweck wurden zusätzlich zum Hallenlicht starke Halogenscheinwerfer verwendet.

## Die Datennahme

Nach der Vorbereitung des Kalorimetermoduls im Teststand wurde mit der eigentlichen Datennahme begonnen. Ziel dabei war es, abgesehen von Kalibrationsmeßläufen und den Messungen mit dem Lichtinjektionssystem (LED und Laser) möglichst ohne Unterbrechung Ereignisse von kosmischen Myonen aufzuzeichnen.

Die Steuerung der Datennahme wurde durch eine Autopilotfunktion im 'Run-Control'-System automatisch vorgenommen. Im einzelnen wurden folgende Tätigkeiten ausgeführt:

- Aufzeichnen der Myonereignisse durch aufeinanderfolgende Meßläufe mit jeweils 1000 Ereignissen, die als unabhängige Datenpakete weiterverarbeitet werden konnten.
- In regelmäßigen Abständen wurde zu Kalibrationszwecken für die spätere Analyse das Uransignal (UNO) und die Pedestals durch zufällige Computertrigger (PED) gemessen. In den ersten etwa 12 Stunden nach Beginn der Datennahme wurde eine UNO-Messung pro Stunde durchgeführt, um eine eventuelle anfängliche Instabilität der Photomultiplerverstärkung verfolgen und bei der Analyse korrigieren zu können. Nach erneutem Justieren der Hochspannungen wurde dann nur noch alle 8 Stunden eine UNO-Messung aufgezeichnet. Frühere Testmessungen zeigen [CRI89a], daß auf diese Weise eine Stabilität der UNO-Kalibration von besser als 0.4% erreicht wird, was bei den in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen verifiziert werden konnte (siehe auch Abschnitt 8.2.3). Der zeitliche Abstand der Pedestalmessungen betrug für den gesamten Kalibrationszyklus 8 Stunden.
- Im Schichtbetrieb wurde alle 8 Stunden durch die Analyse von einzelnen Meßläufen überprüft, ob die Komponenten des Teststandes zuverlässig arbeiteten, um im Falle eines Fehlers einwandfreie Betriebsbedingungen wiederherzustellen. Es wurden folgende Punkte abgearbeitet:
  - Kontrolle der Stabilität der UNO-Werte.
  - Begutachtung der Myonhäufigkeitsverteilung entlang des Kalorimetermoduls zur Überprüfung des Triggersystems.
  - Kontrolle der Ladungsverteilungen der Myonen.
  - Überwachung der Driftkammern: Begutachtung der Drift- und Verzögerungszeitspektren, Test der Effizienzen, sowie eine Überprüfung des Gasversorgungssystems.
  - Überwachung und Kontrolle des Datentransfers zur DESY-IBM.
- Durchführung von Kalibrationsmessungen mit dem Lichtinjektionssystem für LED- und Laserlicht. Die Analyse dieser Daten ist nicht Bestandteil dieser Arbeit, sondern kann in [FRE92, MIT92] nachgelesen werden.
- Am Ende eines jeweiligen Zyklus wurden verschiedene Kalibrationsmessungen durchgeführt, um für die Analyse die Korrekturkonstanten für die Analogelektronik bestimmen zu können. Die einzelnen Meßläufe für die Pedestal-, Verstärkungs- und Ladungsinjektionsmessungen werden in Abschnitt 8.2.2 genauer beschrieben. Darüber hinaus wurden nach Absenkung der Hochspannungen auf 400 V durch eine zusätzliche UNO- und PED-Messung die UNO-Pedestals und den Rauschbeitrag der Ausleseelektronik bestimmt.
- Nach Abschluß aller Messungen im Teststand wurde das jeweilige Kalorimetermodul für den Transport in die ZEUS-Halle und die dortige Installation in den Detektor vorbereitet.

Anschließend wurde der Teststand für das folgende Modul vorbereitet und mit ihm ein neuer Kalibrationszyklus gestartet.



## Kapitel 8

# Die Ladungs- und Zeitrekonstruktion

In diesem Kapitel wird neben der Rekonstruktion von Ladung und Ankunftszeit der Photomultiplier-Signale auch das Kalibrationskonzept der Ausleseelektronik und die dabei verwendeten Korrekturkonstanten beschrieben. Detailliertere Informationen hierzu findet man in [SIP89, BER91]. Ferner wird auf die Stabilität dieser Werte und das beobachtbare Rauschen eingegangen.

### 8.1 Das Kalibrationskonzept

Für den Einsatz im ZEUS-Detektor wird neben der präzisen Rekonstruktion der Ladung der Photomultiplier-Signale auch eine genaue Messung ihrer Ankunftszeit im Vergleich zum 96 ns-Takt des Speicherringes benötigt. Weiterhin ist es wünschenswert, zur Teilchenidentifikation auch eine Analyse der Form des PM-Pulses durchführen zu können. Daher wird mit Hilfe eines sogenannten 'Shaper'-Schaltkreises eine Transformation des von der Photoröhre ankommenden Signals ausgeführt. Die Prinzipzeichnung dieses Schaltkreises ist in Abbildung 8.1 dargestellt.

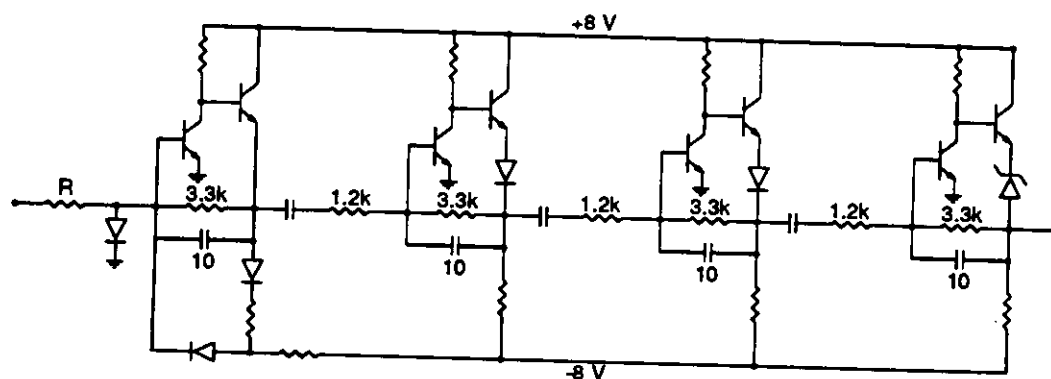


Abbildung 8.1: Prinzipzeichnung des 'Shaper'-Schaltkreises

Durch vierfaches rekursives Differenzieren und Integrieren mit einer Zeitkonstante von jeweils 33 ns wird aus dem ursprünglichen Photomultiplierpuls ein Signal erzeugt, dessen Amplitude proportional zur Ladung des Eingangssignals ist. Während das Photomultiplier-Signal eine Halbwertsbreite von typischerweise 20 ns aufweist, ist sie beim Puls nach dem 'Shaper'-Schaltkreis etwa 150 ns. Sein

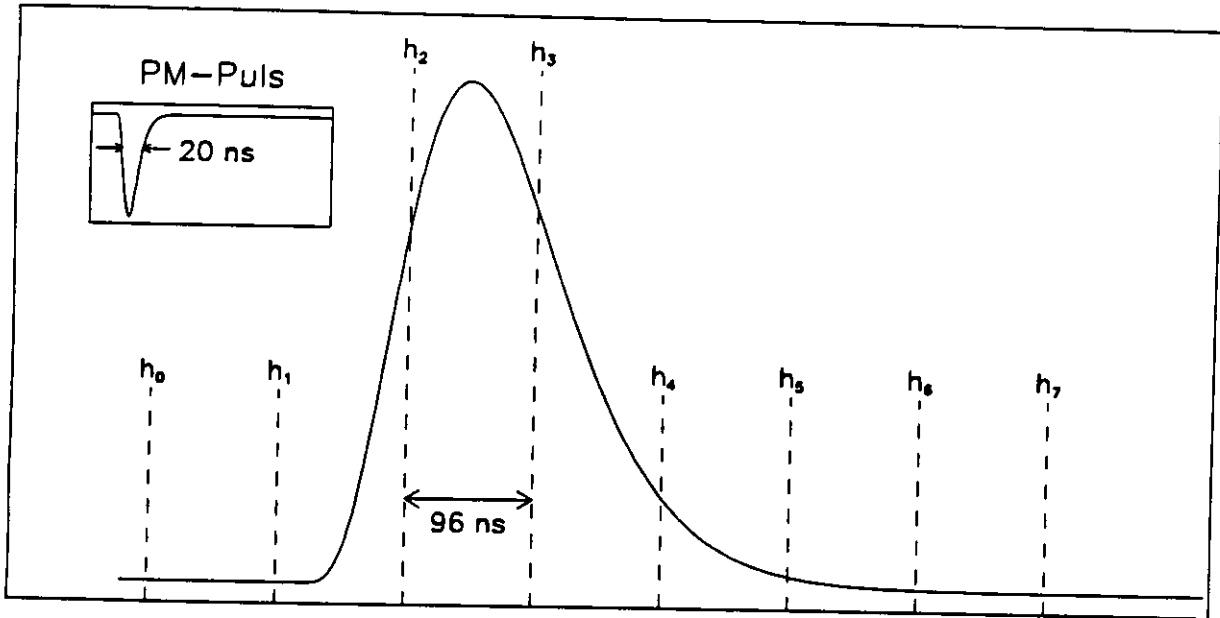


Abbildung 8.2: Photomultipliersignal vor (kleines Bild links oben) und nach dem 'Shaper'-Schaltkreis. Eingezeichnet sind weiterhin die Zeitpunkte, an denen die Stichproben  $h_i$  abgetastet werden.

Maximum tritt nach einer Zeit von  $99 \text{ ns}$  auf<sup>1</sup>. Das Signal wird nach dem Durchlaufen des 'Shapers' alle  $96 \text{ ns}$  zu insgesamt acht Zeitpunkten abgetastet. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 8.2 dargestellt. Dort sieht man im Vergleich zum PM-Puls das Signal nach dem 'Shaper', sowie gestrichelt die Zeitpunkte, an denen von der Elektronik eine Stichprobe aufgezeichnet wird. Dadurch, daß man das Signal nicht an seinem Maximum, sondern symmetrisch an beiden Seiten abtastet, wird die Ladungsrekonstruktion näherungsweise unabhängig von zeitlichen Verschiebungen des Pulses gegenüber dem  $96 \text{ ns}$ -Takt und eine Zeitmessung ist möglich. In Abschnitt 8.3 wird näher darauf eingegangen, daß die Ladung des Photomultipliers im wesentlichen durch Betrachtung der Summe der beiden dem Maximum benachbarten Stichproben und die Zeit durch Betrachtung ihrer Differenz rekonstruiert werden kann.

Dieses Schema ist ein Kompromiß, weil es die Geschwindigkeit des Auslesesystems reduziert. Während die Photomultiplier im Detektor sehr kurze Signale liefern, ist der Puls nach dem 'Shaper'-Schaltkreis sehr viel breiter als der zeitliche Abstand zweier Teilchenpaketkreuzungen von  $96 \text{ ns}$ , so daß sich Signale benachbarter Strahlkreuzungen überlappen können. Dieser Effekt spielt allerdings beim Betrieb des Detektors praktisch keine Rolle, weil die Wahrscheinlichkeit sehr klein ist, daß in einer Kalorimetersektion in zwei aufeinanderfolgenden Strahlkreuzungen Energie deponiert wird. Außerdem läßt sich dieser Fall durch Beobachtung der Stichproben vor dem zu erwartenden Signal, welche die Basislinie messen, erkennen und bei der Analyse berücksichtigen.

Bevor nun mit der Beschreibung der Kalibrationsmethoden begonnen wird, sollen an dieser Stelle einige Benennungskonventionen eingeführt werden:

- Mit dem Variablennamen  $V$  werden Spannungen auf der Analogkarte bezeichnet, die stets relativ zur Masse auf den Karten gemessen und rekonstruiert werden. Die Einheit von  $V$  ist [V].

<sup>1</sup>Das Maximum eines derartigen Schaltkreises wird nach einer Zeit von  $(N - 1) \cdot \tau$  erreicht, wobei  $N$  die Anzahl der Integrations- bzw. Differenziationsschritte (hier:  $N = 4$ ) und  $\tau$  die Zeitkonstante (hier:  $\tau = 33 \text{ ns}$ ) darstellt.

- Mit dem Variablennamen  $A$  werden digitalisierte Spannungen der Einheit [ADC-Kanäle] bezeichnet.
- Die aufgezeichneten Stichproben werden folgendermaßen abgekürzt:  
Während mit  $h$  die unkorrigierten Größen bezeichnet werden, steht  $H$  für die mit Nullpunkts- und Verstärkungskorrekturen versehenen Stichproben (siehe Abschnitt 8.2.1).  
Doppelindizes dieser Größen ( $h_{ij}$ ,  $H_{ij}$ ) kennzeichnen die relevanten Speicherzellen in der Verzögerungsleitung ( $i$ ) und im 'Buffer' ( $j$ ).  
Ein einzelner Index steht für die Nummer der Stichprobe beim Abtasten des 'Shaper'-Signals ( $h_i$ ,  $H_i$ ) (siehe Abbildung 8.2).
- Alle Ladungen werden mit dem Buchstaben  $Q$  abgekürzt. Ihre Einheit ist [pC].
- Für Ströme wird die Variable  $I$  [nA] verwendet.
- Zeiten werden mit dem Kürzel  $T$  [ns] versehen.

Beim Entwurf der Ausleseelektronik für das Kalorimeter wurden folgende Kalibrationsmechanismen vorgesehen:

- Entladung eines Kondensators und so bedingte Injektion einer definierten, programmierbaren Ladung vor dem 'Shaper'-Schaltkreis. Auf diese Weise wird die Ladungsinjektion durch den Photomultiplier simuliert.
- Eine programmierbare Gleichspannung, welche direkt an die verschiedenen Eingänge der Verzögerungsleitung gelegt werden kann.
- Eine Integratorschaltung mit einer Zeitkonstante von 20 ms zur Messung des Signals, welches durch die natürliche Radioaktivität des Uran hervorgerufen wird.

Auf jeder Analogkarte ist ein programmierbarer Digital-Analog-Wandler (DAC) mit einem dynamischen Bereich von 10 Bit, von denen allerdings nur 7 Bit für die Programmierung zur Verfügung stehen, untergebracht. Seine Ausgangsspannung liegt zwischen 0 V und 5 V, wobei die Maximalspannung mit einer Genauigkeit von 0.1% abgestimmt wurde.

Neben den Stichproben aus dem 'Buffer' werden noch weitere Informationen zu den Digitalkarten transferiert und stehen für die weitere Analyse zur Verfügung:

- $V_{\text{prec}}$ : Eine Präzisionsspannung von 1.667 V. Diese Größe wird einmal pro 'Buffer', also zweimal pro 'Front-End'-Karte gemessen.
- $V_{\text{ref}}$ : Eine Referenzspannung mit einer festen Relation zur programmierten Ausgangsspannung des DAC. Diese Information wird zur Berechnung der injizierten Ladung vor dem 'Shaper' und der Eingangsspannung an den Zellen der Verzögerungsleitung gebraucht und wird ebenfalls zweimal pro Analogkarte ausgelesen.
- $A_{\text{gad}}$ : Die auf der FE-Karte verfügbare Masse wird digitalisiert und steht für die Rekonstruktion von Spannungen relativ hierzu zweimal pro Karte zur Verfügung. Bei den folgenden Berechnungen wird stets der Mittelwert der beiden Messungen verwendet.
- Es werden noch weitere Informationen von einem Temperatursensor und über die angelegten Versorgungsspannungen ausgelesen, welche bei den weiteren Ausführungen keine Rolle spielen werden, beim Betrieb dieser Elektronik im ZEUS-Detektor aber sehr nützlich sind.

Der zur Verfügung stehende DAC kann nun auf zwei verschiedene Arten eingesetzt werden. Einerseits wird er zur Ladungsinjektion verwendet. Die hierzu installierten Kondensatoren aller Kanäle wurden mit einer relativen Genauigkeit von 0.2% abgestimmt. Die injizierte Ladung kann über die ausgelesene Referenzspannung berechnet werden:

$$Q_{inj} = C_Q \cdot S_Q \cdot V_{ref} \quad (8.1)$$

mit:

$S_Q$  : Skalierungsfaktor (siehe Tabelle 8.4)

$C_Q$  : Kapazität des Kondensators (siehe Tabelle 8.4)

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß sich die Pulsform bei der Ladungsinjektion und die der Photomultiplier geringfügig unterscheiden. Dies hat Folgen für die Bestimmung einiger Korrekturkonstanten (siehe Abschnitt 8.2.1).

Ferner kann die DAC-Ausgangsspannung direkt an die Eingänge der Verzögerungsleitung angelegt werden, nachdem sie durch Inversion und entsprechende Skalierung an den dynamischen Bereich der Verzögerungsleitung von 0 V bis -2 V angepaßt wurde. Die angelegte Spannung läßt sich unter Benutzung der Referenzspannung folgendermaßen berechnen:

$$V_{DC} = S_D \cdot V_{ref} \quad (8.2)$$

mit:

$S_D$  : Skalierungsfaktor (siehe Tabelle 8.4)

Die vorhandenen Werkzeuge zur Kalibration der Auslekette werden nun eingesetzt, um eine möglichst präzise Rekonstruktion von Ladung und Zeit zu ermöglichen.

## 8.2 Das Kalibrationsschema

In diesem Abschnitt soll die Kalibrationsprozedur für die Ausleseelektronik entwickelt werden. Zunächst wird der Zusammenhang zwischen einem digitalisierten Wert vom ADC und der entsprechenden Spannung auf der Analogkarte hergestellt. Es gilt:

$$V_C = \frac{A_C - A_{gnd}}{k} \quad (8.3)$$

mit:

$k$  : Konversionsfaktor mit der Einheit [ADC-K./V]

Im folgenden werden nun die verschiedenen Korrekturen und deren Bestimmung vorgestellt.

### 8.2.1 Die verwendeten Korrekturen

#### Die Bestimmung des Konversionsfaktors

Mit Hilfe der auf einer Analogkarte verfügbaren Präzisionsspannung kann aufgrund der gemessenen digitalisierten Größen das Verhältnis von [ADC-K.] und [V] folgendermaßen bestimmt werden:

$$k = \frac{A_{prec} - A_{gnd}}{V_{prec}} \left[ \frac{ADC - K.}{V} \right] \quad (8.4)$$

Der Wert für  $k$  wird bei der Analyse für jeden 'Buffer' einzeln bestimmt.

## Die Korrektur der Stichproben

Die vom 'Shaper'-Puls abgetasteten Stichproben werden zunächst in der Verzögerungsleitung gespeichert, bis ein Triggersignal ihr Kopieren in den 'Buffer' und die weitere Auslese veranlaßt. Das Durchlaufen einer 'Pipeline'- und 'Buffer'-Zelle modifiziert das ursprüngliche Signal. Diese Veränderung wird durch die Einführung einer Nullpunktverschiebung und einer Verstärkung des Pulses parametrisiert. Diese Größen müssen getrennt für sämtliche 'Pipeline'- bzw. 'Buffer'-Zellen bestimmt werden, um die Korrektur beliebiger Zellenkombinationen möglich zu machen. Auf den Analogkarten ist es allerdings nicht vorgesehen, am Ausgang der Verzögerungsleitung zu messen oder direkt eine Testspannung auf die Eingänge des 'Buffers' zu legen. Aus diesem Grund ist es lediglich möglich, Kombinationen der Nullpunktverschiebungen und Verstärkungen zu messen. Für das am Ausgang des 'Buffers' nachgewiesene Signal gilt:

$$V_{\text{out}}^{ij} = c_j^b(c_i^p \cdot V_{\text{in}} + p_i^p) + p_j^b = V_{\text{in}} \cdot c_j^b \cdot c_i^p + c_j^b \cdot p_i^p + p_j^b \quad (8.5)$$

mit:

- $V_{\text{in}}$  : Eingabespannung in die 'Pipeline'-Zelle
- $V_{\text{out}}$  : Aus der 'Buffer'-Zelle ausgelesene Spannung
- $i$  : Index für eine 'Pipeline'-Zelle ( $1 \leq i \leq 58$ )
- $j$  : Index für eine 'Buffer'-Zelle ( $1 \leq j \leq 8$ )
- $c_i^p, c_j^b$  : Verstärkung durch die 'Pipeline'('Buffer')-Zelle  $i(j)$
- $p_i^p, p_j^b$  : Pedestal durch die 'Pipeline'('Buffer')-Zelle  $i(j)$

Für den praktischen Gebrauch wird nun folgende Approximation angenommen. Die gesamte Nullpunktverschiebung setzt sich zusammen aus der Summe der Einzelwerte von 'Pipeline'- bzw. 'Buffer'-Zelle und die Gesamtverstärkung läßt sich als Produkt der Einzelverstärkungen auffassen. Gleichung 8.5 vereinfacht sich damit zu:

$$V_{\text{out}}^{ij} \simeq V_{\text{in}} \cdot c_j^b \cdot c_i^p + (p_i^p + p_j^b) \quad (8.6)$$

Diese Beziehung ist deshalb nicht exakt, weil die Verstärkung der 'Buffer'-Zelle auch auf die Nullpunktverschiebung wirkt, die durch die Verzögerungsleitung hervorgerufen wurde.

Zur Korrektur der Stichproben braucht man damit für jede Kombination der 'Pipeline'- und 'Buffer'-Zellen jeweils einen Wert für die Nullpunktverschiebung und Gesamtverstärkung, insgesamt also  $2 \cdot 58 \cdot 8 = 928$  Konstanten pro Verstärkungsweg. Diese Konstanten werden dadurch ermittelt, daß man Eingangsspannungen von  $V_{\text{in}} = 0$  V auf wechselnde Zellen der Verzögerungsleitung gibt, die dann durch den 'Buffer' in Gruppen zu jeweils 8 Stichproben ausgelesen werden. Die so gemessene Ausgangsspannung reduziert sich damit zu:

$$V_{\text{out}}^{ij} \simeq p_i^p + p_j^b \quad (8.7)$$

Es sind 58 Kalibrationsmessungen notwendig, bei denen nacheinander in folgende 'Pipeline'-Zellen-Sequenzen Signale injiziert werden: (1...8), (2...9), ..., (58...7).

Zur Reduktion der anfallenden Kalibrationskonstanten werden alle Nullpunktverschiebungen relativ zu einer beliebigen Zellenkombination (z.B.  $h_{11}$ ) betrachtet. Man definiert folgende Größen:

$$\delta^0 = h_{11} \quad (8.8)$$

$$\delta_i^p = h_{i1} - h_{11} \quad (1 \leq i \leq 58) \quad (8.9)$$

$$\delta_j^b = h_{1j} - h_{11} \quad (1 \leq j \leq 8) \quad (8.10)$$

mit:

$h_{ij}$  : Gemessene Stichprobe für  $V_{in} = 0$  V durch 'Pipeline'('Buffer')-Zelle  $i(j)$

Somit ist es lediglich notwendig, insgesamt  $1+58+8=67$  Nullpunktverschiebungen für die Korrektur der Stichproben zu speichern<sup>2</sup>. Die gesamte Nullpunktverschiebung läßt sich mit Hilfe der reduzierten Größen für eine bestimmte Zellenkombination  $(i,j)$  folgendermaßen rekonstruieren:

$$h_{ij} \simeq \delta^0 + \delta_i^p + \delta_j^b \quad (8.11)$$

Der durch die Näherung in Gleichung 8.6 gemachte Fehler kann auf folgende Art berechnet werden:

$$\delta_{err} = h_{ij} - (\delta^0 + \delta_i^p + \delta_j^b) \quad (8.12)$$

$$= (p_i^p - p_1^p)(c_j^b - c_1^b) \quad (8.13)$$

Da die Differenzen der Nullpunktverschiebungen einzelner Zellen der Verzögerungsleitung kleiner als 10 mV sind und die Verstärkungen aller 'Buffer'-Zellen mit einer Genauigkeit von 0.25% übereinstimmen, hat dieser Fehler eine vernachlässigbare Auswirkung auf die Korrektur der Stichproben und damit auf die Rekonstruktion von Ladung und Zeit.

Ein ähnliches Schema kann nun für die Bestimmung der Verstärkung angewendet werden. Im Unterschied zur Bestimmung der Nullpunktverschiebung wird hier eine Testspannung von  $V_{in} = -2$  V an verschiedene Eingänge der 'Pipeline'-Zellen gelegt. Die Verstärkung einer Zellenkombination  $(i, j)$  ergibt sich aus den gemessenen Stichproben folgendermaßen:

$$g_{ij} = \frac{h_{ij}^{(-2V)} - h_{ij}^{(0V)}}{-S_D(A_{ref(-2V)} - A_{gnd})} \quad (8.14)$$

Wie schon bei den Nullpunktverschiebungen werden zur Reduktion der Korrekturkonstanten nur relative Größen gespeichert. Willkürlich wird die Verstärkung  $g_{11}$  als Referenz angesehen und folgende Größen definiert:

$$g^0 = g_{11} \quad (8.15)$$

$$g_i^p = g^0 / g_{i1} \quad (1 \leq i \leq 58) \quad (8.16)$$

$$g_j^b = g^0 / g_{1j} \quad (1 \leq j \leq 8) \quad (8.17)$$

Mit dieser Umrechnung sind für die Verstärkungskorrektur der Stichproben lediglich  $1+58+8=67$  Konstanten notwendig<sup>3</sup>. Die Gesamtverstärkung kann auch hier für eine bestimmte Zellenkombination aus den eben definierten Größen folgendermaßen rekonstruiert werden:

$$g_{ij} = \frac{g^0}{g_i^p \cdot g_j^b} \quad (8.18)$$

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß zur Korrektur einer Stichprobe die 'Pipeline'- und 'Buffer'-Zelle, die sie durchlaufen hat, bekannt sein muß. Diese Information wird ebenfalls mit den anderen Daten von der Analogkarte zur Verfügung gestellt. Mit Hilfe der eben eingeführten Größen kann eine korrigierte Stichprobe auf folgende Art berechnet werden:

$$H_{ij} = \frac{g_i^p \cdot g_j^b}{g^0} \cdot [h_{ij} - (\delta^0 + \delta_i^p + \delta_j^b)] \quad (8.19)$$

Da ein Kanal aus zwei Auslesewegen mit unterschiedlicher Verstärkung besteht, benötigt man somit insgesamt  $2 \cdot (65+65)=260$  Korrekturkonstanten für die Bestimmung der korrigierten Stichproben für einen Photomultiplier.

<sup>2</sup>Eigentlich sind nur 65 Größen notwendig, da definitionsgemäß gilt:  $\delta_1^p = 0$  und  $\delta_1^b = 0$

<sup>3</sup>Eigentlich sind auch hier nur 65 Größen notwendig, da definitionsgemäß gilt:  $g_1^p = 1$  und  $g_1^b = 1$

### Die Kalibration der 'Shaper'-Verstärkung

Mit Hilfe einer weiteren Korrektur soll der Unterschied zwischen injizierter und rekonstruierter Ladung ausgeglichen werden. Diese Tatsache wird darauf zurückgeführt, daß der 'Shaper'-Schaltkreis die vom Photomultiplier kommenden Ladungen verändert. Der Effekt kann durch die Injektion von bekannten Ladungen an den Enden der Skala des dynamischen Bereichs gemessen werden. Da als maximale Ladung 110 pC injiziert werden kann, ist mit dieser Methode lediglich der Ausleseweg mit hoher Verstärkung vernünftig korrigierbar. Die Kalibration des Ausleseweges mit niedriger Verstärkung dagegen ist mit Hilfe des ebenfalls zur Verfügung stehenden Lichtinjektionssystems mittels Laser vorgesehen. Für die Rekonstruktion der Ladungen bei der Messung von Myonsignalen, die bei den in dieser Arbeit beschriebenen Tests eine Rolle gespielt haben, kann auf den Ausleseweg mit niedriger Verstärkung und somit auch auf seine Kalibration verzichtet werden.

Die Injektion zweier Ladungen erlaubt die Bestimmung der Verstärkung des 'Shaper'-Schaltkreises:

$$a = \frac{Q_{inj}^1 - Q_{inj}^2}{Q_{rek}^1 - Q_{rek}^2} \quad (8.20)$$

wobei:

$$Q_{inj} = \frac{C_Q \cdot S_Q}{k} (A_{DAC} - A_{gnd}) \quad (8.21)$$

mit:

- $Q_{inj}$  : Vor dem 'Shaper' injizierte Ladung
- $Q_{rek}$  : Aus den Stichproben rekonstruierte Ladung (siehe Abschnitt 8.3)

Detaillierte Untersuchungen konnten zeigen [SIP89], daß die Linearität des 'Shaper'-Schaltkreises mit einer Genauigkeit von besser als 0.2% gegeben ist, so daß aufwendigere Korrekturen des 'Shaper'-Verhaltens nicht notwendig sind. Die Verstärkung des 'Shaper'-Schaltkreises muß für jeden einzelnen 'Shaper' bestimmt werden. Man erhält damit zwei Korrekturkonstanten pro Auslesekanal.

### Die Bestimmung der Pulssteigungen

Für die Rekonstruktion von Ladung und Zeit des Photomultiplierpulses werden die Steigungen des 'Shaper'-Signals auf der aufsteigenden und abfallenden Flanke benötigt (siehe Abschnitt 8.3).

Zur Bestimmung der Pulssteigungen werden zwei Injektionen der gleichen Ladungsmenge zu verschiedenen Zeitpunkten  $t_1$  und  $t_2$  durchgeführt, wobei die Zeitdifferenz 9 ns beträgt. Die Folge ist, daß ein identischer Puls an jeweils zwei verschiedenen Punkten auf der ansteigenden und abfallenden Flanke abgetastet wird. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 8.3 veranschaulicht. Hier sind sowohl die gegeneinander verschobenen 'Shaper'-Pulse, als auch die Zeitpunkte zu erkennen, an denen die Signale alle 96 ns abgetastet werden. Unter der Annahme, daß man es mit einem näherungsweise linearen Anstiegsverhalten der Pulse zu tun hat, lassen sich die Steigungen  $s_{auf}$  und  $s_{ab}$ , welche üblicherweise auf die injizierte Ladung  $Q_{inj}$  normiert werden, folgendermaßen berechnen:

$$\frac{s_{auf}}{Q_s} = \frac{H_2^{t_2} - H_2^{t_1}}{(t_2 - t_1) \cdot Q_{inj}} \quad (8.22)$$

$$\frac{s_{ab}}{Q_s} = \frac{H_3^{t_2} - H_3^{t_1}}{(t_2 - t_1) \cdot Q_{inj}} \quad (8.23)$$

Die Injektion der Ladung erfolgt immer in eine feste Zellenkombination von Verzögerungsleitung und 'Buffer' und die verwendeten Stichproben sind bereits mit den schon beschriebenen Nullpunkts- und Verstärkungskorrekturen versehen.

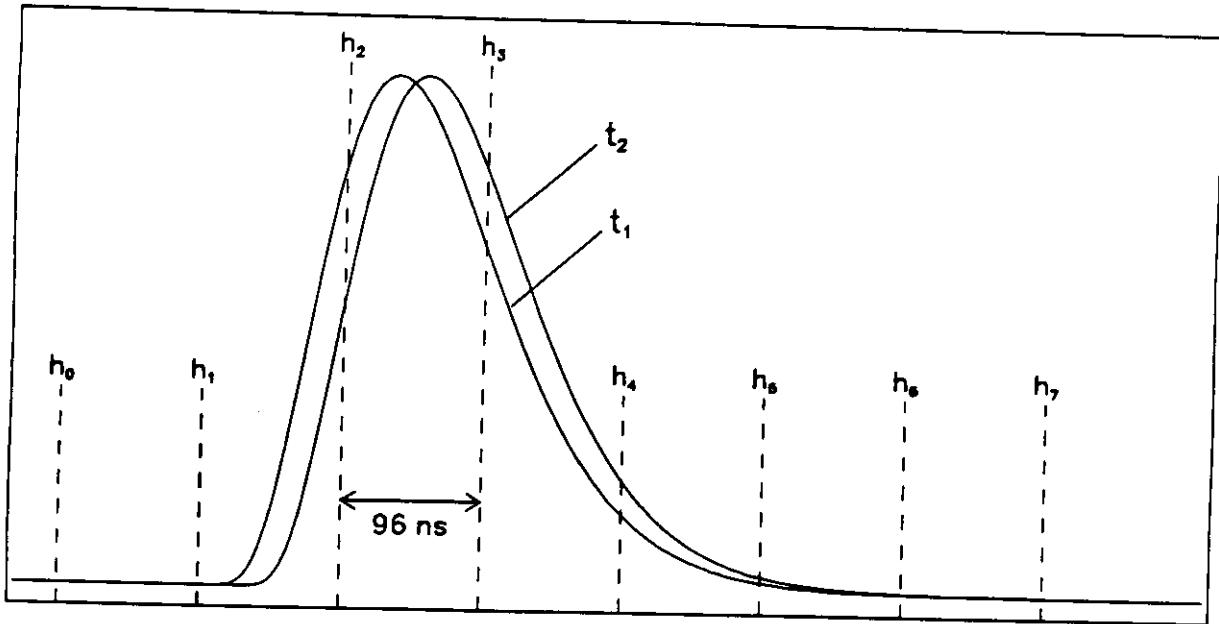


Abbildung 8.3: Veranschaulichung der Steigungsmessung von aufsteigender und abfallender Flanke des 'Shaper'-Pulses

Eine Analyse dieser Messungen zeigt, daß für die Ladungs- und Zeitrekonstruktion mit gemeinsamen Werten für alle Auslesekanäle gearbeitet werden kann [BER91]. Es werden im weiteren folgende Werte verwendet:

$$\frac{s_{\text{auf}}}{s_{\text{ab}}} = -1.80 \quad (8.24)$$

$$\frac{s_{\text{auf}} - s_{\text{ab}}}{Q_s} = 0.81 \left[ \frac{\text{ADC} - K.}{\text{ns} \cdot \text{pC}} \right] \quad (8.25)$$

### Die Bestimmung des Uransignals

Die natürliche Radioaktivität des Urans bedingt eine kontinuierliche, äußerst stabile Energiedeposition in den Szintillatorschichten, so daß die Messung dieses Signals dazu herangezogen werden kann, die verschiedenen Verstärkungen der Photomultiplier zu überwachen und bei der Analyse zu korrigieren. Die Größe dieses durch das Uran hervorgerufenen Stromes läßt sich folgendermaßen ermitteln:

$$I_{\text{UNO}} = \frac{V_{\text{UNO}}}{R_{\text{UNO}}} - I_{\text{off}} \quad (8.26)$$

wobei:

$$I_{\text{off}} = \frac{V_{\text{UNO}}(\text{HV} \rightarrow 400\text{V})}{R_{\text{UNO}}} \quad (8.27)$$

und:

$$V_{\text{UNO}} = \frac{A_{\text{UNO}} - A_{\text{gnd}}}{k} \quad (8.28)$$

mit:

$R_{\text{UNO}}$  : Widerstand im Integratorschaltkreis auf der Analogkarte (siehe Tabelle 8.4)

Die Nullpunktverschiebung  $I_{\text{off}}$  kann bestimmt werden, indem eine Messung des UNO-Stromes bei reduzierter Versorgungsspannung der Photomultiplier (HV → 400 V) erfolgt, was die Verstärkung der



Röhren um mehrere Größenordnungen absenkt. Für die Korrektur der Daten ist eine Konstante pro Photoröhre erforderlich.

### Die Zeitverschiebungen verschiedener Kanäle

Zur Bestimmung der Zeit für einen individuellen Kanal wird eine Nullpunktverschiebung  $\Delta T$  wichtig, welche vom einzelnen Kanal und von der Quelle des Signals abhängt. Bei der in dieser Arbeit beschriebenen Analyse wird zwischen Pulsen von Myonen und von Ladungsinjektion unterschieden. Diese Zeitverschiebungen kommen durch unterschiedliche Laufzeiten der Signale in den 'Shaper'-Schaltkreisen, verschiedene Abtastzeiten und für Teilchen zusätzlich durch Laufzeiteffekte des Lichtes im Szintillator und in den Wellenlängenschiebern, sowie durch Unterschiede in den Photoröhren zustande. Zur Korrektur wird eine Konstante pro Kanal und Signalart benötigt.

### Die globale Nullpunktverschiebung

Vorhergehende Analysen haben gezeigt, daß trotz der bisher beschriebenen Korrekturen eine Nullpunktverschiebung der Ladung, genannt  $P$ , für verschiedene Auslesekkanäle gemessen werden kann. Diese Größe wird durch das Auslesen der Elektronik aufgrund zufälliger Trigger ermittelt und bei der Rekonstruktion der Photomultiplierladung berücksichtigt. Für diese Korrektur ist eine Konstante pro Verstärkungsweg eines Auslesekkanals notwendig.

### 8.2.2 Die Bestimmung der Korrekturkonstanten

Zur Bestimmung der im vorhergehenden Abschnitt eingeführten Kalibrationskonstanten wurden während eines Meßzyklus (siehe auch Kapitel 7) die notwendigen Testmessungen aufgezeichnet.

Schritt	'Run'-Typ	Ereignisse pro 'Run'	Anzahl der 'Runs'	Kommentar	Bestimmung von Konstanten
1	UNO	500	1	HV→400 V	$I_{off}$
2	DC-UNO	50	2	Konversion von V in ADC-K.	$k$
3	$V_{inj}(0V)$	50	58	Pedestals	$\delta^0, \delta^p, \delta^b$
4	$V_{inj}(2V)$	50	58	Verstärkungen	$g^0, g^p, g^b$
5	$Q_{inj}$	1000	2	Verstärkung der Shaper	$a, \Delta T$
6	$Q_{inj}$	100	2	Puls-Steigungen	$s_{auf}, s_{ab}$
7	$V_{inj}$	50	8	Pipeline-Linearität	—
8	$Q_{inj}$	100	8	Shaper-Linearität	—
9	PED	500	1	HV→400 V	—

Tabelle 8.1: Zyklus zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten der Analogelektronik einmal pro Meßperiode

Die Konstanten zur Kalibration der Analogelektronik wurden einmal pro Meßzyklus nach Absenkung der Hochspannung auf 400 V gemessen. Tabelle 8.1 zeigt die verschiedenen 'Run'-Typen, die Anzahl der jeweils aufgezeichneten Ereignisse und die Anzahl der genommenen 'Runs' dieses Triggertyps. Während die ersten 5 Messungen zur Bestimmung der ebenfalls in Tabelle 8.1 aufgeführten Kalibrationskonstanten verwendet wurden, dienten die weiteren Meßläufe zur Überprüfung der ermittelten Korrekturen.

Schritt	'Run'-Typ	Ereignisse pro 'Run'	Anzahl der 'Runs'	Kommentar	Bestimmung von Konstanten
1	UNO	1000	1	HV bei nominalen Werten	$I_{UNO}$
2	PED	1000	1	HV bei nominalen Werten	$P$

Tabelle 8.2: Zyklus zur Bestimmung von Kalibrationskonstanten alle 8 Stunden während der Datennahme

Im Laufe der Datennahme wurde etwa alle 8 Stunden eine Messung des UNO-Signals und der allgemeinen Nullpunktverschiebung durchgeführt. Dies ist in Tabelle 8.2 dargestellt. Während der Satz von UNO-Konstanten für die Korrektur der Daten regelmäßig erneuert wurde, wurden für die Nullpunktverschiebung die relevanten Konstanten für eine ganze Meßperiode festgehalten. Die regelmäßige Datennahme erlaubte somit eine ständige Kontrolle ihrer Stabilität.

### 8.2.3 Wertebereich und Stabilität der Korrekturkonstanten

Im folgenden soll eine Beschreibung der Korrekturkonstanten hinsichtlich ihres Wertebereichs und ihrer Stabilität gegeben werden.

Tabelle 8.3 zeigt für die in Abschnitt 8.2.1 eingeführten Kalibrationskonstanten sowohl die Anzahl der notwendigen Zahlen pro Photomultiplier, als auch ihre typischen Werte und die Variation von Kanal zu Kanal. Eine graphische Darstellung ihrer Verteilungen ist in den Abbildungen 8.5 und 8.6 zu erkennen. Weiterhin enthält Tabelle 8.3 Aussagen über die Kurzzeit- und Langzeitstabilität. Zur Quantifizierung werden die Größen  $\overline{\delta}$  und  $\overline{\Delta}$  verwendet, deren Definition anhand Abbildung 8.4 veranschaulicht werden soll. Hier sind verschiedene Meßpunkte in Abhängigkeit der Zeit aufgetragen. Mit  $\delta$  wird die Differenz zweier zeitlich benachbarter Datenpunkte bezeichnet. Diese Größe wird üblicherweise über alle Meßpunkte gemittelt ( $\overline{\delta}$ ). Der Unterschied zwischen kleinstem und größtem Meßwert erhält den Namen  $\Delta$ . In Tabelle 8.3 sind die Mittelwerte der Variablen über alle 264 Kanäle des Auslesesystems ( $\overline{\delta}$ ,  $\overline{\Delta}$ ) aufgeführt. Für die Ermittlung dieser Werte wurden 18 Datensätze von Kalibrationszyklen der Analogelektronik verwendet, die über einen Zeitraum von 83 Tagen verteilt waren. Dies ergibt einen mittleren Abstand zweier Meßpunkte von 4.6 Tagen.

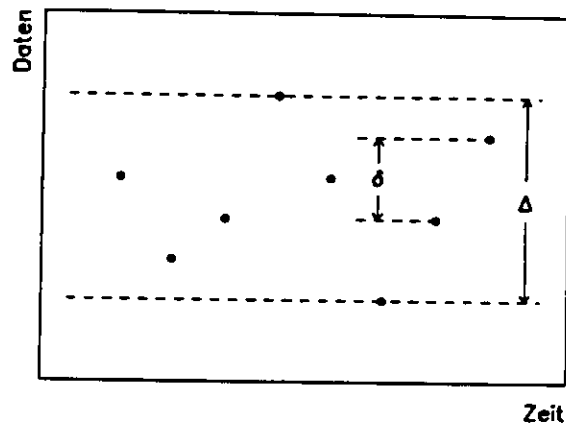


Abbildung 8.4: Veranschaulichung von  $\delta$  und  $\Delta$

Die für die Kalibration benötigten und für alle Kanäle des Kalorimeters gültigen Referenzwerte sind in Tabelle 8.4 definiert. In ihnen spiegeln sich hauptsächlich Eigenschaften der elektronischen Bauteile auf den Analogkarten wider.

Die Messung der Verstärkungskorrekturen durch die UNO-Signale wurde etwa alle acht Stunden erneuert. Ihre Stabilität ist bei der Rekonstruktion der Photomultipliersignale von zentraler Bedeutung. In Abbildung 8.7 sind die Größen  $\delta$  und  $\Delta$  für EMC- bzw. HAC-Kanäle separat dargestellt. Verwendet wurden hier insgesamt 14 UNO-Messungen eines typischen Moduls, die über einen Zeitraum von 107 Stunden verteilt waren, was einem mittleren zeitlichen Abstand dieser Meßläufe von 7.6 Stunden entspricht. Als typische Werte für  $\overline{\delta}$  mißt man 0.3% (0.1%) bei EMC-(HAC-) Röhren und 1.3% (0.8%) für  $\overline{\Delta}$ .

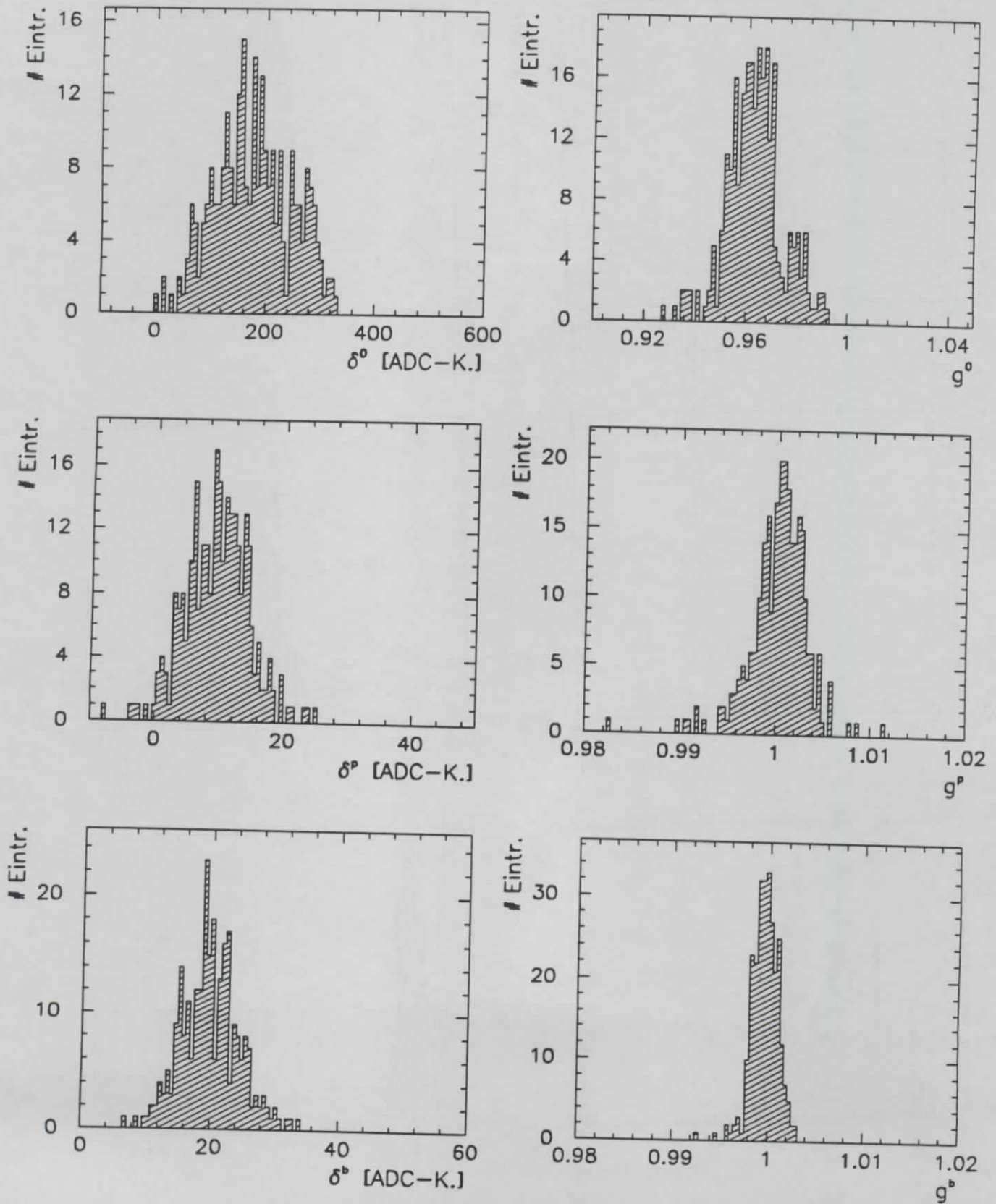


Abbildung 8.5: Typische Werte der Kalibrationskonstanten  $\delta^0$ ,  $\delta^p$ ,  $\delta^b$ ,  $g^0$ ,  $g^p$  und  $g^b$  für 264 Kanäle

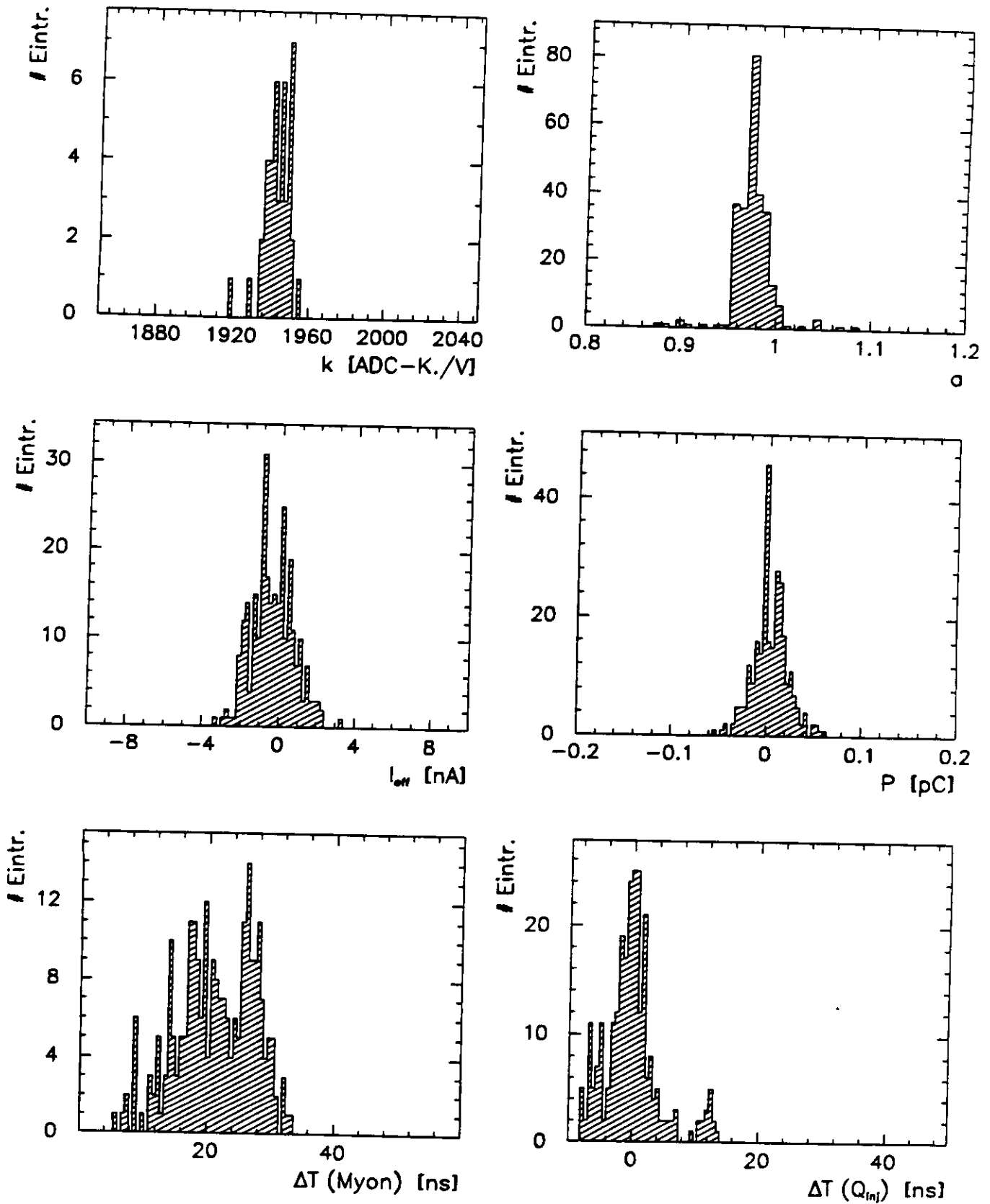


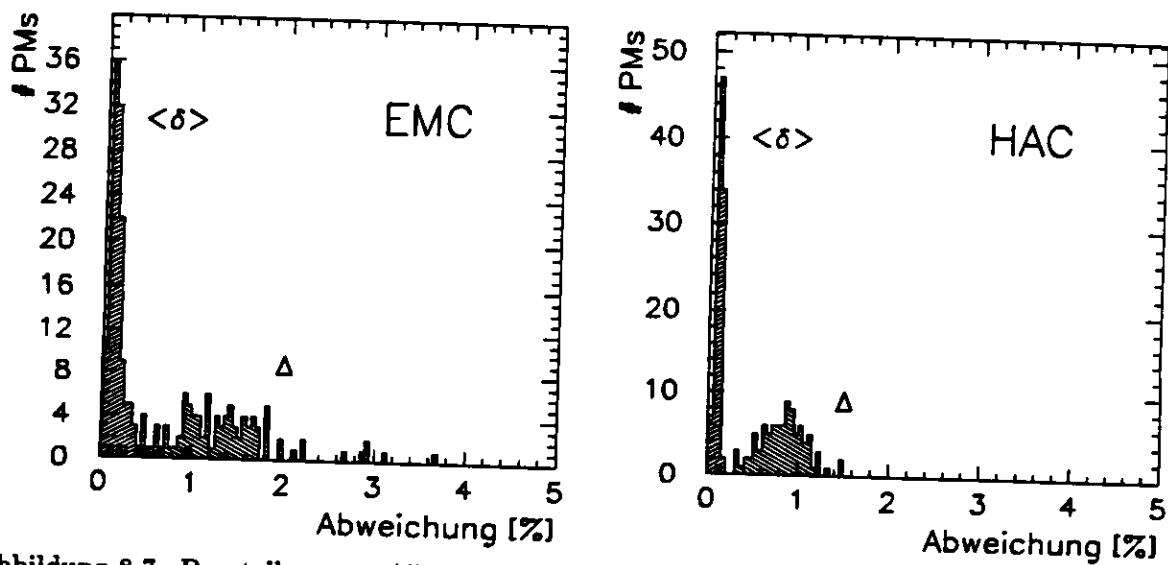
Abbildung 8.6: Typische Werte der Kalibrationskonstanten  $k$ ,  $a$ ,  $I_{off}$ ,  $P$ ,  $\Delta T(Myon)$  und  $\Delta T(Q_{inj})$  für 264 Kanäle

Symbol	Anzahl pro PM	Typischer Wert	Variation von Kanal zu Kanal	$\langle \delta \rangle$	$\bar{\Delta}$
$k$	1/6	1950 ADC-K./V	0.3%	0.03%	0.2%
$\delta^0$	2	180 ADC-K.	70 ADC-K.	2.1 ADC-K.	6.3 ADC-K.
$\delta^p$	116	10 ADC-K.	5.0 ADC-K.	1.0 ADC-K.	5.6 ADC-K.
$\delta^b$	16	20 ADC-K.	4.5 ADC-K.	1.5 ADC-K.	8.1 ADC-K.
$g^0$	2	0.96	1.1%	0.05%	0.4%
$g^p$	116	1.0	0.3%	0.1%	0.4%
$g^b$	16	1.0	0.1%	0.03%	0.15%
$a$	2	0.97	2.1%	0.5%	2.6%
$I_{0\pi}$	1	0.0 nA	1.1 nA	0.2 nA	1.1 nA
$\Delta T(\text{Myon})$	2	20 ns	6.0 ns	—	—
$\Delta T(Q_{inj})$	2	0.0 ns	4.4 ns	1.4 ns	4.3 ns
$P$	2	0.0 pC	0.04 pC	0.02 pC	1.0 pC

Tabelle 8.3: Typische Werte und Stabilität der Kalibrationskonstanten

Symbol	Anzahl pro Modul	Wert
$R_{UNO}$	1	3.48 M $\Omega$
$C_Q$	1	22.0 pF
$V_{prec}$	1	1.667 V
$S_D$	1	-1.20
$S_Q$	1	+3.00

Tabelle 8.4: Referenzwerte für die Kalibration

Abbildung 8.7: Darstellung von  $\langle \delta \rangle$  und  $\Delta$  der UNO-Messungen für EMC- (links) und HAC-Kanäle (rechts) eines typischen Moduls

Insgesamt wurden für die Rekonstruktion von Ladung und Zeit unter Berücksichtigung beider Verstärkungswege 279 Kalibrationskonstanten für jeden Auslesekanal benötigt. Hinzu kommen zusätzlich weitere 39 Größen, die für alle Kanäle gemeinsam gültig sind. Vorhergehende Untersuchungen [SIP89, BER91], wie auch die eben diskutierten Stabilitätsuntersuchungen zeigen, daß bis auf die regelmäßig neu gemessenen UNO-Werte alle Kalibrationskonstanten für den 3 bis 5 Tage langen Testzyklus Gültigkeit haben.

### 8.3 Die Rekonstruktion von Ladung und Zeit

Die Korrektur der digitalisierten Stichproben erfolgt mit der schon hergeleiteten Beziehung:

$$H_i = \frac{g_p g_b}{g_0} (h_i - \delta_0 - \delta_p - \delta_b) \quad (0 \leq i \leq 7) \quad (8.29)$$

Die Berechnung der Ladung geschieht durch geeignete Summation der beiden Stichproben links und rechts des Maximums des 'Shaper'-Pulses (siehe Abbildung 8.2). Durch die Subtraktion der Stichprobe auf der Basislinie vor dem Puls wird eine direkte Korrektur des Nullpunkts gewährleistet. Die Rekonstruktion erfolgt durch folgende Relation:

$$Q = Q_{\text{norm}} [(H_2 - H_0) + R_q \cdot (H_3 - H_0)] \quad (8.30)$$

mit:

$$R_q = -\frac{s_{\text{auf}}}{s_{\text{ab}}} = 1.80 \quad (8.31)$$

und:

$$Q_{\text{norm}} = \frac{C_Q \cdot S_Q}{k \cdot a} \quad (8.32)$$

Weitere anzubringende Korrekturen sind die Kalibration der Photomultiplerverstärkung mit Hilfe der Messung des Uransignals und die Subtraktion der globalen Nullpunktverschiebung:

$$Q' = Q \cdot \frac{I_{\text{UNO}}^{\text{nom}}}{I_{\text{UNO}}} - P \quad (8.33)$$

mit:

$I_{\text{UNO}}^{\text{nom}}$  : Nominalwerte für den UNO-Strom (siehe Kapitel 7)

Ein zusätzlich zu korrigierender Effekt ergibt sich aus der Tatsache, daß die rekonstruierte Ladung von der Ankunftszeit des Kalorimetersignals relativ zum 96 ns-Takt abhängt. Dies liegt darin begründet, daß man bei dem eben geschilderten Ladungsrekonstruktionsalgorithmus von einem linearen Anstieg- bzw. Abfallverhalten des 'Shaper'-Pulses ausgeht, was allerdings bei einer großen Verschiebung des Signals nicht mehr gegeben ist. Während dies für den Betrieb im ZEUS-Detektor kein Problem darstellt, da die guten e-p-Ereignisse durch die Paketstruktur der Teilchen zu einem festen Zeitpunkt eintreffen, wird das Triggersignal durch die kosmischen Myonen zu beliebigen Zeiten relativ zum Takt ausgelöst. Im linken Teil von Abbildung 8.8 ist der relative Anteil der rekonstruierten Ladung im Vergleich zur Ladung bei  $T = 0$  gegen die gemessene Ankunftszeit des Myons aufgetragen. Parametrisiert wird dieses Verhalten durch ein Polynom vierten Grades, welches zur Korrektur dieses Effektes herangezogen wird:

$$Q_{\text{kor}} = Q' / (1 + \sum_{i=1}^4 \alpha_i T_c^i) \quad (8.34)$$

wobei:

$$T_c = T_0 + \Delta T \quad (8.35)$$

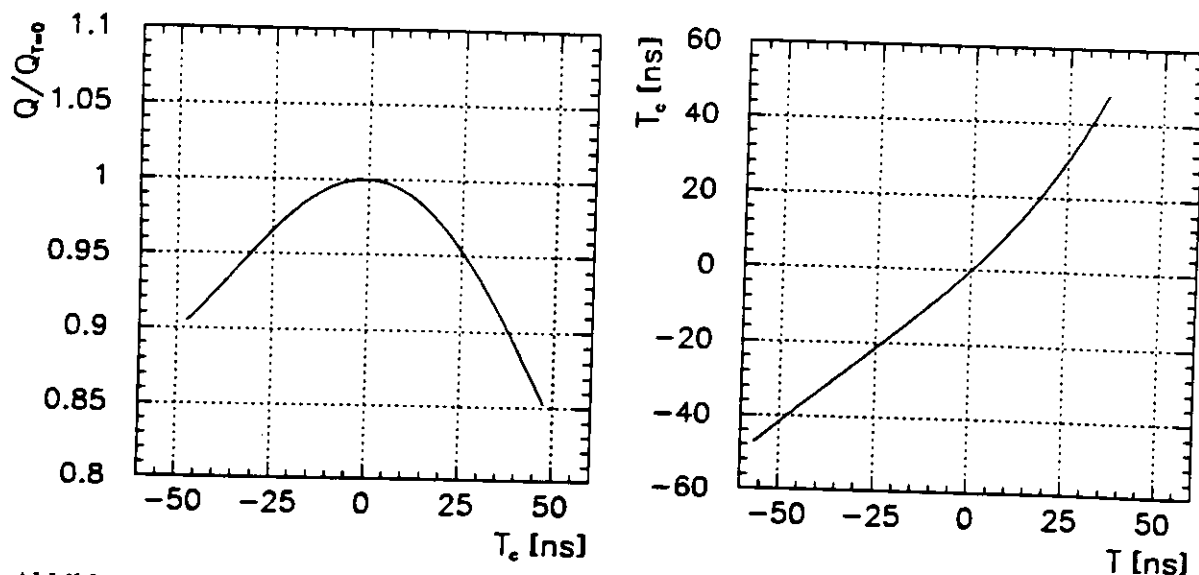


Abbildung 8.8: Korrektur der rekonstruierten Ladung in Abhängigkeit von der rekonstruierten Zeit (links) und Zusammenhang zwischen rekonstruierter und gemessener Zeit (rechts)

mit:

- $T_0$  : Mit einem TDC gemessene Zeit des Ereignisses relativ zum 96 ns Takt  
 $\Delta T$  : Nullpunktverschiebung des jeweiligen Kanals (Erklärung siehe Seite 85)

Vorhergehende Studien haben gezeigt [AND91], daß diese Korrektur nicht von der Größe der injizierten Ladung abhängt und für alle Kanäle gleich ist. Im Gegensatz dazu variiert sie allerdings mit der Form des injizierten Pulses und muß für verschiedene Triggertypen (Myonen, Ladungsinjektion und Lichtinjektion durch LEDs und LASER) neu bestimmt werden. Die bei der Analyse verwendeten Polynomkoeffizienten sind in Tabelle 8.5 aufgeführt. Im folgenden wird die korrigierte rekonstruierte Ladung  $Q_{\text{kor}}$  der Einfachheit halber mit  $Q$  bezeichnet.

i	$\alpha_i(\text{Myon})$	$\beta_i(\text{Myon})$	$\alpha_i(Q_{\text{inj}})$	$\beta_i(Q_{\text{inj}})$
1	$-1.21 \cdot 10^{-4}$	$+9.70 \cdot 10^{-1}$	$-6.78 \cdot 10^{-4}$	+1.06
2	$-6.88 \cdot 10^{-5}$	$+6.54 \cdot 10^{-3}$	$-6.23 \cdot 10^{-5}$	$+5.12 \cdot 10^{-3}$
3	$-1.93 \cdot 10^{-7}$	$+9.69 \cdot 10^{-6}$	$-5.63 \cdot 10^{-8}$	$+4.95 \cdot 10^{-5}$
4	$+6.61 \cdot 10^{-9}$	$+3.99 \cdot 10^{-7}$	$+3.34 \cdot 10^{-9}$	$-4.13 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 8.5: Koeffizienten der Polynomialentwicklung zur Korrektur von Ladung und Zeit

Die Bestimmung der Ankunftszeit des Signals geschieht durch Betrachtung der Differenz der beiden Stichproben in der Nachbarschaft des Maximums des 'Shaper'-Pulses durch folgende Beziehung:

$$T = \frac{H_2 - H_3}{S_q \cdot Q} \quad (8.36)$$

wobei:

$$S_q = \frac{s_{\text{auf}} - s_{\text{ab}}}{Q_s} = 0.81 \left[ \frac{\text{ADC} - K.}{\text{ns} \cdot \text{pC}} \right] \quad (8.37)$$

Die Zeitskala ist so festgelegt, daß für einen Puls mit gleich großen Stichproben  $H_2$  und  $H_3$  der Zeitpunkt  $T = 0$  rekonstruiert wird. Wie schon bei der Bestimmung der Ladung, gibt es auch hier eine Abhängigkeit der rekonstruierten Zeit  $T$  vom tatsächlichen Ankunftszeitpunkt  $T_c$  des Signals. Dieser

Sachverhalt ist im rechten Teil von Abbildung 8.8 dargestellt. Die Abweichung von der Linearität kann mit Hilfe eines Polynoms vierten Grades parametrisiert werden. Die Korrektur der rekonstruierten Zeit geschieht also durch folgende Relation:

$$T_{\text{korr}} = -\Delta T + \sum_{i=1}^4 \beta_i T^i \quad (8.38)$$

Wie vorher sind die Koeffizienten  $\beta_i$  abhängig von der Form des injizierten Pulstyps, unabhängig von der Ladung und gleichzeitig gültig für alle Kalorimeterkanäle. Werte für die Polynomkoeffizienten können ebenfalls Tabelle 8.5 entnommen werden. Die Größe  $T_{\text{korr}}$  wird von nun an einfach mit  $T$  bezeichnet.

## 8.4 Das Rauschen des Kalorimeters

Das Rauschen des Kalorimeters wurde durch zufällige, vom Rechner generierte Triggersignale und anschließendes Auslesen der Elektronik ermittelt. Das Ergebnis dieser Messung ist für ein typisches Kalorimetermodul in Abbildung 8.9 dargestellt. Da für die in dieser Arbeit erfolgten Analyse der Signalweg mit niedriger Verstärkung keine Rolle spielt, werden die folgenden Aussagen ausschließlich auf den Signalweg mit hoher Verstärkung bezogen.

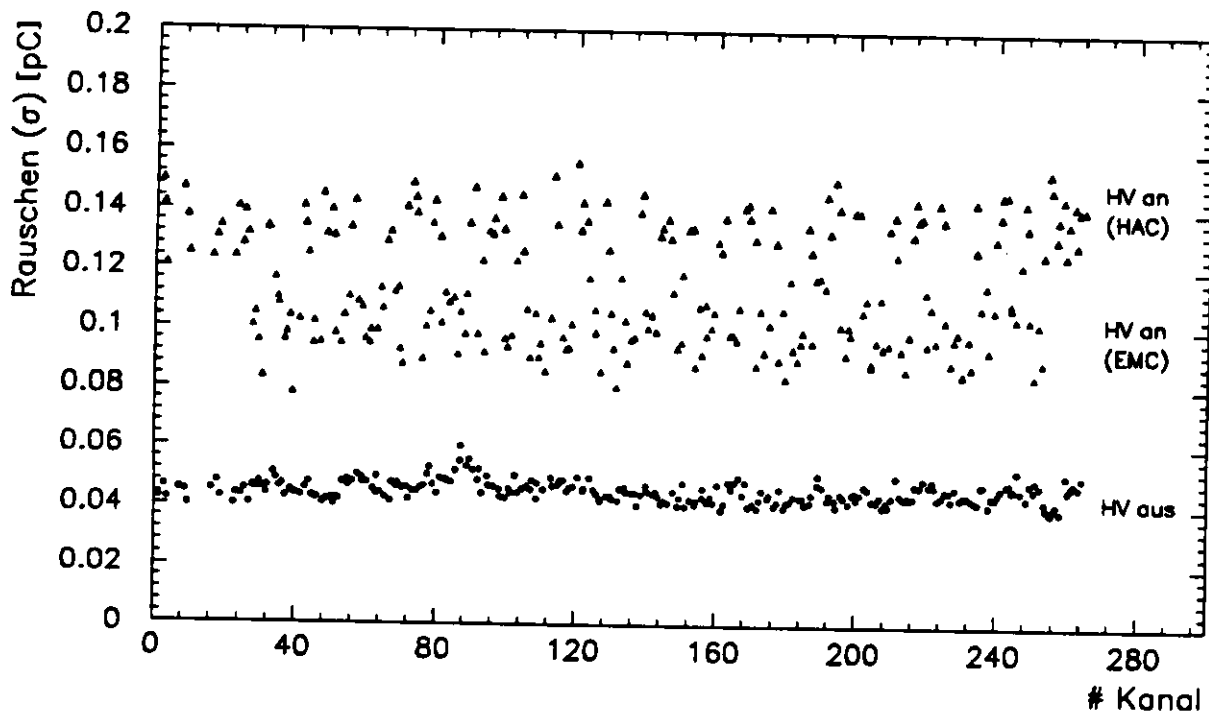


Abbildung 8.9: Rauschen der Kanäle des Signalweges mit hoher Verstärkung für nominale und abgesenkte Hochspannungen

Das Rauschen für einen einzelnen Photomultiplier beträgt im Mittel 0,10 pC für FEMC-/REMC-Kanäle und 0,14 pC für FHAC0/1/2-Bereiche und wird hauptsächlich durch das UNO-Signal hervorgerufen. Der Beitrag der Ausleseelektronik kann dadurch bestimmt werden, daß eine weitere Messung bei einer auf 400 V abgesenkten Versorgungsspannung der Photomultiplier durchgeführt wird, was ebenfalls in Abbildung 8.9 gezeigt wird. Man erhält hierfür einen mittleren Beitrag von 0,045 pC pro Auslesekanal.



Aus den Werten für einzelne Kanäle können nun Aussagen über das Rauschen größerer Kalorimeterbereiche gemacht werden. Dabei ist zu berücksichtigen, daß das Rauschen von linken und rechten Photoröhren gleicher Sektionen zu etwa 50% korreliert sind. Damit ergibt sich ein Wert für einen 'Superturm' (EMC+HAC1+HAC2) im FCAL der Fläche  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  von 0.42 pC. Mit einem Konvertierungsfaktor von 9.51 pC/GeV [AND91] erhält man daraus ein Rauschen von 44 MeV. Für die in der vorliegenden Analyse wichtige Summe der Signale von drei benachbarten Sektionen ist mit einem Beitrag von 0.26 pC (27 MeV) für EMC-Kanäle und 0.36 pC (38 MeV) für HAC-Sektionen zu rechnen.

## Kapitel 9

# Datenanalyse

Die Speicherung und Analyse der Daten wurde auf dem IBM-Großrechner des DESY durchgeführt. Die Magnetbänder standen für einen Roboter zur Verfügung, der sie einer Lese- und Schreibstation zuführen konnte. Auf diese Weise war ein sehr bequemes Aufrufen der insgesamt benötigten 500 Magnetbänder möglich.

Für die Analyse der aufgezeichneten Daten eines Moduls wurde zur Rekonstruktion der Ladungen und deren Korrektur je nach Datenmenge zwischen 25 Minuten und 75 Minuten CPU-Zeit (IBM 9000-720) benötigt. Ein voller Analyselauf aller 40 Module dauerte etwa 1300 Minuten (~22 Stunden) CPU-Zeit. Auch hiermit wird deutlich, warum die Rekonstruktion der Photomultipliersignale im ZEUS-Detektor mit Hilfe der DSPs auf den Digitalkarten erfolgen muß.

Die für die Analyse erforderlichen Korrekturkonstanten wurden direkt nach der Datennahme eines Moduls durch spezielle Programme errechnet und für jedes Modul separat abgespeichert. Dabei konnte sofort ihre Gültigkeit und Stabilität überprüft werden.

### 9.1 Bestimmung der Ladung eines Ereignisses

Bei der Bestimmung des Signals eines Myons wurde von der Annahme ausgegangen, daß die maximale Energiedeposition in einem Sektionstyp des Kalorimetermoduls nach Auslösen eines Triggersignals durch das triggernde Myon verursacht wurde. Bei Ereignissen, in denen zum Beispiel ein Myonschauer in das Kalorimetermodul eintritt, ist dies nicht notwendigerweise der Fall. Hier wurde das Myon, welches in einer Kalorimetersektion die größte Energie deponiert, für die weitere Analyse verwendet.

Das Signal einer Sektion wird in der Regel als Summe der rekonstruierten Ladungen beider Photomultiplier ermittelt:

$$Q_{\text{Sektion}} = Q_L + Q_R \quad (9.1)$$

mit:

- $Q_L$  : Signal des linken Photomultipliers der Sektion
- $Q_R$  : Signal des rechten Photomultipliers der Sektion

Die Differenz der Ladungen beider Photoröhren, im weiteren auch als 'Imbalance' bezeichnet, ist folgendermaßen definiert:

$$I_{\text{Sektion}} = Q_L - Q_R \quad (9.2)$$

In 2% aller Fälle ist entweder durch Ausfall der Ausleseelektronik eines einzelnen Kanals oder durch Ausfall des Photomultipliers nur die Information einer Seite der Sektion vorhanden. Hier wird zur Be-

stimmung der Ladung dieser Sektion das Signal der verfügbaren Röhre verdoppelt und die 'Imbalance' auf Null gesetzt.

Als Signal eines Ereignisses wird im folgenden die Summe der Ladungen der Sektion mit dem größten Signal und seiner beiden Nachbarsektionen bezeichnet:

$$Q = Q_{-1} + Q_0 + Q_{+1} \quad (9.3)$$

mit:

- $Q_0$  : Signal der Sektion mit größter Ladung des Ereignisses  
 $Q_{-1,+1}$  : Signal der beiden Nachbarsektionen

Die 'Imbalance' eines Ereignisses wird auf ähnliche Weise definiert:

$$I_{\text{abs}} = I_{-1} + I_0 + I_{+1} \quad (9.4)$$

mit:

- $I_0$  : 'Imbalance' der Sektion mit größter Ladung des Ereignisses  
 $I_{-1,+1}$  : 'Imbalance' der beiden Nachbarsektionen

## 9.2 Auswahlkriterien

Das Ziel der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse ist die Bestimmung der relativen Kalibration aller getesteten Kalorimeterkanäle. Es kommt daher bei den Selektionskriterien entscheidend darauf an, einerseits Myonen auszuwählen, deren Signal in nur einer Kalorimetersektion enthalten ist und andererseits gleiche räumliche Myonverteilungen für alle betrachteten Sektionen sicherzustellen. Wie in Abschnitt 9.3.3 noch gezeigt wird, hängt die relative Kalibration der Kanäle nur sehr schwach von den gewählten Selektionskriterien ab, während die absoluten Werte mit den Schnittwerten auf dem Niveau eines Prozents variieren. Auch beim Vergleich der absoluten Werte verschiedener Sektionstypen erwartet man aufgrund der durch die Geometrie vorgegebenen Unterschiede in der akzeptierten Winkelverteilung Abweichungen von den erwarteten Werten. Im folgenden werden nun die angewendeten Selektionskriterien erläutert und motiviert.

Um zu erreichen, daß das Signal des betrachteten Myons lediglich in einer Sektion enthalten ist, wurde bei der Analyse gefordert, daß die Sektion mit dem größten Ladungseintrag im Vergleich zur Summe der drei Kalorimeterzellen eine gewisse Mindestladung enthält:

$$\frac{Q_0}{Q_{-1} + Q_0 + Q_{+1}} > 85\% \quad \text{für EMC - Sektionen}$$

$$> 93\% \quad \text{für HAC - Sektionen}$$

Die Schnittwerte wurden dabei so ausgewählt, daß das Signal in den Nachbarzellen mit Rauschen ( $2\sigma$ ) verträglich ist. In Abbildung 9.1 ist das eben definierte Verhältnis gegen die Ladung in der zentralen Sektion für F/REMC- und F/RHAC-Kanäle aufgetragen. Die gewählten Schnitte sind durch die horizontalen Linien angedeutet.

Der Einschluß des Myons in eine Sektion ist deshalb wichtig, weil andernfalls die Interkalibration der Nachbarzellen bei der Berechnung der Ladung des Ereignisses Berücksichtigung hätte finden müssen. Untersuchungen dazu werden in Abschnitt 10.3 diskutiert.

Abbildung 9.1 legt ein weiteres Auswahlkriterium nahe. Zur Unterdrückung der wenigen Untergrundeignisse bei kleinen Signalen wird in der zentralen Sektion eine gewisse Mindestladung gefordert:

$$Q_0 > 1.92 \text{ pC} \quad \text{für EMC - Sektionen}$$

$$> 7.50 \text{ pC} \quad \text{für HAC - Sektionen}$$

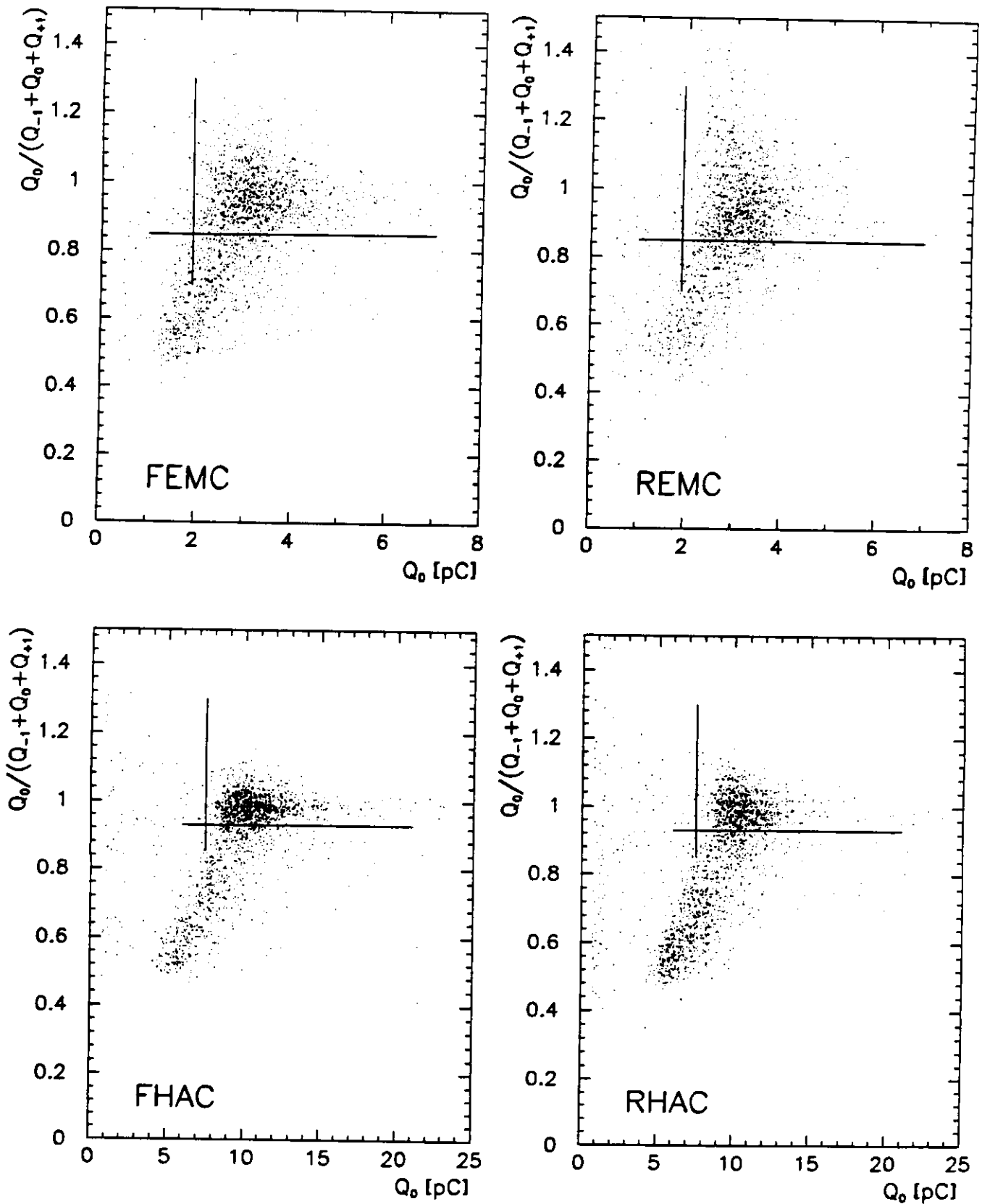


Abbildung 9.1: Ladung in der zentralen Sektion aufgetragen gegen den Bruchteil des Signals in der zentralen Sektion im Vergleich zur Gesamtladung des Ereignisses für verschiedene Sektionstypen

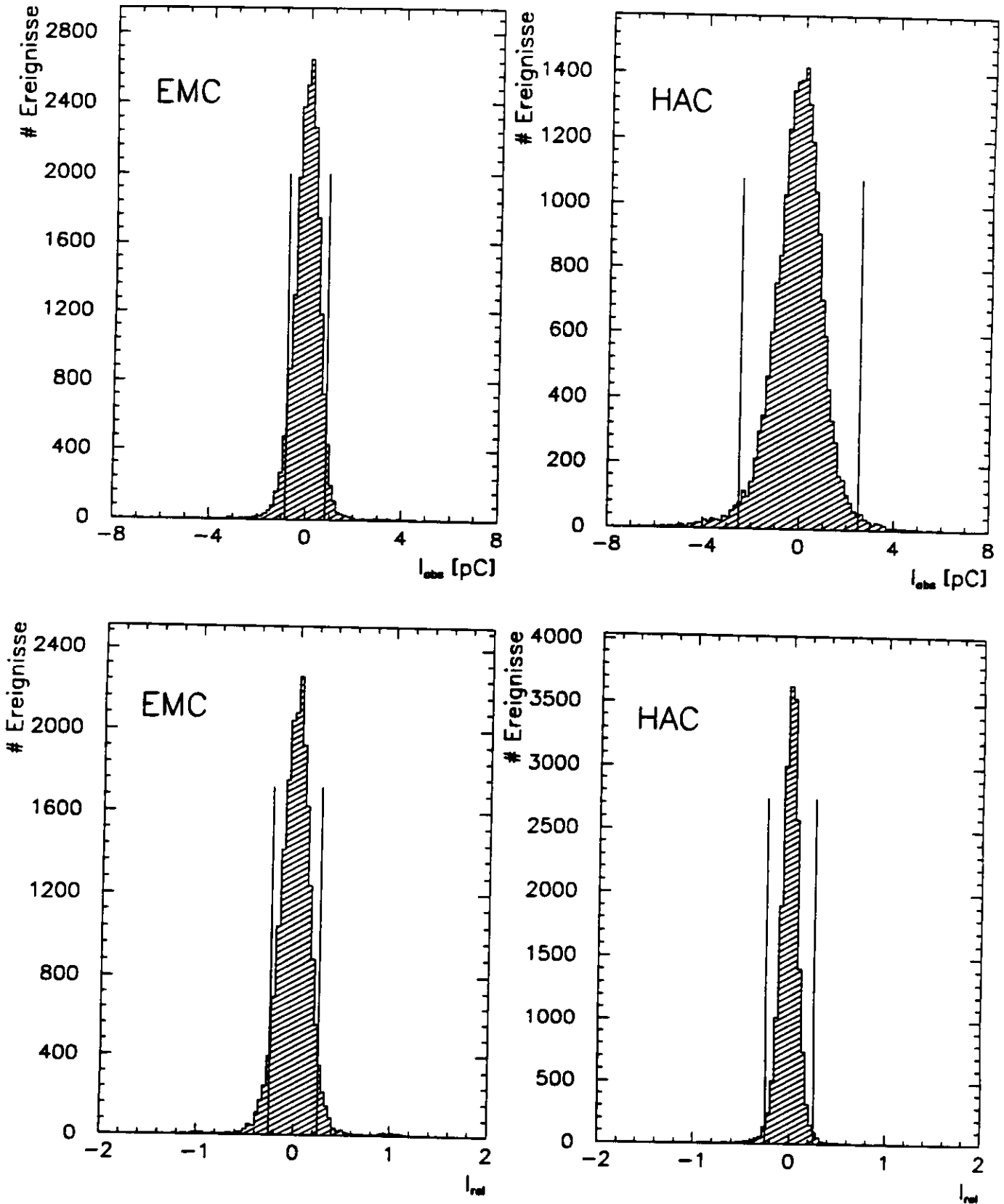


Abbildung 9.2: Absolute ( $I_{abs}$ ) und relative 'Imbalance' ( $I_{rel}$ ) für EMC- und HAC-Sektionen

Die verwendeten Schnitte sind zur besseren Veranschaulichung als vertikale Linien ebenfalls in Abbildung 9.1 eingezeichnet.

Zur Einengung der Myonakzeptanz in der Querrichtung des Moduls wurde die 'Imbalance' des Ereignisses betrachtet. Je größer die 'Imbalance' zwischen Ladung auf der rechten und linken Seite einer Sektion ist, desto größer ist die Abweichung der mittleren Teilchenposition von der Symmetrieachse des Moduls.

Für die Analyse ergeben sich nun zwei Möglichkeiten der Ereignis Selektion. Einerseits kann mit der schon definierten absoluten 'Imbalance' geschnitten werden:

$$\begin{aligned} |I_{\text{abs}}| &< 0.8 \text{ pC} && \text{für EMC - Sektionen} \\ &< 2.5 \text{ pC} && \text{für HAC - Sektionen} \end{aligned}$$

Andererseits besteht die Möglichkeit die 'Imbalance' eines Ereignisses auf die Gesamtladung zu normieren und diese Information für die Selektion zu gebrauchen:

$$I_{\text{rel}} = \frac{I_{\text{abs}}}{Q_{-1} + Q_0 + Q_{+1}} \quad (9.5)$$

Für die relative 'Imbalance' kann ein gemeinsamer Schnittwert für EMC- und HAC-Sektionen gewählt werden:

$$|I_{\text{rel}}| < 25\% \quad \text{für EMC und HAC - Sektionen}$$

Abbildung 9.2 zeigt die 'Imbalance'-Spektren für EMC- und HAC-Sektionen. Die gerade eingeführten Schnitte sind hier ebenfalls als Linien zu erkennen. Für die weitere Analyse wurde wegen der Unabhängigkeit des Schnittwertes vom Sektionstyp und der Gesamtladung des Ereignisses die Selektion mit Hilfe der relativen 'Imbalance'  $I_{\text{rel}}$  verwendet.

Als weitere Selektionsbedingung wurde die Information eines anderen Sektionstyps herangezogen. Durch die Forderung einer dort deponierten Mindestladung dort konnten Ereignisse, die durch zufällige Triggerkoinzidenzen hervorgerufen wurden, unabhängig von der betrachteten Sektion unterdrückt werden. Beispielsweise wurde für EMC-Sektionen gefordert, daß im gleichen Ereignis in der HAC1-Sektion des Moduls ein Mindestsignal von 6.5 pC nachgewiesen werden konnte.

Schnitt-Typ	FEMC	FHAC	REMC	RHAC
Ladung in zentraler Sektion	85%	93%	85%	93%
Imbalance-Schnitt	25%	25%	25%	25%
Minimalladung in Sektion	1.92 pC	7.5 pC	1.92 pC	7.5 pC
Mindestladung in anderem Sektionstyp	$Q_{H1} > 6.5 \text{ pC}$	$Q_{H1/2} > 6.5 \text{ pC}$	$Q_{H1} > 6.5 \text{ pC}$	$Q_{EM} > 1.5 \text{ pC}$
Anteil der übrigbleibenden Ereignisse	$43 \pm 7\%$	$41 \pm 3\%$	$60 \pm 9\%$	$43 \pm 2\%$

Tabelle 9.1: Übersicht über die bei der Analyse verwendeten Schnitte

Als Zusammenfassung ist in Tabelle 9.1 nocheinmal die Übersicht der für die Analyse verwendeten Auswahlkriterien und Schnittwerte dargestellt. Hier findet man darüber hinaus Informationen über den Bruchteil der Ereignisse im Vergleich zur Anzahl der aufgezeichneten Trigger, die nach Anwendung der Schnitte für die Analyse zur Verfügung standen. Die angegebenen Zahlen beziehen sich auf den jeweiligen Sektionstyp und sind über alle Module gemittelt. Die Streuung dieser Werte ist ebenfalls Tabelle 9.1 zu entnehmen. Ihre Unterschiede sind durch die unterschiedliche Geometrie der Sektionen und der verschiedenen Tiefen von FCAL- und RCAL-Modulen zu erklären. Die größere

Streuung der EMC-Sektionen kann damit begründet werden, daß HAC0-Sektionen bei der Analyse wie EMC-Streifen behandelt wurden. Durch ihre größere Grundfläche wird auch ein größerer Winkelbereich akzeptiert, so daß die Anzahl der durch die Schnitte ausgewählten Ereignisse von der Zahl der HAC0-Sektionen abhängt, welche allerdings für verschiedene Modultypen unterschiedlich ist.

Sektionen, in denen nach Durchlaufen der Selektionskriterien weniger als 100 Myonen rekonstruiert werden konnten, wurden wegen des großen statistischen Fehlers für die weitere Analyse nicht berücksichtigt. Aus diesem Grund wurden 0.5% aller getesteten Sektionen nicht weiterbetrachtet.

### 9.3 Bestimmung von $\mu/UNO$

Die nach Anwendung der Auswahlkriterien übrigbleibenden Ereignisse sollen nun zur Bestimmung der Antwort einer Sektion auf kosmische Myonen verwendet werden. Typische Ladungsverteilungen sind für die verschiedenen Sektionstypen in Abbildung 10.2 dargestellt.

Als Maß für die Antwort einer Kalorimetersektion auf kosmische Myonen wird im folgenden der wahrscheinlichste Wert (MOP<sup>1</sup>) dieser Verteilung verwendet. Dabei ist von Vorteil, daß der MOP-Wert im Gegensatz zum Mittelwert aller Ereignisse unsensibel in Bezug auf Ausläufer der betrachteten Verteilungen ist. Die Abhängigkeit von einem Abschneideparameter zu hohen Ladungen hin ist nicht vorhanden. Ein weiterer Pluspunkt stellt der im Vergleich zum Mittelwert kleine statistische Fehler dar.

Unter Zuhilfenahme des wahrscheinlichsten Wertes des Spektrums läßt sich nun der für die weitere Betrachtung verwendete  $\mu/UNO$ -Wert einer Sektion folgendermaßen definieren:

$$\mu/UNO[\text{pC}] = \left\{ Q_{\mu}[\text{pC}] \cdot \frac{I_{UNO}^{\text{nom}}[\text{nA}]}{I_{UNO}[\text{nA}]} \right\}_{\text{MOP}} \quad (9.6)$$

mit:

- $Q_{\mu}$  : Rekonstruierte Myonladung eines Ereignisses  
 $I_{UNO}^{\text{nom}}/I_{UNO}$  : Verhältnis von nominalem und gemessenem Uranstrom  
 (siehe Abschnitt 8.3)

Die Bestimmung des wahrscheinlichsten Wertes erfolgte durch Anpassung (Fit) einer geeigneten Funktion an die Verteilungen der einzelnen Sektionen. Für erste Versuche, die Daten zu beschreiben, wurden zwei analytische Funktionen, die sogenannte Moyal-Funktion [MOY55] und eine Parametrisierung der Landau-Verteilung [LAN44] herangezogen. Wie Abbildung 9.3 allerdings für EMC- und HAC-Kanäle zu entnehmen ist, werden die beobachteten Verteilungen<sup>2</sup> durch diese Funktionen nicht hinreichend genau beschrieben. Aus diesem Grund wurde für die Bestimmung des MOP-Wertes aus den Daten selbst eine Fitfunktion konstruiert. Durch die Anwendung eines 'Spline'-Algorithmus erhält man eine Parametrisierung, welche die beobachteten Spektren per Definition korrekt beschreibt. Dies ist ebenfalls in Abbildung 9.3 in den unteren beiden Histogrammen zu erkennen. Bei der Analyse der Daten wurde für jedes Modul eine individuelle Fitfunktion bestimmt, um eine optimale Anpassung der 'Spline'-Funktion an die Daten zu erreichen.

<sup>1</sup>MOP: MOst Probable Value

<sup>2</sup>Die hier gezeigten Ladungsverteilungen ergeben sich aus der Berücksichtigung aller Ereignisse eines Moduls für einen jeweiligen Sektionstyp. Sie werden im folgenden auch als 'Hochstatistik'-Spektren bezeichnet.

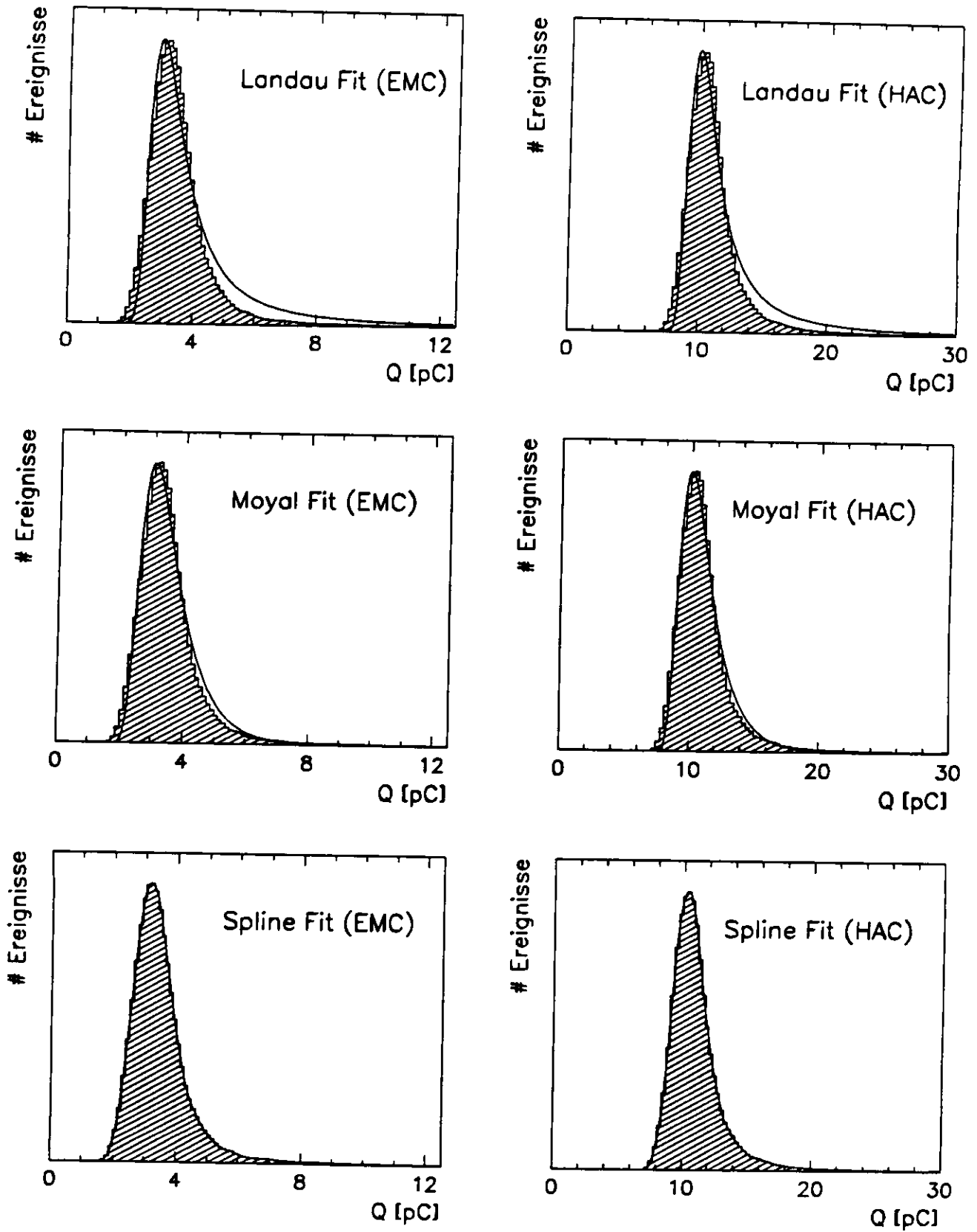


Abbildung 9.3: 'Hochstatistik'-Spektren eines typischen FCAL-Moduls mit verschiedenen Fitfunktionen für EMC- und HAC-Sektionen



### 9.3.1 Konstruktion der Fitfunktion

Um geeignete Fitfunktionen für ein spezielles Modul zu konstruieren, wurde das 'Hochstatistik'-Spektrum jedes Sektionstyps parametrisiert. Hierzu wurde zwischen den Einträgen des entsprechenden Histogramms eine kubische 'Spline'-Interpolation durchgeführt. Der bei der Analyse verwendete Algorithmus wird ausführlich in Anhang A erläutert und ist [PRE86] entnommen.

Bevor die so erhaltene Parametrisierung für den Fit der einzelnen Verteilungen eingesetzt werden konnte, mußte sie zunächst normalisiert werden. Die Funktion wurde dazu so verschoben, daß ihr wahrscheinlichster Wert bei Null lag, so daß beim Fit die ermittelte Verschiebung dem MOP-Wert der Verteilung entsprach. Hierbei ergab sich allerdings ein Problem, welches mit Binningeffekten und der endlichen Statistik der Vorbildhistogramme verbunden war. Die Lage des Maximalwertes relativ zur restlichen Verteilung hängt nämlich empfindlich von der Form des Maximums ab. Es lassen sich hierbei Unterschiede von Modul zu Modul beobachten, was im linken Teil von Abbildung 9.4 für drei beliebig ausgewählte Module veranschaulicht ist. Würde man lediglich den maximalen Funktionswert der 'Spline'-Funktion für die Normalisierung betrachten, hätte dies eine systematische Verschiebung der  $\mu/UNO$ -Werte von Modul zu Modul um bis zu 2.5% zur Folge. Aus diesem Grund wurde für die Analyse eine Gauß-Verteilung im Bereich einer Halbwertsbreite um den maximalen Funktionswert angepaßt und so der gefittete Maximalwert zur Normalisierung der 'Spline'-Funktion verwendet. Im rechten Teil von Abbildung 9.4 ist dieser Sachverhalt dargestellt. Man erkennt den Ausschnitt der Halbwertsbreite um das Maximum mit der 'Spline'-Funktion und der angepaßten Gauß-Kurve, welche gestrichelt dargestellt ist. Durch diese Bestimmung des wahrscheinlichsten Wertes der 'Spline'-Funktion wurde erreicht, daß die absoluten  $\mu/UNO$ -Werte von Modul zu Modul nicht mehr von der speziellen Form des Maximums der Fitfunktion abhängen. Obwohl dieser Effekt hauptsächlich bei den EMC-Sektionen ein Rolle spielt, wurden zur Vermeidung von systematischen Effekten auch die HAC-Parametrisierungen auf die gleiche Weise behandelt. Neben der Verschiebung der Verteilung wurde darüber hinaus das Integral der 'Spline'-Funktion auf Eins normalisiert.

Zusammenfassend sollen in Abbildung 9.5 für EMC- (links) und HAC-Sektionen (rechts) die Schritte zu Erstellung der Fitfunktion nocheinmal erläutert werden. Während man oben das 'Hochstatistik'-Spektrum mit allen Ereignissen eines Moduls nach Durchlaufen der Auswahlkriterien erkennen kann, ist in der Mitte die daraus erstellte 'Spline'-Funktion zu sehen. Der untere Teil zeigt zusätzlich die normalisierte Funktion, die schließlich für den Fit der Verteilungen verwendet wurde.

An dieser Stelle ist es interessant, auf die Unterschiede der 'Spline'-Funktionen für verschiedene Module einzugehen. Willkürlich sei die Parametrisierung des ersten getesteten Moduls als Referenz angenommen. Zur Quantifizierung der Differenz von Modul zu Modul sei folgende Größe betrachtet:

$$D_n = \sqrt{\sum_i (y_{i,n} - y_{i,1})^2} \quad (9.7)$$

mit:

- $y$  : Funktionswert der 'Spline'-Funktion an einer Stützstelle
- $i$  : Index der Stützstelle
- $n$  : Nummer des betrachteten Moduls

Abbildung 9.6 zeigt die Differenzverteilungen aller Module für verschiedene Sektionstypen. Es zeigt sich, daß die Unterschiede der einzelnen Module klein sind und um einen gemeinsamen Wert streuen. Die Breite der beobachteten Verteilungen ist mit dem statistischen Fehler der  $D_n$  von 0.2 (F/REMC) und 0.1 (F/RHAC) verträglich. Lediglich im Spektrum der FHAC2-Sektionen sind vier Module zu erkennen, die gegenüber dem Referenzmodul eine größere Abweichung zeigen. Hierbei handelt es sich um die Module des Typs F3 und F4, welche im Vergleich zu den anderen Modulen verkürzte HAC2-

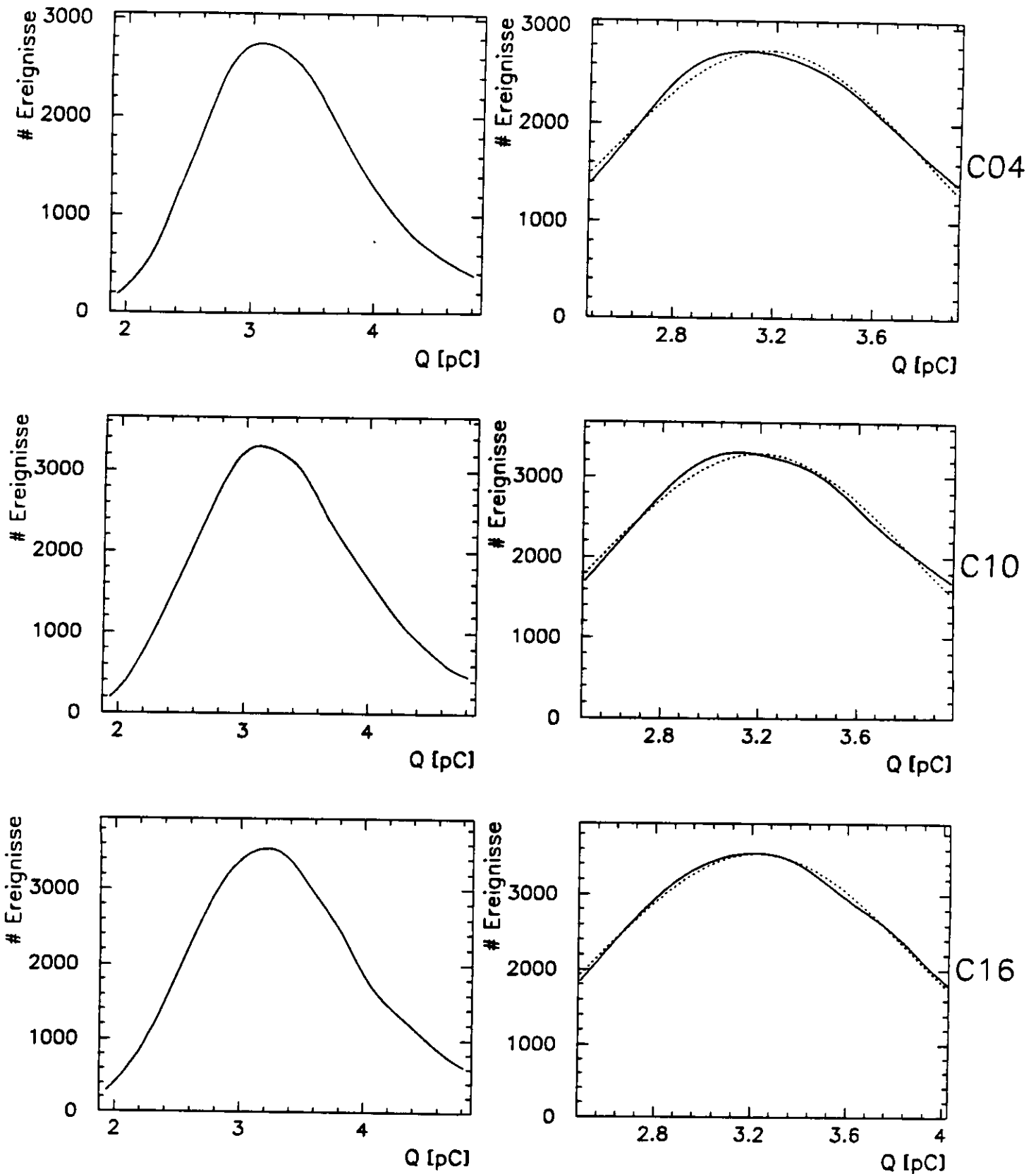


Abbildung 9.4: 'Spline'-Funktionen für die Module C04, C10 und C16 (links). Rechts ist ein Ausschnitt des Maximums zusammen mit dem entsprechenden Gauß-Fit (gestrichelt) zu erkennen.

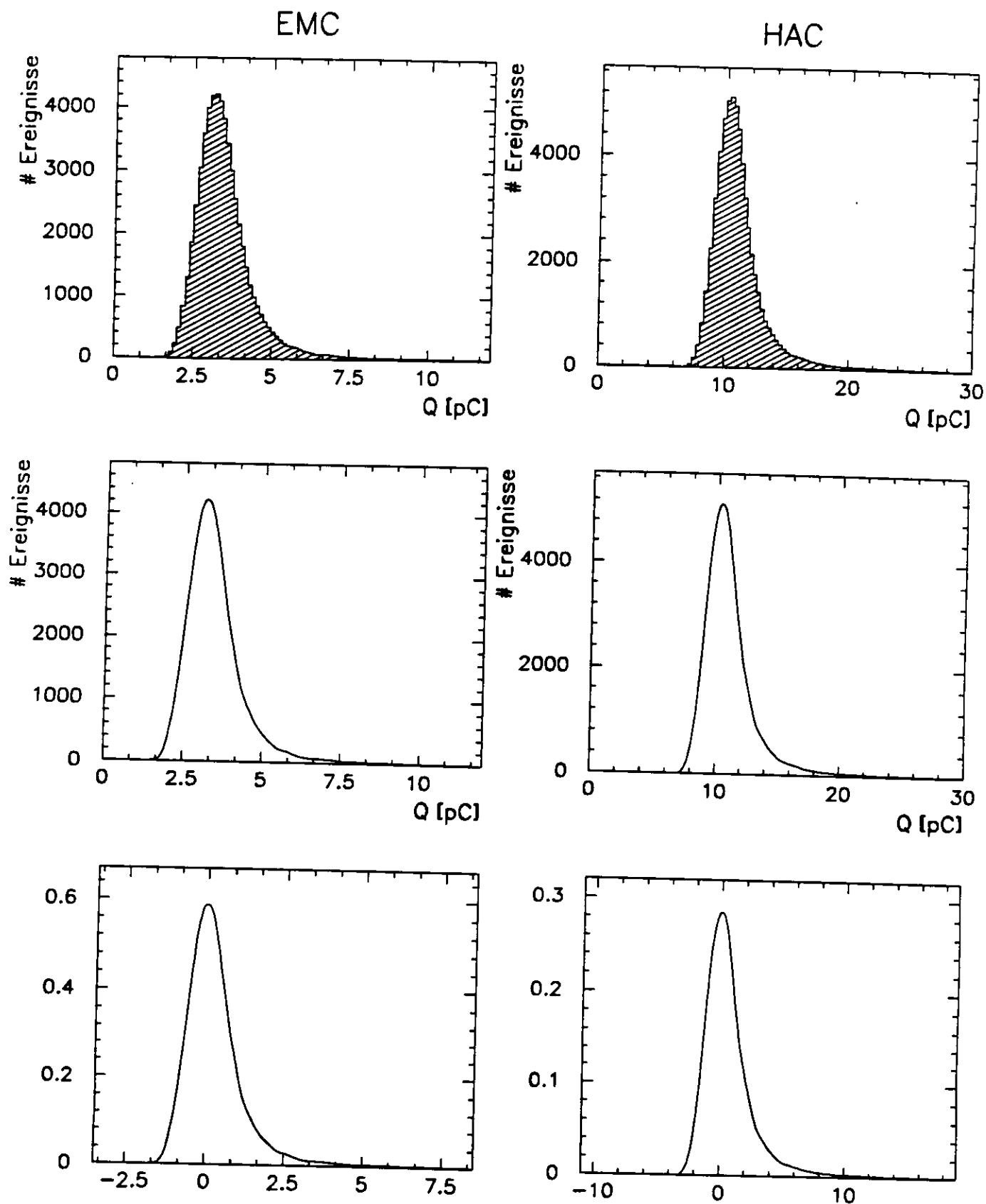


Abbildung 9.5: Erstellung der Fitfunktion. Gezeigt ist das Histogramm mit dem 'Hochstatistik'-Spektrum (oben), die 'Spline'-Funktion (Mitte) und die normalisierte 'Spline'-Funktion (unten) für EMC- (links) bzw. HAC-Sektionen (rechts) eines typischen FCAL-Moduls.

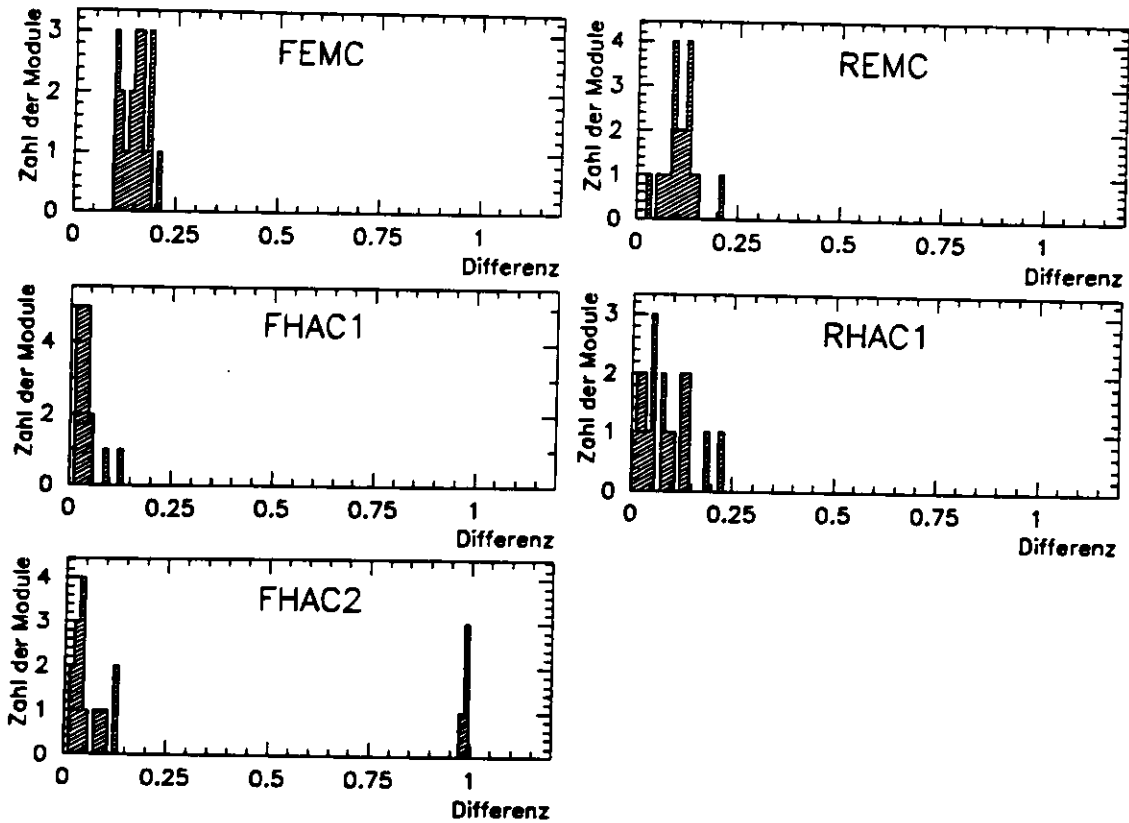


Abbildung 9.6: Parametrisierung des Unterschiedes der normalisierten 'Spline'-Funktionen aller Kalorimetermodule zu einem Referenzmodul für verschiedene Sektionstypen

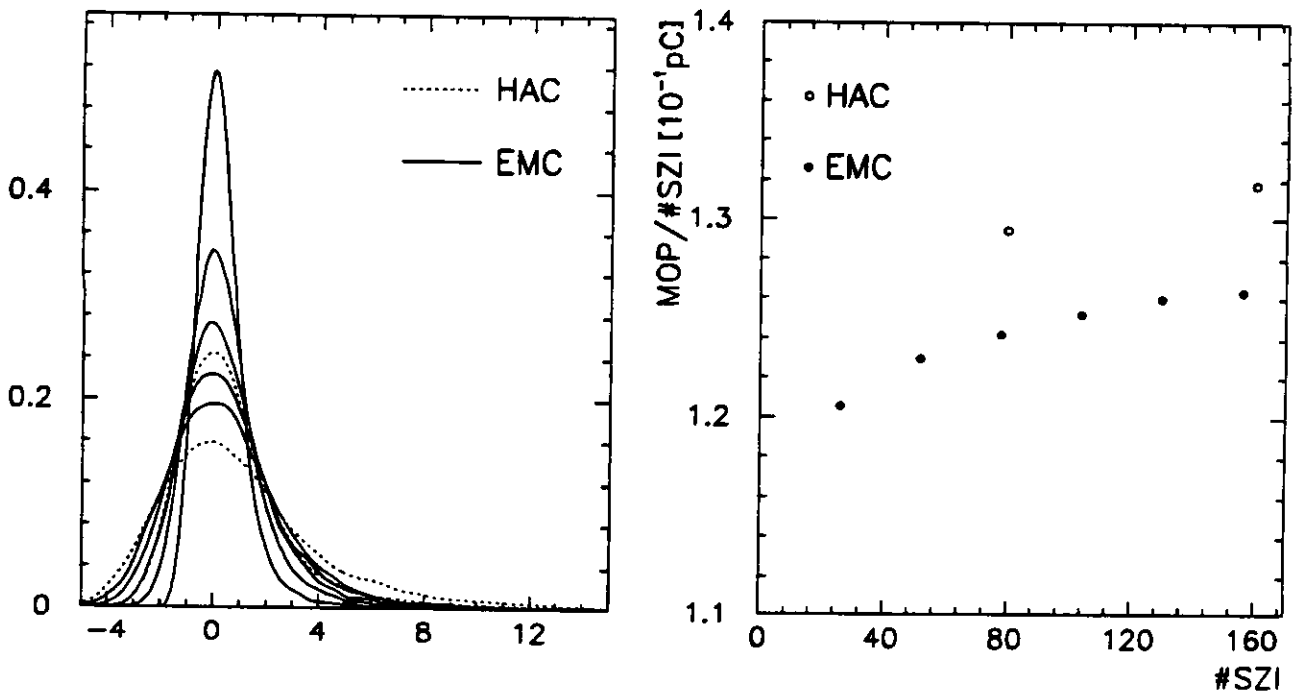


Abbildung 9.7: Abhängigkeit der Pulsform von der Anzahl der Szintillatoren für EMC- bzw. HAC-Sektionen. Links ist die normalisierte 'Spline'-Funktion für verschieden starke DU-SZI-Stapel dargestellt. Rechts sieht man die Abhängigkeit des relativen MOP-Wertes von der Anzahl der Szintillatoren.

Sektionen aufweisen. Hier sind anstatt der üblichen 80 DU/SZI-Lagen nur 60 Schichten vorhanden, was die Form des Ladungsdepositionsspektrums offensichtlich erheblich verändert. Durch die Verwendung der 'Spline'-Funktion für den Fit dieser Verteilungen werden die Ergebnisse bezüglich  $\mu/UNO$  unabhängig hiervon, was das verwendete 'Spline'-Verfahren zusätzlich rechtfertigt.

Um darüber hinaus die Abhängigkeit der Pulsform und des wahrscheinlichsten Wertes der Ladungsverteilung zu untersuchen, wurde eine Vergrößerung der Dicke des DU-SZI-Stapels dadurch simuliert, daß die Ladungen aufeinanderfolgender Ereignisse aufaddiert und als ein Ereignis weiterbetrachtet wurden. Faßt man jeweils 2 (3/4/5) Ereignisse von EMC-Sektionen zusammen, erhält man näherungsweise das Signal eines Myons nach Durchqueren von  $2 \times 26 = 52$  (78/104/130) Szintillatorschichten. Analog entsprechen 2 nachfolgende HAC-Ereignisse einem Signal nach Durchlaufen von  $2 \times 80 = 160$  Lagen. Abbildung 9.7 zeigt das Ergebnis dieser Betrachtungen. Links sieht man die normalisierten 'Spline'-Funktionen von den 'Hochstatistik'-Spektren für 26/52/78/104/130 Lagen (EMC) und 80/160 Schichten (HAC). Je kleiner die Anzahl der Szintillatoren des Stapels ist, desto steiler sind die resultierenden Funktionen. Rechts ist zusätzlich der wahrscheinlichste Wert dieser Verteilungen bezogen auf die Anzahl der Szintillatorlagen zu erkennen. Man beobachtet ein Ansteigen zu dicken DU-SZI-Stapeln hin. Die HAC-Sektionen zeigen darüber hinaus einen 4%-5% größeren relativen MOP-Wert als die EMC-Streifen.

### 9.3.2 Fit der Verteilungen

Die Ladungsverteilungen der verschiedenen Sektionen wurden zur Bestimmung der  $\mu/UNO$ -Werte mit der eben beschriebenen normalisierten 'Spline'-Funktion gefittet. Für die weitere Analyse war hauptsächlich der wahrscheinlichste Wert der Spektren als das Maß für die Antwort dieser Sektion auf kosmische Myonen von Interesse. Zunächst wurde ein 3-Parameter-Fit gewählt, wobei als freie Parameter neben dem MOP-Wert auch die Breite der Verteilung und ein Normierungsfaktor verwendet wurden. Zur Verringerung des statistischen Fehlers wurde daraufhin die Anzahl der freien Parameter sukzessive verkleinert, da man erwarten kann, daß die Breiten der einzelnen Verteilungen durch die Breite der 'Spline'-Funktion festgelegt sind und sich nicht voneinander unterscheiden. Weiterhin läßt sich der Skalierungsfaktor aus der Anzahl der Ereignisse der betreffenden Verteilung bestimmen. Zur Quantifizierung dieser Zusammenhänge wurden die Ergebnisse des 3-Parameter-Fits herangezogen. Während durch das Festhalten der Breite der Verteilungen vor allem bei den FEMC-Sektionen eine signifikante Verkleinerung des statistischen Fehlers erreicht werden konnte, hatte eine zusätzliche Fixierung der Skalierung keine beobachtbaren Auswirkungen auf die Ergebnisse. Durch den Übergang vom 3- zum 2-Parameter-Fit ließ sich eine Reduktion der Streuung der  $\mu/UNO$ -Werte bei den FEMC-Sektionen der einzelnen Module von 0.1%-0.2% feststellen, während eine Verbesserung bei den anderen Sektionstypen von deutlich unter 0.1% zu beobachten war. Die mittleren  $\mu/UNO$ -Werte zeigten keine Abhängigkeit von der Anzahl der freien Fitparameter.

### 9.3.3 Weitere Untersuchungen

In diesem Abschnitt werden weitere Untersuchungen zu systematischen Effekten der Resultate vorgestellt.

Zunächst wurde der Einfluß der Auswahlkriterien auf die Resultate ermittelt. In Abhängigkeit von Variationen der Schnittwerte wurde die Änderung des Mittelwertes der  $\mu/UNO$ -Verteilung eines speziellen Moduls  $\langle \mu/UNO \rangle$  und seine Streuung  $\sigma(\mu/UNO)$  betrachtet. Diese Größen werden in Abschnitt 10.1 noch näher erläutert und definiert. In Tabelle 9.2 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Hier erkennt man für die verschiedenen Sektionstypen neben den in Abschnitt 9.2 vorgestellten Selektionskriterien auch den Bereich ihrer Variation und die resultierende maximale Änderung der ein-

Auswahlkriterium	Variation des Schnittes	max. Änderung von $\langle \mu/UNO \rangle$		max. Änderung von $\sigma(\mu/UNO)$	
		FEMC	REMC	FEMC	REMC
Ladung in zentraler Sektion	80% bis 90%	0.9%	1.6%	0.1%	0.1%
'Imbalance'-Schnitt	0.83 pC, 20% bis 30%	1.4%	0.9%	0.1%	0.1%
Minimalladung in Sektion	1.6 pC bis 2.1 pC	0.1%	0.1%	0.1%	0.1%
		FHAC	RHAC	FHAC	RHAC
Ladung in zentraler Sektion	85% bis 93%	0.5%	0.5%	0.1%	0.1%
'Imbalance'-Schnitt	2.5 pC, 20% bis 30%	0.1%	0.1%	0.1%	0.1%
Minimalladung in Sektion	5.0 pC bis 8.0 pC	0.1%	0.1%	0.1%	0.1%

Tabelle 9.2: Abhängigkeit der Ergebnisse von den gewählten Auswahlkriterien

geführten Größen. Während selbst für teilweise extreme Variationen der Schnittwerte die relativen Werte  $\sigma(\mu/UNO)$  lediglich Änderungen von bis zu 0.1% zu beobachten sind, hängt die absolute Größe  $\langle \mu/UNO \rangle$  auf dem Niveau eines Prozents von den gewählten Schnittwerten ab. Die systematischen Fehler bei der Bestimmung der relativen Kalibration der verschiedenen Kalorimetersektionen können daher auf weniger als 0.1% abgeschätzt werden, während bei den absoluten  $\langle \mu/UNO \rangle$ -Werten ein systematischer Fehler von etwa 0.6% angenommen wird.

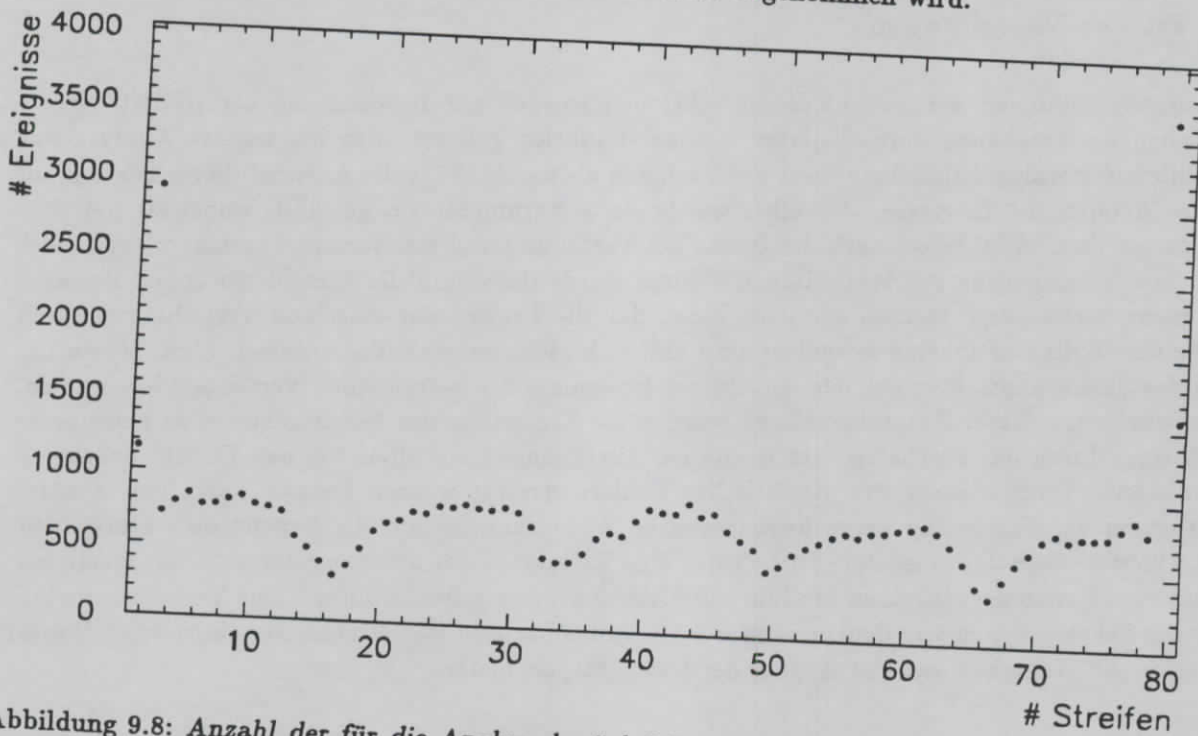


Abbildung 9.8: Anzahl der für die Analyse berücksichtigten Ereignisse in Abhängigkeit der Streifennummer eines ausgewählten FCAL-Moduls

Eine weitere interessante Frage ist, welche systematischen Auswirkungen die Anzahl der Ereignisse einer Sektion auf die Bestimmung von  $\mu/UNO$  haben. Aufgrund der Anordnung der Triggerzähler (siehe Abschnitt 6.1.1) ergeben sich hauptsächlich für die EMC-Sektionen unterschiedliche Akzeptanzen, so daß die Anzahl der für den  $\mu/UNO$ -Fit verwendeten Ereignisse signifikant von der Streifennummer abhängt. Dieses Verhalten ist in Abbildung 9.8 veranschaulicht. Hier ist die Anzahl der für die Analyse zur Verfügung stehenden Ereignisse nach Anwendung der Auswahlkriterien für die verschiedenen EMC-Sektionen eines ausgewählten FCAL-Moduls dargestellt. Die jeweils 2 Sektionen mit der etwa vierfachen Statistik am Anfang und Ende des Moduls sind die HAC0-Zellen mit entsprechend größerer

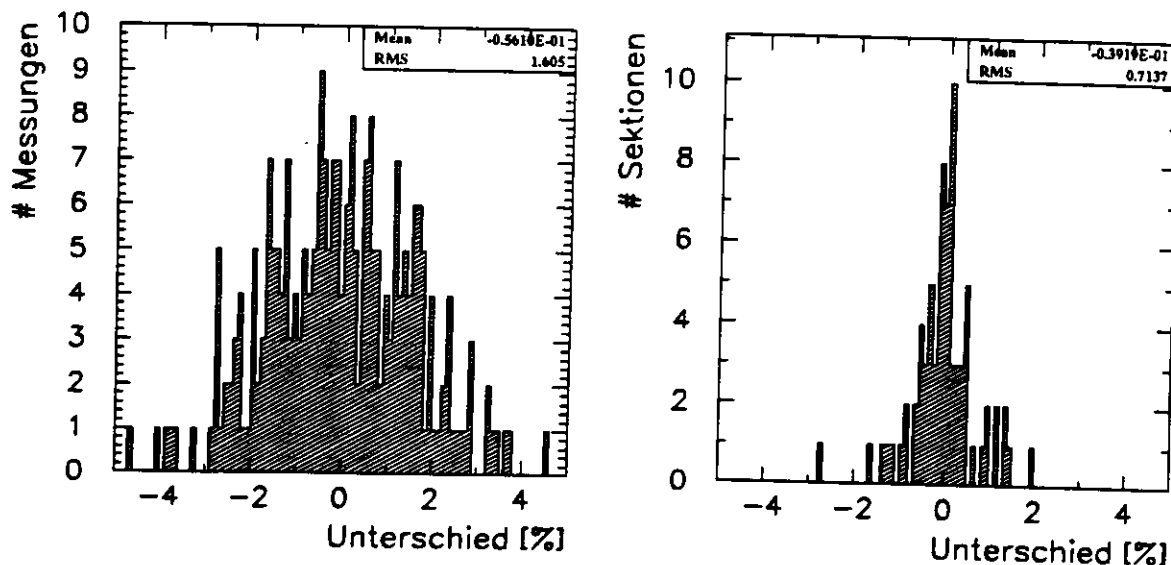


Abbildung 9.9: Unterschied der MOP-Werte von Spektren mit reduzierter und normaler Statistik. Gezeigt sind links die Werte aller Fits und rechts die Mittelwerte jeweils einer Sektion.

Querschnittsfläche. Um den Einfluß der Anzahl der Ereignisse auf die Ergebnisse zu studieren, wurde für jede Sektion mit maximal 200 Ereignissen eine  $\mu/UNO$ -Bestimmung durchgeführt. Dies konnte abhängig von der Anzahl der verfügbaren Ereignisse mehrfach pro Sektion durchgeführt werden. Nach Bestimmung des MOP-Wertes durch Fit der Verteilungen mit künstlich reduzierter Statistik konnten nun sowohl die Einzelresultate, als auch die Mittelwerte aller derart gewonnenen  $\mu/UNO$ -Werte einer Sektion mit den vorherigen Ergebnissen verglichen werden. In Abbildung 9.9 sind die resultierenden Verteilungen dargestellt. Während links die prozentuale Abweichung der  $\mu/UNO$ -Werte aller Einzelspektren von den üblichen Ergebnissen gezeigt ist, ist rechts die mittlere Abweichung der beschriebenen Größen für die verschiedenen Sektionen dargestellt. Die Mittelwerte der Verteilungen sind verträglich mit Null und man erhält eine Varianz von 0.7% im Falle der Mittelwerte und 1.6% für die Abweichungsverteilung aller Spektren. Diese Werte sind mit dem jeweiligen statistischen Fehler der  $\mu/UNO$ -Bestimmung von 0.9% bzw. 1.5% verträglich, so daß systematische Effekte auf die Resultate durch unterschiedliche Ereigniszahlen ausgeschlossen werden können.

## Kapitel 10

# Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der in Kapitel 9 beschriebenen Analyse präsentiert. Es soll noch einmal erwähnt werden, daß 91.9% aller Sektionen des FCAL und 91.3% aller Sektionen des RCAL bei der Erlangung der Resultate Berücksichtigung fanden.

Als weitere Bemerkung sei vorausgeschickt, daß im folgenden die HAC0-Sektionen zusammen mit den EMC-Sektionen behandelt und ihre gemeinsamen Eigenschaften als 'EMC-Ergebnisse' vorgestellt werden.

Die mittlere Anzahl der nach Anwendung der Auswahlkriterien übrigbleibenden Ereignisse pro Modul ist in Abbildung 10.1 für alle getesteten Module und die verschiedenen Sektionstypen (FEMC, FHAC1, FHAC2, REMC und RHAC1) zu erkennen. Die vergleichsweise kleine Anzahl von Ereignissen in den FEMC-Sektionen hat die Ursache in ihrer kleineren Querschnittsfläche. Dies hat Auswirkungen auf den statistischen Fehler der  $\mu$ /UNO-Werte, welcher bei den FEMC-Sektionen deutlich größer ist als bei den anderen Sektionstypen.

Alle in diesem Kapitel vorgestellten Fitergebnisse beziehen sich auf die Anpassung der mit Hilfe des 'Spline'-Algorithmus erstellten Parametrisierung der 'Hochstatistik'-Histogramme durch einen 2-Parameter-Fit. Als freie Parameter wurde neben dem wahrscheinlichsten Wert der Verteilung auch ein Skalierungsparameter verwendet.

### 10.1 Die Uniformität des Kalorimeters

Die Energiedeposition von kosmischen Myonen im Kalorimeter bedingt Pulshöhenspektren, wie sie exemplarisch für einzelne Sektionen aus verschiedenen Sektionstypen in Abbildung 10.2 dargestellt sind. Die hier gezeigten Ladungseinträge sind mit allen Korrekturen versehen, die ausführlich in Kapitel 8 beschrieben wurden. Ferner ist in den Spektren von Abbildung 10.2 der 'Spline'-Fit eingezeichnet, dessen wahrscheinlichster Wert (MOP) im folgenden als Antwort dieser speziellen Sektion auf kosmische Myonen betrachtet wird.

Die Einzelergebnisse der Fits aller getesteten Sektionen des F/RCAL sind in einem Datensatz auf der DESY-IBM verfügbar. Erläuterungen hierzu finden sich in Anhang C. Im weiteren sind hauptsächlich Mittelwerte und Varianzen dieser Einzelergebnisse von Interesse.

Betrachtet man zunächst einmal die Kalorimetermodule als separate Einheiten, so kann man sich zum Beispiel die  $\mu$ /UNO-Werte in Abhängigkeit der Kanalnummer und ihre Streuung anschauen. Dies ist



in Abbildung 10.3 für ein typisches FCAL-Modul abhängig vom Sektionstyp (EMC, HAC1, HAC2) geschehen. Die durchgezogenen Linien verdeutlichen die Abweichungen von  $\pm 1\%$  vom Mittelwert der  $\mu/\text{UNO}$ -Werte dieses Moduls. Projiziert man die Ergebnisse auf die Ladungsachse, so ergeben sich die Verteilungen, welche in Abbildung 10.4 dargestellt sind. Betrachtet werden sollen nun sowohl der schon erwähnte Mittelwert eines Moduls ( $\langle \mu/\text{UNO} \rangle$ ), als auch die Streuung der  $\mu/\text{UNO}$ -Werte  $\sigma(\mu/\text{UNO})$ . Diese Größen sind folgendermaßen definiert:

$$\langle \mu/\text{UNO} \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n \mu/\text{UNO}_i}{n} \quad [\text{pC}] \quad (10.1)$$

$$\sigma(\mu/\text{UNO}) = 100 \cdot \frac{\text{rms}}{\langle \mu/\text{UNO} \rangle} \quad [\%] \quad (10.2)$$

mit:

- $\mu/\text{UNO}_i$  :  $\mu/\text{UNO}$ -Wert der  $i$ -ten Sektion
- $n$  : Anzahl der betrachteten Sektionen im Modul
- rms : Mittlere quadratische Abweichung vom Mittelwert

Abbildung 10.5 zeigt die  $\sigma(\mu/\text{UNO})$ -Werte aller Module für die verschiedenen Sektionstypen. Die Nummerierung der Module ist festgelegt durch die Reihenfolge der Messungen im Teststand. Bildet man von den so erhaltenen Ergebnissen die Mittelwerte, so erhält man die Größe  $\overline{\sigma(\mu/\text{UNO})}$ . Sie ist zusammen mit dem beobachteten statistischen Fehler und dem Mittelwert der  $\langle \mu/\text{UNO} \rangle$ -Werte (bezeichnet als  $\overline{\langle \mu/\text{UNO} \rangle}$ ) in Tabelle 10.1 für die verschiedenen Sektionstypen dargestellt. Subtrahiert man davon den statistischen Beitrag quadratisch, so erhält man eine mittlere Varianz von maximal 0.9% für die F/RHAC-Bereiche und 1.0% bzw. 1.6% für die FEMC- bzw. REMC-Sektionen. Die beiden jeweils zu letzt getesteten Module von FCAL bzw. RCAL scheinen systematisch eine größere Streuung der  $\mu/\text{UNO}$ -Werte aufzuweisen als die anderen Module. Dies sind die speziellen Halbmodule, die im ZEUS-Detektor über und unter dem Strahlrohr montiert sind. Der Grund für dieses Verhalten ist nicht endgültig verstanden.

Sektionstyp	$\overline{\langle \mu/\text{UNO} \rangle}$	$\overline{\sigma(\mu/\text{UNO})}$	$\langle \text{Stat. Fehler} \rangle$	$\sigma(\mu/\text{UNO})$ (Stat. Fehler subtrahiert)
FEMC	3.13 pC	1.9 %	1.0 %	1.6%
REMC	3.11 pC	1.1 %	0.3 %	1.0%
FHAC1	10.28 pC	0.7 %	0.3 %	0.6%
RHAC1	10.38 pC	0.8 %	0.2 %	0.7%
FHAC2	10.38 pC	0.9 %	0.3 %	0.9%

Tabelle 10.1: Mittelwerte von  $\langle \mu/\text{UNO} \rangle$  und  $\sigma(\mu/\text{UNO})$  gemittelt über alle Module für die verschiedenen Sektionstypen

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß sich die Messung der Ladungsdepositionen von etwa 3 pC (EMC) und 10 pC (HAC) am unteren Ende des dynamischen Bereichs abspielt und trotzdem eine genaue Uniformitätsmessung möglich ist, was vor allem auf die ausgezeichneten Eigenschaften der Ausleseelektronik zurückzuführen ist.

Als nächstes sollen die Mittelwerte  $\langle \mu/\text{UNO} \rangle$  der verschiedenen Module untereinander verglichen werden. Dazu sei ihre prozentuale Abweichung vom Mittelwert aller Module betrachtet:

$$\Delta(\mu/\text{UNO}) = 100 \cdot \frac{\langle \mu/\text{UNO} \rangle - \overline{\langle \mu/\text{UNO} \rangle}}{\overline{\langle \mu/\text{UNO} \rangle}} \quad [\%] \quad (10.3)$$

Die Größe  $\Delta(\mu/\text{UNO})$  ist für die verschiedenen Sektionstypen in Abbildung 10.6 dargestellt. Zur besseren Orientierung sind bei einer Abweichung von  $\pm 1\%$  Hilfslinien eingezeichnet. Während die

Module des FCAL im wesentlichen Werte innerhalb der angedeuteten Grenzen aufweisen, ist bei den RCAL-Modulen eine deutlich breitere Verteilung zu erkennen. Hier beobachtet man Streuungen von bis zu  $\pm 3\%$ , was deutlich schlechter ist, als die Ergebnisse für  $\sigma(\mu/\text{UNO})$  (siehe nocheinmal Abbildung 10.5). Eine mögliche Begründung dafür wäre, daß die Materialbedingungen beim Bau innerhalb eines Moduls zwar sehr gut übereinstimmen, im Falle des RCAL aber die Module untereinander größere Unterschiede aufweisen als im FCAL.

Die Einzelergebnisse für alle untersuchten Module sind für die verschiedenen Sektionstypen in den Tabellen D.3 bis D.7 dargestellt. Dort findet man zusätzlich zu den Werten für  $\langle\mu/\text{UNO}\rangle$ ,  $\sigma(\mu/\text{UNO})$  und  $\Delta(\mu/\text{UNO})$  auch die Anzahl der bei der Analyse berücksichtigten Sektionen und die mittlere Anzahl von betrachteten Ereignissen pro Sektion<sup>1</sup>.

Sektionstyp	$\langle\mu/\text{UNO}\rangle_{\text{AS}}$ (Alle Sektionen)	$\sigma\langle\mu/\text{UNO}\rangle_{\text{AS}}$ (Alle Sektionen)	$\sigma(\mu/\text{UNO})_{\text{AS}}$ (Stat. Fehler subtr.)	$\sigma(\mu/\text{UNO})$ (CERN)
FEMC	3.14 pC	1.9%	1.6%	1.2%
REMC	3.11 pC	1.8%	1.8%	1.0%
FHAC1	10.30 pC	0.8%	0.8%	0.9%
RHAC1	10.36 pC	1.8%	1.8%	0.7%
FHAC2	10.40 pC	1.5%	1.4%	1.1%

Tabelle 10.2: Mittelwerte von  $\mu/\text{UNO}$  und die entsprechende Varianz  $\sigma$  für alle gemessenen Kanäle der verschiedenen Sektionstypen

Eine weitere Möglichkeit zur Betrachtung der Ergebnisse besteht darin, die Bindung an Moduleinheiten aufzugeben und alle getesteten Sektionen eines Sektionstyps gemeinsam zu betrachten, um so Mittelwert und Varianz des gesamten Kalorimeters zu bestimmen. In den bisherigen Darstellungen wurde nämlich außer acht gelassen, daß die Anzahl der Sektionen pro Modul vom Modultyp abhängt, was die Resultate nun leicht verändert. In Abbildung 10.7 sind Verteilungen aller Sektionen für die verschiedenen Sektionstypen zu erkennen. Es ergeben sich näherungsweise Gaußverteilungen, der entsprechende Fit ist gemeinsam mit der Fitparametern ebenfalls eingezeichnet. Tabelle 10.2 faßt die Ergebnisse zusammen. Hier ist der Mittelwert aller Sektionen  $\langle\mu/\text{UNO}\rangle_{\text{AS}}$  und die Varianz  $\sigma\langle\mu/\text{UNO}\rangle_{\text{AS}}$  zu erkennen, von der auch die um den statistischen Beitrag korrigierte Größe angegeben ist. Während man für die FCAL-Module verglichen mit den Werten aus Tabelle 10.1 etwa gleiche Ergebnisse erhält, zeigen die RCAL-Sektionen signifikante Verschlechterungen. Dieses Verhalten ist auf die größere Streuung der  $\Delta(\mu/\text{UNO})$ -Werte zurückzuführen, die hier eine Rolle spielt. Trotz der guten Eigenschaften auf der Basis von Modul zu Modul erhält man eine Streuung von jeweils 1.8% für REMC bzw. RHAC1. Für FCAL ergeben sich Werte von 1.6% (FEMC), 0.8% (FHAC1) und 1.4% (FHAC2).

An dieser Stelle ist es nun interessant, das Verhältnis der Mittelwerte verschiedener Sektionstypen zu betrachten. Dazu müssen allerdings die oben vorgestellten Ergebnisse dafür korrigiert werden, daß die Myonen den DU-SZI-Stapel in aller Regel nicht senkrecht durchlaufen. Dies bedeutet eine Verschiebung der beobachteten Ladungsverteilung zu höheren Werten hin. Einfache geometrische Betrachtungen des mittleren Winkels zeigen, daß diese Korrektur bis zu 2.8% in den REMC-Sektionen ausmacht. In Tabelle 10.3 sind die Größen für alle Sektionstypen dargestellt. Neben den  $\langle\mu/\text{UNO}\rangle_{\text{AS}}$ -Werten aus Tabelle 10.2 ist hier die Höhe der anzuwendenden Korrektur und ein korrigiertes Resultat  $\langle\mu/\text{UNO}\rangle_{\text{AS, korrt}}$  angegeben. Auf dieser Grundlage können nun die gewünschten Verhältnisse berechnet

<sup>1</sup>Im Falle der F/REMC-Sektionen wurden die HAC0-Bereiche bei der Berechnung der mittleren Ereigniszahlen nicht berücksichtigt. Aufgrund ihrer größeren Querschnittsfläche werden etwa viermal mehr Myonen für die Analyse als im EMC-Fall verwendet. Die unterschiedliche Anzahl von HAC0-Sektionen pro Modul würde bei ihrer Berücksichtigung einen Vergleich zwischen den Modulen wesentlich erschweren.

Sektionstyp	$\langle \mu/UNO \rangle_{aS}$	Weglängen- korrektur	$\langle \mu/UNO \rangle_{aS,korr}$
FEMC	3.14 pC	-0.6%	3.12 pC
REMC	3.11 pC	-2.8%	3.02 pC
FHAC1	10.30 pC	-1.2%	10.17 pC
RHAC1	10.36 pC	-1.2%	10.23 pC
FHAC2	10.40 pC	-1.2%	10.27 pC

Tabelle 10.3: Korrektur der Weglängeneffekte der  $\langle \mu/UNO \rangle_{aS}$ -Werte

werden:

$$\begin{aligned} \frac{\langle \mu/UNO \rangle_{FEMC}}{\langle \mu/UNO \rangle_{REMC}} &= 1.031 \pm 0.001 \\ \frac{\langle \mu/UNO \rangle_{FHAC1}}{\langle \mu/UNO \rangle_{RHAC1}} &= 0.994 \pm 0.001 \\ \frac{\langle \mu/UNO \rangle_{FHAC2}}{\langle \mu/UNO \rangle_{FHAC1}} &= 1.010 \pm 0.001 \\ \frac{\langle \mu/UNO \rangle_{FHAC1}}{\langle \mu/UNO \rangle_{FEMC}} &= 3.283 \pm 0.001 \\ \frac{\langle \mu/UNO \rangle_{RHAC1}}{\langle \mu/UNO \rangle_{REMC}} &= 3.366 \pm 0.001 \end{aligned}$$

Die angegebenen Fehler beinhalten ausschließlich die statistischen Unsicherheiten. Es sei hier erwähnt, daß die soeben bestimmten Verhältnisse davon beeinflusst werden, daß der Energieverlust der Myonen von ihrer Energie abhängt, die sich beim Durchlaufen des Kalorimeterstapels laufend ändert. Dieser Effekt hat somit Auswirkungen auf die Bestimmung der absoluten  $\mu/UNO$ -Werte der verschiedenen Sektionstypen und wird als systematischer Fehler zusammen mit den in Abschnitt 9.3.3 erläuterten Beiträgen auf 0.6% abgeschätzt.

## 10.2 Vergleich der Ergebnisse mit Strahlmyonen am CERN

Am CERN SPS wurden vor den Testmessungen mit kosmischen Myonen insgesamt sechs Module des FCAL und vier Module des RCAL im Teilchenstrahl mit Elektronen, Hadronen und Myonen kalibriert. Die Ergebnisse sind in [AND91] zusammengefaßt. Die Messungen mit Myonen wurden mit hochenergetischen Teilchen durchgeführt, wobei das verwendete Magnetspektrometer Impulse von 100 GeV/c selektierte. Da die Myonen jedoch aus dem Zerfall von Pionen stammten, der auch nach dem Spektrometer stattfinden konnte, erwartet man Ausläufer zu kleineren Energien. Die Ergebnisse dieser Messungen werden nun den Resultaten der Tests mit kosmischen Myonen gegenübergestellt.

Ein direkter Vergleich der absoluten  $\mu/UNO$ -Werte ist aus verschiedenen Gründen nicht möglich. Zum einen hat man es mit einem anderen Energiespektrum der Myonen zu tun. Während man am CERN hochenergetische Myonen verwendet hat, zeigen die Teilchen aus der Höhenstrahlung ein Energiespektrum, welches proportional zu  $E^{-2}$  abfällt und einen Mittelwert von etwa 2 GeV aufweist [PAR90]. Man erwartet daher Unterschiede der beobachteten absoluten Ergebnisse. Darüber hinaus wurde zur Bestimmung der  $\mu/UNO$ -Werte der CERN-Myonen ein Landau-Fit verwendet, der das deponierte Energiespektrum gut beschreiben konnte. Eine weitere Schwierigkeit liegt nun darin, daß der MOP-Wert einer Landau-Funktion nicht bei Null liegt, der gefittete Verschiebungsparameter also nicht dem MOP-Wert der Verteilung entspricht. Als endgültiges Ergebnis wurde schließlich für jede Sektion

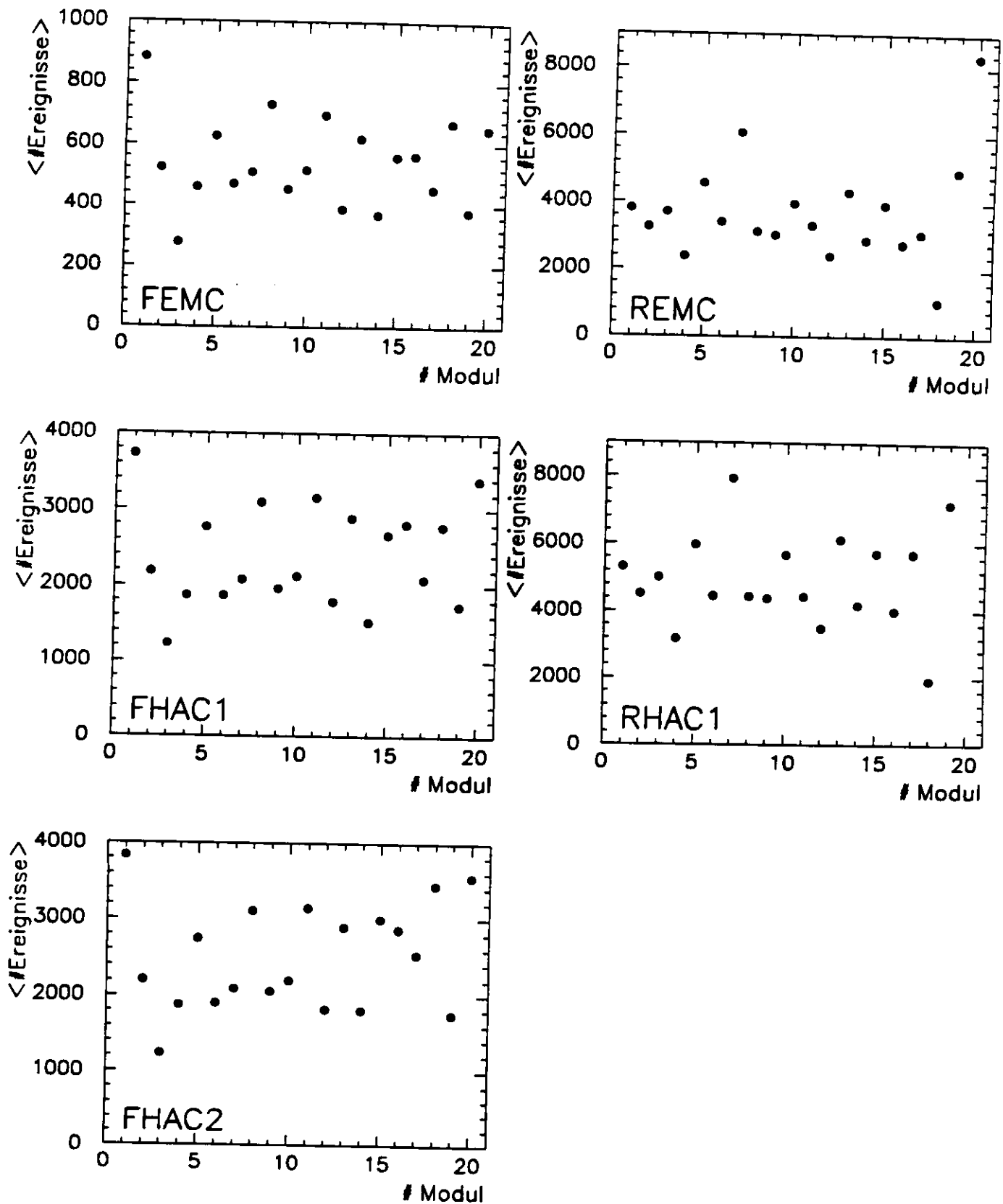


Abbildung 10.1: Mittlere Anzahl von Myonen in einer Sektion abhängig von Modulnummer und Sektionstyp

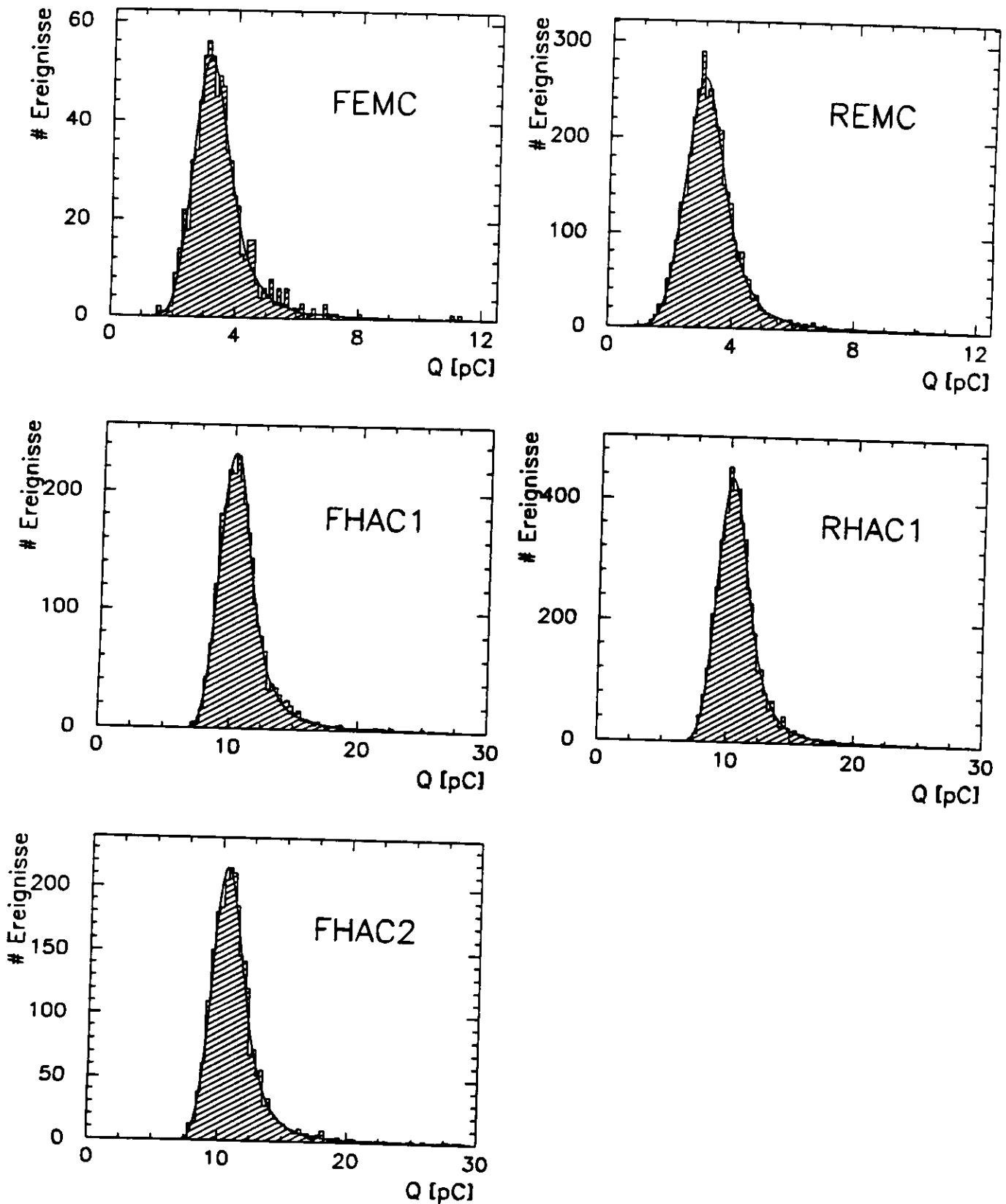


Abbildung 10.2: Typische Myonverteilungen für verschiedene Sektionstypen

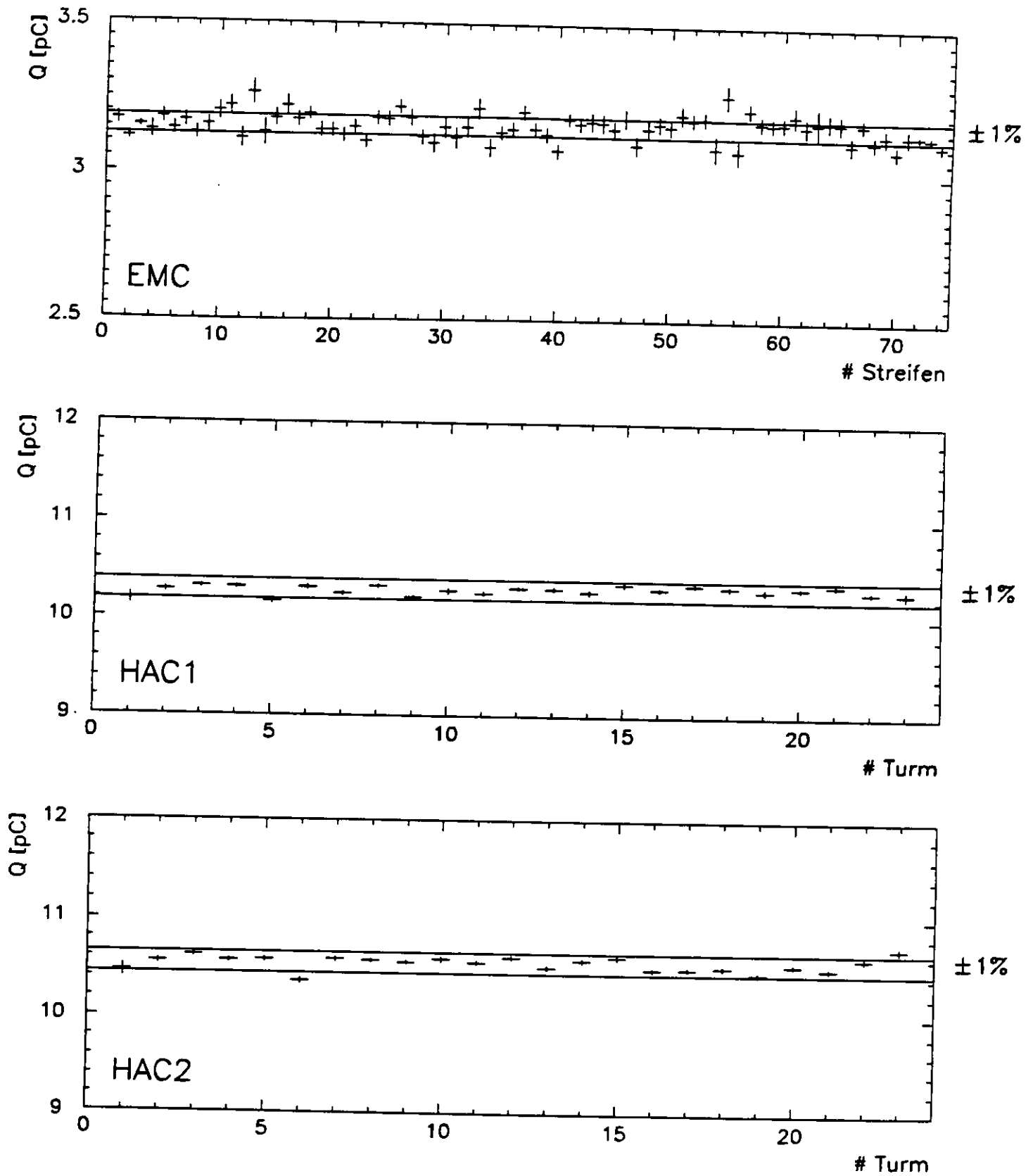


Abbildung 10.3:  $\mu/UNO$ -Werte für *FEMC*-, *FHAC1*- und *FHAC2*-Sektionen in Abhängigkeit der Kanalnummer am Beispiel von Modul *C05*

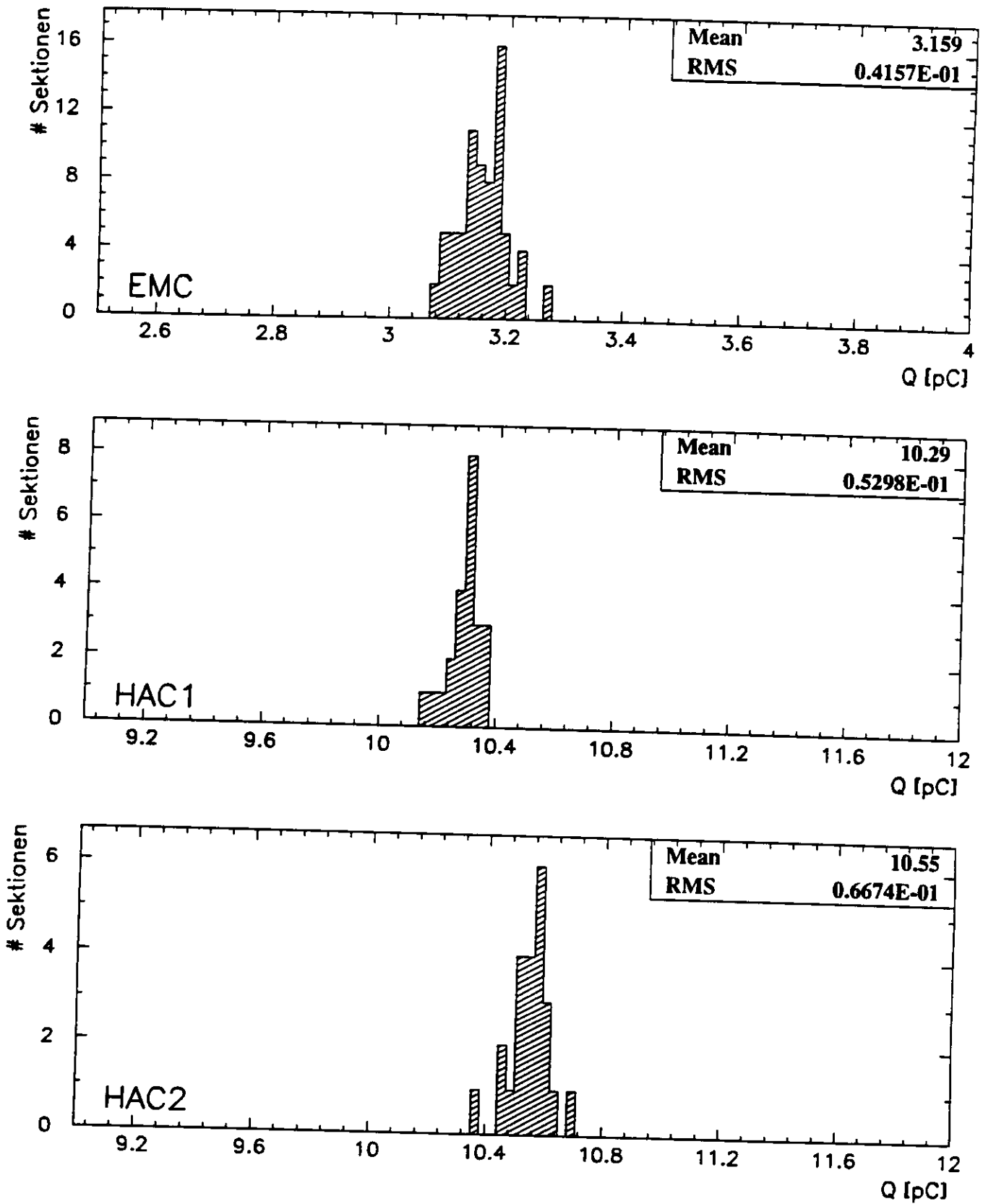


Abbildung 10.4:  $\mu/UNO$ -Verteilungen für FEMC-, FHAC1- und FHAC2-Sektionen am Beispiel von Modul C05

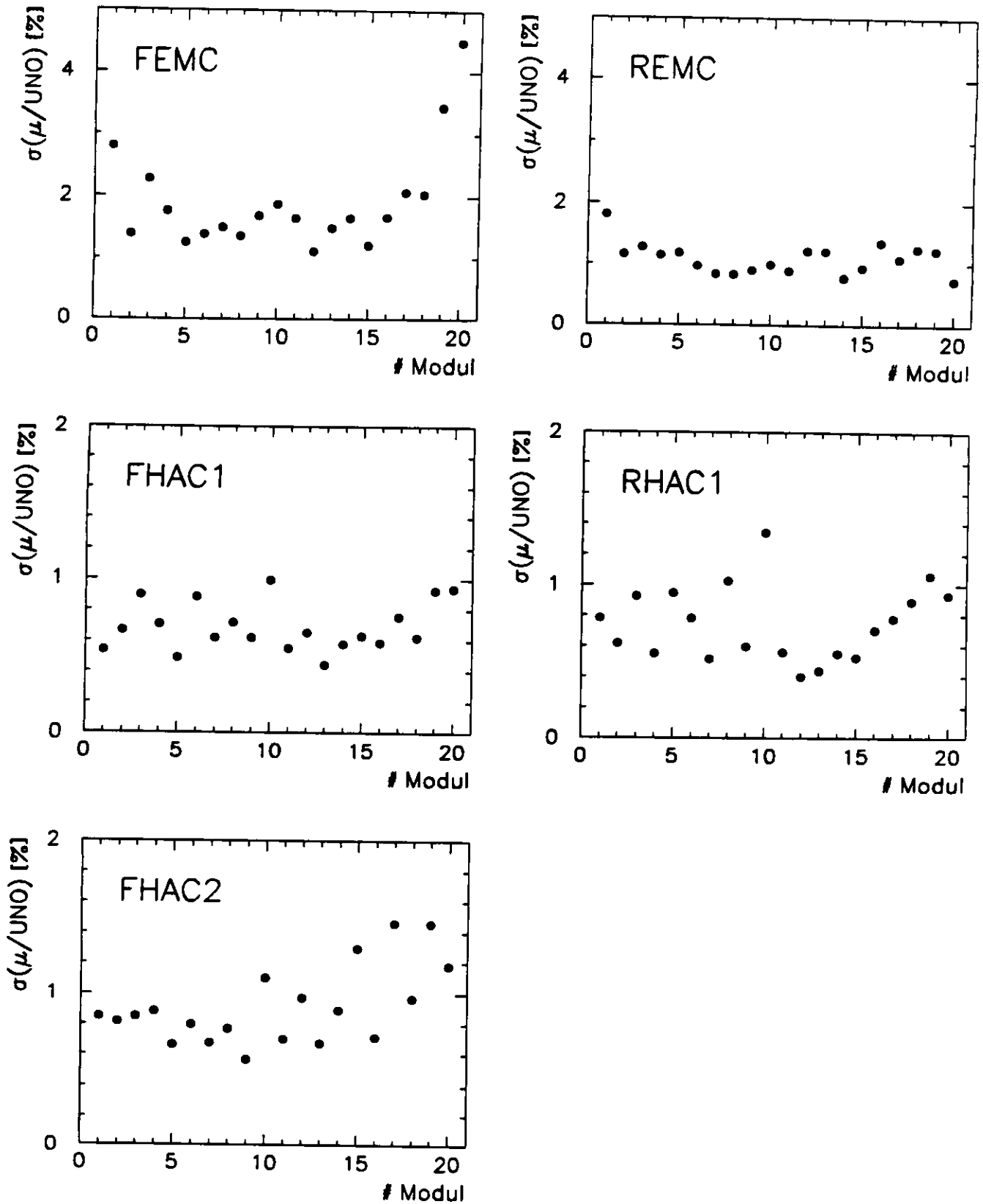


Abbildung 10.5:  $\sigma(\mu/UNO)$ -Werte abhängig von der Modulnummer für verschiedene Sektions-typen



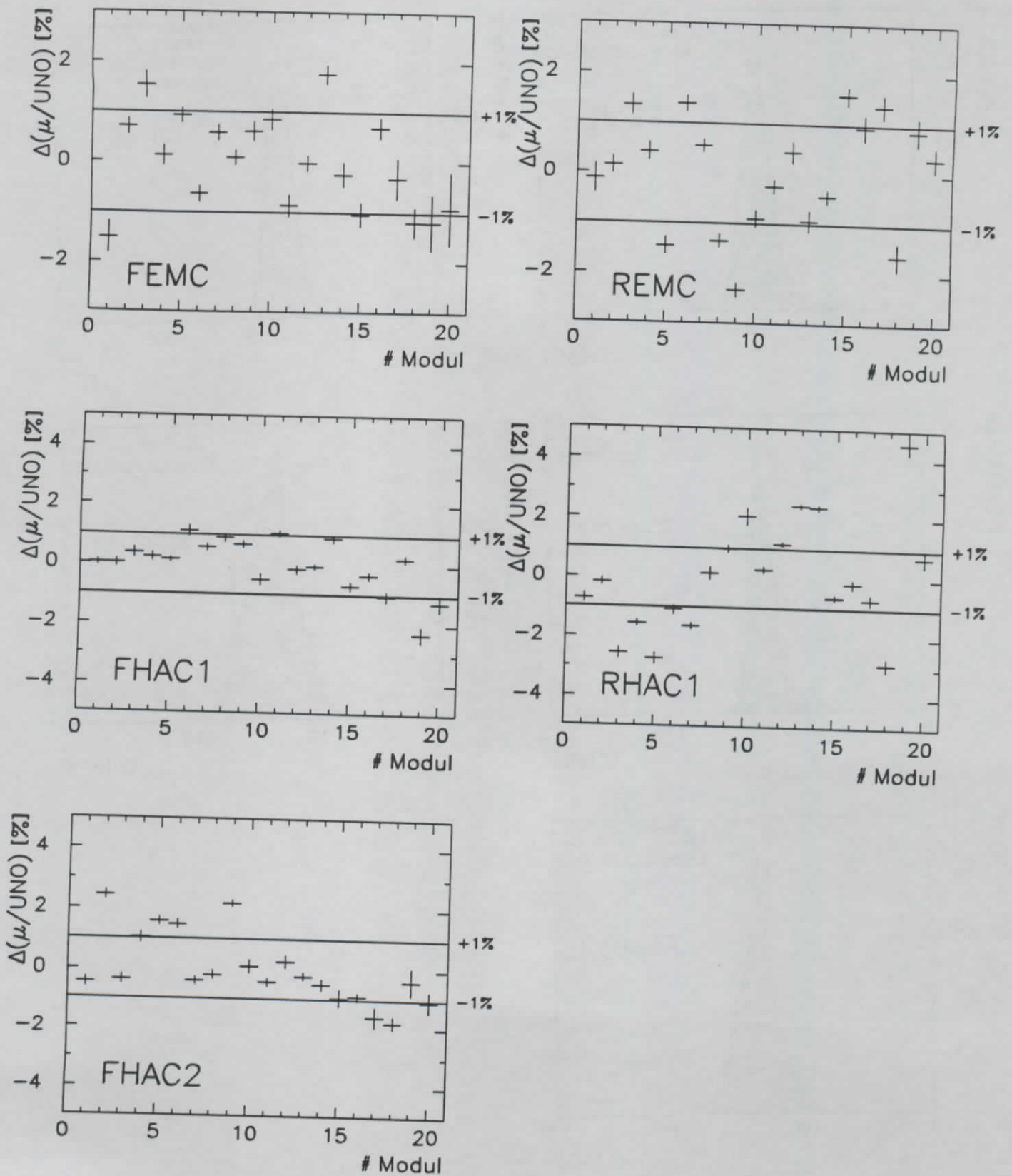


Abbildung 10.6:  $\Delta(\mu/UNO)$ -Werte abhängig von der Modulnummer für verschiedene Sektionsstypen

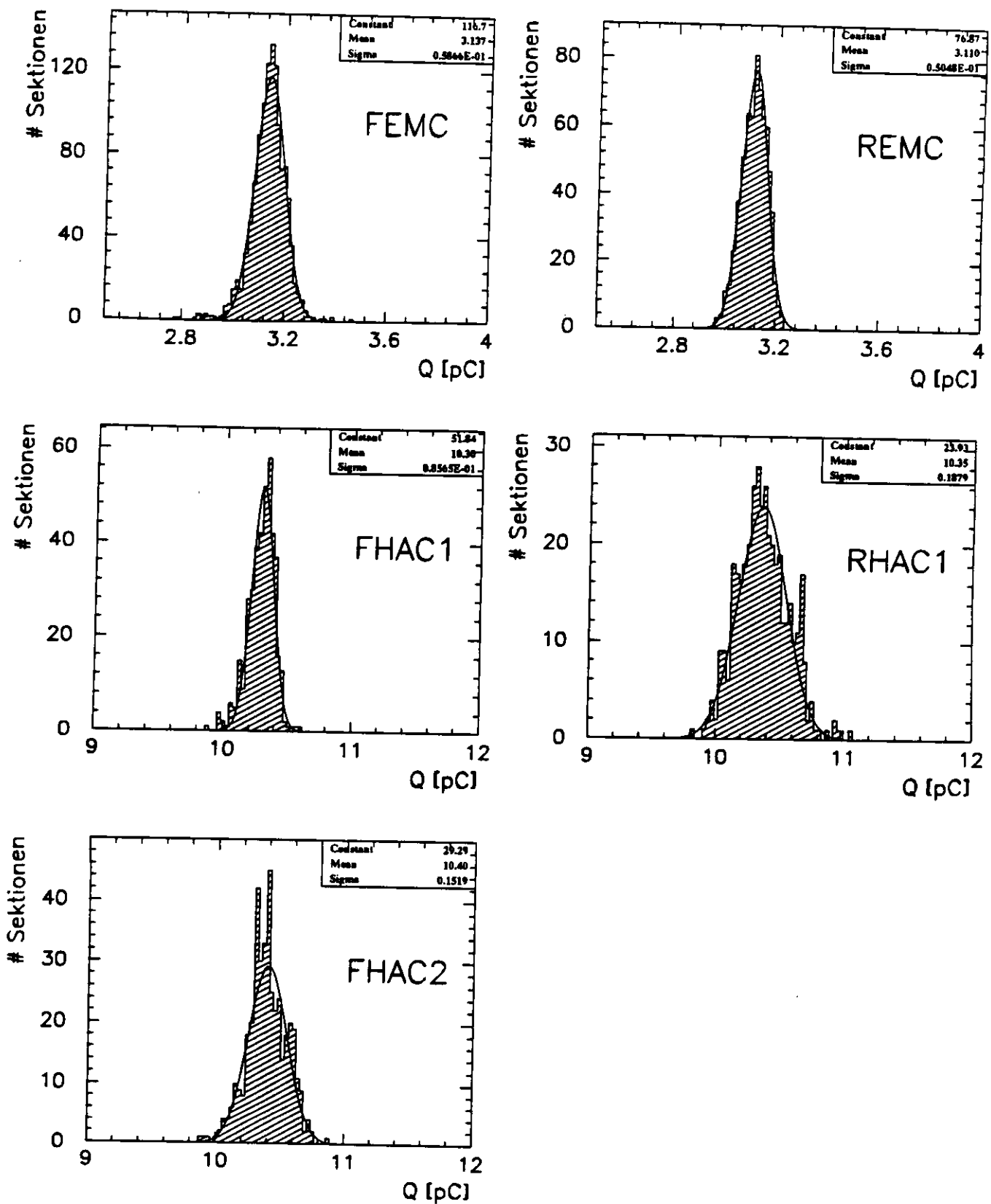


Abbildung 10.7:  $\mu$ /UNO-Verteilungen aller Kanäle des Kalorimeters für verschiedene Sektions-typen

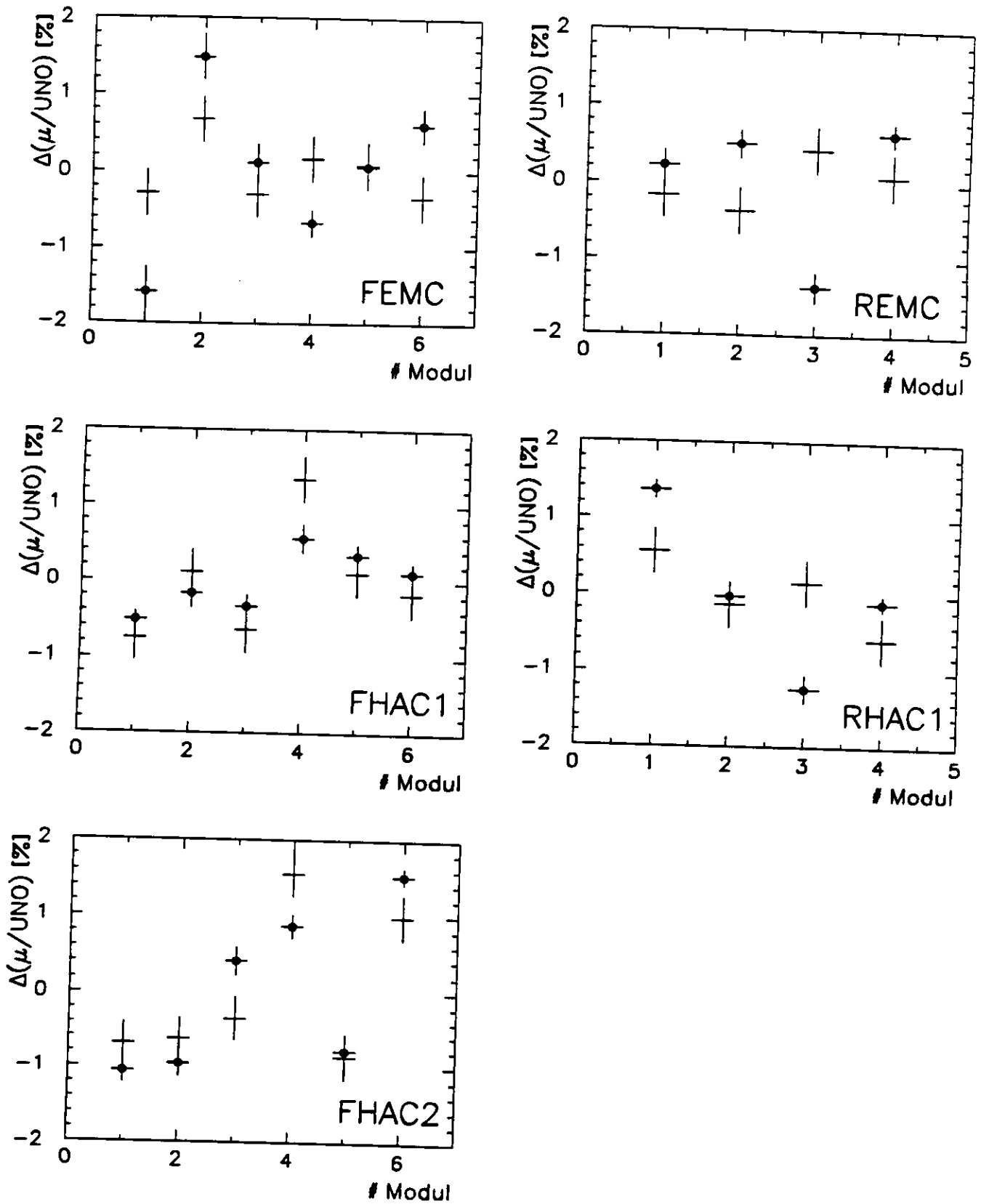


Abbildung 10.8: Vergleich der  $\Delta(\mu/UNO)$ -Werte von den CERN-Strahltests mit den Ergebnissen der Kalibration mit kosmischen Myonen für die Module, die am CERN kalibriert wurden, für die verschiedenen Sektionstypen. Die Resultate für kosmische Myonen sind durch die schwarzen Punkte gekennzeichnet.

ein 'effektiver Mittelwert' berechnet, welcher empfindlich von einem Abschneideparameter abhängt [WOE92]. Die absoluten  $\mu/\text{UNO}$ -Werte aus [AND91] betragen etwa 4.6 pC für EMC-Sektionen und 15.6 pC für HAC-Sektionen. Abgesehen von der Bestimmung des Korrelationsparameters kann daher in diesem Abschnitt nur von relativen Werten und Verhältnissen beider Ergebnisse die Rede sein, in die aber trotzdem die Eigenschaften der Kalorimetermodule eingehen.

Zunächst einmal soll die Korrelation der  $\mu/\text{UNO}$ -Ergebnisse der CERN-Tests und der Messungen mit kosmischen Myonen quantifiziert werden. Hierzu wurde für jeden Sektionstyp der Korrelationsparameter nach Pearson bestimmt [BRU68]. Man erhält Ergebnisse von 0.10 (FEMC), 0.20 (REMC), 0.29 (FHAC1), 0.36 (RHAC1) und 0.63 (FHAC2). Es fällt auf, daß aufgrund des relativ großen statistischen Fehlers der EMC-Ergebnisse lediglich eine schwache Korrelation zu beobachten ist, während die HAC-Sektionen signifikant korreliert sind. Erwähnenswert ist weiterhin, daß man keine signifikante Korrelation der Ergebnisse beobachten kann, vergleicht man die Abweichung der  $\mu/\text{UNO}$ -Werte in Bezug auf den jeweiligen Modulmittelwert, was ebenfalls mit dem statistischen Fehler der Einzelmessung erklärt werden kann.

Als nächstes sollen die Abweichungen der  $\langle \mu/\text{UNO} \rangle$ -Werte vom Mittelwert,  $\Delta(\mu/\text{UNO})$  genannt, für die verschiedenen Sektionstypen verglichen werden. Abbildung 10.8 zeigt diese Größen aufgetragen gegen die Modulnummer<sup>2</sup>. Die Ergebnisse der Kalibration mit kosmischen Myonen sind durch die schwarzen Punkte gekennzeichnet. Man erkennt, daß die beiden Datensätze gut korreliert sind, die Unterschiede betragen typischerweise 0.5% oder weniger. Lediglich bei einem RCAL-Modul beobachtet man eine Differenz von etwa 1.5%. Der Grund für diese Abweichung ist nicht verstanden. Möglicherweise ist die Ursache bei der Behandlung der Module zwischen CERN-Kalibration und den hier vorgestellten Messungen (Transport, ...) zu suchen.

Tabelle 10.2 zeigt zusätzlich zu den mit kosmischen Myonen gemessenen Werten für  $\sigma(\mu/\text{UNO})$  auch die CERN-Resultate. Es lassen sich Unterschiede von 0.4% oder weniger beobachten, in den RCAL-Sektionen ist eine deutlich größere Streuung der  $\mu/\text{UNO}$ -Ergebnisse von 0.8% (REMC) und 1.1% (RHAC1) zu erkennen. Dies kann damit begründet werden, daß bei den CERN-Kalibrationen nur 4 RCAL-Module Berücksichtigung fanden. Ein Vergleich der Abbildungen 10.6 und 10.8 zeigt, daß die bei den hier vorgestellten Testmessungen ermittelten großen Schwankungen der  $\Delta(\mu/\text{UNO})$ -Werte im RCAL bei der ausschließlichen Betrachtung der am CERN kalibrierten Module nicht erkannt werden können.

Genau wie in Abschnitt 10.1, können auch für die CERN-Resultate die Verhältnisse der Mittelwerte verschiedener Sektionstypen berechnet werden. Es ergeben sich folgende Resultate [AND91]:

$$\begin{aligned} \frac{\langle \mu/\text{UNO} \rangle_{\text{FEMC}}}{\langle \mu/\text{UNO} \rangle_{\text{REMC}}} &= 1.022 & (1.031) & [0.9\%] \\ \frac{\langle \mu/\text{UNO} \rangle_{\text{FHAC1}}}{\langle \mu/\text{UNO} \rangle_{\text{RHAC1}}} &= 0.996 & (0.994) & [0.2\%] \\ \frac{\langle \mu/\text{UNO} \rangle_{\text{FHAC2}}}{\langle \mu/\text{UNO} \rangle_{\text{FHAC1}}} &= 1.005 & (1.010) & [0.5\%] \\ \frac{\langle \mu/\text{UNO} \rangle_{\text{FHAC1}}}{\langle \mu/\text{UNO} \rangle_{\text{FEMC}}} &= 3.283 & (3.262) & [0.6\%] \\ \frac{\langle \mu/\text{UNO} \rangle_{\text{RHAC1}}}{\langle \mu/\text{UNO} \rangle_{\text{REMC}}} &= 3.366 & (3.383) & [0.5\%] \end{aligned}$$

Während in runden Klammern die Werte aus Abschnitt 10.1 nocheinmal angegeben sind, ist in eckigen Klammern die prozentuale Differenz der beiden Datensätze zu erkennen. Die Übereinstimmung ist

<sup>2</sup>Der Zusammenhang zwischen den verschiedenen Bezeichnungskonventionen in Abbildung 10.8, Abschnitt 10.1, beim Bau der Module und in [AND91] ist in Tabelle D.8 gegeben.

besser als 0.6%, was mit den abgeschätzten systematischen Fehlern kompatibel ist. Lediglich das Verhältnis der FEMC- und REMC-Sektionen zeigt eine Differenz von 0.9%.

Zusammenfassend kann zum Vergleich der Testmessungen mit kosmischen Myonen und Strahlmyonen gesagt werden, daß die beiden Datensätze innerhalb der angegebenen Fehler gleiche Aussagen über die getesteten Module liefern. Daher kann der Schluß gezogen werden, daß die Kalibration des Kalorimeters mit einer vergleichbaren Genauigkeit auch mit kosmischen Myonen durchführbar ist. Aufgrund der Ergebnisse der CERN-Messungen kann weiterhin geschlossen werden [AND91], daß wegen der hohen Qualitätsanforderungen beim Bau der Module die Kalibration durch Myonen mit einer Präzision von 1.0% (EMC) und 0.9% (HAC) auch die Kalibration von anschauernden Teilchen voraussagt. Daher kann auch mit Hilfe der Testmessungen mit kosmischen Myonen auf die Kalibration von Elektronen und Hadronen im gesamten ZEUS-Kalorimeter geschlossen werden.

### 10.3 Zusätzliche Untersuchungen

#### Berücksichtigung der Interkalibrationskonstanten verschiedener Sektionen

Bei der Bestimmung des Myonsignals eines Ereignisses wird die rekonstruierte Ladung von insgesamt drei Sektionen addiert. Neben der Sektion, die den Hauptteil des durch das Myon deponierten Signals enthält, werden auch die beiden Nachbarzellen betrachtet. Die Antwort der verschiedenen Sektionen auf Myonen ist allerdings nicht uniform, wie durch die Betrachtungen in Abschnitt 10.1 deutlich geworden ist. Eine Möglichkeit der Berücksichtigung dieses Effektes besteht nun darin, die Interkalibration der einzelnen Sektionen bei der Berechnung der Ladung eines Ereignisses zu berücksichtigen. Auf der Grundlage der  $\mu/UNO$ -Ergebnisse aus Abschnitt 10.1 können diese Interkalibrationskonstanten berechnet werden, so daß sich als weitere Iteration eine neue Ladung eines Ereignisses folgendermaßen ermitteln läßt:

$$Q = \frac{(\mu/UNO)_0}{(\mu/UNO)_{-1}} Q_{-1} + Q_0 + \frac{(\mu/UNO)_0}{(\mu/UNO)_{+1}} Q_{+1} \quad (10.4)$$

mit:

$$\begin{aligned} (\mu/UNO)_0 & : \mu/UNO\text{-Ergebnis der vorhergehenden Iteration für die zentrale Sektion} \\ (\mu/UNO)_{\pm 1} & : \mu/UNO\text{-Ergebnis der vorhergehenden Iteration für die beiden} \\ & \text{Nachbarsektionen} \end{aligned}$$

Am Beispiel von drei ausgewählten Modulen wurde die Veränderung der Ergebnisse nach Durchlaufen der vollständigen Analyse, angefangen von der Erstellung der 'Spline'-Funktion über Anwendung der Auswahlkriterien und Fit der Verteilungen, studiert. Es stellte sich heraus, daß sich die Ergebnisse für  $\langle \mu/UNO \rangle$  und  $\sigma(\mu/UNO)$  nicht signifikant gegenüber den in Abschnitt 10.1 dargestellten Resultaten ändern. Dieses Verhalten kann als die Begründung dafür angesehen werden, daß die  $\mu/UNO$ -Werte schon bei der ersten Iteration gut bestimmt wurden und ihre Verhältnisse, mit kleinen Ladungen in den Nachbarsektionen multipliziert, nur einen kleinen Gesamteffekt auf die Ladungsberechnung haben.

Darüber hinaus wurde versucht, den statistischen Fehler bei der  $\mu/UNO$ -Bestimmung dadurch zu reduzieren, daß der geforderte Mindestanteil des Signals in der zentralen Sektion von 85% (EMC) und 93% (HAC) schrittweise auf 70% für alle Sektionstypen abgesenkt wird. Die nun dringend erforderliche Interkalibration der Nachbarzellen wurde durch das soeben beschriebene Verfahren gewährleistet. Es zeigte sich, daß die Mittelwerte der  $\mu/UNO$ -Resultate nach Durchführung eines Analyselaufs etwa 1%(EMC) und 1.5%(HAC) größer werden, was mit der Akzeptanz von Myonen mit größeren Winkeln gegenüber dem senkrechten Einfall zu erklären ist. Bei der Bestimmung der  $\sigma(\mu/UNO)$ -Werte beobachtet man eine signifikante Verschlechterung der Resultate um bis zu 0.3%. Die durch

die Vergrößerung der Akzeptanz durch das Triggersystem bedingten Nichtuniformitäten stellen sich somit als größer heraus als die erwarteten Verbesserungen der Ergebnisse durch die Reduktion der statistischen Fehler.

### Studium des Einflusses der Abstandsstücke im FEMC

In Abbildung 10.9 ist die schematische Darstellung einer Szintillatorlage in der EMC-Region des FCAL gezeigt. Alle 20 cm in Modullängsrichtung sind Abstandsstücke angeordnet, welche die Absorberplatten abstützen, um mechanischen Druck auf die Szintillatoren zu vermeiden. Die Abstandsstücke sind aus Titankarbit (EMC/HAC0) bzw. Wolframkarbit (HAC1/HAC2) gefertigt und haben eine Grundfläche von  $5 \times 6 \text{ mm}^2$  (EMC/HAC0) bzw.  $5 \times 10 \text{ mm}^2$  (HAC1/HAC2). Die Anwesenheit der Abstandsstücke erfordert, daß die Szintillatorstücke an den jeweiligen Positionen eingeschnitten werden. Die Größe dieser Aussparungen beträgt  $2.2 \times 9.8 \text{ mm}^2$  (EMC/HAC0) bzw.  $2.2 \times 13.8 \text{ mm}^2$  (HAC1/HAC2). Während in den HAC-Sektionen alle Szintillatoren an jeder Ecke eingeschnitten werden müssen, verlangt die Geometrie im EMC-Bereich zwei verschiedene Szintillatortypen mit und ohne Aussparungen. Der Bezeichnung von Abbildung 10.9 folgend sind die Stücke des Typs EMC1 und EMC4 mit Einschnitten versehen und die EMC2- bzw. EMC3-Szintillatoren dagegen nicht. Die spezielle Form der modifizierten Szintillatoren beeinträchtigt selbstverständlich die Effizienz der Auskoppelung des Szintillationslichtes in den Wellenlängenschieber. Diesem Effekt wird allerdings dadurch entgegengewirkt, daß die Verstärkung der Photoröhren so eingestellt wird, daß sich derselbe UNO-Strom ergibt. Bei der Analyse der Strahltestdaten vom CERN konnte für 15 GeV Elektronen ein Einfluß auf die  $e/\text{UNO}$ -Resultate im Bereich von 0.2% nachgewiesen werden. Interessant ist nun die Frage, ob ähnliches auch bei den Testmessungen mit kosmischen Myonen beobachtet werden kann. Abbildung 10.10 zeigt die  $\mu/\text{UNO}$ -Ergebnisse aller FEMC1/4-Sektionen im linken und aller FEMC2/3-Sektionen im rechten Histogramm. Gleichzeitig wurde eine Gaußfunktion an die Verteilungen gefittet. Man beobachtet einen Mittelwert von 3.140 pC für FEMC1/4 und 3.143 pC für FEMC2/3, der statistische Fehler für beide Größen beträgt 0.002 pC. Die Resultate stimmen also im Rahmen der statistischen Fehler überein. Die Varianz der  $\mu/\text{UNO}$ -Werte weicht allerdings signifikant voneinander ab. Man erhält einen Wert für  $\sigma(\mu/\text{UNO})$  von 1.98% im Falle der FEMC1/4-Sektionen und 1.66% für FEMC2/3 bei einem statistischen Fehler von jeweils 0.06%.

Zusammenfassend kann also der Schluß gezogen werden, daß die verschiedenen Aussparungen der Szintillatoren für die Abstandsstücke keine signifikanten Auswirkungen auf die absoluten  $\mu/\text{UNO}$ -Werte zeigt, während  $\sigma(\mu/\text{UNO})$  bei den nicht eingeschnittenen Szintillatoren kleiner ist als bei den modifizierten Stücken.

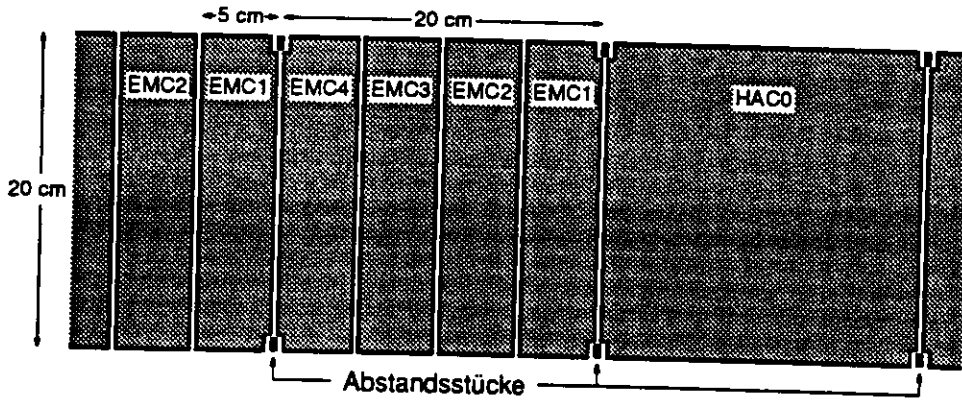


Abbildung 10.9: Anordnung einer Szintillatorlage im FEMC. Es sind sowohl die Querschnitte der verschiedenen Szintillatortypen, als auch die Position der Abstandsstücke angedeutet.

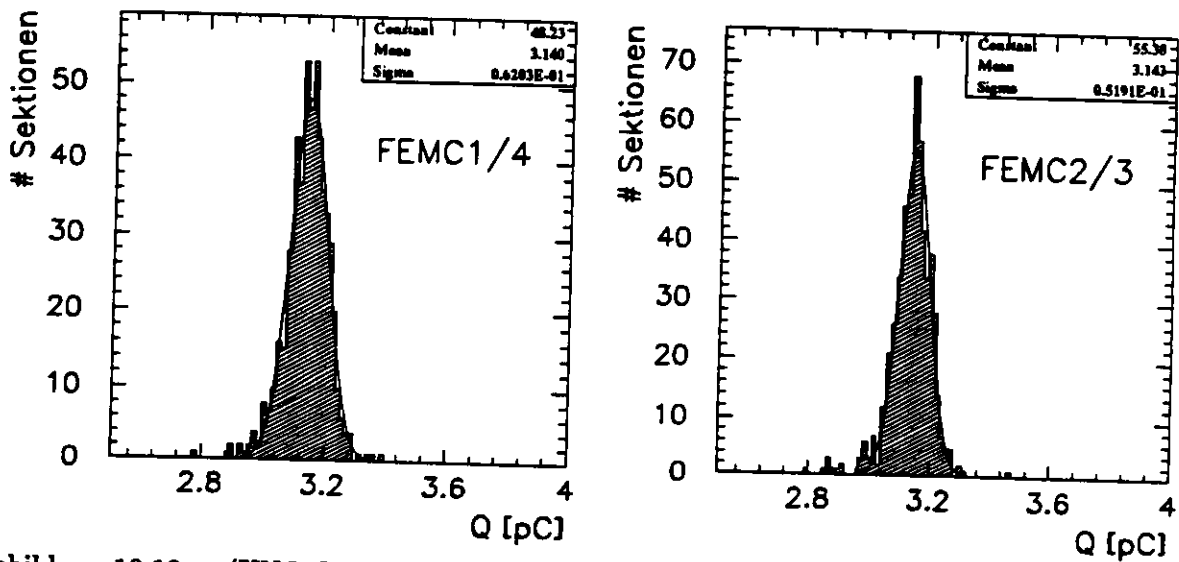


Abbildung 10.10:  $\mu/UNO$ -Verteilungen für alle FEMC1/4 (links) und FEMC2/3 (rechts) Sektionen

## Kapitel 11

# Erste Messungen mit dem ZEUS-Detektor

Dieses Kapitel soll, nachdem in den vorhergehenden Abschnitten die umfangreiche Kalibration des hochauflösenden Kalorimeters diskutiert wurde, einen Überblick über den Betrieb des ZEUS-Experiments in den ersten beiden Strahlperioden geben. Nach der Vorstellung der Betriebsbedingungen des HERA-Speicherringes und des ZEUS-Detektors werden erste Ergebnisse der Analyse von aufgezeichneten Ereignissen präsentiert, wobei der Schwerpunkt beim Studium der beobachteten tief inelastischen e-p-Streuereignissen liegt.

### 11.1 Die Bedingungen der ersten Strahlperioden

Nach umfangreichen Tests der beiden HERA-Speicherringe konnte den Experimenten H1 und ZEUS von Mai bis August 1992 (I. Strahlperiode) und von September bis November 1992 (II. Strahlperiode) erstmalig Luminosität in Form von Elektron-Proton-Kollisionen zur Verfügung gestellt werden.

#### 11.1.1 Der HERA-Speicherring

Da im ersten Betriebsjahr die angestrebten Betriebsparameter von HERA, welche in Abschnitt 2.1 vorgestellt wurden, nicht erreicht wurden, sollen hier zunächst die tatsächlichen Bedingungen in der ersten Zeit der Datennahme diskutiert werden.

Die Teilchenkollisionen fanden mit Protonen einer Energie von 820 GeV und Elektronen statt, welche auf eine Energie von 26.67 GeV beschleunigt wurden. Die Schwerpunktsenergie betrug somit 295 GeV. Es wurden 10 Teilchenpakete von Elektronen mit 10 Teilchenpaketen von Protonen in den Experimenten zur Kollision gebracht. Zur Untergrundbestimmung für die Luminositätsmessung wurde ein zusätzliches ungepaartes Elektronpilotpaket mitbeschleunigt. In einigen Meßläufen wurde zum Studium des Untergrundes durch die Protonen auf ein entsprechendes Elektronpaket verzichtet. Typische gespeicherte Gesamtströme betragen sowohl für Elektronen als auch für Protonen 1–2 mA. Während die Sollwerte der Intensitäten einzelner Teilchenpakete typischerweise bis auf einen Faktor drei bis vier erreicht wurden, bewegte sich die beobachtete Luminosität vor allem wegen der geringen Anzahl von gespeicherten Paketen im Prozentbereich der Spezifikation. Die Lebensdauern der Teilchenpakete in HERA hingen empfindlich von äußeren Bedingungen ab, typischerweise wurden nach Erreichen der Maximalenergie Werte von 10–24 Stunden für Protonen und 4 Stunden für Elektronen



erreicht. Die Länge der einzelnen Teilchenpakete betrug für die Elektronen wenige Zentimeter und konnte im Vergleich mit den etwa 40 cm (Varianz) im Falle der Protonen vernachlässigt werden. Die Länge der Wechselwirkungszone in ZEUS betrug somit typischerweise 20 cm.

### 11.1.2 Der ZEUS-Detektor bei der ersten Datennahme

In diesem Abschnitt soll ein kurzer Überblick über die Komponenten des ZEUS-Detektors gegeben werden, die für die erste Datennahme zur Verfügung standen und für die erste Analyse verwendet wurden.

#### Innere Spurenkammer und Magnetfeld

Von den insgesamt neun Superlagen der zentralen Spurenkammer waren drei mit der sogenannten 'Z-by-timing'-Ausleseelektronik ausgestattet, welche die Rekonstruktion von Teilchenspuren mit Hilfe von TDC<sup>1</sup>-Elektronik ermöglicht. Durch die Messung der Ankunftszeiten der Signale an beiden Kammerenden wurde eine Auflösung von 4.5 cm in Z-Richtung und 940  $\mu\text{m}$  in  $(r,\varphi)$ -Richtung erreicht.

Die zentrale Spule wurde mit einem Strom von 4000 A betrieben, wodurch ein Magnetfeld von 1.43 T erzeugt wurde.

#### Kalorimeter

Das Kalorimeter und seine Ausleseelektronik standen für die erste Datennahme mit ZEUS vollständig zur Verfügung. Die Rekonstruktion der Energien und Zeiten wurde auf den Prozessoren der Digitalkarten (DSPs) durchgeführt. Hier wurden ebenfalls die Effekte der Ausleseelektronik korrigiert, wie es ausführlich in Kapitel 8 beschrieben wurde. Lediglich die Verstärkungskorrektur aufgrund der regelmäßigen UNO-Messungen<sup>2</sup> wurde erst bei der 'Offline'-Analyse angewendet. Bei der Bestimmung der Nominalwerte der UNO-Korrektur wurden neben Effekten der im Gegensatz zu den Teststrahl-experimenten vorhandenen Nachbarmodule, welche die gemessenen UNO-Ströme beeinflussen, auch die Ergebnisse der Kalibration der Module mit Elektronen und Hadronen am CERN berücksichtigt. So wurden die Signale von FHAC2-Sektionen<sup>3</sup> um 0.5% und die der RHAC1-Sektionen um 0.4% abgesenkt, während die Energien der REMC-Sektionen um 2.8% angehoben wurden. Im Falle von FHAC0 bzw. RHAC0 fand eine Anhebung von 1.5% bzw. 3.5% statt. Auf diese Weise sollten die mit dem Teststrahl gefundenen systematischen Unterschiede zwischen verschiedenen Sektionstypen ausgeglichen werden. Die Magnetfeldabhängigkeit der Antwort des Kalorimeters wurde dadurch berücksichtigt, daß die Messungen des UNO-Signals stets mit nominalem Magnetfeld durchgeführt wurden. Detaillierte Untersuchungen haben gezeigt, daß die UNO-Kalibration die Effekte des Magnetfeldes auf die Energiemessung von Teilchen mit einer Genauigkeit von 0.8% und besser berücksichtigt [KUZ92a, KUZ92b].

Als zentrales Hilfsmittel zur Unterdrückung von Untergrundereignissen stellte sich die Zeitmessung mit dem Kalorimeter heraus. Wie in den Testexperimenten konnte auch im ZEUS-Detektor gezeigt werden, daß eine Zeitauflösung von besser als 1.4 ns in einer Einzelzelle erreicht werden kann, vorausgesetzt es wurde dort eine Energie von mindestens 2 GeV deponiert. Da jedoch für die Bestimmung der Zeiten in der Regel die Informationen mehrerer Sektionen zur Verfügung stehen, ergibt sich in

<sup>1</sup>TDC: Time Digital Converter

<sup>2</sup>UNO: Uranium NOise: Uranrauschen

<sup>3</sup>Die Einführung der Bezeichnungsweise der verschiedenen Sektionstypen erfolgte in Kapitel 4.

der Praxis eine Auflösung von besser als 1 ns. Das Prinzip der Untergrundreduktion mit Hilfe der Kalorimeterzeiten soll später noch ausführlicher beschrieben werden.

### Vetowand

Die Informationen der Vetowand waren für die Analyse zur weiteren Reduktion des Untergrundes verfügbar.

### C5-Szintillationszähler

Ein weiteres wichtiges Mittel zur Unterdrückung von Untergrundereignissen verursacht durch Kollisionen von Protonen mit Restgasatomen im Strahlrohr war der sogenannte C5-Zähler. Bestehend aus zwei U-förmigen Szintillatorschichten, welche durch eine 5 mm starke Bleischicht voneinander getrennt sind, ist er hinter dem RCAL um das Strahlrohr angebracht. Das offene Ende des Zählers ist der Außenseite des HERA-Ringes zugewandt. Das Koinzidenzsignal der beiden Szintillatorschichten wurde einerseits zur Erkennung von Teilchendurchgängen und andererseits zur Zeitmessung eingesetzt, um so Strahl-Gas-Ereignisse zu unterdrücken.

### Luminositätsdetektor

Der Luminositätsdetektor des ZEUS-Experiments besteht aus zwei Kalorimetern, welche für den Nachweis des Elektrons und des Photons aus dem e-p-Bremsstrahlungsprozeß zuständig sind. Beide Teilchen werden in den Kalorimetern in Koinzidenz nachgewiesen, wobei die Summe der dort rekonstruierten Energien innerhalb der Energieauflösung der Strahlenergie der Elektronen von 26.67 GeV entspricht. Der Hauptuntergrund dieses Prozesses, die Streuung eines Elektrons an einem Restgasatom und die so bedingte Emission eines Bremsstrahlungsquants wird dadurch direkt gemessen, daß beim Luminositätsbetrieb in HERA immer ein Elektronenpilotpaket mitbeschleunigt wird. Skaliert mit den bekannten Strömen wird dieses Signal als Untergrund für die Luminositätsmessung abgezogen. Der systematische Fehler der Luminositätsbestimmung wird für die ersten beiden Strahlperioden mit etwa 14% abgeschätzt.

Der Luminositätsdetektor wird darüber hinaus auch direkt für die Physikanalyse eingesetzt. Mit dem Photonkalorimeter können beispielsweise Photonen nachgewiesen werden, die vom Strahlelektron im Anfangszustand emittiert wurden, während im Elektronkalorimeter Elektronen aus Ereignissen mit sehr kleinem Impulsübertrag bei der Photoproduktion gemessen werden.

### Erste Triggerebene

Aufgrund der verhältnismäßig niedrigen Luminosität konnte die Datennahme mit einer vereinfachten Triggerkonfiguration begonnen werden. Für die beiden ersten Strahlperioden wurden auf der ersten Triggerebene hauptsächlich Energieinformationen verwendet. Hierzu unterteilte man das Kalorimeter in einzelne Triggertürme mit einer Grundfläche von  $20 \times 40 \text{ cm}^2$ . Sobald in einer beliebigen Triggersektion mehr Energie als ein programmierbarer Schwellenwert deponiert wurde, wurde ein Triggersignal ausgelöst. Für die Region um das Vakuumrohr wurden höhere Triggerschwellen als im Rest des Kalorimeters verwendet, um nicht auf Energiedepositionen von Strahl-Gas-Ereignissen sensitiv zu sein. Im FCAL wurde zwischen drei Regionen mit unterschiedlichen Triggerschwellen unterschieden: dem inneren Ring mit einem maximalen Abstand von 42 cm von der Strahlachse, dem mittleren Ring

mit einem maximalen Abstand von 99 cm und dem Außenbereich. Im RCAL unterschied man lediglich zwischen innerem Ring und dem Rest. Die verwendeten Schwellenwerte sind im ersten Teil von Tabelle 11.1 dargestellt. Auf der Stufe des ersten Triggers wurde zur Unterdrückung von Strahl-Gas-Untergrund neben den Informationen des Kalorimeters auch der C5-Zähler und die Vetowand verwendet. Ausführliche Simulationsrechnungen zeigen, daß mit dieser Triggeranordnung für DIS-Ereignisse<sup>4</sup> mit  $x > 3 \cdot 10^{-4}$  bei  $Q^2 > 8 \text{ GeV}^2$  eine Akzeptanz von mehr als 97.5% gegeben ist [DER92c].

Normale Schwellenwerte						
	FEMC	FHAC	BEMC	BHAC	REMC	RHAC
Innerer Ring	50 GeV	70 GeV	-	-	10 GeV	2.5 GeV
Mittlerer Ring	20 GeV	25 GeV	-	-	-	-
Rest	10 GeV	10 GeV	2.5 GeV	1 GeV	2.5 GeV	0.4 GeV
Abgesenkte Schwellenwerte						
	FEMC	FHAC	BEMC	BHAC	REMC	RHAC
Innerer Ring	10 GeV	10 GeV	-	-	10 GeV	2.5 GeV
Rest	5 GeV	5 GeV	1 GeV	1 GeV	2.5 GeV	0.4 GeV

Tabelle 11.1: Schwellenwerte für den Kalorimetertrigger der ersten Triggerstufe

Für Photoproduktionsereignisse jedoch beträgt die Akzeptanz dieser Standardkonfiguration lediglich 0.4% [DER92b]. Um diese zu erhöhen, wurden für spezielle Meßläufe während der I. Strahlperiode abgesenkte Schwellenwerte des Kalorimetertriggers verwendet, dafür aber ein Mindestsignal von 1.5 GeV im Elektronenkalorimeter des Luminositätsdetektors in Koinzidenz gefordert. Hierdurch konnte die Triggerakzeptanz auf etwa 60% erhöht werden [DER92a]. Im Laufe der II. Strahlperiode war es möglich, zwei programmierbare Schwellenwerte zu definieren, so daß die Datennahme von Photoproduktionsereignissen gleichzeitig mit der für DIS-Ereignisse stattfinden konnte.

### Weitere Triggerkriterien

Auf der Grundlage der zunächst mit dem Kalorimetertrigger gesammelten Erfahrungen bei der Datennahme konnten weitere Triggerbedingungen entwickelt werden, um den Untergrund weiter zu reduzieren. Als allgemeine Strategie zur Einführung von 'Online'-Schnitten wurde hierbei festgelegt, die Algorithmen zunächst auf der dritten Triggerebene zu testen, indem sie zwar Ereignisse kennzeichnen, aber nicht verwerfen. Im Zuge der anschließenden Analyse konnte dann die Effizienz der Algorithmen systematisch studiert und optimiert werden. Der nächste Schritt war daraufhin die tatsächliche Zurückweisung von Ereignissen und anschließend die Vorverlagerung des Algorithmus auf die zweite Triggerstufe. Auf diese Weise wurden verschiedene Auswahlkriterien entwickelt, welche im folgenden kurz vorgestellt werden sollen.

Als eine wichtige Methode, Untergrundereignisse zurückzuweisen, hat sich die präzise Messung der Ankunftszeit der Teilchen im Kalorimeter herausgestellt. Durch die Betrachtung der mittleren Zeiten von FCAL und RCAL läßt sich eine effektive Erkennung von Strahl-Gas-Ereignissen, die außerhalb des Detektorvolumens stattfinden, erreichen. Zur Veranschaulichung des Prinzips sei auf Abbildung 11.1 verwiesen. Hier ist links schematisch eine e-p-Kollision dargestellt. Der Zeitnullpunkt der Kalorimeterauslese ist so gewählt, daß die Ankunftszeiten der Sekundärteilchen, welche vom Wechselwirkungspunkt kommen, in FCAL und RCAL mit 0 ns rekonstruiert werden. Findet jedoch, wie im rechten Teil von Abbildung 11.1 gezeigt, ein Strahl-Gas-Ereignis statt, treten die Sekundärteilchen etwa 12 ns früher in das RCAL als in das FCAL ein. Trägt man daher die Ankunftszeit im RCAL ( $t_R$ ) gegen die

<sup>4</sup>DIS: Deep Inelastic Scattering: Tief inelastische Streuung

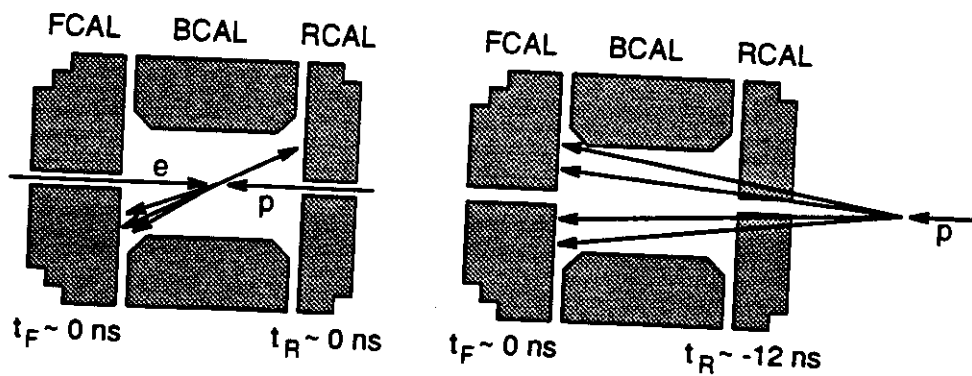


Abbildung 11.1: Veranschaulichung der gemessenen Signalzeiten in FCAL und RCAL für  $e$ - $p$ - (links) und Strahl-Gas-Ereignisse (rechts)

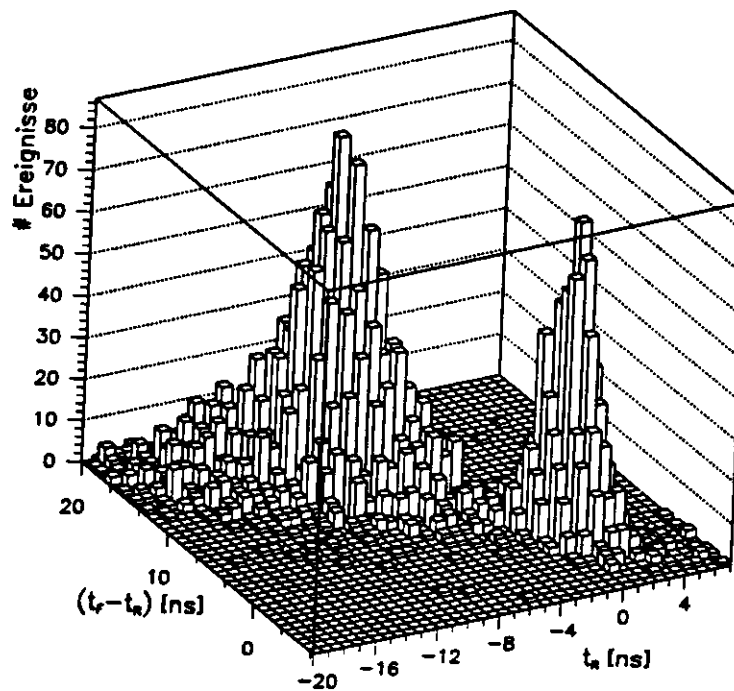


Abbildung 11.2: Zeitverteilungen für Strahl-Gas- und  $e$ - $p$ -Ereignisse

Differenz der Zeiten von FCAL und RCAL ( $t_F - t_R$ ) auf, so erhält man typischerweise eine Verteilung, wie sie in Abbildung 11.2 dargestellt ist. Deutlich sind zwei voneinander getrennte Ansammlungen zu sehen, wobei die Ereignisse im Ursprung die e-p-Ereignisse darstellen und der Rest den Untergrund. Während bei der 'Offline'-Analyse für die Bestimmung der Zeit in FCAL und RCAL üblicherweise ein energiegewichteter Mittelwert aller Photoröhren mit einer Energie von mehr als 200 MeV berechnet wird (siehe Abschnitt 11.3.1), werden für den 'Online'-Schnitt nur die Informationen von jeweils 8 (RCAL) und 25 (FCAL) zentralen Türmen um das Strahlrohr verwendet. Es wird der Mittelwert aller PMs bestimmt, die dort mehr als 1 GeV deponierte Energie zeigen, wobei mindestens zwei Röhren diese Bedingung erfüllen müssen. Ein Ereignis wird als Strahl-Gas-Ereignis identifiziert und bei der Datennahme verworfen, wenn zusätzlich die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

$$\begin{aligned} |t_F - t_R - 10.5 \text{ ns}| &\leq 4.5 \text{ ns} \\ |t_R + 10.5 \text{ ns}| &\leq 4.5 \text{ ns} \end{aligned}$$

Treffen diese Bedingungen nicht zu oder lassen sich die Kalorimeterzeiten wegen unzureichender Energie nicht zuverlässig berechnen, wird das entsprechende Ereignis ausgelesen.

Eine weitere Quelle von Untergrundereignissen stellen kosmische Myonen dar. Ein großer Teil davon kann durch topologische Schnitte, welche vor allem die gleichzeitige Energiedeposition der Myonen in den longitudinalen Sektionen des Kalorimeters ausnutzen, und die Berücksichtigung der Anzahl von Spuren im zentralen Spurendetektor ausgeschlossen werden.

### 11.1.3 Die integrierte Luminosität

Die Dauer der Datennahme in der I. bzw. II. Strahlperiode betrug 41 bzw. 50 Tage. Abbildung 11.3 zeigt die in dieser Zeit mit ZEUS aufgezeichnete integrierte Luminosität. Während in der I. Strahlperiode ein Wert von  $2.9 \text{ nb}^{-1}$  erreicht wurde, konnten in der II. Strahlperiode eine Datenmenge von  $30.2 \text{ nb}^{-1}$  gesammelt werden.

## 11.2 Analyse von Myonen des Protonhalos

Hervorgerufen durch inelastische Wechselwirkungen der Strahlprotonen mit Restgasatomen im Kammervakuum oder Wechselwirkungen von Strahlhaloteilchen in der Vakuumröhre oder anderen Komponenten von HERA, werden außerhalb des ZEUS-Detektors Pionen als Sekundärteilchen erzeugt, welche hauptsächlich in Myonen zerfallen. Diese fliegen im wesentlichen parallel zur Strahlachse und können das gesamte Material des ZEUS-Detektors in Protonenrichtung durchqueren. Ein Beispiel für ein derartiges Ereignis ist als zweidimensionale Darstellung in Abbildung 11.4 gezeigt. Neben einer Z-R-Projektion ist dort eine X-Y-Projektion des ZEUS-Detektors zu erkennen. Außerdem ist ein Blick auf die Oberflächen von FCAL (links), BCAL (Mitte) und RCAL (rechts) gezeigt, mit den jeweiligen Zeilen- bzw. Spaltensummen der rekonstruierten Energie als Histogramme. Man erkennt die charakteristische Spur eines Halomyons, welches aus der Protonenrichtung kommend, Energie in verschiedenen Sektionen von RCAL, BCAL und FCAL deponiert. Während in FCAL und RCAL das Signal in einem einzigen Turm enthalten ist, erkennt man im BCAL das Ansprechen mehrerer Sektionen, welche hier parallel zur Schichtstruktur durchlaufen werden. Weiterhin fällt auf, daß das Kalorimeter bis auf die Signale durch das Halomyon sehr ruhig ist, so daß keine Schwierigkeit besteht, die Energiedeposition des Myons bei der Analyse zu identifizieren.

Da die Myonen die nichtprojektiven Türme von FCAL und RCAL im wesentlichen senkrecht durchqueren, können sie zur Überprüfung der Kalibration dieser Kalorimeterteile herangezogen werden. Mit

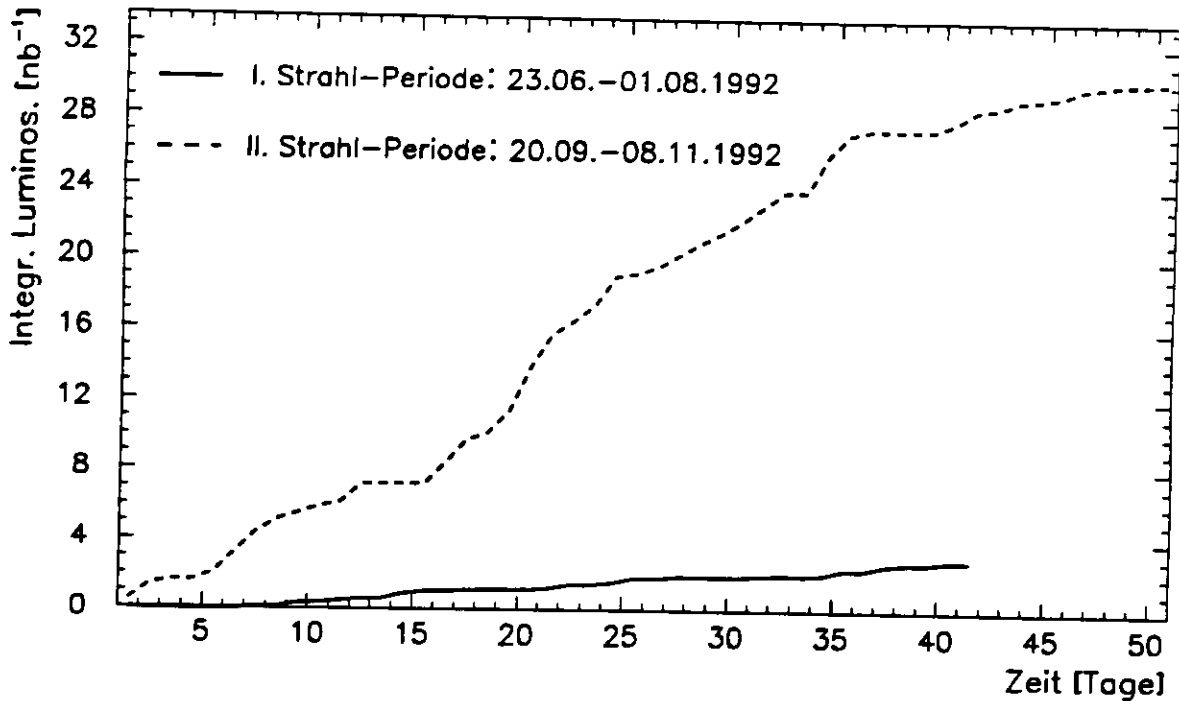


Abbildung 11.3: Integrierte Luminosität für die beiden Strahlperioden 1992

hinreichender Statistik wird man nicht nur eine relative und absolute Überprüfung der Eichung der verschiedenen Kalorimeterbereiche, sondern auch individueller Sektionen durchführen können. Die zu erwartende Qualität der Kalibration ist vergleichbar mit den Ergebnissen der Testmessungen mit kosmischen Myonen, wie sie im ersten Teil dieser Arbeit ausführlich beschrieben wurden.

Die in diesem Abschnitt vorgestellte Analyse der Halomyonereignisse soll zunächst einmal einen Eindruck der Möglichkeiten dieser Kalibrationsmethode vermitteln und die Motivation dafür liefern, Daten dieser Art auch in zukünftigen Strahlperioden aufzuzeichnen. Darüber hinaus werden die Ergebnisse mit denen der Kalibration mit kosmischen Myonen verglichen und auf Konsistenz geprüft.

### 11.2.1 Datennahme

Für die Aufzeichnung von Halomyonereignissen wurde eine spezielle Triggerbedingung definiert. Die Auslese des Detektors wurde gestartet, wenn eine Koinzidenz zwischen der Vetowand und eines beliebigen Triggerturmes des BCAL stattfindet. Hierbei ist es wichtig zu erwähnen, daß die äußeren Türme des FCAL und RCAL aufgrund der projektiven Struktur der BCAL-Triggertürme logisch auch zum BCAL-Trigger gehören. Für den Fall, daß nur Protonen bei Maximalenergie in HERA gespeichert waren, wurde die Datennahme für Halomyonereignisse gestartet und unter Injektionsbedingungen<sup>5</sup> Daten aufgezeichnet.

Die hier vorgestellte Analyse umfaßt die Halomyonereignisse der II. Strahlperiode. Insgesamt wurden 39 Meßläufe mit Nummern zwischen 4101 und 4685 betrachtet, die zusammen 85 641 Rohereignisse enthalten.

<sup>5</sup>Für die Injektion von Teilchen in HERA wurde der Detektor in einen 'sicheren' Zustand gebracht. Hierfür wurden die Kalorimeterhälften von FCAL und RCAL jeweils 40 cm vom Strahlrohr wegbewegt und die Hochspannungsversorgung der Spurendetektoren abgeschaltet.

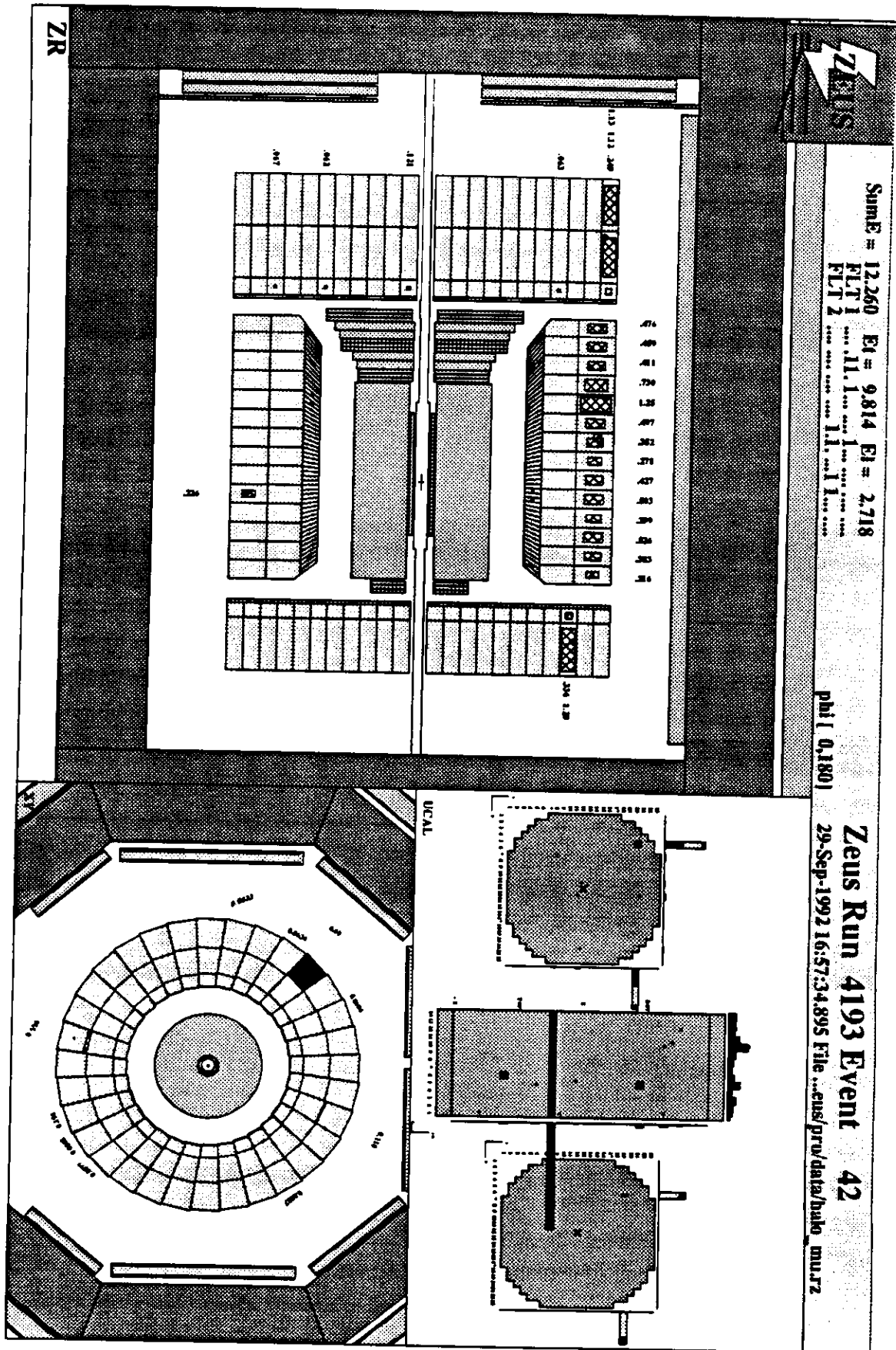


Abbildung 11.4: Zweidimensionale Darstellung eines Halomyonereignisses

### 11.2.2 Auswahlkriterien und Analyse

Für die Analyse der Halomyonendaten wurden die gleichen Korrekturprozeduren, Selektionskriterien und Analyseverfahren angewendet wie bei der Analyse der Kalibrationsdaten mit kosmischen Myonen. Diese sind in den Kapiteln 8 und 9 eingehend beschrieben worden, so daß an dieser Stelle nur ein kurzer Überblick gegeben wird.

Auswahlkriterium	FEMC	FHAC	REMC	RHAC
Energie in zentraler Sektion	85%	93%	85%	93%
Imbalance-Schnitt	25%	25%	25%	25%
Minimalenergie in Sektion	0.23 GeV	0.9 GeV	0.23 GeV	0.9 GeV
Anteil der übrigbleibenden Ereignisse	26%	22%	38%	38%

Tabelle 11.2: Übersicht über die bei der Analyse verwendeten Schnitte

Für die Bestimmung der durch das Myon deponierten Energie wurden die von DSP rekonstruierten Daten mit Hilfe der UNO-Messung kalibriert. Das Signal eines Myonereignisses in einem Sektionstyp ergab sich aus der Summe dreier Sektionen: diejenige mit der jeweiligen Maximalenergie und seiner beiden Nachbarsektionen im Modul. Bei der Berücksichtigung der Energien in den Nachbarsektionen wurde kein Energieschnitt eingeführt, wie es bei der Auswertung der e-p-Ereignisse üblicherweise der Fall ist. Um Strahl-Gas-Ereignisse für die weitere Analyse auszuschließen, wurde einerseits der C5-Zähler als Veto verwendet und andererseits die zentralen Türme um das Strahlrohr bei der Suche des Myons ignoriert. Als Kriterien für die Anerkennung eines Myons wurde wie bei der Analyse der kosmischen Myonen auch eine gewisse Mindestenergie der zentralen Zelle im Vergleich zur Gesamtenergie des Ereignisses, eine absolute Mindestenergie und eine maximale 'Imbalance' gefordert (siehe Abschnitt 9.2). Die verwendeten Schnittwerte sind in Tabelle 11.2 gemeinsam mit dem Anteil der nach Anwendung der Auswahlkriterien übrigbleibenden Ereignisse zusammengefaßt.

Zur Generation der Fitfunktion wurde, wie in Abschnitt 9.3.1 vorgestellt, ein 'Spline'-Algorithmus zur Parametrisierung eines 'Hochstatistik'-Spektrums herangezogen. Weil dort die meisten rekonstruierten Halomyonen vorhanden waren, wurde die beobachtete Verteilung aller REMC-Sektionen als Vorlage der Fitfunktion für FEMC- und REMC-Histogramme und die aller RHAC1-Sektionen als Vorlage für FHAC1-, FHAC2- und RHAC1-Histogramme verwendet.

### 11.2.3 Ergebnisse und Ausblick

Abbildung 11.5 zeigt für die verschiedenen Sektionstypen die rekonstruierte Myonposition auf der Kalorimeteroberfläche. Man erkennt den ausgesparten Zentralbereich um das Strahlrohr, wo die Triggerbedingungen für Halomyonen nicht erfüllt wurden. Darüber hinaus fällt eine ungleichmäßige Verteilung der Myonen über die Kalorimeteroberflächen von FCAL und RCAL auf, die sich mit der räumlichen Verteilung der Strahlabschirmungen von HERA erklären läßt. Die Asymmetrie der Ereigniszahlen spiegelt wider, daß der HERA-Tunnel relativ zum Detektor nicht zentriert angeordnet, sondern seitlich nach oben verschoben ist. Ferner fällt auf, daß die Feinstruktur der Verteilungen in den einzelnen Sektionstypen von FCAL bzw. RCAL sehr ähnlich ist. Dies unterstreicht, daß es sich bei den hier ausgewählten Ereignissen tatsächlich um Myonen handelt, die das Kalorimeter parallel zur Turmstruktur durchlaufen. Für die hohen Ereigniszahlen einiger Türme am äußeren Rand des FCAL und RCAL gibt es zwei Ursachen. Zum einen ragen diese Sektionen bei geöffneten Kalorimeterhälften seitlich über den durch das Absorbermaterial des BCAL abgeschirmten Bereich hinaus, so daß die Halomyonen das RCAL und/oder FCAL erreichen können, ohne im BCAL Energie deponiert zu haben. Andererseits



kommt es im äußeren Bereich von FCAL und RCAL vor, daß aufgrund der projektiven Anordnung des Triggers sowohl die HAC0-, als auch die HAC1/2-Sektion eines F/RCAL-Turmes logisch zu ein und demselben Triggerturm des BCAL gehören. Ein Myon kann somit schon nach Durchlaufen der verschiedenen longitudinalen Sektionen eines FCAL- oder RCAL-Turmes die Triggerschwelle von 1 GeV überschreiten. Die Kombination beider Effekte bewirkt, daß für diese speziellen Sektionen auch Myonen kleinerer Energie die Möglichkeit haben, ein Triggersignal auszulösen, was die beobachteten hohen Ereigniszahlen erklärt. Dies hat zur Folge, daß die Energieverteilung der akzeptierten Halomyonen in den verschiedenen Sektionen unterschiedlich ist. Da der wahrscheinlichste Energieverlust auch von der Myonenergie abhängt, ist für eine präzise absolute Kalibration die Kenntnis ihrer Impulse notwendig, die zwar im Prinzip mit dem ZEUS-Myonspektrometer meßbar sind, aber in den ersten Strahlperioden für die betrachteten Ereignisse noch nicht verfügbar waren. Diese Unsicherheit trägt für die momentane Analyse zum systematischen Fehler der  $\mu/\text{UNO}$ -Bestimmung bei.

Abbildung 11.6 zeigt die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse pro Sektion in den verschiedenen Sektionstypen, wobei die zentralen Türme ohne Ereignis nicht berücksichtigt wurden. Es ist zu erkennen, daß mit den bisher aufgezeichneten Daten abhängig vom Sektionstyp im Mittel etwa 40 Ereignisse pro Turm für die Kalibration des Kalorimeters zur Verfügung stehen, was natürlich nicht ausreicht, um für einzelne Sektionen einen präzisen  $\mu/\text{UNO}$ -Wert bestimmen zu können. Die Kalibration mit kosmischen Myonen zeigt, daß mindestens 1500 Ereignisse pro Turm der Größe  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  notwendig sind, um einen statistischen Fehler von kleiner als 1% bei der  $\mu/\text{UNO}$ -Bestimmung zu erhalten.

Sektionstyp	Kosmische Myonen			Halomyonen	Differenz
	$\langle \mu/\text{UNO} \rangle$	Korrektur	$\langle \mu/\text{UNO} \rangle_{\text{korr}}$	$\langle \mu/\text{UNO} \rangle_{\text{korr}}$	
FEMC	0.3279 GeV	-	0.3279 GeV	0.3379 GeV	3.0%
FHAC1	1.0698 GeV	-	1.0698 GeV	1.0925 GeV	2.1%
FHAC2	1.0803 GeV	-0.5%	1.0749 GeV	1.1001 GeV	2.3%
REMC	0.3181 GeV	+2.8%	0.3270 GeV	0.3400 GeV	3.9%
RHAC1	1.0759 GeV	-0.4%	1.0716 GeV	1.1156 GeV	4.0%

Tabelle 11.3: Ergebnisse der Halomyonanalyse im Vergleich mit der Kalibration durch kosmische Myonen

Die erhaltenen Myonspektren sind für die verschiedenen Sektionstypen in Abbildung 11.7 dargestellt, wobei die angewendeten 'Spline'-Fits ebenfalls eingezeichnet sind. Die so bestimmten wahrscheinlichsten Werte (MOP) der einzelnen Verteilungen sind in Tabelle 11.3 zusammengefaßt. Der statistische Fehler dieser Größen beträgt 0.2% für die EMC- und 0.1% für die HAC-Sektionen. Da bei dieser Analyse die gleichen Auswahlbedingungen wie in Abschnitt 9.2 gewählt wurden, wird der dort ermittelte systematische Fehler von 0.6% übernommen. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der Kalibration mit kosmischen Myonen ebenfalls in Tabelle 11.3 dargestellt. Man erkennt einerseits die von [pC] in [GeV] umgerechneten Resultate aus Tabelle 10.3 und andererseits die darauf angewendete, bereits angesprochene Korrektur mit Hilfe der Teststrahlergebnisse, welche bei der Rekonstruktion der Energien im ZEUS-Detektor Anwendung findet. Vergleicht man die beiden Datensätze, so ergibt sich ein Unterschied der absoluten  $\mu/\text{UNO}$ -Werte von im Mittel 2.5% im FCAL und 4.0% im RCAL. Der Grund hierfür liegt in der deutlich höheren mittleren Energie der Halomyonen im Vergleich zu den kosmischen Myonen. Obwohl sich aufgrund des momentanen Fehlens eines Energiespektrums der Halomyonen keine genauen quantitativen Aussagen machen lassen, stimmt das im Vergleich zu den kosmischen Myonen erhöhte Signal der Halomyonen qualitativ mit den Erwartungen überein. Ferner ist die durch Halomyonen deponierte Energie im RCAL um ungefähr 1.5% größer als im FCAL, was damit begründet werden kann, daß die Myonen im Absorbermaterial des BCAL bis zu 6.6 GeV Energie verlieren. Somit ergibt sich eine systematische Verschiebung des Energiespektrums der Myonen im FCAL zu kleineren Werten hin.

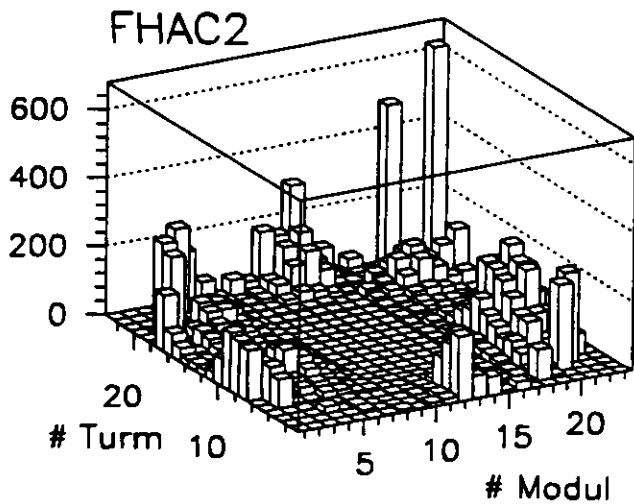
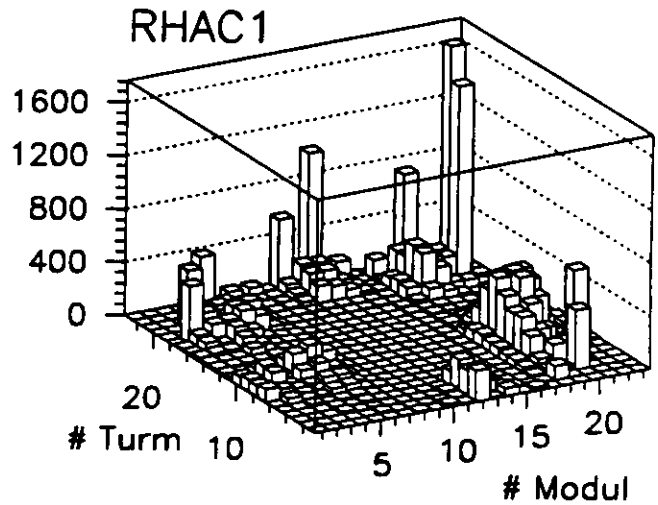
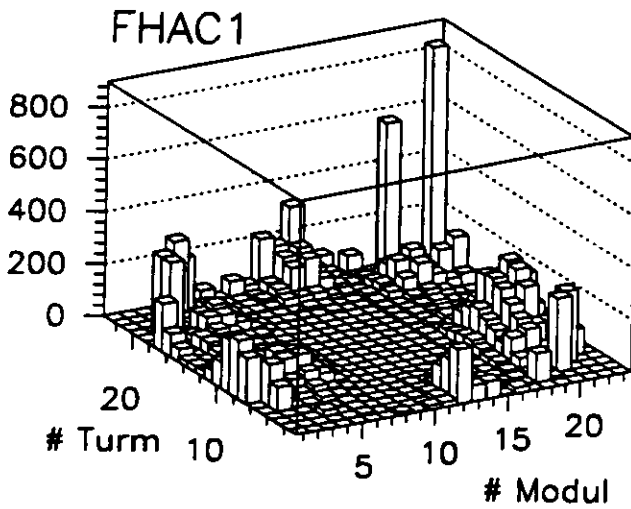
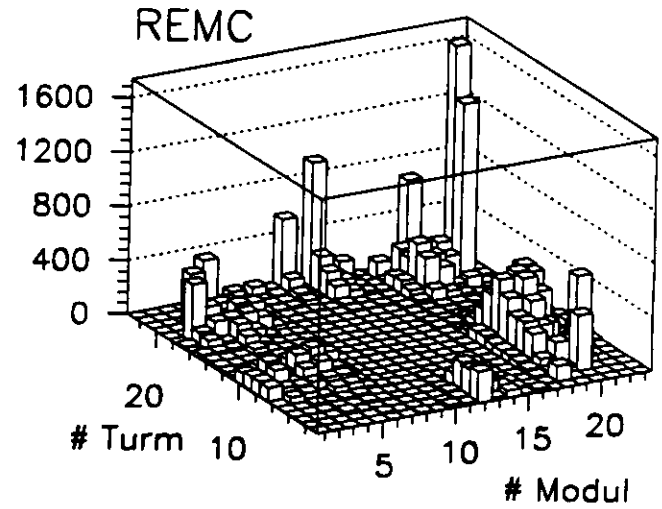
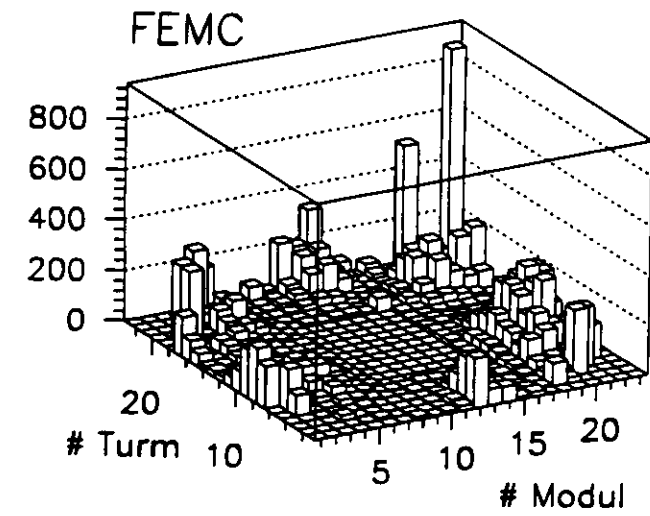


Abbildung 11.5: Eintrittsort der Halomyonen für verschiedene Sektionstypen

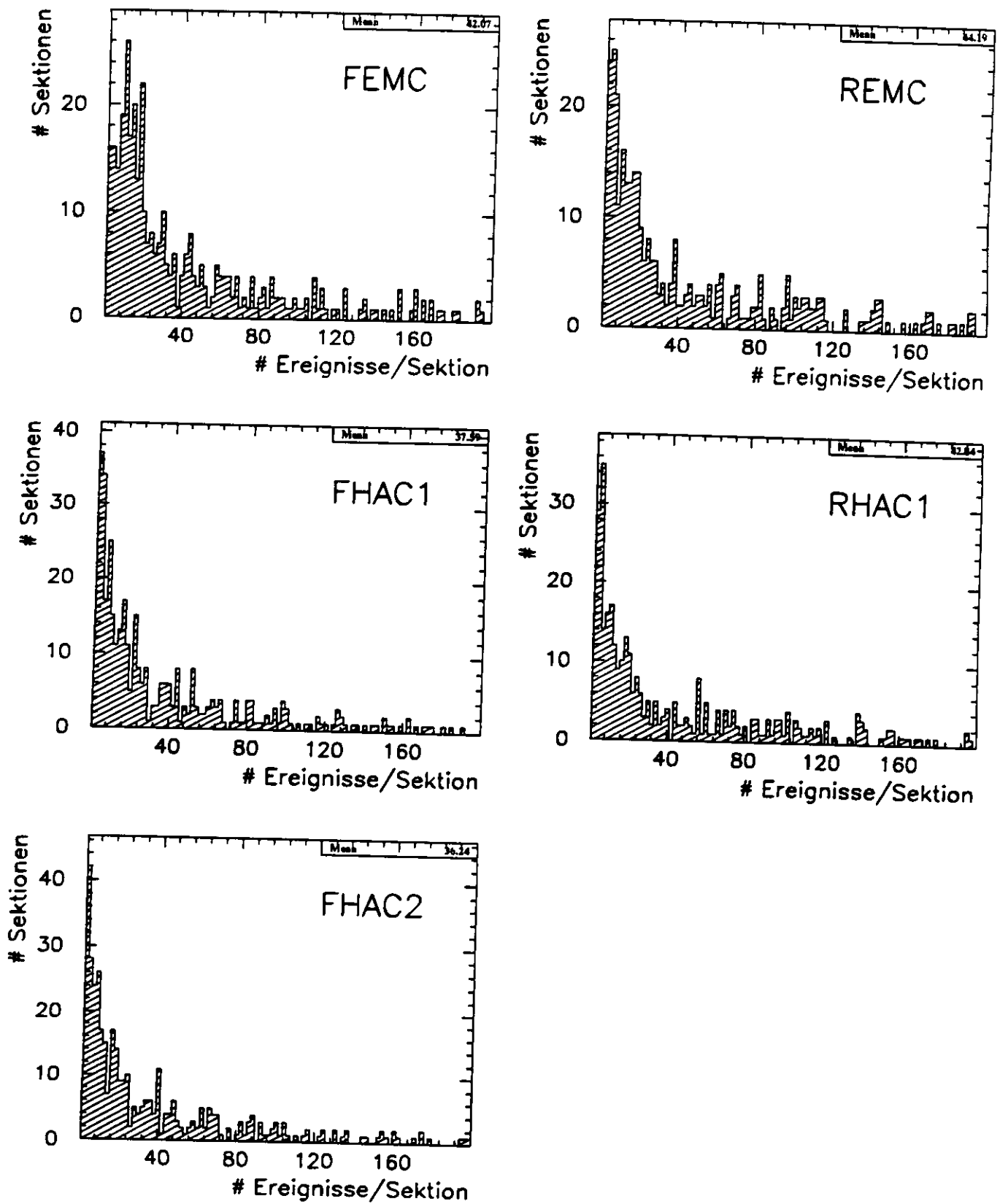


Abbildung 11.6: Anzahl der rekonstruierten Ereignisse pro Sektion für verschiedene Sektionstypen

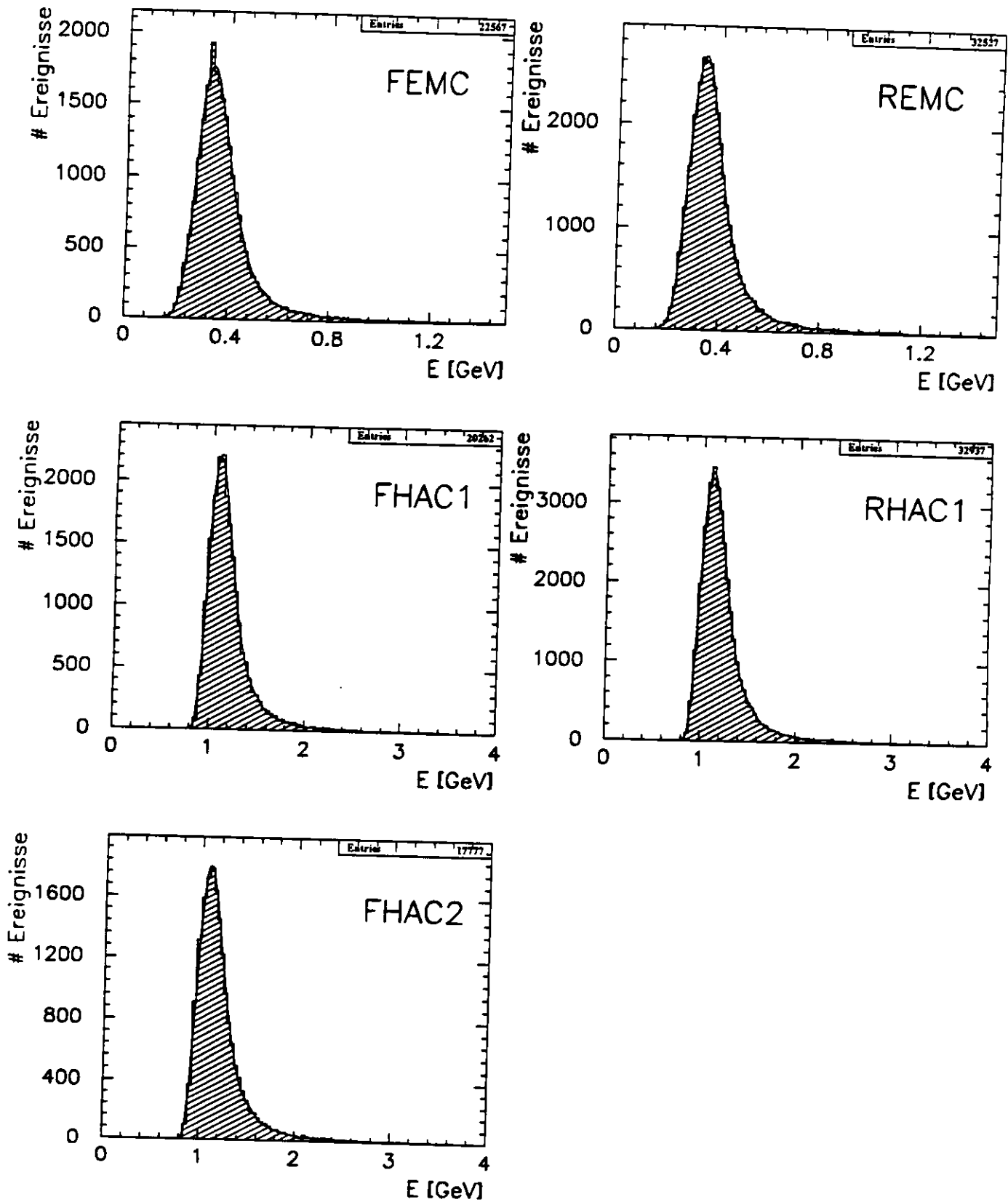


Abbildung 11.7: Beobachtete Pulshöhenspektren der Halomyonen für verschiedene Sektionstypen

Um die Kalibration der verschiedenen Sektionstypen vergleichen zu können, werden die schon in Kapitel 10 bestimmten Verhältnisse berechnet, wobei die Ergebnisse von kosmischen Myonen in runden Klammern und die jeweiligen Unterschiede in eckigen Klammern angegeben sind.

$$\begin{aligned} \frac{\langle \mu/UNO \rangle_{FEMC}}{\langle \mu/UNO \rangle_{REMC}} &= 0.994 & (1.003) & [0.9\%] \\ \frac{\langle \mu/UNO \rangle_{FHAC1}}{\langle \mu/UNO \rangle_{RHAC1}} &= 0.979 & (0.998) & [1.9\%] \\ \frac{\langle \mu/UNO \rangle_{FHAC2}}{\langle \mu/UNO \rangle_{FHAC1}} &= 1.007 & (1.005) & [0.2\%] \\ \frac{\langle \mu/UNO \rangle_{FHAC1}}{\langle \mu/UNO \rangle_{FEMC}} &= 3.233 & (3.263) & [0.9\%] \\ \frac{\langle \mu/UNO \rangle_{RHAC1}}{\langle \mu/UNO \rangle_{REMC}} &= 3.281 & (3.277) & [0.1\%] \end{aligned}$$

Auch hier wird die schon erwähnte systematisch größere deponierte Energie der Halomyonen im RCAL deutlich. Korrigiert man für diesen Effekt, so ist zu erkennen, daß die mit den beiden Datensätzen berechneten Verhältnisse besser als 0.9% übereinstimmen. Die beobachteten Abweichungen sind mit den abgeschätzten systematischen Fehlern verträglich.

Neben den bereits erwähnten Unsicherheiten kommen durch die spezielle Datennahme der Halomyonen in ZEUS noch weitere Effekte hinzu. Einerseits wird bei der Ermittlung von  $\langle \mu/UNO \rangle$  nur ein Bruchteil aller F/RCAL-Sektionen verwendet, was die Ergebnisse möglicherweise beeinflusst. Ein zusätzlicher Effekt, welcher den systematischen Fehler der  $\mu/UNO$ -Bestimmung vergrößert, liegt darin begründet, daß die Kalorimeterhälften bei der Datennahme der hier analysierten Ereignisse geöffnet waren. Die Magnetfeldkorrekturen, welche für die Rekonstruktion der Energien angewendet wurden, sind auf die Datennahme mit geschlossenem Kalorimeter abgestimmt. Der erwartete zusätzliche Beitrag zum systematischen Fehler beträgt etwa 0.5% [TSU92].

Zusammenfassend kann gefolgert werden, daß die Halomyonen genau wie kosmische Myonen auch zur präzisen Überprüfung der Kalibration des ZEUS-Kalorimeters eingesetzt werden können. Mit der zur Zeit verfügbaren Statistik kann bereits der Schluß gezogen werden, daß die relative Kalibration der einzelnen Sektionstypen auf einem Niveau von 1% und die absolute Kalibration des Kalorimeters mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent sichergestellt ist. Um darüber hinaus eine Eichung der Einzelsektionen möglich zu machen, müssten deutlich mehr Daten zur Verfügung stehen. Ferner wäre es wünschenswert, den Triggeralgorithmus für die Halomyonen so zu ändern, daß auch Ereignisse in den zentralen Türmen des Kalorimeters aufgezeichnet werden. Damit könnten auch diese Sektionen bei einer Kalibration mit Halomyonen berücksichtigt werden. Weiterhin ist es unbedingt notwendig, zukünftige Daten bei 'nominalen' Detektorbedingungen aufzuzeichnen. Einerseits sind hierbei die Kalorimeterhälften geschlossen, so daß eine optimale Kalibration des Kalorimeters sichergestellt wird und andererseits stehen die Informationen der verschiedenen Myonspektrometer in ZEUS für die Analyse zur Verfügung, was für die präzisere Bestimmung der absoluten Kalibration benötigt wird.

### 11.3 Erste Analyse von e-p-Ereignissen

Der erste Schritt bei der Analyse der e-p-Daten ist die Unterdrückung von Untergrundereignissen. Die hauptsächliche Quelle hierfür sind Strahl-Gas-Ereignisse, bei denen eine inelastische Wechselwirkung zwischen einem Strahlproton und einem Restgasatom im Bereich des Detektors stattfindet. Abbildung 11.8 zeigt ein solches Ereignis. Man erkennt hohe Energiedepositionen hauptsächlich in

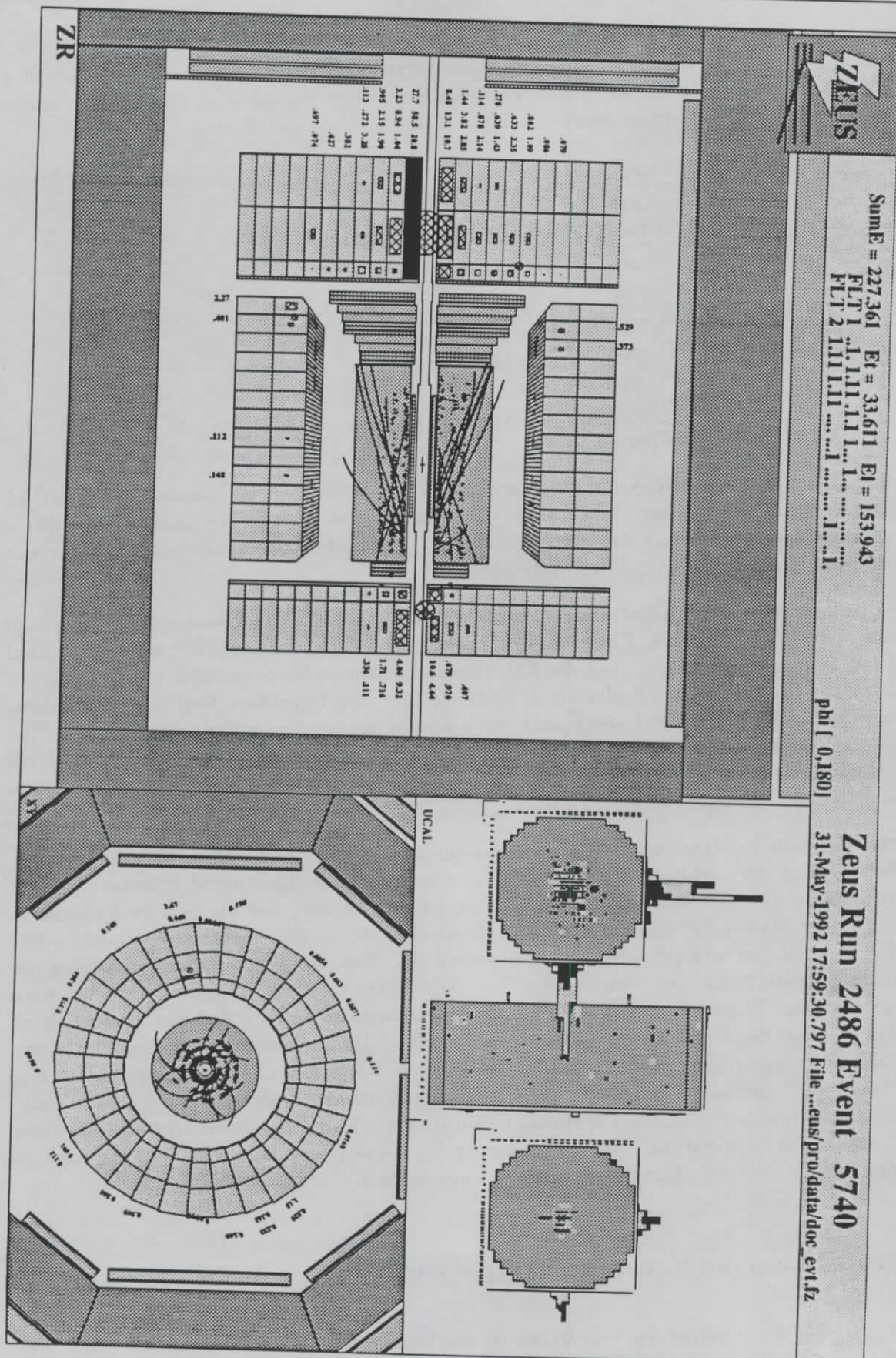


Abbildung 11.8: Zweidimensionale Darstellung eines Strahl-Gas-Ereignisses

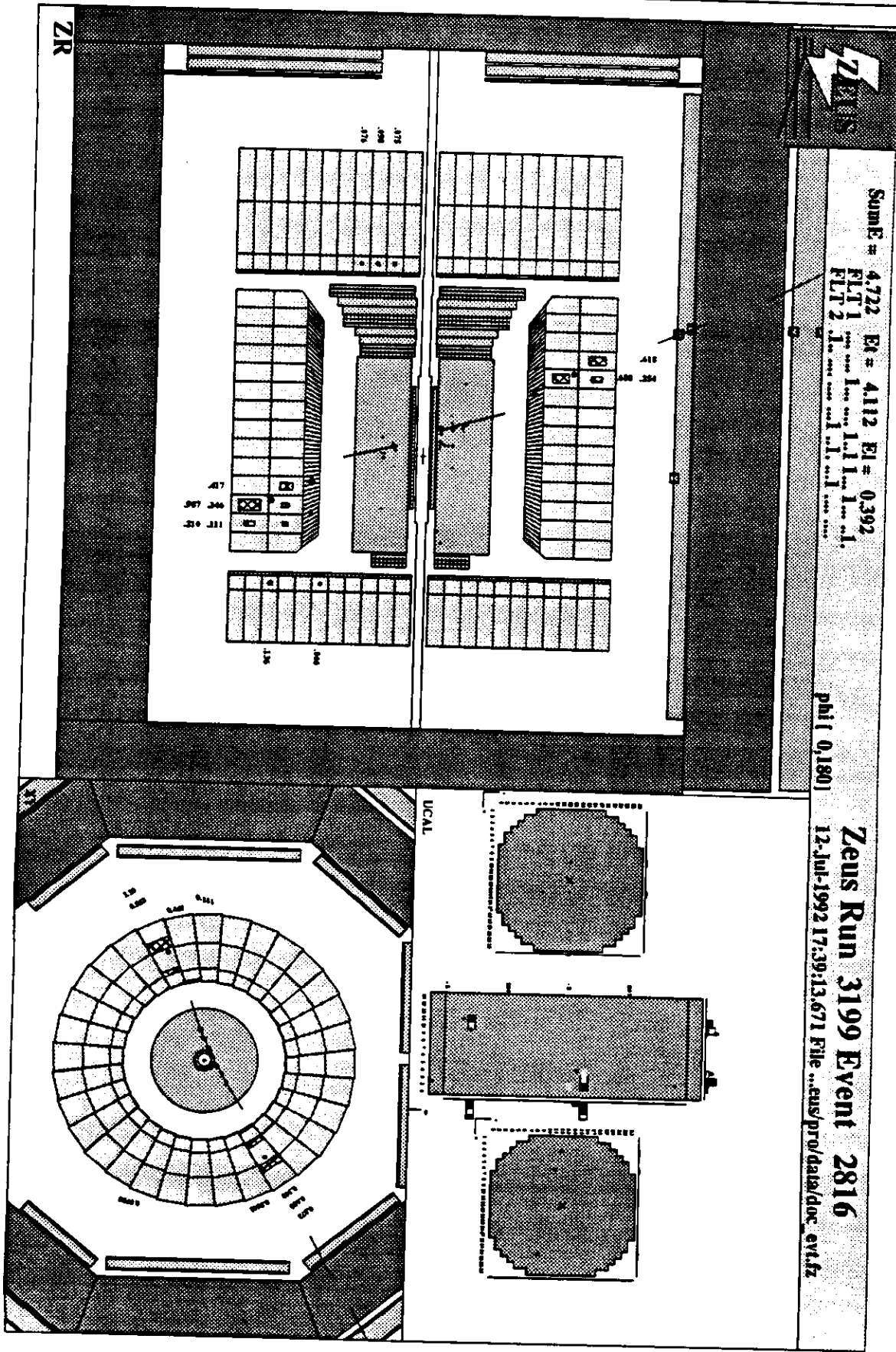


Abbildung 11.9: Zweidimensionale Darstellung eines Ereignisses ausgelöst durch ein Höhenstrahlmyon

den Strahlrohrregionen des FCAL und RCAL. Weiterhin fällt die hohe Anzahl von Treffern und rekonstruierten Spuren in der CTD auf. Wie schon mehrfach erwähnt, wird neben den CTD-Informationen die Zeitmessung mit Hilfe des Kalorimeters und des C5-Zählers zur Zurückweisung des Strahl-Gas-Untergrunds herangezogen.

Ferner erzeugen Myonen aus der Höhenstrahlung Signale im Detektor, die ein Triggersignal auslösen. In Abbildung 11.9 ist ein derartiges Ereignis dargestellt. Die Zurückweisung dieses Ereignistyps erfolgt durch Betrachtung der Myonkammern im Zentralbereich, der CTD und des Kalorimeters, wobei vor allem die spezielle Art der longitudinalen Energiedeposition von Myonen eine Rolle spielt. Ein weiteres wichtiges Hilfsmittel zur Überprüfung der Algorithmen für die Zurückweisung von Höhenstrahlteilchen stellt momentan die visuelle Betrachtung der verbliebenen Ereignisse nach Durchlaufen der Auswahlkriterien dar.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten ersten Ergebnisse wurden auf der Grundlage der I. Strahlperiode erarbeitet, während die Auswertung der Daten der II. Strahlperiode bei Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht abgeschlossen war. Die nachfolgenden Resultate berücksichtigen somit nur etwa 10% der im Jahre 1992 aufgezeichneten Ereignisse.

Im folgenden soll ein Überblick über die bei der Analyse von e-p-Ereignissen verwendeten Methoden exemplarisch anhand der Auswertung von DIS-Ereignissen gegeben werden. Die Ergebnisse von Analysen anderer Ereignistypen werden abschließend kurz zusammengefaßt.

### 11.3.1 Erstes Studium von tief inelastischer Streuung (NC) [DER92c]

Tief inelastische Streuung kann durch den Austausch eines neutralen oder geladenen Vektorbosons beschrieben werden, welches mit einem Quark des Protons wechselwirkt. Im Falle des Austausches eines elektrisch neutralen Eichbosons spricht man von 'Neutral Current' (NC). In niedrigster Ordnung erhält man ein gestreutes Lepton, einen Jet, welcher mit dem getroffenen Quark assoziiert ist, und die Überreste des Protons, welche einen kleinen Transversalimpuls erhalten. Daher gleichen das gestreute Lepton und der Stromjet den Transversalimpuls aus. Ein typisches Ereignis ist in Abbildung 11.10 dargestellt. Neben dem gestreuten Elektron, welches mit einer Energie von 39.7 GeV im BCAL nachgewiesen wurde, ist der Stromjet im Übergangsbereich zwischen FCAL und BCAL zu erkennen, welcher den Transversalimpuls des Elektrons ausgleicht. Die kinematischen Parameter für dieses Ereignis betragen  $Q^2 \simeq 2500 \text{ GeV}^2$  und  $z \simeq 0.07$ .

Die Akzeptanz des Detektors und seine Eigenschaften wurden intensiv mit Monte-Carlo Rechnungen studiert. Während zur Simulation von e-p-Ereignissen die Programmpakete HERACLES 4.1 [HER91], ARIADNE 3.0 [LÖN89] und JETSET 6.3 [SJÖ87] benutzt wurden, geschah die Beschreibung und Simulation des Detektors selbst mit GEANT 3.13 [BRU84].

#### Ereignisrekonstruktion und -selektion

Im Rahmen der 'Offline'-Analyse wurden die Informationen der CTD dazu verwendet, geladene Teilchenspuren zu rekonstruieren. Monte-Carlo Simulationen konnten zeigen, daß die Auflösung der Vertexbestimmung in Z-Richtung etwa 4 cm beträgt, verglichen mit einer Länge der Wechselwirkungszone von 22 cm. Da die Auflösung der Vertexrekonstruktion in X und Y etwa 0.6 cm beträgt, was bedeutend schlechter als die Strahlbreite von 0.1 mm ist, wurden diese Koordinaten stets auf Null gesetzt. Für den Fall, daß für ein Ereignis keine Vertexposition rekonstruiert werden konnte, wurde er in den Ursprung gelegt. Der Vertex eines Ereignisses wurde dazu verwendet, die Winkelkoordinaten der einzelnen Energiedepositionen im Kalorimeter zu bestimmen. Um den Einfluß des



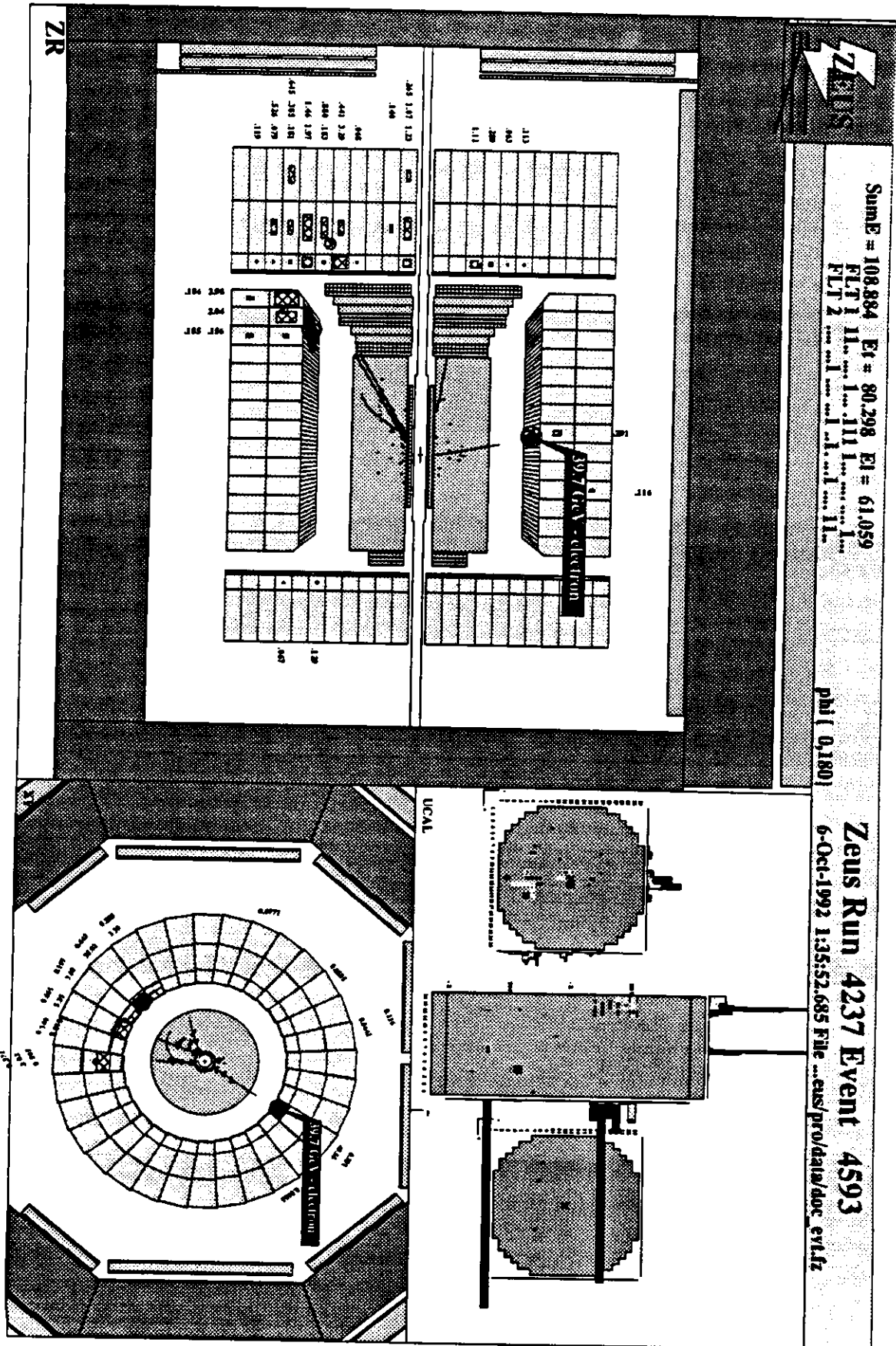


Abbildung 11.10: Zweidimensionale Darstellung eines NC-Ereignisses

Rauschens bei der Bestimmung der kinematischen Variablen zu minimieren, wurden für die Analyse Energiedepositionen unter 60 MeV (EMC) und 110 MeV (HAC) pro Kalorimeterzelle nicht betrachtet. Einzelne Photoröhren mit Energieeinträgen unter 30 MeV (EMC) und 45 MeV (HAC) wurden ebenfalls ignoriert.

Das klare Merkmal eines NC-Ereignisses ist das gestreute Elektron im Endzustand. Zur Identifikation von Elektronen im Kalorimeter wurden verschiedene Algorithmen entwickelt, welche alle die im Vergleich zu Hadronschauern kleinen lateralen und longitudinalen Ausmaße elektromagnetischer Schauer als Grundlage verwenden. Eine Untersuchung mit Monte-Carlo Methoden konnte belegen, daß der für diese Analyse verwendete Algorithmus in mehr als 98% aller Ereignisse das gestreute Elektron korrekt identifizieren konnte, vorausgesetzt es deponierte eine Energie von mehr als 5 GeV im sensitiven Bereich des Detektors. Die Position des Elektrons wurde nach seiner Identifikation durch die Betrachtung der Aufteilung des Schauersignals auf die beiden Photomultiplier der Sektion mit maximaler Energie und senkrecht dazu auf ihre beiden Nachbarzellen bestimmt. Die Auflösung der Positionsbestimmung betrug typischerweise 1.2 cm (2.1 cm) in X- (Y-) Richtung, was einer mittleren Auflösung des Elektronenwinkels im RCAL von  $\sigma_{\theta_e} = 0.5^\circ$  entspricht.

Die  $1.05 \cdot 10^6$  aufgezeichneten Ereignisse der I. Strahlperiode wurden zunächst durch verschiedene Filterstufen prozessiert, um die wenigen NC-Ereignisse aus den Rohdaten auszusortieren. Im ersten Schritt wurden aus Redundanzgründen zwei unterschiedliche Auswahlstrategien verfolgt. Während einerseits ein EMC-Triggersignal in FCAL bzw. BCAL gefordert wurde, verlangte das zweite Kriterium ein identifiziertes Elektron mit einer Energie von mindestens 4 GeV. Nach Anwendung dieser Selektion verblieben etwa 1.4% der ursprünglichen Ereignisse.

Daraufhin wurden Ereignisse von zweifelsfrei erkannten Myonen aus der Höhenstrahlung verworfen. Die Effizienz dieses Algorithmus betrug etwa 80%. Mit Monte-Carlo Rechnungen wurde sichergestellt, daß durch den bereits angesprochenen Algorithmus keine interessanten NC-Ereignisse verworfen wurden. Damit standen den folgenden Untersuchungen insgesamt 12 637 Ereignisse zur Verfügung, welche von nun an auch als 'vorselektierte Daten' bezeichnet werden.

Ein großer Teil des Untergrundes stammt von Strahl-Gas-Wechselwirkungen. Dieser kann, wie bereits erwähnt, sehr effektiv durch die Betrachtung der Kalorimeterzeiten reduziert werden. Zu diesem Zweck wurde für alle Kalorimetersektionen mit einer Energie von größer als 200 MeV ein energiegewichteter Zeitmittelwert für FCAL und RCAL berechnet. In Abbildung 11.11a ist, wie schon in Abschnitt 11.1.2 eingeführt, die Differenz der Kalorimeterzeiten ( $t_F - t_R$ ) gegen die RCAL-Zeit ( $t_R$ ) aller Ereignisse aufgetragen, für die sowohl im FCAL als auch im RCAL eine Zeit berechnet werden konnte<sup>6</sup>. Falls für ein Ereignis  $t_F$  und  $t_R$  zur Verfügung standen, wurde es akzeptiert, wenn folgende Bedingungen erfüllt waren:

$$\begin{aligned} -6 \text{ ns} < (t_F - t_R) < 0.5t_R + 6 \text{ ns} \\ |t_F| < 6 \text{ ns} \\ |t_R| < 6 \text{ ns} \end{aligned}$$

Diese Kriterien sind durch Linien in Abbildung 11.11a verdeutlicht. Der resultierende Akzeptanzverlust für DIS-Ereignisse beträgt weniger als 0.5%.

Eine weitere Untergrundkomponente bestand aus Wechselwirkungen des Elektronenstrahls mit dem Restgas. Die bisher in den Daten verbliebenen Ereignisse, welche von dem ungepaarten Elektronenpaket stammten und damit zweifelsfrei Untergrundprozesse darstellten, zeigten keine oder sehr wenig Aktivität im FCAL. Die Forderung nach einer FCAL-Energie von mindestens 1 GeV verwarf alle

<sup>6</sup>Die Zeitinformation eines Ereignisses wurde dann bestimmt, wenn in dem jeweiligen Kalorimeterteil mindestens zwei Sektionen mit einer Mindestenergie von 200 MeV nachgewiesen werden konnten.

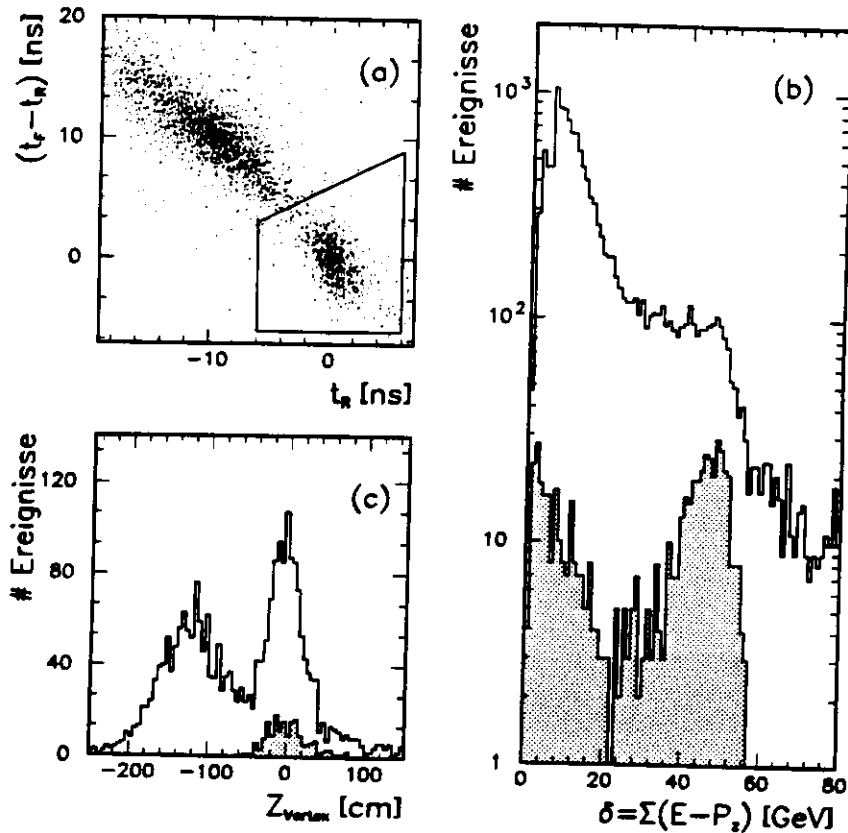


Abbildung 11.11: Globale Verteilungen der beobachteten NC-Ereignisse vor und nach den Auswahlkriterien

dieser Ereignisse, während Monte-Carlo Rechnungen zeigten, daß nur etwa 3% der DIS-Ereignisse, welche hauptsächlich bei kleinen  $y$ -Werten zu finden sind, dieses Kriterium nicht erfüllten. Darüber hinaus wurden Ereignisse verworfen, welche ein Signal von der Vetowand oder im Elektronenkalorimeter des Luminositätsdetektors eine Energie von mehr als 5 GeV aufwiesen. Um den Untergrund von als Elektronen fehlidentifizierten Hadronen zu reduzieren, wurde von dem Elektronenkandidat eine Energie von mindestens 5 GeV gefordert. Weiterhin wurde ein Schnitt auf die Position des rekonstruierten Elektrons eingeführt. Durch einen Ausschluß der Koordinaten von  $|X| < 16$  cm und  $|Y| < 16$  cm auf der Oberfläche des RCAL wird eine präzise Messung der Elektronenposition und seiner Energie ermöglicht. Ereignisse mit seitlichen Leckverlusten in das Strahlrohr wurden somit von der Analyse ausgeschlossen.

Eine wichtige Variable zur Charakterisierung der Ereignisse stellt die Größe  $\delta$  dar, welche folgendermaßen definiert ist:

$$\delta = \sum_i (E_i - p_{z,i}) \quad (11.1)$$

Es wird über alle Teilchen im Endzustand summiert. Vorausgesetzt, alle Teilchen im Endzustand können berücksichtigt werden, ist  $\delta$  eine Erhaltungsgröße und es gilt:  $\delta = 2E_e$ . Teilchen, welche in Vorwärtsrichtung im Strahlrohr verloren gehen, haben beim Ausführen der Summe einen vernachlässigbaren Beitrag. Während Abstrahlungsprozesse im Anfangszustand eine Verschiebung zu kleinen  $\delta$ -Werten bedingen, wird die Verteilung durch Meßfehler verbreitert. Da verschiedene Endzustände unterschiedliche  $\delta$ -Spektren liefern, können Untergrundprozesse gut erkannt werden. Selektierte Photoproduktionsereignisse zum Beispiel, bei denen das gestreute Elektron im Strahlrohr verschwindet und welche aufgrund von Fehlinterpretationen elektromagnetischer Energie in den Daten verblieben, tragen mit bevorzugt kleinen  $\delta$ -Werten zur Verteilung bei. Strahl-Gas-Ereignisse bedingen ebenfalls ein kleines  $\delta$ . Das experimentell bestimmte  $\delta$  unterscheidet sich von der eben ge-

gebenen Definition insofern, als daß hier nicht über alle Teilchen im Endzustand, sondern über alle Energieeinträge im Kalorimeter summiert wird. Die  $Z$ -Komponente des Impulses wird hierbei durch rekonstruierte Energie multipliziert mit  $\cos\theta$  ersetzt, wobei  $\theta$  dem Winkel zwischen Verbindungslinie von Vertex und jeweiliger Kalorimeterzelle und der Strahlachse entspricht. Abbildung 11.11b zeigt das so bestimmte  $\delta$ -Spektrum. Während die obere Kurve mit allen vorselektierten Daten erstellt wurde, zeigt das schattierte Histogramm die  $\delta$ -Verteilung nach Anwendung der bisher beschriebenen Schnitte. Die Ansammlung bei kleinen  $\delta$ -Werten ist gut von der der DIS-Ereignisse getrennt. Durch das Kriterium

$$35 \text{ GeV} < \delta < 60 \text{ GeV}$$

können die guten Ereignisse ausgewählt werden, wobei durch die obere Schranke eine Auflösungsver-schmierung bei der Energiemessung erlaubt wird.

Alle durchgeführten Selektionskriterien wurden dadurch sorgfältig überprüft, daß jeweils ein Teil der zurückgewiesenen Daten visuell begutachtet wurde. Zusätzlich wurden alle Ereignisse der endgültig verbleibenden Datenmenge betrachtet und insgesamt fünf Myonen der Höhenstrahlung und des Protonhalos identifiziert und verworfen. Nach den beschriebenen Schnitten verblieben 305 Ereignisse für die nachfolgende Analyse, bei denen abschließend überprüft wurde, daß keines dieser Ereignisse von einem ungepaarten Elektronen- bzw. Protonenpaket stammte.

Bei der Auswahl der Ereignisse wurde keine Bedingung bezüglich der Vertexrekonstruktion verlangt. Obwohl die meisten gestreuten Elektronen außerhalb der Akzeptanz der CTD liegen, kann in 58% aller Ereignisse mit Hilfe der dort nachgewiesenen geladenen Hadronen ein Vertex bestimmt werden<sup>7</sup>. Der Hauptbeitrag dieser Ineffizienz kommt hauptsächlich von Ereignissen bei kleinem  $y$ , die praktisch keine Aktivität in der CTD zeigen. Dies befindet sich in guter Übereinstimmung mit Monte-Carlo Simulationen, welche 55% voraussagen. In Abbildung 11.11c sind die rekonstruierten  $Z$ -Koordinaten der Vertices der vorselektierten Daten dargestellt. Die Ereignisse im Maximum bei  $Z_{\text{Vertex}} = 0 \text{ cm}$  stammen von  $e$ - $p$ -Ereignissen (DIS und Photoproduktion), während negative  $Z$ -Werte Untergrundeignisse darstellen. Das schattierte Histogramm zeigt die Vertexverteilung der Daten nach Durchlaufen der Auswahlkriterien. Die beobachtete Breite entspricht der bekannten Länge der Protonenpakete.

Der Untergrund durch Photoproduktionsprozesse wurde ausführlich mit Hilfe von Monte-Carlo Ereignissen getestet, welche durch die gesamte Kette der Analyseprogramme geschleust wurden. Es zeigt sich, daß dieser Untergrund für die endgültig selektierten Daten aus  $4 \pm 2$  Ereignissen besteht.

## Ergebnisse

Abbildung 11.12 vergleicht einige Verteilungen der ausgewählten Ereignisse mit Vorhersagen der Monte-Carlo Simulationen. Während die Daten als Punkte mit ihren statistischen Fehlern angegeben sind, wurden die Ergebnisse der Monte-Carlo Rechnungen als schattiertes Histogramm eingezeichnet. Abbildungen 11.12a und b zeigen die Verteilungen von Elektronenenergie und -winkel. Man erkennt, daß die Winkelverteilung, hauptsächlich eine Konsequenz des  $1/Q^2$ -Term des Photonpropagators, gut durch die Simulation reproduziert wird. Das gemessene Energiespektrum ist allerdings zu kleineren Werten hin verschoben. Dieser Effekt ist bisher noch nicht endgültig verstanden. Es liegt jedoch die Vermutung nahe, daß hierfür hauptsächlich momentane Beschränkungen der Geometriebeschreibung des Detektors in den Simulationsprogrammen verantwortlich sind, speziell die des inaktiven Materials, welches die Teilchen auf ihrem Weg vom Wechselwirkungspunkt bis zur Frontfläche des Kalorimeters durchfliegen müssen. Trotz dieser Beschränkung wird die allgemeine Charakteristik der Ereignisse

<sup>7</sup>Die später für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte verwendeten Ereignisse wiesen zu 80% einen rekonstruierbaren Vertex auf.

gut reproduziert. Abbildung 11.12c zeigt zum Beispiel die Differenz des Azimutwinkels  $\Delta\varphi$  zwischen Elektron und hadronischem System. Die Verteilung zeigt ein Maximum bei  $180^\circ$ , das Elektron und der hadronische Teilchenfluß werden also transversal in entgegengesetzte Richtungen emittiert. Abbildung 11.12d zeigt die beobachtete Verteilung der mit der Methode von Jacquet und Blondel (siehe Abschnitt 2.2.1) rekonstruierten kinematischen Variable  $y_{JB}$ . Es besteht eine gute Übereinstimmung zwischen Monte-Carlo Rechnungen und den Daten, selbst hinab zu kleinen  $y$ -Werten, welche sehr empfindlich bezüglich Kalorimeterrauschen sind. Für die nachfolgenden Verteilungen werden Ereignisse mit  $y_{JB} < 0.02$  nicht mehr weiterbetrachtet, weil die Auflösung bei der Bestimmung der kinematischen Variablen signifikant schlechter und die Messung durch systematische Effekte aufgrund von Rauschen und endlicher Segmentation des Kalorimeters beeinträchtigt wird. Die Energie des Elektrons im Endzustand kann auch mit Hilfe des Elektronenwinkels  $\theta_e$  und des Winkels des hadronischen Systems  $\theta_j$  berechnet werden [HER91]:

$$E'_{DA} = 2E_e \frac{\sin \theta_j}{\sin \theta_j + \sin \theta_e - \sin(\theta_e + \theta_j)} \quad (11.2)$$

Die Verteilung von  $E'_{DA}$  ist in Abbildung 11.12e zu erkennen. Die Daten zeigen das kinematische Maximum an der durch die Simulationsrechnungen vorausgesagten Position. Auch die Verteilung der Winkel  $\theta_j$ , welche in Bild 11.12f dargestellt ist, befindet sich in befriedigender Übereinstimmung mit den Monte-Carlo Ergebnissen. Der Winkel des hadronischen Systems wurde folgendermaßen bestimmt [HER91]:

$$\cos \theta_j = \frac{(\sum_i p_{X,i})^2 + (\sum_i p_{Y,i})^2 - \sum_i (E_i - p_{Z,i})^2}{(\sum_i p_{X,i})^2 + (\sum_i p_{Y,i})^2 + \sum_i (E_i - p_{Z,i})^2} \quad (11.3)$$

Die Summe läuft über alle Teilchen im Endzustand außer dem Elektron. Alle übrigen Bezeichnungen entsprechen denen der Gleichungen 2.14 und 2.15. Auch hier wird für die experimentelle Bestimmung von  $\cos \theta_j$  über die Energieeinträge im Kalorimeter mit Ausnahme der des Elektrons summiert.

Die Verteilungen der kinematischen Variablen  $x$  und  $Q^2$ , welche mit Hilfe der Doppelwinkelmethode (siehe Abschnitt 2.2.1) berechnet wurden, sind in Abbildung 11.13a gezeigt. Die Linien mit konstantem  $y$  sind für die Werte 0.01, 0.1 und 1.0 ebenfalls eingezeichnet. Die Projektion der Daten nach  $x$  bzw.  $Q^2$  sind als Histogramme in den Abbildungen 11.13b und c dargestellt und zeigen ebenfalls eine befriedigende Übereinstimmung mit den Simulationen. Obwohl die Datenpunkte bevorzugt in einem Bereich kleiner  $Q^2$ -Werte angesiedelt sind, welcher mit dem  $Q^2$ -Bereich vorhergehender Experimente überlappt, wird die mit den neuen Daten beobachtete  $x$ -Region um etwa zwei Größenordnungen zu kleinen Werten hin erweitert.

Für die Bestimmung der folgenden Wirkungsquerschnitte werden Regionen in der  $(x, Q^2)$ -Ebene verwendet, welche eine sowohl uniforme als auch hohe Akzeptanz besitzen. Daher wurden drei  $Q^2$ -Bereiche ( $[10, 20]$ ,  $[20, 40]$  und  $[40, 100]$  GeV<sup>2</sup>) und zwei  $x$ -Regionen ( $[0.0005, 0.0015]$ ,  $[0.0015, 0.008]$ ) ausgewählt, die auch in Abbildung 11.13a eingezeichnet sind. Diese Wahl wurde durch die Auflösung der Bestimmung der kinematischen Variablen vorgegeben, welche in den genannten Bereichen weniger als 40% für  $x$  und 25% für  $Q^2$  beträgt. Die Akzeptanz in den Regionen variierte zwischen 70% bei kleinem  $Q^2$  (dieser Bereich wird vom  $y_{JB}$ -Schnitt betroffen) und 93% bei hohem  $Q^2$ . Die gesamten Korrekturen für die Akzeptanz und die Auswanderung der Datenpunkte aufgrund der endlichen  $x$ - und  $Q^2$ -Auflösung nahmen typischerweise Werte von weniger als 20% an und hingen von der Wahl der Partondichtefunktion nur gering ab. Die Daten wurden für diese Effekte korrigiert. Um die Effekte der QED-Strahlungskorrekturen zu berücksichtigen, wurde abschließend eine Konversion zum QED(Born)-Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung unter Benutzung der Partondichtefunktion MRSD0 [MAR92] durchgeführt. Die statistischen Fehler der hier analysierten Daten schlossen eine iterative Prozedur dieser Konversion aus. Abbildung 11.13d zeigt die Ergebnisse für die berechneten Wirkungsquerschnitte. Die Born-Wirkungsquerschnitte, welche durch Extrapolationen dreier Sätze von Partondichtefunktionen (MRSD0, MTB1 und MTB2 [MOR91]) in dieses neue kinematische

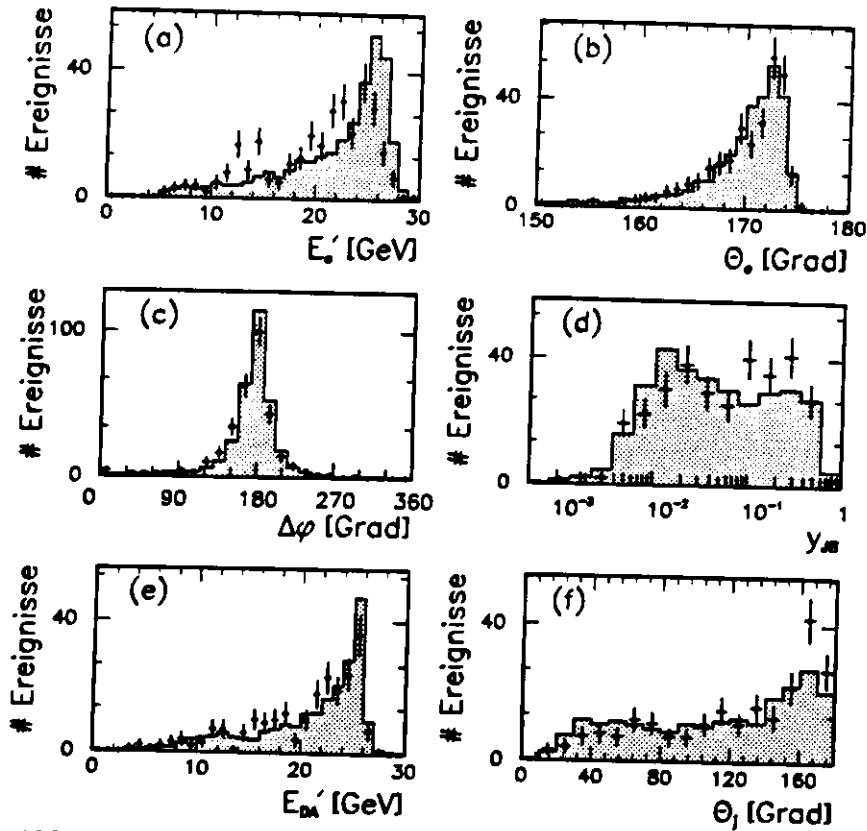


Abbildung 11.12: Vergleich der Daten mit Monte-Carlo Simulationen

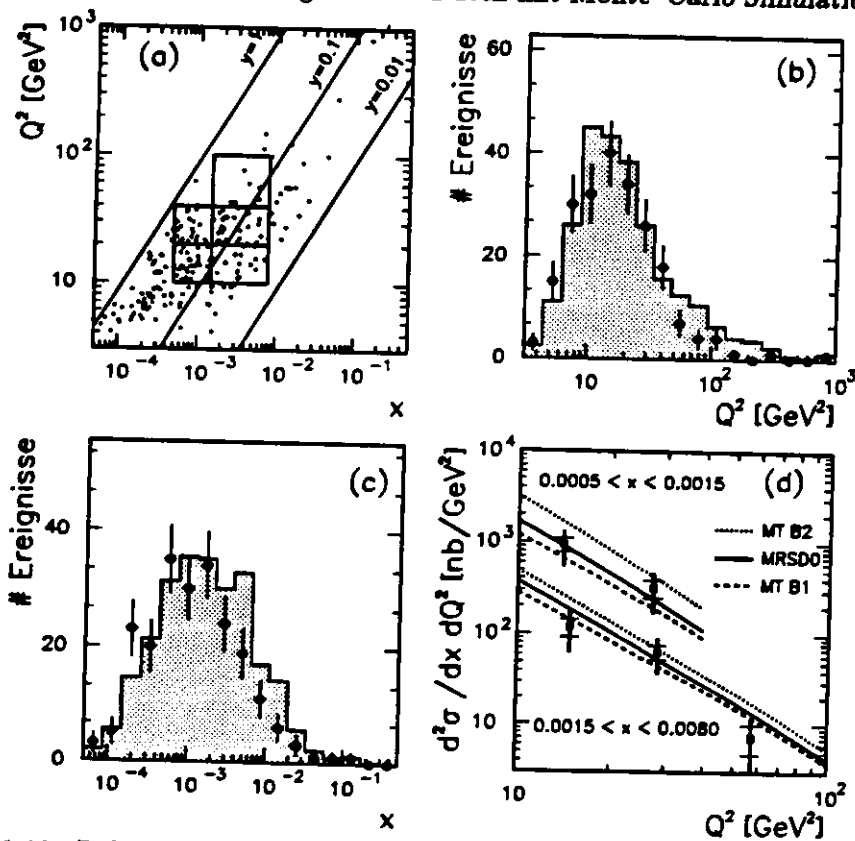


Abbildung 11.13: Rekonstruktion der kinematischen Variablen und die gemessenen Wirkungsquerschnitte

Gebiet berechnet wurden, sind als Linien eingezeichnet. Man erkennt eine gute Übereinstimmung der drei Parametrisierungen mit den experimentellen Ergebnissen im Rahmen der zur Zeit erreichten Meßgenauigkeit.

Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte repräsentieren die statistischen Fehler, während die äußeren Fehlerbalken die systematischen Effekte darstellen, welche nun diskutiert werden sollen. Die angegebenen Fehler beinhalten nicht die Unsicherheit der Luminositätsmessung von 14%.

Die Sensitivität der gemessenen Wirkungsquerschnitte bezüglich der Selektionskriterien wurde durch Veränderung der Schnittwerte in vernünftigen Bereichen getestet. Weiterhin wurden die Wirkungsquerschnitte für andere Rekonstruktionsmethoden der kinematischen Variablen bestimmt. In den ausgewählten  $(x, Q^2)$ -Bereichen besitzen etwa 80% aller Ereignisse einen rekonstruierten Vertex. Die auf der Grundlage dieser Ereignisse berechneten Wirkungsquerschnitte stehen in sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen des gesamten Datensatzes. Die Fehler, welche durch die Verwendung der MSRD0-Parametrisierung bei der Bestimmung des Born-Wirkungsquerschnittes eingeführt wurden, konnten durch den Gebrauch der MTB1- bzw. MTB2-Partondichtefunktion für die Konversion abgeschätzt werden. Der hieraus resultierende systematische Fehler nimmt abhängig von  $Q^2$  Werte zwischen 15% und 25% an, wobei diese Größen durch die Unsicherheit bei der Konversion zum Born-Wirkungsquerschnitt dominiert werden.

### Schlußfolgerungen

Mit der beschriebenen Analyse wurde das erste Studium von tief inelastischen Streuereignissen (NC) mit dem ZEUS-Detektor am Speicherring HERA vorgestellt. Der Detektor und speziell sein hochauflösendes Kalorimeter hat sich dabei als geeignet erwiesen, DIS-Ereignisse vom hohen Untergrund sauber zu isolieren. Durch die Messung der Eigenschaften des Elektrons und des hadronischen Systems können die kinematischen Variablen auf verschiedene Weisen rekonstruiert werden. Im Rahmen der statistischen Fehler befinden sich die beobachteten Verteilungen und die Wirkungsquerschnitte in ausgewählten  $(x, Q^2)$ -Bereichen in Übereinstimmung mit Extrapolationen von aktuellen Parametrisierungen der Partondichtefunktionen. Im gemessenen  $Q^2$ -Bereich sind die Daten bis in  $x$ -Regionen angesiedelt, welche zwei Größenordnungen kleiner sind, als sie bisher Experimenten zugänglich waren.

#### 11.3.2 Untersuchung von Photoproduktionsereignissen

An dieser Stelle soll eine kurze Zusammenfassung der Resultate gegeben werden, welche durch die Analyse von Photoproduktionsereignissen erarbeitet wurde. Eine ausführlichere Darstellung der verwendeten Auswahlkriterien und Analysemethoden findet man in [DER92a, DER92b].

#### Messung von $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$ bei $\sqrt{s} = 210$ GeV

In der I. Strahlperiode war die Akzeptanz des Kalorimetertriggers für die Aufzeichnung von Photoproduktionsereignissen im Normalbetrieb erheblich eingeschränkt. Wie bereits in Abschnitt 11.1.2 beschrieben, wurden daher einige Meßläufe mit abgesenkten Triggerschwellen bei gleichzeitigem Nachweis des gestreuten Elektrons im Luminositätskalorimeter durchgeführt. Die in diesem Abschnitt dargestellte Bestimmung des Wirkungsquerschnittes wurde auf der Grundlage einer integrierten Luminosität von  $227 \mu\text{b}^{-1}$  herausgearbeitet. Die Datennahme erfolgte in etwa 7 Stunden und es wurden 53 212 Ereignisse aufgezeichnet.

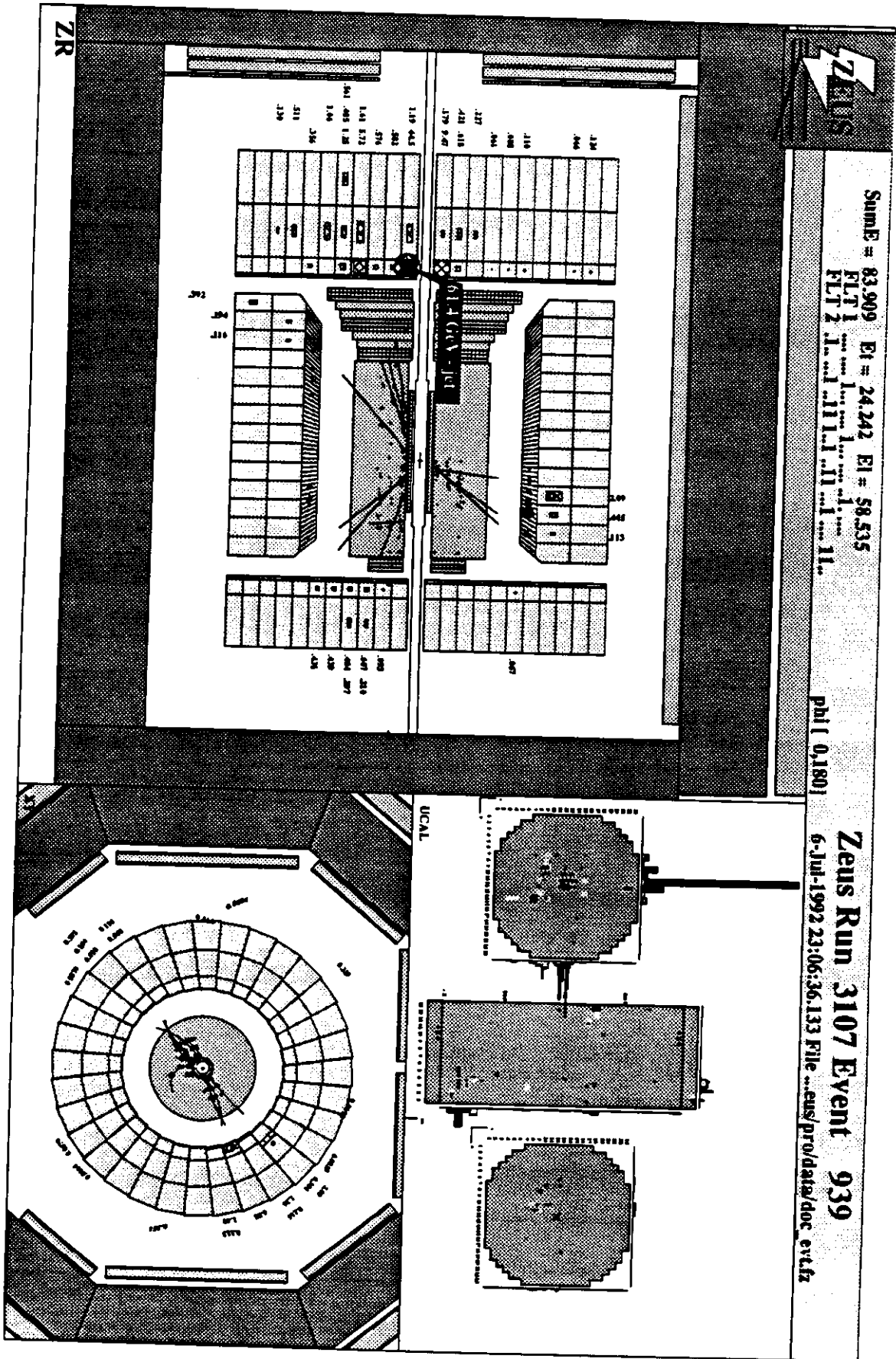


Abbildung 11.14: Zweidimensionale Darstellung eines Photoproduktionsereignisses



Zur Illustration ist in Abbildung 11.14 die Darstellung eines typischen Photoproduktionsereignisses gezeigt. Die rekonstruierte Energiedeposition im Elektronenkalorimeter des Luminositätsdetektors von 10.5 GeV ist in der Darstellung nicht zu erkennen. Bedingt durch seine Akzeptanz liegen die  $Q^2$ -Werte der beobachteten Ereignisse im Bereich von  $10^{-7}$  GeV<sup>2</sup> bis  $2 \cdot 10^{-2}$  GeV<sup>2</sup>.

Die Auswertung der Daten ergab für den totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 210 GeV:

$$\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) = 154 \pm 16 \text{ (stat.)} \pm 32 \text{ (syst.) } \mu\text{b} .$$

Dieses Ergebnis stimmt mit Modellen überein, die ein langsames Ansteigen des totalen Photoproduktionswirkungsquerschnittes zu hohen Schwerpunktsenergien hin voraussagen [HER91].

### Beobachtung von harter Streuung bei Photoproduktion bei HERA

Im Gegensatz zur tief inelastischen Streuung, wo bei hohem Impulsübertragsquadrat  $Q^2$  Mehr-Jet-Strukturen auftreten können, was als Abstrahlung von Gluonen des gestoßenen Quarks interpretiert wird, können bei hoher Schwerpunktsenergie und kleinem  $Q^2$  tief inelastische Stöße zwischen quasi-realen Photonen und Partonen des Protons stattfinden, welche zwei oder mehrere Partonen im Endzustand ergeben. Die Wechselwirkung eines Photons mit einem Gluon führt zu einem  $q\bar{q}$ -Paar (Boson Gluon Fusion). Prozesse dieser Art werden auch als 'direkte Photonprozesse' bezeichnet. Bei kleinen und mittleren Impulsüberträgen ist es jedoch wesentlich wahrscheinlicher, daß es zu einer Streuung zwischen einem Parton des Photons und einem Parton des Protons kommt. Diese Prozesse, die auch 'resolved Photonprozesse' genannt werden, erlauben eine Bestimmung der Strukturfunktion des Photons. In diesen beiden tief inelastischen Photoproduktionsprozessen wird das Lepton zu sehr kleinen Winkeln gestreut, während Impulserhaltung verlangt, daß die Partonenjets entgegengesetzten Transversalimpuls besitzen.

Die Analyse zeigt, daß bei den ausgewählten Ereignissen mit hohen Transversalimpulsen der gemessene Transversalimpuls gut erhalten ist. Die beobachtete Verteilung der transversalen Energie  $E_t$  zeigt Werte bis zu 40 GeV, was nur durch tief inelastische Prozesse erklärt werden kann. Einige Ereignisse zeigen klare 2-Jet-Topologien in einer Region des Phasenraumes, in der sie gut von den Protonfragmenten getrennt sind. Die gemessenen Raten und Wirkungsquerschnitte befinden sich in Übereinstimmung mit Vorhersagen von Monte-Carlo Simulationen, welche 'resolved Photonprozesse' beinhalten. Ein Teil der ausgewählten Ereignisse mit einer 2-Jet-Struktur weist zusätzlich Energie in Rückwärtsrichtung auf, was mit Erwartungen von Fragmenten des Photons übereinstimmt. Die beobachteten Effekte sind ein Beweis für die Existenz von harter Zweikörperstreuung zwischen Partonen des Photons und des Protons, die die Bestimmung der Photonstruktur erlauben werden.

#### 11.3.3 Suche nach CC-Ereignissen

Geladene Stromereignisse (CC) zeichnen sich durch einen großen fehlenden Transversalimpuls aus, weil das entstehende Neutrino im Detektor nicht nachgewiesen wird. Neben den üblichen Auswahlkriterien zur Unterdrückung von Strahl-Gas-Ereignissen wurden die Algorithmen verwendet, welche Myonen aus der Höhenstrahlung und aus dem Strahlhalo zurückweisen. Anschließend wurden Ereignisse als Kandidaten akzeptiert, die einen fehlenden Transversalimpuls von mindestens 9 GeV aufwiesen. Ein anschließendes visuelles Begutachten der verbleibenden Ereignisse erbrachte eine Reduktion der Daten auf einen Kandidaten, der die charakteristischen Merkmale dieser Ereignisklasse aufweist. In Abbildung 11.15 ist dieses Ereignis dargestellt, seine kinematischen Parameter betragen  $Q^2 \simeq 11\,300$  GeV<sup>2</sup> und  $x \simeq 0.3$ . Der Wirkungsquerschnitt für CC-Ereignisse mit einem Impulsübertragsquadrat größer

als  $10 \text{ GeV}^2$  beträgt etwa  $65 \text{ pb}$ . Mit einer angenommenen Triggereffizienz von 50% erwartet man daher für die verfügbare integrierte Luminosität genau ein Ereignis. Die Wahrscheinlichkeit, dabei ein Ereignis mit  $Q^2 > 10\,000 \text{ GeV}^2$  zu finden, beträgt ungefähr 10%. Der mit dem ZEUS-Detektor gelungene Nachweis des ersten CC-Ereignisses entspricht somit den abgeschätzten Erwartungen.



## Kapitel 12

# Zusammenfassung

Als eines der beiden Hochenergiephysikexperimente wurde der ZEUS-Detektor am Speicherring HERA in Hamburg aufgebaut. HERA stellt seit Juni 1992 Luminosität in Form von Kollisionen zwischen 26.67 GeV Elektronen und 820 GeV Protonen für die Experimente bereit. Die zentrale Komponente des ZEUS-Detektors ist das hochauflösende, kompensierende Uran-Szintillator-Kalorimeter, welches für die präzise Energie- und Winkelbestimmung der Sekundärteilchen aus den e-p-Kollisionen zuständig ist. Die Qualität der zu erwartenden physikalischen Ergebnisse hängt entscheidend von Energieauflösung und Kalibration des Kalorimeters ab. Die Energieauflösung  $\sigma_E/E$  beträgt  $18\%/\sqrt{E}$  (E in GeV) für Elektronen und  $35\%/\sqrt{E}$  für Hadronen, wobei diese Ergebnisse in Testexperimenten für einzelne Teilchen bestimmt wurden. Für die Kalibration der verschiedenen Kalorimetersektionen wird eine Genauigkeit von 1% angestrebt, wozu verschiedene Kalibrationsmethoden notwendig sind. Die grundsätzliche Methode ist die Eichung mit Hilfe der natürlichen Radioaktivität des Urans (UNO). Um dieses Verfahren zur absoluten Energieeichung für Teilchen von HERA einsetzen zu können, sind zusätzlich elektronische Eichungen, Kalibrationen mit optischen Signalen, Uniformitätsmessungen mit punktförmigen radioaktiven Präparaten und diverse Messungen von Prototyp- und Produktionsmodulen im Teststrahl durchgeführt worden, sowie die Kalibration der Module des Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters (FCAL und RCAL) mit Myonen aus der Höhenstrahlung.

Zur Bestimmung der Antwort der einzelnen Kalorimetersektionen auf kosmische Myonen wurde auf dem DESY-Gelände ein Teststand aufgebaut, mit dem für 40 Module des FCAL und RCAL in jeweils drei bis fünf Tagen im Mittel 200 000 (FCAL) und 300 000 (RCAL) Myonereignisse pro Modul aufgezeichnet wurden.

Als Antwort einer Sektion auf Myonen, die aufgrund der Kalibration mit dem Uransignal auch als  $\mu/\text{UNO}$  bezeichnet wird, wurde der wahrscheinlichste Wert (MOP) des gemessenen Ladungsspektrums bestimmt, indem eine aus den Daten konstruierte Fitfunktion angepaßt wurde. Die MOP-Werte betragen etwa 3.1 pC (0.33 GeV) für die Sektionen des elektromagnetischen Kalorimeterbereichs (EMC) und 10.3 pC (1.08 GeV) für die Sektionen des hadronischen Kalorimeterbereichs (HAC1 und HAC2).

Die Analyse der aufgezeichneten Daten ergab eine mittlere Varianz der  $\mu/\text{UNO}$ -Werte einzelner Module von 1.6% (FEMC), 0.6% (FHAC1), 0.9% (FHAC2), 1.0% (REMC) und 0.7% (RHAC1) nach Subtraktion des statistischen Fehlers. Diese Ergebnisse belegen, daß die Bestimmung des Antwortverhaltens des Kalorimeters auf Myonen mit einer Genauigkeit unter 1% möglich ist. Betrachtet man die Abweichung der verschiedenen Modulmittelwerte voneinander, so ergeben sich Werte von typischerweise  $\pm 1\%$  für das FCAL und  $\pm 3\%$  für das RCAL. Gibt man die Bindung an Moduleinheiten auf, läßt sich die Varianz der  $\mu/\text{UNO}$ -Werte aller Sektionen eines Typs im Vorwärts- und Rückwärtska-

lorimeter gemeinsam bestimmen. Nach Subtraktion des statistischen Fehlers ergeben sich Werte von 1.6% (FEMC), 0.8% (FHAC1), 1.1% (FHAC2), 1.8% (REMC) und 1.8% (RHAC1).

Ein Vergleich der Resultate mit den im Teststrahl des CERN kalibrierten Modulen zeigt eine gute Korrelation der Ergebnisse. Die relativen Abweichungen der Module untereinander werden durch kosmische Myonen mit einer Genauigkeit von typischerweise 0.5% reproduziert. Die Streuung der Modulmittelwerte der RCAL-Module wäre mit den vier am CERN gestesteten Modulen nicht erkennbar gewesen. Die berechneten Verhältnisse der  $\mu$ /UNO-Ergebnisse verschiedener Sektionstypen stimmen besser als 0.6% überein. Lediglich die Verhältnisse der FEMC- und REMC-Sektionen zeigen einen Unterschied von 0.9%.

Es kann somit der Schluß gezogen werden, daß die Qualität der Kalibration des ZEUS-Kalorimeters mit kosmischen Myonen mit der Eichung im Teststrahl vergleichbar ist. Die Teststrahlmessungen konnten zeigen, daß mit einer Genauigkeit von etwa 1% die Myonkalibration auf die mit Elektronen bzw. Hadronen übertragen werden kann. Daher bieten die kosmischen Myonen auch eine Eichung für aufschauende Teilchen. Da es ein nicht zu bewältigender Aufwand gewesen wäre, alle FCAL- und RCAL-Module im Teststrahl zu kalibrieren, war die Verwendung von Höhenstrahlmyonen die einzige Möglichkeit, die Uraneichung des gesamten Kalorimeters vor der Installation in den ZEUS-Detektor mit Teilchen zu überprüfen.

Darüber hinaus wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Überblick über die Betriebsbedingungen des HERA-Speicherringes und des ZEUS-Detektors während der ersten Datennahme im Jahr 1992 gegeben. Bei ständig steigender Luminosität konnte mit ZEUS eine Gesamtdatenmenge von etwa  $33 \text{ nb}^{-1}$  aufgezeichnet werden.

Als Weiterführung der Kalibrationsmessungen mit kosmischen Myonen wurde die Antwort des Kalorimeters auf Halomyonen untersucht, welche durch inelastische Proton-Restgas-Wechselwirkungen aus dem Zerfall der so produzierten Pionen entstehen und den Detektor im wesentlichen parallel zur Strahlachse durchlaufen. Auf der Grundlage von ungefähr 85 000 Ereignissen konnte ein mittlerer  $\mu$ /UNO-Wert pro Sektionstyp ermittelt werden. Während die absoluten Ergebnisse etwa 3% größer sind als die  $\mu$ /UNO-Werte der Kalibration mit kosmischen Myonen, was mit der höheren Myonenenergie erklärt werden kann, stimmen ihre Verhältnisse besser als 0.9% überein. Der Vergleich von FCAL- und RCAL-Sektionen zeigt systematische Unterschiede von etwa 1.5%, was durch den Energieverlust der Myonen im BCAL erklärt werden kann. Diese Ergebnisse belegen, daß Halomyonen zur Kalibration des Kalorimeters eingesetzt werden können. Bei einer hinreichenden Anzahl von Ereignissen kann man zusätzlich eine In-Situ-Kalibration der Einzelsektionen erwarten, dessen Qualität mit den Ergebnissen der kosmischen Myonen vergleichbar sein wird. Damit wird es möglich sein, die Stabilität der Kalibration des Kalorimeters auch während der Datennahme zu überwachen. Bereits mit der bisher verfügbaren Statistik kann der Schluß gezogen werden, daß eine relative Kalibration der einzelnen Sektionstypen auf einem Niveau von 1% und eine absolute Kalibration mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent gegeben ist.

Die erste Analyse von Daten aus  $e$ - $p$ -Kollision konnte beweisen, daß es mit dem ZEUS-Detektor möglich ist, physikalisch interessante Prozesse vom hohen Untergrund abzutrennen. Die Auswertung der Ereignisse von tief inelastischer Streuung eröffnet die Untersuchung eines neuen Bereichs kleiner Bjorken  $x$ -Werte. Nach Bestimmung der kinematischen Parameter wurde ein Vergleich der erhaltenen Verteilungen mit Vorhersagen von Simulationsrechnungen durchgeführt. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung, lediglich die Energieverteilung des gestreuten Elektrons wird noch unbefriedigend reproduziert. Verschiedene Studien konnten zeigen, daß der Grund höchstwahrscheinlich in der verbesserungswürdigen Beschreibung des Materials vor dem Kalorimeter im Monte-Carlo Programm zu suchen ist. Es wurden darüberhinaus erste Wirkungsquerschnitte angegeben und die Ergebnisse von Vorhersagen verschiedener Parametrisierungen der Strukturfunktionen verglichen. Es ergibt sich eine

befriedigende Übereinstimmung, aufgrund der Fehler kann jedoch zur Zeit nicht zwischen verschiedenen Alternativen unterschieden werden.

Die Analyse von Photoproduktionsereignissen konnte den totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt bei  $\sqrt{s} = 210$  GeV von  $154 \pm 16(\text{stat.}) \pm 32(\text{syst.}) \mu\text{b}$  ermitteln. Weiterhin wurden Teilchenjets als Ergebnis harter Streuung beobachtet und ein deutlicher Hinweis auf 'resolved Photon'-Ereignisse gefunden.

Die Suche nach Kandidaten für CC-Ereignisse lieferte bisher ein Ereignis, welches die typische Struktur dieser Ereignisklasse aufweist.

Schon die Analyse der ersten e-p-Ereignisse konnte äußerst interessante und vielversprechende Resultate liefern, die bereits veröffentlicht wurden. In Erwartung einer erheblichen Steigerung der Luminosität ab Juni 1993 darf mit Spannung den zu erwartenden Resultaten der nächsten Jahre entgegengeblickt werden.

## Anhang A

# Die kubische 'Spline'-Interpolation

Allgemein besteht das Problem der Interpolation darin, daß man eine Funktion  $f(x)$  nur an bestimmten Stützstellen  $x_1, x_2, \dots, x_N$  mit  $x_1 < \dots < x_N$  gegeben hat. Der analytische Ausdruck für  $f(x)$  ist nicht bekannt, man möchte aber trotzdem ihren Wert an einer beliebigen Stelle berechnen. Die Aufgabe ist nun, auf vernünftige Art und Weise eine glatte Kurve durch die bekannten Punkte zu legen, die es gestattet, auch zwischen den Stützstellen Funktionswerte zu bestimmen.

Hat man also zum Beispiel eine Tabelle von Funktionswerten  $y_i = y_i(x_i)$ ,  $i = 1 \dots N$  und konzentriert sich zunächst auf das Intervall zwischen  $x_j$  und  $x_{j+1}$ , gibt es als einfachste Methode die Möglichkeit der linearen Interpolation. Der Funktionswert an der Stelle  $x$  mit  $x_j < x < x_{j+1}$  ist dann:

$$y(x) = A(x)y_j + B(x)y_{j+1} \quad (\text{A.1})$$

mit:

$$A(x) = \frac{x_{j+1} - x}{x_{j+1} - x_j} \quad (\text{A.2})$$

$$B(x) = \frac{x - x_j}{x_{j+1} - x_j} \quad (\text{A.3})$$

Angenommen, es sei zusätzlich zu den  $y_i$  eine weitere Tabelle  $y_i''$  bekannt, wobei es sich hier um die zweite Ableitung der Funktion  $y$  handelt, was später noch gezeigt werden soll.

Man kann nun die Werte für  $y_j''$  und  $y_{j+1}''$  als Linearkoeffizienten zweier linear unabhängiger kubischer Polynomterme ausdrücken, welche die Übereinstimmung der tabellierten Funktionswerte von  $y_j$  und  $y_{j+1}$  an den Endpunkten des betrachteten Intervalls  $x_j$  und  $x_{j+1}$  für eine beliebige Wahl der  $y_j''$  und  $y_{j+1}''$  nicht zerstören sollen. Man kann zeigen, daß diese Bedingungen erfüllt ist, wenn:

$$y(x) = A(x)y_j + B(x)y_{j+1} + C(x)y_j'' + D(x)y_{j+1}'' \quad (\text{A.4})$$

wobei  $A$  und  $B$  wie in den Gleichungen A.2, A.3 und  $C$ , sowie  $D$  folgendermaßen definiert sind:

$$C(x) = \frac{1}{6}(A(x)^3 - A(x))(x_{j+1} - x_j)^2 \quad (\text{A.5})$$

$$D(x) = \frac{1}{6}(B(x)^3 - B(x))(x_{j+1} - x_j)^2 \quad (\text{A.6})$$

An dieser Stelle ist zu bemerken, daß die Abhängigkeit von der unabhängigen Variablen  $x$  ausschließlich durch die lineare  $x$ -Abhängigkeit von  $A$  und  $B$ , und, ebenfalls durch  $A$  und  $B$ , die kubische  $x$ -Abhängigkeit von  $C$  und  $D$  gegeben ist.

Man kann nun zeigen, daß die  $y''$  tatsächlich die zweite Ableitung des interpolierenden Polynoms dritten Grades darstellen. Berechnet man die Ableitungen von Gleichung A.4, so ergibt sich:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{y_{j+1} - y_j}{x_{j+1} - x_j} - \frac{3A^2 - 1}{6}(x_{j+1} - x_j)y_j'' + \frac{3B^2 - 1}{6}(x_{j+1} - x_j)y_{j+1}'' \quad (\text{A.7})$$

und:

$$\frac{d^2y}{dx^2} = Ay_j'' + By_{j+1}'' \quad (\text{A.8})$$

Da  $A(x_j) = 1$  und  $A(x_{j+1}) = 0$ , wobei für  $B$  das umgekehrte gilt, kann man sofort erkennen, daß  $y''$  gerade die tabulierte zweite Ableitung von  $y$  darstellt. Darüber hinaus ist sie kontinuierlich an der Grenze zweier Intervalle (z.B.  $[x_{j-1}, x_j]$  und  $[x_j, x_{j+1}]$ ).

Bisher wurden noch keine expliziten Werte der  $y_j''$  eingeführt. Eine willkürliche Wahl würde bewirken, daß die Werte der ersten Ableitung (siehe Gleichung A.7) an den Übergängen der verschiedenen Intervalle nicht kontinuierlich sind. Die zentrale Idee dieses Verfahrens ist es, diese Kontinuität zu fordern und somit Bestimmungsgleichungen für die  $y_j''$  zu erhalten.

Diese Gleichungen ergeben sich aus der Forderung, daß Ausdruck A.7 für  $x = x_j$  im Intervall  $[x_{j-1}, x_j]$  und für  $x = x_j$  im Intervall  $[x_j, x_{j+1}]$  gleichgesetzt wird. Einfache Umstellungen der resultierenden Gleichungen ergibt für  $j = 2 \dots (N-1)$  folgendes Resultat:

$$\frac{x_j - x_{j-1}}{6}y_{j-1}'' + \frac{x_{j+1} - x_{j-1}}{3}y_j'' + \frac{x_{j+1} - x_j}{6}y_{j+1}'' = \frac{y_{j+1} - y_j}{x_{j+1} - x_j} - \frac{y_j - y_{j-1}}{x_j - x_{j-1}} \quad (\text{A.9})$$

Dies sind  $N - 2$  lineare Gleichungen mit  $N$  Unbekannten  $y_i''$ ,  $i = 1, \dots, N$ . Für eine eindeutige Lösung benötigt man also zwei weitere Bedingungen, üblicherweise Randbedingungen bei  $x_1$  und  $x_N$ . Die am häufigsten verwendeten Möglichkeiten sind:

- $y_1''$  und/oder  $y_N''$  werden Null gesetzt, so daß die zweite Ableitung an der jeweiligen Grenze verschwindet.
- Berechnung von  $y_1''$  und  $y_N''$  mit Hilfe von Gleichung A.7 so, daß die erste Ableitung der Funktion an den Grenzen einen spezifischen Wert annimmt.

Für die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Analyse wurde als Randbedingung die erste Ableitung an den Randwerten des betrachteten Wertebereich der Funktion Null gesetzt.

Eine detailliertere Beschreibung des Algorithmus und der verwendeten ProgrammROUTINEN findet sich in [PRE86].



## Anhang B

# Einfluß der Bauleranzen auf die Kalibration

In diesem Abschnitt soll der Effekt der Dickenvariationen der einzelnen Szintillator-, Uran- und Edelmetalllagen auf das Verhältnis von Teilchen- zu UNO-Signal  $i/\text{UNO}$  ( $i = e$ : Elektronen und  $i = h$ : Hadronen) abgeschätzt werden. Damit läßt sich bestimmen, inwieweit die Nichtuniformität der Materialdicken einen Einfluß auf die Güte der Eichung des Kalorimeters mit dem Uransignal hat. Die folgenden Ausführungen erfolgen in Anlehnung an einen entsprechenden Abschnitt in [AND91]. Mit Hilfe dieser Überlegungen wurden die Materialtoleranzen und Qualitätskriterien für den Bau des ZEUS-Kalorimeters festgelegt.

Die 'Sampling Fraction' (zur Definition siehe Abschnitt 5.2.2) der Teilchensorte  $i$  kann folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$i = \frac{i}{mip} \cdot mip = \left( \frac{i}{mip} \right) \frac{\epsilon_s s}{\epsilon_u u + \epsilon_c c + \epsilon_s s} \quad (\text{B.1})$$

mit:

$\frac{e}{mip}$	=	0.62	: Verhältnis der 'Sampling Fractions' von Elektronen und MIPs
$\frac{h}{mip}$	=	0.62	: Verhältnis der 'Sampling Fractions' von Hadronen und MIPs
$c$	=	$2 \times 0.2 \text{ mm}$	: Nominaldicke der Edelmetallhülle (EMC)
		$2 \times 0.4 \text{ mm}$	: Nominaldicke der Edelmetallhülle (HAC)
$u$	=	3.3 mm	: Nominaldicke der Uranplatten
$s$	=	2.6 mm	: Nominaldicke der Szintillatorplatten
$\epsilon_c$	=	11.7 MeV/cm	: Mittlerer Energieverlust eines MIPs in Eisen
$\epsilon_u$	=	20.7 MeV/cm	: Mittlerer Energieverlust eines MIPs in Uran
$\epsilon_s$	=	2.0 MeV/cm	: Mittlerer Energieverlust eines MIPs in Szintillator

Der Effekt der Dickenvariationen einer einzelnen Schicht  $k$  kann daher auf folgende Weise ausgedrückt werden:

$$\left. \frac{\Delta i}{i} \right|_k = f_s^i \left. \frac{\Delta s}{s} \right|_k + f_u^i \left. \frac{\Delta u}{u} \right|_k + f_c^i \left. \frac{\Delta c}{c} \right|_k \quad (\text{B.2})$$

mit:

$\Delta s, \Delta u, \Delta c$  : Dickenvariationen von Szintillator, Uran bzw. der Edelmetallumhüllung

und:

$$f_s^i = \frac{\epsilon_u u + \epsilon_c c}{\epsilon_s s + \epsilon_u u + \epsilon_c c} \quad (\text{B.3})$$

$$f_u^i = \frac{-\epsilon_u u}{\epsilon_s s + \epsilon_u u + \epsilon_c c} \quad (\text{B.4})$$

$$f_c^i = \frac{-\epsilon_c c}{\epsilon_s s + \epsilon_u u + \epsilon_c c} \quad (\text{B.5})$$

Damit ergeben sich die in Tabelle B.1 dargestellten Werte für die Konstanten  $f^{e,h}$ . Der bisher dargestellte Formalismus kann auf Myonen nicht so ohne weiteres übertragen werden, da ihr Energieverlust im Gesamtkalorimeter von Ereignis zu Ereignis schwankt, während Elektronen und Hadronen ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren. Die Ergebnisse für  $f^\mu$  kommen aufgrund der Annahme zustande, daß sich die Myonen näherungsweise wie MIPs verhalten, Prozesse wie die Entwicklung hochenergetischer  $\delta$ -Elektronen und Bremsstrahlung also nicht berücksichtigt werden.

Konstante	EMC	HAC
$f_s^{e,h}$	+0.93	+0.94
$f_u^{e,h}$	-0.87	-0.82
$f_c^{e,h}$	-0.06	-0.11
$f_s^\mu$	+1.00	+1.00
$f_u^\mu$	-	-
$f_c^\mu$	-	-

Tabelle B.1: Werte der Konstanten  $f^{e,h,\mu}$  für EMC- und HAC-Sektionen

Nimmt man keine Korrelationen der Toleranzen für die einzelnen Lagen an, so erhält man bei der Betrachtung aller Kalorimeterschichten, welche die entsprechenden Teilchen absorbieren:

$$\frac{\Delta i}{i} = F_s^i \frac{\Delta s}{s} \oplus F_u^i \frac{\Delta u}{u} \oplus F_c^i \frac{\Delta c}{c} \quad (\text{B.6})$$

wobei:

$$F_s^i = \left[ \sum_k (f_s^i \epsilon_k)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{B.7})$$

- $\Delta s, \Delta u, \Delta c$  : rms-Werte der Dickenfluktuationen
- $\epsilon_i$  : Bruchteil der Energie, der durch Elektronen in einer speziellen Schicht deponiert wird
- $k$  : Index für die verschiedenen Schichten

Entsprechende Beziehungen gelten auch für die Größen  $F_u^i$  und  $F_c^i$ .

Da das Kalorimeter mit Hilfe des Signals von der Radioaktivität des Urans kalibriert werden soll, ist die wichtige zu betrachtende Größe das Verhältnis  $i/\text{UNO}$ , wobei UNO das UNO-Signal in der betrachteten Sektion darstellt. Um die Effekte der Dickentoleranzen auf das Uransignal abschätzen zu können, wurden die Resulte von Untersuchungen verwendet, die in [AND84] vorgestellt sind. Gemäß den Messungen dort kann die Strahlungsdosis  $D$  einer dicken Uranschicht nach einem Absorber der Dicke  $t$  folgendermaßen parametrisiert werden als:

$$D(t) = Ae^{-t/a} + Be^{-t/b} \quad (\text{B.8})$$

mit:

- $A \simeq 1.95 \text{ mGy/h}$   
 $B \simeq 0.05 \text{ mGy/h}$   
 $a, b$  : Parameter, welche ungefähr mit den  $dE/dx$ -Verlusten skalieren:  
 $a_s = 1.24 \text{ mm}$        $b_s = 36 \text{ mm}$   
 $a_c = 0.17 \text{ mm}$        $b_c = 6.5 \text{ mm}$

Die Konstanten  $A$  und  $B$  sind annähernd materialunabhängig. Der erste Term dieser Beziehung kann als Komponente mit kurzer Reichweite ( $\beta$ -Komponente) angesehen werden, während der zweite Term einer Komponente mit großer Reichweite ( $\gamma$ -Komponente) entspricht. Die Energie, die durch eine Szintillatorschicht der Dicke  $s$  hinter einer Edelstahlfolie der Dicke  $c$  absorbiert wird, ist somit:

$$\text{UNO} \simeq A e^{-c/a_c} a_s (1 - e^{-s/a_s}) + B e^{-c/b_c} b_s (1 - e^{-s/b_s}) \quad (\text{B.9})$$

Diese Beziehung wurde durch Integration über die Szintillatordicke der Dosis  $D(t)$  (siehe Gleichung B.8) nach der Edlestahlumhüllung ermittelt. Der Einfluß der Dickenvariationen der verschiedenen Lagen auf das UNO-Signal ist daher:

$$\frac{\Delta(\text{UNO})}{\text{UNO}} = f_s^{uno} \frac{\Delta s}{s} \oplus f_c^{uno} \frac{\Delta c}{c} \quad (\text{B.10})$$

Der Effekt der Uranplattendicke ist sehr viel kleiner als der von Szintillator und Edlestahlhülle. Er geht nicht unmittelbar aus diesen Betrachtungen hervor und wird daher nur abgeschätzt. Die relevanten Werte der  $f^{uno}$  sind in Tabelle B.2 dargestellt.

Konstante	EMC	HAC
$f_s^{uno}$	+0.40	+0.53
$f_u^{uno}$	+0.05	+0.13
$f_c^{uno}$	-0.99	-1.53

Tabelle B.2: Werte der Konstanten  $f^{uno}$  für EMC- und HAC-Sektionen

Genauso wie bei der Bestimmung der 'Sampling Fraction'  $i$ , kann der Effekt der Dickentoleranzen einer gesamten Sektion durch Summation über die einzelnen Szintillatorschichten ermittelt werden:

$$\frac{\Delta(i/\text{UNO})}{i/\text{UNO}} = F_s \frac{\Delta s}{s} \oplus F_u \frac{\Delta u}{u} \oplus F_c \frac{\Delta c}{c} \quad (\text{B.11})$$

wobei:

$$F_s = \left[ \sum_i (f_s^i \epsilon_i - f_s^{uno} \epsilon_{uno})^2 \right]^{1/2} \quad (\text{B.12})$$

$\epsilon_{uno}$  : Bruchteil des UNO-Signals, welches durch eine spezielle Lage dazugesteuert wird

Entsprechende Beziehungen gelten auch für  $F_u$  und  $F_c$ . Es stellt sich heraus, daß diese Größen ziemlich unabhängig von der Teilchenenergie sind. Mit Hilfe der nun bekannten Parameter kann aus Beziehung B.11 und den Dickentoleranzen von 1.1% für die Szintillatoren, 1.9% für die Uranplatten und 1.8% für die Edlestahlhülle (2 Schichten pro Lage) [AND91] die Größe  $\Delta(i/\text{UNO})/(i/\text{UNO})$  bestimmt werden.

Die Ergebnisse dieser Betrachtung für Elektronen, Hadronen und Myonen werden in Tabelle B.3 zusammengefaßt. Der Unterschied zwischen EMC- und HAC-Sektionen besteht in der unterschiedlichen Anzahl der Lagen (26 für EMC und 80 für HAC) und der verschiedenen Dicke der Edlestahlhülle (0.2 mm für EMC und 0.4 mm für HAC). Die Toleranzen sind darüber hinaus etwas weiter in den

HAC-Sektionen, aber die Energiedeposition ist über einen größeren Bereich des Kalorimeters verteilt. Tatsächlich wurden für Myonen und Hadronen bei den hier vorgestellten Abschätzungen flache Verteilungen der  $\epsilon_i$  angenommen.

Für EMC(HAC)-Sektionen erhält man Werte von 0.6% für  $\Delta(e/UNO)$ , 0.4%(0.3%) für  $\Delta(h/UNO)$  und 0.3%(0.2%) für  $\Delta(\mu/UNO)$ . Während die Schwankungen der Urandicke den dominierenden Beitrag bei der Bestimmung von  $\Delta(e/UNO)$  darstellen, ist es bei  $\Delta(h/UNO)$  und  $\Delta(\mu/UNO)$  hauptsächlich die Dickentoleranz der Edelstahlhülle.

Vergleiche der  $e/UNO$ -Ergebnisse von den Strahlkalibrationen der FCAL- und RCAL-Module am CERN mit Dickenmessungen der Uranplatten konnten eine signifikante Korrelation dieser Größen zeigen [FAW91]:

$$\frac{\Delta(e/UNO)}{e/UNO} = -(0.75 \pm 0.30) \quad (\text{B.13})$$

Dieses experimentelle Ergebnis kann nun mit folgendem erwarteten Verhältnis verglichen werden:

$$\frac{\Delta(e/UNO)}{e/UNO} = f_u^e + f_u^{uno} = -0.87 + 0.05 = -0.82 \quad (\text{B.14})$$

Da dieser Beitrag nur einer unter mehreren Komponenten ist, die zur Streuung  $\Delta(e/UNO)$  beitragen, kann eine Korrektur dieses Effektes die experimentell ermittelte Varianz von  $\Delta(e/UNO)$  nur um etwa 8% reduzieren. Die Übereinstimmung im Bereich der Fehler zeigt, daß die Eingangparameter  $f$  in einer vernünftigen Größenordnung abgeschätzt wurden. Daraus kann auch geschlossen werden, daß die verlangten Bautoleranzen und Qualitätsanforderungen in etwa erreicht wurden.

Vergleicht man die eben abgeschätzten Werte für  $\Delta(\mu/UNO)$  mit den Ergebnissen aus Kapitel 10, so wird deutlich, daß die Einflüsse der Materialdicken nur einen untergeordneten Beitrag spielen, sondern andere instrumentelle Effekte wie die Nichtuniformitäten der Lichtauslese die experimentellen Größen dominieren.

EMC	$f^e$	$f^{uno}$	$F$	$\Delta t/t$	$\Delta(e/UNO)$
s	+0.93	+0.40	0.21	1.1%	0.2%
u	-0.87	+0.05	0.25	1.9%	0.5%
c	-0.06	-0.99	0.18	1.8%	0.3%
Summe					0.6%
EMC	$f^h$	$f^{uno}$	$F$	$\Delta t/t$	$\Delta(h/UNO)$
s	+0.93	+0.40	0.10	1.1%	0.1%
u	-0.87	+0.05	0.18	1.9%	0.3%
c	-0.06	-0.99	0.18	1.8%	0.3%
Summe					0.4%
EMC	$f^\mu$	$f^{uno}$	$F$	$\Delta t/t$	$\Delta(\mu/UNO)$
s	+1.00	+0.40	0.12	1.1%	0.1%
u	-	+0.05	0.01	1.9%	0.0%
c	-	-0.99	0.19	1.8%	0.3%
Summe					0.3%
HAC	$f^h$	$f^{uno}$	$F$	$\Delta t/t$	$\Delta(h/UNO)$
s	+0.94	+0.53	0.05	2.4%	0.1%
u	-0.82	+0.13	0.11	2.1%	0.2%
c	-0.11	-1.53	0.16	1.3%	0.2%
Summe					0.3%
HAC	$f^\mu$	$f^{uno}$	$F$	$\Delta t/t$	$\Delta(\mu/UNO)$
s	+1.00	+0.53	0.05	2.4%	0.1%
u	-	+0.13	0.01	2.1%	0.0%
c	-	-1.53	0.17	1.3%	0.2%
Summe					0.2%

Tabelle B.3: Zusammenfassung der Ergebnisse von  $\Delta(e/UNO)$ ,  $\Delta(h/UNO)$  und  $\Delta(\mu/UNO)$  der EMC- und HAC-Sektionen

## Anhang C

# Verfügbarkeit der Resultate

Die Fitergebnisse mit zwei und drei freien Parametern sind für die verschiedenen getesteten Sektionen auf dem DESY IBM-Großrechner im folgenden Datensatz verfügbar:

'FO1FUR.ZEU.COSMIC.FINAL.RESULTS'

Für jedes Modul findet man dort zwei 'Member' mit den Namen:

RESEnn für EMC Resultate und  
RESHnn für HAC Resultate.

wobei:

nn : Modulnummer (Reihenfolge bei den Testmessungen):  
FCAL Module:  $01 \leq nn \leq 20$   
RCAL Module:  $21 \leq nn \leq 40$

Die erste Zeile des 'Members' enthält eine Beschreibung des Kalorimetermoduls:

KAL_TYP	N_TURM	N_EMG_TURM	DATUM
---------	--------	------------	-------

wobei:

KAL\_TYP : Typ des Kalorimetermoduls  
N\_TURM : Anzahl der Türme  
N\_EMG\_TURM : Anzahl der Türme, die EMC Streifen enthalten  
DATUM : Datum, an dem das 'Member' erstellt wurde

Der Rest der Daten beschreibt die Ergebnisse der Fits mit der 'Spline'-Funktion. Eine Gruppe von fünf Zeilen enthält die Resultate einer Sektion. Die Zahlen sind im einzelnen:

I_SEKTION	N_EREIGNIS	CHI_2_3PAR	CHI_2_2PAR
BREITE_3PAR	MOP_3PAR	SKALA_3PAR	
ERR_BREITE_3PAR	ERR_MOP_3PAR	ERR_SKALA_3PAR	
BREITE_2PAR	MOP_2PAR	SKALA_2PAR	
ERR_BREITE_2PAR	ERR_MOP_2PAR	ERR_SKALA_2PAR	

wobei:

**I\_SEKTION** : Nummerierung der Sektionen (s.u.)  
**N\_EREIGNIS** : Anzahl der Ereignisse in gefitteter Verteilung  
**CHI\_2\_3PAR** :  $\chi^2$ -Wert des Fits (3 freie Parameter)  
**CHI\_2\_2PAR** :  $\chi^2$ -Wert des Fits (2 freie Parameter)  
**BREITE\_3PAR** : Breite der gefitteten Funktion (3 freie Parameter)  
**MOP\_3PAR** : Wahrscheinlichster Wert der gefitteten Funktion (3 freie Parameter)  
**SKALA\_3PAR** : Skalierungsfaktor der gefitteten Funktion (3 freie Parameter)  
**ERR\_BREITE\_3PAR** : Fehler der Breite des Fits (3 freie Parameter)  
**ERR\_MOP\_3PAR** : Fehler des wahrscheinlichsten Wertes des Fits (3 freie Parameter)  
**ERR\_SKALA\_3PAR** : Fehler des Skalierungsfaktors des Fits (3 freie Parameter)  
**BREITE\_2PAR** : Breite der gefitteten Funktion (2 freie Parameter)  
**MOP\_2PAR** : Wahrscheinlichster Wert der gefitteten Funktion (2 freie Parameter)  
**SKALA\_2PAR** : Skalierungsfaktor der gefitteten Funktion (2 freie Parameter)  
**ERR\_BREITE\_2PAR** : Fehler der Breite des Fits (2 freie Parameter)  
**ERR\_MOP\_2PAR** : Fehler des wahrscheinlichsten Wertes des Fits (2 freie Parameter)  
**ERR\_SKALA\_2PAR** : Fehler des Skalierungsfaktors des Fits (2 freie Parameter)

Die Nummerierungskonvention der verschiedenen Sektionen **I\_SEKTION** ist:

EMC Sektionen:	1	→	$N\_TURN + (4/IKAL - 1) * N\_EMC\_TURN$
HAC Sektionen:	$(25 - N\_TURN) / 2$	→	$(23 + N\_TURN) / 2$

wobei:

**IKAL** = 1 für FCAL  
 2 für RCAL

Bei den FCAL-Modulen werden im 'Member' RESHnn zuerst die Resultate der HAC1-Sektionen und danach die der HAC2-Sektionen gespeichert.

## Anhang D

## Tabellen

Parameter	Protonen- Ring	Elektronen- Ring	Einheit
Nominalenergie	820	30	GeV
Schwerpunktsenergie		314	GeV
$Q_{\max}^2$		98 400	(GeV/c) <sup>2</sup>
Luminosität		$1.5 \cdot 10^{31}$	cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>
Polarisationszeit		28	min
Anzahl von WW-Punkten		4	
Kreuzungswinkel		0	mrad
Freier Platz für Experimente		±5.5	m
Umfang		6336	m
Länge der geraden Sektionen		360	m
Krümmungsradius	588	608	m
Magnetfeld	4.65	0.165	T
Energiebereich	300–820	10–33	GeV
Injektionsenergie	40	14	GeV
Umlaufende Ströme	160	58	mA
Gesamtzahl der Teilchen	$2.1 \cdot 10^{13}$	$0.8 \cdot 10^{13}$	
Anzahl von Paketen		210	
Anzahl von Plätzen		220	
Zeit zwischen Kreuzungen		96	ns
Emittanz ( $\epsilon_x/\epsilon_y$ )	0.71 / 0.71	3.4 / 0.7	$10^{-8}$ m
$\beta$ -Funktion ( $\beta_x^*/\beta_y^*$ )	10 / 0.1	2 / 0.7	m
'Beam Tune Shift' ( $Q_x/Q_y$ )	0.0026 / 0.0014	0.0023 / 0.0026	
Strahlgröße bei Kreuzung ( $\sigma_x$ )	0.27	0.26	mm
Strahlgröße bei Kreuzung ( $\sigma_y$ )	0.08	0.07	mm
Strahlgröße bei Kreuzung ( $\sigma_z$ )	11	0.8	cm
Energieverlust pro Umlauf	$1.4 \cdot 10^{-10}$	127	MeV
Kritische Energie	$10^{-6}$	111	keV
Max. Umfangspannung	0.2 / 0.4	260	MV
Gesamt RF Leistung	1	13.2	MW
RF Frequenz	52.033 / 208.13	499.667	MHz
Füllzeit	20	15	min

Tabelle D.1: Parameter des HERA-Speicherringes



Modul	Produktions- name	Position in ZEUS	Modul- Typ	Zeitraum	Anzahl der gespeicherten Trigger
C01	FNL02	16	F12	08.10.90 - 22.10.90	467 000
C02	FCD05	07	F12	22.10.90 - 29.10.90	216 000
C03	FCD01	09	F12	29.10.90 - 02.11.90	120 000
C04	FNL04	17	F12	02.11.90 - 07.11.90	158 000
C05	FNL05	15	F12	07.11.90 - 12.11.90	230 000
C06	FNL03	10	F12	12.11.90 - 16.11.90	162 000
C07	FCD03	11	F11	16.11.90 - 20.11.90	199 000
C08	FCD02	13	F11	20.11.90 - 26.11.90	284 000
C09	FNL01	14	F12	26.11.90 - 30.11.90	172 000
C10	FCD04	08	F12	30.11.90 - 04.12.90	166 000
C11	FNL06	05	F22	04.12.90 - 10.12.90	273 000
C12	FNL07	19	F22	10.12.90 - 13.12.90	143 000
C13	FCD07	06	F21	13.12.90 - 17.12.90	186 000
C14	FCD09	20	F31	17.12.90 - 20.12.90	090 000
C15	FNL10	03	F41	20.12.90 - 03.01.91	166 000
C16	FCD06	18	F21	03.01.91 - 07.01.91	203 000
C17	FNL11	21	F41	07.01.91 - 10.01.91	135 000
C18	FCD08	04	F31	10.01.91 - 14.01.91	185 000
C19	FCD24	12T	F1T	14.01.91 - 17.01.91	120 000
C20	FCD26	12B	F1B	17.01.91 - 24.01.91	320 000
C21	RCD15	15	R12	24.01.91 - 28.01.91	328 000
C22	RCD13	13	R11	28.01.91 - 31.01.91	285 000
C23	RNL15	14	R12	31.01.91 - 04.02.91	340 000
C24	RNL13	16	R12	04.02.91 - 07.02.91	211 000
C25	RCD12	11	R11	07.02.91 - 11.02.91	376 000
C26	RNL12	08	R12	11.02.91 - 14.02.91	301 000
C27	RNL14	09	R12	14.02.91 - 19.02.91	518 000
C28	RNL17	07	R21	19.02.91 - 21.02.91	271 000
C29	RCD16	17	R21	21.02.91 - 25.02.91	251 000
C30	RNL16	06	R22	25.02.91 - 01.03.91	334 000
C31	RCD14	10	R12	01.03.91 - 04.03.91	273 000
C32	RCD17	05	R23	04.03.91 - 07.03.91	206 000
C33	RCD18	19	R23	07.03.91 - 11.03.91	362 000
C34	RNL18	18	R22	11.03.91 - 14.03.91	245 000
C35	RCD19	20	R31	14.03.91 - 18.03.91	309 000
C36	RCD20	04	R31	18.03.91 - 21.03.91	214 000
C37	RNL21	21	R41	21.03.91 - 25.03.91	334 000
C38	RNL22	03	R41	25.03.91 - 28.03.91	184 000
C39	RCD23	12B	R1B	03.04.91 - 09.04.91	257 000
C40	RCD25	12T	R1T	09.04.91 - 21.04.91	470 000

Tabelle D.2: Überblick über die Module, die im Teststand kalibriert wurden

FEMC-Ergebnisse					
Modulnummer	$\langle\mu/UNO\rangle$ [pC]	$\sigma(\mu/UNO)$ [%]	$\Delta(\mu/UNO)$ [%]	Anzahl der Sektionen	$\langle\#Ereignisse\rangle_{Sektion}$
C01	3.082	2.80	-1.52	74	883
C02	3.152	1.39	0.70	71	522
C03	3.178	2.28	1.54	71	280
C04	3.134	1.76	0.13	68	460
C05	3.159	1.26	0.93	74	629
C06	3.110	1.39	-0.63	74	471
C07	3.148	1.50	0.59	80	510
C08	3.132	1.36	0.09	80	730
C09	3.149	1.68	0.61	74	454
C10	3.156	1.87	0.85	74	517
C11	3.103	1.65	-0.86	54	697
C12	3.129	1.11	-0.02	54	389
C13	3.185	1.49	1.75	60	620
C14	3.122	1.66	-0.24	46	370
C15	3.098	1.21	-1.03	26	560
C16	3.151	1.67	0.69	60	565
C17	3.120	2.07	-0.31	26	453
C18	3.093	2.04	-1.17	46	672
C19	3.093	3.44	-1.19	37	379
C20	3.101	4.48	-0.91	37	652
Mittelwert	3.130	1.91			

Tabelle D.3: Ergebnisse der FEMC-Sektionen für alle getesteten Module

FHAC1-Ergebnisse					
Modulnummer	$\langle\mu/UNO\rangle$ [pC]	$\sigma(\mu/UNO)$ [%]	$\Delta(\mu/UNO)$ [%]	Anzahl der Sektionen	$\langle\#Ereignisse\rangle_{Sektion}$
C01	10.280	0.54	0.03	23	3726
C02	10.280	0.67	0.03	23	2181
C03	10.315	0.90	0.37	23	1231
C04	10.302	0.71	0.24	23	1872
C05	10.293	0.49	0.15	23	2767
C06	10.392	0.89	1.12	23	1869
C07	10.336	0.62	0.57	23	2081
C08	10.370	0.72	0.90	23	3093
C09	10.348	0.62	0.69	23	1963
C10	10.226	0.99	-0.50	23	2123
C11	10.386	0.55	1.06	21	3155
C12	10.262	0.65	-0.15	21	1798
C13	10.273	0.44	-0.04	21	2892
C14	10.370	0.58	0.90	19	1519
C15	10.207	0.63	-0.69	17	2667
C16	10.243	0.59	-0.33	21	2809
C17	10.171	0.76	-1.03	17	2088
C18	10.301	0.62	0.23	19	2777
C19	10.040	0.93	-2.31	10	1736
C20	10.149	0.94	-1.25	10	3389
Mittelwert	10.277	0.69			

Tabelle D.4: Ergebnisse der FHAC1-Sektionen für alle getesteten Module

FHAC2-Ergebnisse					
Modulnummer	$\langle\mu/\text{UNO}\rangle$ [pC]	$\sigma(\mu/\text{UNO})$ [%]	$\Delta(\mu/\text{UNO})$ [%]	Anzahl der Sektionen	$\langle\#\text{Ereignisse}\rangle_{\text{Sektion}}$
C01	10.338	0.85	-0.44	23	3831
C02	10.638	0.82	2.44	23	2202
C03	10.349	0.85	-0.34	23	1232
C04	10.492	0.88	1.04	23	1876
C05	10.548	0.66	1.58	23	2746
C06	10.538	0.80	1.48	23	1898
C07	10.345	0.67	-0.38	23	2090
C08	10.367	0.77	-0.17	23	3108
C09	10.610	0.57	2.18	23	2053
C10	10.396	1.10	0.11	23	2200
C11	10.342	0.70	-0.41	21	3145
C12	10.411	0.97	0.26	21	1817
C13	10.363	0.67	-0.20	21	2894
C14	10.334	0.89	-0.48	19	1806
C15	10.287	1.29	-0.94	17	3000
C16	10.291	0.71	-0.90	21	2872
C17	10.218	1.46	-1.60	17	2539
C18	10.199	0.97	-1.79	19	3443
C19	10.346	1.46	-0.36	10	1749
C20	10.274	1.18	-1.06	10	3548
Mittelwert	10.384	0.91			

Tabelle D.5: Ergebnisse der FHAC2-Sektionen für alle getesteten Module

REMC-Ergebnisse					
Modulnummer	$\langle\mu/\text{UNO}\rangle$ [pC]	$\sigma(\mu/\text{UNO})$ [%]	$\Delta(\mu/\text{UNO})$ [%]	Anzahl der Sektionen	$\langle\#\text{Ereignisse}\rangle_{\text{Sektion}}$
C21	3.107	1.81	-0.13	40	3797
C22	3.115	1.16	0.14	42	3253
C23	3.153	1.28	1.36	40	3700
C24	3.124	1.14	0.43	40	2388
C25	3.065	1.18	-1.46	42	4559
C26	3.154	0.96	1.39	40	3419
C27	3.128	0.83	0.55	40	6076
C28	3.069	0.82	-1.35	36	3127
C29	3.038	0.90	-2.34	36	3028
C30	3.083	0.98	-0.89	34	3979
C31	3.103	0.88	-0.25	40	3333
C32	3.124	1.22	0.44	32	2423
C33	3.082	1.21	-0.93	32	4328
C34	3.097	0.77	-0.44	34	2898
C35	3.160	0.94	1.59	28	3941
C36	3.140	1.36	0.95	28	2782
C37	3.153	1.09	1.37	20	3093
C38	3.060	1.26	-1.63	20	1049
C39	3.138	1.23	0.88	19	4932
C40	3.121	0.73	0.33	9	8346
Mittelwert	3.111	1.09			

Tabelle D.6: Ergebnisse der REMC-Sektionen für alle getesteten Module

RHAC1-Ergebnisse					
Modulnummer	$\langle \mu / \text{UNO} \rangle$ [pC]	$\sigma(\mu / \text{UNO})$ [%]	$\Delta(\mu / \text{UNO})$ [%]	Anzahl der Sektionen	(#Ereignisse) <sub>Sektion</sub>
C21	10.306	0.78	-0.73	23	5309
C22	10.363	0.62	-0.18	23	4514
C23	10.116	0.92	-2.55	23	5010
C24	10.221	0.55	-1.55	23	3164
C25	10.097	0.95	-2.74	23	5971
C26	10.270	0.78	-1.08	23	4455
C27	10.212	0.52	-1.63	23	7951
C28	10.398	1.02	0.16	21	4448
C29	10.483	0.60	0.98	21	4382
C30	10.597	1.34	2.07	21	5680
C31	10.412	0.56	0.30	23	4446
C32	10.502	0.40	1.16	21	3485
C33	10.635	0.44	2.44	21	6138
C34	10.630	0.55	2.39	21	4192
C35	10.318	0.52	-0.61	19	5733
C36	10.365	0.71	-0.16	19	4003
C37	10.310	0.78	-0.69	17	5724
C38	10.084	0.89	-2.87	17	1924
C39	10.852	1.06	4.54	10	7186
C40	10.459	0.93	0.75	10	14350
Mittelwert	10.381	0.75			

Tabelle D.7: Ergebnisse der RHAC1-Sektionen für alle getesteten Module

Bezeichnung in Abb. 10.8	Reihenfolge des Tests	Bezeichnung beim Bau	Bezeichnung in [AND91]
FCAL			
1	C01	NL2	FCAL4
2	C03	CDN1	FCAL3
3	C04	NL4	FCAL6
4	C06	NL3	FCAL2
5	C08	CDN2	FCAL5
6	C09	NL1	FCAL1
RCAL			
1	C22	CDN13	RCAL4
2	C24	NL13	RCAL1
3	C25	CDN12	RCAL2
4	C27	NL14	RCAL3

Tabelle D.8: Zusammenhang zwischen den verschiedenen Nummerierungskonventionen der am CERN getesteten Module

# Literaturverzeichnis

- [AMA81] U. Amaldi,  
Physica Scripta 23 (1981) 409.
- [AND84] B. Anders und H. Brückmann,  
*Radiation Damage from natural DU Radioactivity*,  
I. Inst. für Experimentalphysik (Univ. Hamburg), Jahresbericht 1984/85, S. 75;  
P. A. Plato,  
Int. Journal of Applied Radiation and Isotopes 33(1979) 109;  
R. L. Coleman, C. G. Hudson und P. A. Plato,  
Health Physics 44(1983) 395.
- [AND86] B. Anders et al.,  
*Performance of a Uranium-Scintillator Calorimeter*,  
DESY 86-105 (1986);  
G. d'Agostini et al.,  
Nuclear Instruments and Methods A274 (1989) 134.
- [AND90] A. Andresen et al.,  
Nuclear Instruments and Methods A290 (1990) 95.
- [AND91] A. Andresen et al.,  
Nuclear Instruments and Methods A309 (1991) 101.
- [BEH90] U. Behrens et al.,  
Nuclear Instruments and Methods A289 (1990) 115.
- [BEH92] U. Behrens et al.,  
*Quality Control and Calibration of the ZEUS Forward and Rear Calorimeters with  $^{60}\text{Co}$  Sources*,  
DESY 92-064 (1992).
- [BER87] E. Bernardi,  
*On the Optimisation of the Energy Resolution of Hadron Calorimeters*,  
Dissertation, Universität Hamburg (1987), DESY F1-87-01.
- [BER91] A. Bernstein et al.,  
*Calibration of the Calorimeter Readout Electronics (Version 1.0)*,  
ZEUS-Note 91-114.
- [BET34] H. Bethe und W. Heitler  
Proc. Roy. Soc., A146 (1934) 83.

- [BLA90] Blankers et al.,  
*Construction of the ZEUS Forward/Rear Calorimeter Modules at NIKHEF,*  
NIKHEF-H/90-11.
- [BLO79] A. Blondel, F. Jacquet,  
*Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe,*  
Editor: U. Amaldi, DESY 79/48 (1979).
- [BÖC81] R.K. Böck et al.,  
*Nuclear Instruments and Methods A186* (1981) 553.
- [BOT90] H. Boterenbrood et al.,  
*The Transputer Readout System of the CERN Test Setup,*  
ZEUS Note 90-010;  
L. W. Wiggers und J. C. Vermeulen,  
*Comp. Phys. Comm.* 57(1989)316.
- [BRÜ86a] H. Brückmann, B. Anders, U. Behrens,  
*Hadron Sampling Calorimetry - A Puzzle of Physics,*  
DESY 86-155 (1986).
- [BRÜ86b] H. Brückmann und H. Kowalski,  
*Some Results of ZEUS-Test 35,*  
ZEUS-Note 86-026.
- [BRÜ87] H. Brückmann, et al.,  
*On the Theoretical Understanding of Sampling Calorimeters,*  
DESY 87-064 (1987).
- [BRU84] R. Brun et al.,  
*GEANT User Guide ,*  
CERN DD/EE/84-1.
- [BRU87] R. Brun und J. Zoll,  
*ZEBRA User Guide,*  
CERN Computer Centre, Program Library, long write-up Q100.
- [BRU89] R. Brun et al.,  
*PAW Physics Analysis Workstation,*  
CERN Computer Centre, Program Library, long write-up Q121.
- [BRU68] J. L. Brun und B. L. Kintz,  
*Computational Handbook of Statistics,*  
Scott, Foresman and Company (1968).
- [CAS92] G. Cases und A. Fürtjes,  
*Calibration of the Forward and Rear ZEUS Calorimeter using Cosmic Ray Muons,*  
ZEUS-Note 92-068.
- [CAL89a] A. Caldwell,  
*Scale Factors for the DU Calorimeter,*  
ZEUS-Note (1989).
- [CAL89b] A. Caldwell, A. Fürtjes, E. Ros, T. Tsurugai,  
*Test of Calorimeter Electronics and other Results obtained at the CERN-PS,*  
ZEUS-Note 89-045.

- [CAL92] A. Caldwell et al.,  
*Measurement of the Time Development of Particle Showers in a Uranium Scintillator Calorimeter*,  
DESY 92-165 (1992).
- [CRI89a] J. Crittenden, M. Krämer, E. Ros, T. Tsurugai,  
*Stability and Calibration Tests with the FCAL Prototype Moduls*,  
ZEUS-Note 89-009.
- [CRI89b] J. A. Crittenden und O. Köll,  
*FCAL Prototyp Test Results in the Energy Range 10-100 GeV*,  
ZEUS-Note 89-062.
- [DAU86] E. Daubie et al.,  
*Nuclear Instruments and Methods A252* (1986) 435.
- [DER92a] M. Derrick et al.,  
*A Measurement of  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  at  $\sqrt{s} = 210$  GeV*,  
*Phys. Lett. B* 293 (1992) 465.
- [DER92b] M. Derrick et al.,  
*Observation of Hard Scattering in Photoproduction at HERA*,  
*Phys. Lett. B* 297 (1992) 404.
- [DER92c] M. Derrick et al.,  
*Initial Study of Deep Inelastic Scattering using the ZEUS Detector at HERA*,  
DESY 92-180 (1992).
- [FAB85] C. Fabjan,  
*Calorimetry in High-Energy Physics*,  
in: *Techniques and Concepts of High Energy Physics-III*,  
Editor: T. Ferbel, Addison-Wesley (1985) 257.
- [FAW91] H. Fawcett,  
*The Effect of Variations in DU Plate Thickness on the Calibration of the ZEUS FCAL and RCAL*,  
ZEUS-Note 91-028.
- [FRE92] A. Freidhof,  
ZEUS-Note in Vorbereitung.
- [FÜR89a] A. Fürtjes, E. Ros, T. Tsurugai,  
*Calorimeter Tests at the CERN-PS (I)*,  
ZEUS-Note 89-069.
- [FÜR89b] A. Fürtjes, E. Ros, T. Tsurugai,  
*Calorimeter Tests at the CERN-PS (II)*,  
ZEUS-Note 89-105.
- [FÜR90] A. Fürtjes,  
*Verhalten des ZEUS Uran-Szintillator-Kalorimeters für niederenergetische Teilchen mit Energien von 0.2 - 10.0 GeV*,  
Diplomarbeit, Universität Münster (1990), DESY F35-90-02.

- [HAM88] R. Hamatsu, E. Ros, J. Troconiz, T. Tsurugai,  
*First Test Results from the FCAL Prototype*,  
ZEUS-Note 88-028.
- [HAY62] P. J. Haymann und A. W. Wolfendale,  
Proc. Phys. Soc. 80(1962), 710.
- [HER87] HERA Workshop,  
*Proceedings of the HERA Workshop, Vol. 1+2*,  
Editor: R. D. Peccei, DESY, Hamburg, October 12-14, 1987.
- [HER91] HERA Workshop,  
*Physics at HERA: Proceedings of the HERA Workshop, Vol. 1-3*,  
Editors: W. Buchmüller und G. Ingelmann, DESY, Hamburg, October 29-30, 1991.
- [ISH92] T. Ishii et al.,  
*Automatic Test of Photomultiplier Tubes for the ZEUS Forward and Rear Calorimeter*,  
ZEUS-Note 92-038.
- [ISO90] Persönliche Mitteilung eines Mitarbeiters der DESY-Gruppe B2.
- [KAM83] T. Kamon et al.,  
Nuclear Instruments and Methods A213 (1983) 261.
- [KLA87] R. Klanner,  
*Thickness Tolerance on Fe-Cladding*,  
ZEUS-Note 87-011.
- [KLE84] K. Kleinknecht,  
*Detektoren für Teilchenstrahlung*,  
Teubner (1984).
- [KRE92] B. Krebs,  
Persönliche Mitteilungen.
- [KRÜ84] J. Krüger,  
*Shower Development in an Uranium/Scintillator Calorimeter (WA78) and the Requirements for the Hadron Calorimeter of the ZEUS-Detektor*,  
ZEUS-Note 86-019.
- [KRÜ90] J. Krüger,  
*Length of Calorimeters and Effect of Absorbers in Front of Calorimeters*,  
Bericht des ECFA-/LHC-Workshop, Aachen, 4.-9. Oktober 1990.
- [KUZ92a] V. A. Kuzmin,  
*The Dependence of the Natural Radioactivity Signal of a Uranium-Scintillator Calorimeter on Magnetic Field*,  
ZEUS-Note 92-045.
- [KUZ92b] V. A. Kuzmin,  
Vorträge in den wöchentlichen Treffen der ZEUS-Kalorimetergruppe (1992).
- [LAN44] L. Landau,  
J. Phys. 8 (1944) 201. (Englische Übersetzung)



- [LÖN89] L. Lönnblad,  
*A Monte Carlo for QCD Cascades in the Color Dipole Formulation*,  
Lund Preprint, LU TP-89-10.
- [LÖH92] B. Löhr,  
*First Results from ZEUS*,  
Vortrag auf der XXVI. Internationalen Konferenz für Hochenergiephysik in Dallas, August  
1992 und ZEUS-Note 92-074.
- [LOH85] W. Lohmann, R. Kopp und R. Voss,  
*Energy Loss of Muons in the Energy Range 1-10000 GeV*,  
CERN 85-03.
- [LOH81] E. Lohrmann,  
*Hochenergiephysik*,  
Teubner (1981).
- [LOH83] E. Lohrmann,  
*Einführung in die Elementarteilchenphysik*,  
Teubner (1983).
- [LOH90] E. Lohrmann,  
Persönliche Mitteilungen.
- [MAR92] A. D. Martin et al.,  
RAL Preprint, DTP-92-19 und RAL-92-021.
- [MIT92] J. Mitchell,  
ZEUS-Note in Vorbereitung.
- [MOL91] K. Molthagen,  
*Spurrekonstruktion für die Myonen-Kalibration der ZEUS-Kalorimetermodule*,  
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1991).
- [MOR91] J. G. Morfin und W. K. Tung,  
Z. Phys. C52 (1991) 13.
- [MOY55] J. Moyal,  
Phil. Mag. 46 (1955) 263.
- [NOT90] D. Notz,  
*The ZEUS IBM Online Program ZEUSIBM*,  
ZEUS-Notes 90-126 und 90-126a.
- [PAR90] Particle Data Group,  
*Review of Particle Properties*,  
Phys. Lett. B 239 (1990).
- [PER82] D.H. Perkins,  
*Introduction to High Energy Physics*,  
Addison-Wesley (1982).
- [PES89] J. del Peso und E. Ros,  
*On the Energy Resolution of Electromagnetic Sampling Calorimeters*,  
Nuclear Instruments and Methods A276 (1989) 456.

- [PRE86] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Tenkolsky, W. T. Vetterling,  
*Numerical Recipes; The Art of Scientific Computing*,  
Cambridge University Press (1986).
- [ROS48] B. Rossi,  
*Interpretation of Cosmic-Ray Phenomena*,  
Rev. of Mod. Physics 20 (1948) 237.
- [ROS52] B. Rossi,  
*High Energy Particles*,  
Prentice Hall, New York (1952).
- [SIP89] W. Sippach et al.,  
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-36(1989)465;  
A. Caldwell et al.,  
Nuclear Instruments and Methods A321 (1992) 356.;  
L. Hervás,  
*The Pipelined Readout for the ZEUS Calorimeter*,  
Dissertation, Universität Madrid (1991), DESY F35D-91-01.
- [SJÖ87] T. Sjöstrand und M. Bengtsson,  
Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 347.  
Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 367.
- [STR89] J. Straver,  
*Drift Chambers for a F/RCAL Cosmic Ray Calibration Telescope*,  
ZEUS-Note 89-123.
- [STR91] J. Straver,  
*Design, Construction and Beam Tests of the High Resolution Uranium Scintillator Calorimeter for ZEUS*,  
Dissertation, Universität Amsterdam (1991).
- [TSU92] T. Tsurugai,  
Persönliche Mitteilungen.
- [VYV88] P. van de Vyvre,  
*The MODEL Buffer Manager Users's Guide*,  
CERN Computer centre, Program library.
- [WIG87] R. Wigmans,  
*On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters*,  
Nuclear Instruments and Methods A259 (1987) 389.
- [WOE92] T. Woeniger,  
*Influence of Calorimeter Calibration Errors on the Measurement of Deep Inelastic Scattering*,  
Dissertation, Universität Hamburg (1992), DESY F35-92-01.
- [WOL86] G. Wolf,  
*HERA: Machine and Experiments*,  
DESY 86-089.

- [ZEUS] ZEUS-Kollaboration,  
*ZEUS, a Detector for HERA, Letter of Intent*,  
DESY (1985);  
*The ZEUS Detector, Technical Proposal*,  
DESY (1986);  
*The ZEUS Detector, Status Report 1987*,  
DESY (1987);  
*The ZEUS Detector, Status Report 1989*,  
DESY (1989).

# Danksagung

Es hat mir während der letzten drei Jahre viel Freude gemacht, im Rahmen der ZEUS-Kollaboration am Aufbau des Detektors mitzuarbeiten und bei der ersten Datennahme dabeizusein. Daher möchte ich an dieser Stelle allen Personen meinen herzlichsten Dank aussprechen, die durch ihre Hilfe und tatkräftige Unterstützung das Gelingen der vorliegenden Dissertation möglich gemacht haben.

Prof. Dr. E. Lohrmann und Dr. R. Klanner danke ich für die Aufgabenstellung, ihre ständige Bereitschaft, mir zur Seite zu stehen und für die vielen fruchtbaren Diskussionen und Gespräche, von den ich viel lernen durfte.

Für die finanzielle Unterstützung während meiner Zeit als Doktorand danke ich dem DESY-Direktorium, speziell Prof. Dr. P. Söding und Prof. Dr. A. Wagner.

Der Aufbau des Teststandes für kosmische Myonen wäre ohne die aktive Mithilfe von Dr. U. Behrens, Dr. K. Dierks, Dr. G. Drews, J. Hauschildt, Dr. L. Hervás, H. Kammerlocher, K. Löffler, Dr. D. Notz, Dr. A. Odian, Dr. M. Rohde, H. Sabath, Dr. F. Selonke, Dr. J. Straver und Dr. W. Vogel nicht möglich gewesen. Ihnen gilt genauso mein Dank wie C. Farrow, die für die Vorbereitung der Kalorimetermodule verantwortlich war. Ferner möchte ich mich bei der Kranmannschaft von Halle II bedanken, ohne deren zuverlässigen Einsatz die Kalibrationsmessungen mit praktisch allen Modulen des F/RCAL unmöglich gewesen wären.

Die Zeit der Datennahme war für mich trotz des engen Zeitplans der Messungen eine schöne Erfahrung. Verantwortlich dafür war nicht zuletzt die positive und erfolgreiche Zusammenarbeit mit G. Cases, A. Freidhof, Dr. J. Mitchel, K. Molthagen, B. Surrow, Dr. T. Tsurugai und Dr. R. Yoshida.

Für ihr ständiges Interesse an meiner Arbeit und wertvolle Anregungen möchte ich Dr. U. Kötz, Dr. B. Krebs, Dr. H. Tiecke und Dr. G. Wolf danken.

Meine Mitarbeit in der DIS-Arbeitsgruppe während der letzten Monate war eine überaus positive Erfahrung. Stellvertretend für viele, die meine Fragen und Probleme bei der Analyse der ersten ZEUS-Daten ertragen mußten, möchte ich Dr. L.A.T. Bauerdick, Dr. M. Derrick, Dr. T. Haas, Dr. M. Kasemann, Dr. N. Pavel, Dr. J. Repond und Dr. S. Schlenstedt Dank sagen.

A. Freidhof schulde ich Dank für die aufmerksame Durchsicht des Manuskripts und die vielen konstruktiven Bemerkungen und Anregungen.

Abschließend bedanke ich mich bei meinen Eltern und Geschwistern, bei Freunden, Bekannten und ganz besonders bei meiner lieben Frau Maria. Sie alle haben mir in den letzten Jahren eine Atmosphäre bereitet, in der es möglich war, diese Arbeit zu einem positiven Abschluß zu bringen. Vor allem im vergangenen halben Jahr mußte(n) sie viel Verständnis aufbringen.