

Interner Bericht
DESY F21-90-01
Januar 1990

**Eigenschaften
eines Kalorimeters aus Blei und Kupfer
in flüssigem Argon
zur Messung hochenergetischer Jets
unter besonderer Berücksichtigung
einer Reduktion der Schauerfluktuationen**

von

Jörg Marks

Eigentum der DESY Bibliothek
library
Zusammenfassung
08. FEB. 1990
e
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”

Eigenschaften
eines Kalorimeters aus Blei und Kupfer
in flüssigem Argon
zur Messung hochenergetischer Jets
unter besonderer Berücksichtigung
einer Reduktion der Schauerfluktuationen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Jörg Marks
aus Wenzingen

Hamburg
1989

Gutachter der Dissertation: Dr. F.W. Brasse
Prof. Dr. G. Weber
Gutachter der Disputation: Dr. F.W. Brasse
Prof. Dr. G. Heinzelmann
Datum der Disputation: 23.11.1989
Vorsitzender des
Promotionsausschusses: Prof. Dr. H. Wendker

Kurzfassung

In dieser Arbeit werden die Eigenschaften eines Kalorimeters aus Blei und Kupfer in flüssigem Argon zur Messung hochenergetischer Jets untersucht.

Im Rahmen der Entwicklung des Flüssig-Argon Kalorimeters des H1 Experimentes wurden Testmessungen mit einem Pb/Cu-Flüssig-Argon Kalorimeter mit Elektronen und Pionen im Energiebereich von 30 bis 230 GeV durchgeführt. Das Testkalorimeter bestand aus einem elektromagnetischen Teil (Pb-Absorber) einer Länge von $26 X_0$ (1.1λ) und einem hadronischen Teil (Cu-Absorber) einer Länge von 6.1λ . Der Situation beim H1 Experiment entsprechend wurde das Flüssig-Argon Kalorimeter longitudinal durch ein Eisen-Streamerkerker Kalorimeter einer Länge von 4.3λ ergänzt.

Die Eigenschaften elektromagnetischer und hadronischer Schauer im Flüssig-Argon Kalorimeter werden diskutiert und mit den Vorhersagen durch Simulationsrechnungen (GHEISHA, Version 8) verglichen. Besondere Berücksichtigung findet die experimentelle Überprüfung eines Verfahrens zur Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie in hadronischen Schauern auf der Basis einzelner Ereignisse. Eine nichtlineare Kalibrationsfunktion, die sich mit der Primärenergie parametrisieren läßt, führt zu einem Signalverhältnis von Elektronen und Pionen von eins und demzufolge zu einer signifikanten Verbesserung der Energieauflösung für Pionen. Sie läßt sich durch $\frac{\sigma}{\langle E \rangle} \approx \frac{0.45\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}} \oplus \frac{1.2GeV}{E} \oplus 0.016$ parametrisieren. Der Beitrag durch die Sampling Fluktuationen im hadronischen Teil beträgt $\frac{0.24\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}}$. Im Fall der Pionen wird eine Ortsauflösung von $\frac{6.6m\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}}$ erzielt.

Abstract

In this thesis the properties of a lead and copper calorimeter in liquid Argon are discussed with the aim of measuring high energy jets.

In the course of the development of the liquid Argon calorimeter of the H1 experiment, measurements have been performed using electron and pion beams in the energy range of 30 to 230 GeV. The test calorimeter consisted of an electromagnetic section (Pb absorber) corresponding to $26 X_0$ (1.1λ) and a hadronic section (Cu absorber) corresponding to 6.1λ . In analogy to the situation in the H1 experiment, an iron streamer tube calorimeter corresponding to 4.3λ was placed behind the test setup.

The properties of electromagnetic and hadronic showers in the liquid argon calorimeter are discussed and compared with Monte Carlo predictions (GHEISHA, version 8). Special consideration is given to reducing the fluctuations of the π^0 -energy in hadronic showers on a "event by event" basis. A nonlinear calibration function parametrized with the energy of the primary pion leads to the ratio of the response of electrons to that of pions being equal to one and therefore to a significantly improved energy resolution for pions. The energy resolution is determined to be $\frac{\sigma}{\langle E \rangle} \approx \frac{0.45\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}} \oplus \frac{1.2GeV}{E} \oplus 0.016$ with a contribution from sampling fluctuations in the hadronic section of $\frac{0.24\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}}$. The spatial resolution for incident pions is measured to be $\frac{6.6m\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}}$.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Kalorimetrie – einführende Betrachtungen	5
1.1 Schauerentwicklung	6
1.1.1 Elektromagnetische Schauer	6
1.1.2 Hadronische Schauer	9
1.2 Energiemessung	10
1.2.1 Elektromagnetische Schauer	10
1.2.2 Hadronische Schauer	11
1.3 Rekonstruktion der Schauerachse	13
1.4 Flüssig-Argon Sampling Kalorimeter	14
2 Aufbau des Testexperimentes	17
2.1 Der Teststrahl und die strahldefinierenden Detektoren	17
2.1.1 Der Teststrahl	17
2.1.2 Die Strahldetektoren und Triggerzähler	19
2.2 Das Flüssig-Argon Kalorimeter	21
2.2.1 Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters	21
2.2.2 Der Aufbau des hadronischen Kalorimeters	25
2.2.3 Die Kryogenik	30
2.3 Die Elektronik und das Kalibrationssystem	31
2.4 Das Eisen-Gas Kalorimeter	33
2.5 Das Trigger- und Datennahmesystem	35
2.5.1 Aufbau des Triggersystems	35
2.5.2 Die Datennahme	36
2.6 Die Monte Carlo Simulation des Testaufbaus	39
3 Kalorimereigenschaften und Datenanalyse	41
3.1 Das Hochspannungsplateau des LAr Kalorimeters	41
3.2 Elektronisches Übersprechen	42
3.3 Elektronisches Rauschen	43
3.3.1 Rauschen der Signalauslesekette	43
3.3.2 Verringerung des elektronischen Rauschens	44
3.4 Ereignis Selektion und Korrekturen	45
3.4.1 Selektionskriterien	45
3.4.2 Korrekturen der Daten	46
3.5 Kalorimetereichung	49

3.5.1	Energiekalibration des LAr Kalorimeters	49
3.5.2	Kalibration des Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeters	53
4	Eigenschaften elektromagnetischer und hadronischer Schauer im LAr Kalorimeter	55
4.1	Elektromagnetische Schauer im EC	55
4.1.1	Energiemessung	55
4.1.2	Linearität	59
4.1.3	Longitudinale Schauerstruktur	59
4.1.4	Transversale Schauerstruktur und Rekonstruktion der Schauerachse	60
4.2	Räumliche Struktur hadronischer Schauer	61
4.2.1	Longitudinale Eigenschaften	61
4.2.2	Transversale Struktur	67
4.3	Energiemessung hadronischer Schauer	70
4.3.1	Verhältnis des Kalorimetersignals durch Elektronen zum Signal durch Pionen	71
4.3.2	Energieauflösung und π^0 -Fluktuationen	74
4.4	Zusammenfassung	80
5	Reduktion der Fluktuationen der π^0-Energie in hadronischen Schauern	81
5.1	Methodik der Reduktion von Fluktuationen der π^0 -Energie	81
5.2	Energiekalibration	86
5.2.1	Energieparametrisierung der Kalibrationsfunktion	86
5.2.2	Eigenschaften der Kalibrationsfunktion	88
5.3	Energiemessung	91
5.3.1	Energierückrekonstruktion	91
5.3.2	Linearität	91
5.3.3	Signalverhältnis von Elektronen und Pionen	93
5.3.4	Energieauflösung	94
5.4	Vergleich verschiedener Kalibrationsfunktionen	95
5.4.1	Parameter	95
5.4.2	Energieauflösung	96
5.4.3	Signalverhältnis von Elektronen und Pionen	96
5.5	Vergleich mit Simulationsrechnungen	97
5.6	Sampling- und intrinsische Schauerfluktuationen im HC	98
5.6.1	Sampling Fluktuationen	99
5.6.2	Intrinsische Schauerfluktuationen	101
5.7	Rekonstruktion der Schauerachse hadronischer Schauer	102
6	Energiemessung unter Berücksichtigung des Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeters	106
6.1	Energiemessung mit dem Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeter	106
6.2	Kombination des LAr und des Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeters	106
7	Zusammenfassung	111

Literaturverzeichnis	112
Danksagung	118
Tabellarischer Lebenslauf	119

Tabellenverzeichnis

2.1	Verteilung der Materie vor der ersten Absorberplatte des Testkalorimeters in dem Teststrahl H6	19	5.1	Relative Änderung der Kalibrationsfaktoren nach Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie	88
2.2	Zusammenfassung der Parameter des ECs	25	5.2	Optimierte Werte der Parameter η bei einer Änderung der Turmgröße im HC	89
2.3	Zusammenfassung der Parameter des HCs	25	5.3	Abweichung der mittleren rekonstruierten Pionenergie von der Strahlenergie	91
2.4	Inaktives Material zwischen dem LAr Kalorimeter und dem Eisen-Gas Kalorimeter	34	5.4	Signalverhältnis von Elektronen und Pionen nach Anwendung der Kalibrationsfunktion zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen	93
2.5	Anordnung der einzelnen Ausleseebenen im Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeter	34	5.5	Angepaßte Parameter der Energieauflösung im Fall einer konstanten Kalibrationsfunktion und nach Anwendung der Kalibrationsfunktion zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen	95
3.1	Anteil der Ereignisse f_{TC} mit Energie im Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeter	45	5.6	Optimierte Werte der Parameter der Kalibrationsfunktion (Ansatz II) für die verschiedenen Pionenergien	95
3.2	Kalibrationsfaktoren des ECs und des HCs bei den verschiedenen Energien des Pionstrahls	50	5.7	Angepaßte Parameter der Energieauflösung bei Verwendung verschiedener Kalibrationsfunktionen zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen	96
3.3	Kalibrationsfaktoren für Pionereignisse, bei denen $0.98 E_{tot}$ bis zur Kalorimeterlänge L deponiert werden	51	5.8	Vergleich des Signalverhältnisses $S_{e/\pi}$ bei Verwendung verschiedener Kalibrationsfunktionen zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen	96
3.4	Kalibrationsfaktoren für Pionereignisse, bei denen der Vertex der ersten Wechselwirkung in der ersten oder zweiten Sektion des ECs liegt	52	5.9	Vergleich der Mittelwerte der Spektren von W bei gemessenen und simulierten Ereignissen	97
3.5	Kalibrationsfaktoren für Pionereignisse, die mit GHEISHA (Version 8) generiert wurden	52	5.10	Pionen, 50 GeV: Vergleich von $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ und $S_{e/\pi}$ für verschiedene Kalibrationsfunktionen	98
3.6	Variation der mittleren Energie $\langle E_{\pi^0} \rangle$ mit dem Sättigungsparameter k_B	53	5.11	Ergebnisse einer Anpassung an die Energieauflösung	100
4.1	Vergleich der Werte des Sampling Terms der experimentellen und mit EGS generierten Daten	56	5.12	Resultate für die Sampling Fluktuationen im HC	101
4.2	Auf die Strahlenergie normierte, gemessene Gesamtladung	59	5.13	Vergleich der an die Ortsauflösung angepaßten Parameter	103
4.3	Vergleich der mittleren Ladungsdeposition Q im EC und HC experimenteller und mit GHEISHA generierter Ereignisse	61	6.1	Vergleich des Ereignisanteils mit Energie im Eisen-Gas Kalorimeter	107
4.4	Pionen (GHEISHA), 50 GeV: Differenz des π^0 -Energieanteils der einzelnen Sektionen und des gemittelten π^0 -Energieanteils	63			
4.5	Vergleich der Parameter t_s und t_0 experimenteller und simulierter Ereignisse	67			
4.6	Angepaßte Parameter des Signalverhältnisses von Elektronen und Pionen	73			
4.7	Angepaßte Parameter der Energieauflösung für experimentelle und mit GHEISHA generierte Ereignisse	75			
4.8	Vergleich des Mittelwertes der maximalen Energiedeposition in einem Turm bei gemessenen und simulierten Ereignissen	77			

Abbildungsverzeichnis

1	Perspektivische Darstellung des Experimentes der H1 Kollaboration	4
1.1	Relativer Energieverlust pro Strahlungslänge als Funktion der Elektronenergie in Blei	7
1.2	Absorptionskoeffizienten für den Durchgang von Photonen durch Materie	8
1.3	Ausschnitt aus einem LAr Sampling Kalorimeter	15
2.1	Strahloptik des Teststrahls H6	18
2.2	Experimentelle Anordnung des Testaufbaues	20
2.3	Photographie des Flüssig-Argon Kalorimeters	22
2.4	Zellstruktur im elektromagnetischen Kalorimeter	24
2.5	Zellstruktur im hadronischen Kalorimeter	27
2.6	Struktur der Auslesefelder und der Signalleitungen	29
2.7	Skizze der elektronischen Auslekette der LAr Signale	32
2.8	Schnitt durch ein Streamerkammer Element	33
2.9	Blockschaltbild des Triggersystems	37
2.10	Prinzipskizze des Datennahmesystems	38
3.1	Normierte Hochspannungskurven	42
3.2	Korrelation zwischen der Ladung in einem Turm und der Gesamtladung im EC vor und nach der Korrektur des elektronischen Übersprechens	47
3.3	Korrelation zwischen der Ladung in einem Turm und der Gesamtladung im HC vor und nach der Korrektur des elektronischen Übersprechens im HC	48
4.1	Elektronen, 166 GeV: Ladungsverteilung der Summe über alle zentralen Türme im EC	57
4.2	Energieauflösung als Funktion der Teilchenenergie: Summe über alle zentralen Türme im EC	57
4.3	Vergleich der gemessenen Werte der Energieauflösung für Elektronen von Pb-LAr Kalorimetern verschiedener Experimente	58
4.4	Elektronen, 50 GeV: Vergleich der longitudinalen Schauerstruktur im EC experimenteller und simulierter Ereignisse	60
4.5	Vergleich der longitudinalen Schauerstruktur für Pionereignisse bei verschiedenen Teilchenenergien	62
4.6	Vergleich der Spektren der 0.95 E_{tot} Schauerlänge bei verschiedenen Pionenergien	64
4.7	Anteil der Ereignisse, bei denen 95 % der Gesamtenergie bis zur Länge L absorbiert werden	65
4.8	Mittlerer Schauerschwerpunkt als Funktion der Energie der Pionen	66
4.9	Transversale Schauerstruktur im EC für Ereignisse mit Pionen bei einer Energie von 170 GeV	68
4.10	Transversale Schauerstruktur im HC für Ereignisse mit Pionen bei einer Energie von 170 GeV	69
4.11	Pionen, 170 GeV: Vergleich der Energiespektren experimenteller und mit GHEISHA generierter Pionereignisse	72
4.12	Elektronen und Pionen, 50 GeV: Vergleich der Energiespektren	72
4.13	Verhältnis des Signals durch Elektronen zum Signal durch Pionen für eine Wechselwirkungslänge Blei	73
4.14	Energieauflösung für Pionen als Funktion der Teilchenenergie für experimentelle und GHEISHA Ereignisse	74
4.15	Pionen, 170 GeV (exp. Ereignisse): Korrelation zwischen der normierten Gesamtenergie und dem Wert der maximalen Energiedeposition in einem Turm des HCs	76
4.16	Pionen, 170 GeV (GHEISHA): Korrelation zwischen der normierten Gesamtenergie und dem Wert der maximalen Energiedeposition in einem Turm des HCs	76
4.17	Pionen (GHEISHA), 170 GeV: Vergleich der Spektren des Anteils f_{π^0} der π^0 -Energie und des Anteils der π^0 -Energie der maximalen Energiedeposition	78
4.18	Spektrum der maximalen Energiedeposition in einem Turm	79
4.19	Pionen, 170 GeV: Korrelation zwischen der Gesamtenergie E_{tot} und dem Bruchteil der Energie im EC	79
5.1	Vergleich verschiedener Kalibrationsfunktionen des HCs	85
5.2	Pionen, 170 GeV (GHEISHA): Spektrum von W	85
5.3	Optimierte Parameter η_{EC} und η_{HC} als Funktion der Pionenergie	87
5.4	Optimierte Parameter α_{EC}^u und α_{HC}^u als Funktion der Pionenergie	87
5.5	Energieauflösung als Funktion der Parameter η und δ	90
5.6	Pionen, 170 GeV: Energiespektrum bei Verwendung einer konstanten Kalibrationsfunktion und nach Anwendung der Kalibrationsfunktion zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen	92
5.7	Pionen, 170 GeV: Korrelation zwischen der Gesamtenergie E_{tot} und dem Bruchteil der Energie im EC E_{EC} nach Anwendung der Kalibrationsfunktion zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen	92
5.8	Energieauflösung bei Verwendung einer konstanten Kalibrationsfunktion und nach Anwendung der Kalibrationsfunktion zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen	94
5.9	Pionen, 30 GeV: Spektrum der Energiedifferenz der x-/y-Streifen	100
5.10	Anteile der Energieauflösung als Funktion der Pionenergie	102
5.11	Pionen, 170 GeV: Normiertes Spektrum der mit der Schwerpunktmethode rekonstruierten Eintrittsposition	104
5.12	Ortsauflösung σ_p als Funktion der Pionenergie	105

6.1	Anteil der Ereignisse, deren Energie im Eisen-Gas Kalorimeter E_{TC} größer als eine Energieschwelle E_{TC}^{th} ist, als Funktion der Energieschwelle E_{TC}^{th} für verschiedene Pionenergien	107
6.2	Pionen, 170 GeV: Spektrum der rekonstruierten Energie des LAr Kalorimeters	108
6.3	Pionen, 170 GeV: Spektrum der korrigierten Energiesumme E_{corr}	108
6.4	Vergleich der Energieauflösung als Funktion der Pionenergie für alle Ereignisse und Ereignisse, deren Schauerenergie vollständig im LAr Kalorimeter absorbiert wird	109

Einleitung

*>>Nur scheinbar hat ein Ding eine Farbe, nur scheinbar ist es süß und bitter; in Wirklichkeit gibt es nur Atome und den leeren Raum.<< So sagt Demokrit, ...
Galen, Von den Elementen nach Hippokrates I 2*

Erste Ansätze zur Beantwortung der Frage nach der Struktur der Materie wurden schon einige hundert Jahre vor Christus von den griechischen Philosophen diskutiert. Während die damaligen Denkansätze, wie z.B. die atomistische Betrachtungsweise von Demokrit und seiner Schule, ausschließlich philosophischer Natur waren, versucht die moderne Teilchenphysik unter anderem mit Hilfe von Kollisionsexperimenten Fragen bezüglich der Struktur der Materie aufzuklären.

Am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg wird 1990 der Elektron-Proton Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ringanlage) [HE81] in Betrieb genommen. HERA ermöglicht die Streuung von Elektronen und Positronen¹ mit einem Impuls bis zu 30 GeV/c an Protonen mit einem Impuls bis zu 820 GeV/c, so daß die Wechselwirkung zwischen Quarks und Leptonen über Neutrale und Geladene Ströme bis zu Energiewerten von 314 GeV (Schwerpunktsystem) untersucht werden kann. Der maximale Impulsübertrag ($Q^2 \leq 10^5 \text{GeV}^2$) bei dieser sogenannten tiefinelastischen Lepton-Nukleon Streuung wird damit um drei Zehnerpotenzen über den im Augenblick zugänglichen Werten liegen. Wichtige Aspekte des physikalischen Programms am Speicherring HERA sind nicht nur die Überprüfung der Voraussagen des Standardmodells und der Nachweis von Teilchen, die im Rahmen dieses Modells vorhergesagt werden, sondern auch die Suche nach experimentellen Hinweisen auf die Gültigkeit von vorgeschlagenen globalen Modellen zur Beschreibung einer fundamentalen Wechselwirkung in dem zugänglichen Energiebereich. Untersuchungen der physikalischen Aspekte unter Berücksichtigung der experimentellen Möglichkeiten am Speicherring HERA sind ausführlich in [PEC87] dargestellt.

Im Rahmen des Standardmodells zu untersuchende Punkte sind:

- Bestimmung der Strukturfunktionen, wobei die inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitte ($e^+p \rightarrow eX (NC)$, $e^+p \rightarrow \nu_e X (CC)$) gemessen werden.
- Messung der Gluon Strukturfunktion (Photon-Gluon Fusion, longitudinale Strukturfunktion).
- Verletzung des Skalenverhaltens der Strukturfunktionen und Bestimmung von Λ_{QCD} und $\alpha_s(Q^2)$.

¹Es ist longitudinale Polarisation bis zu 85 % vorgesehen

- Erzeugung (Boson-Gluon Fusion) und Untersuchung schwerer Quarkzustände (c -, b -, t -Quarks ($m_t \approx 70$ GeV)).
- Messung der Parameter der elektroschwachen Theorie mit Hilfe der inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitte (Q^2 -Abhängigkeit, Verhältnisse und Asymmetrien bei longitudinal polarisierten e^\pm).
- Eigenschaften der W - und Z -Bosonen und Suche nach weiteren Neutralen und Geladenen Strömen ($m_{Z'} \leq 230$ GeV, $m_{W'} \leq 190$ GeV).

Experimentelle Hinweise im HERA zugänglichen Energiebereich auf die Gültigkeit von vorgeschlagenen Modellen, die den Rahmen des Standardmodells verlassen, können sich mit Hilfe der Messung der inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitte und durch die Beobachtung neuer "exotischer" Teilchen ergeben. Generell sind strenge Aussagen bezüglich der exotischen Zustände sicher dann zu erwarten, wenn diese mit dem Quark-Lepton (Gluon-Lepton) Kanal verbunden sind und die HERA-Energie ausreicht, um die neuen Teilchen zu erzeugen. Zu untersuchende Aspekte sind

- Substrukturen von Quarks und Leptonen.
- Angeregte Zustände des Elektrons ($m_{e^*} \leq 314$ GeV).
- Leptoquarks und Leptogluonen (von verschiedenen Modellen vorhergesagt).
- Skalare Partner der Quarks und Leptonen, SUSY Theorien ($m_{\tilde{t}} + m_{\tilde{q}} \leq 180$ GeV).

Zur Realisierung des physikalischen Programms sind zwei in internationaler Kollaboration entwickelte Experimentieranlagen vorgesehen: das ZEUS Experiment [ZE86] und das H1 Experiment [H186]. Die oben angedeuteten physikalischen Möglichkeiten, die der Speicherring HERA bietet, stellen besondere Anforderungen an diese Experimentieranlagen. So ist zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen des Elektron-Quark Streuprozesses eine gute Energie- und Winkelmessung der Elektronen und Hadron-Jets über einen möglichst großen Raumwinkelbereich erforderlich. Zur Untersuchung von Phänomenen, bei denen hochenergetische Neutrinos (z.B. bei Geladenen Strömen) oder andere nichtwechselwirkende Teilchen auftreten, muß die fehlende Transversalenergie eines Ereignisses gemessen werden können. Die absolute Energieskala muß mit einem Fehler im Bereich von 1 bis 2 % bekannt sein. Für die Identifizierung exotischer oder nichtexotischer Kanäle ist eine gute Elektron- und Myonidentifikation und Elektron-Pion Trennung ebenso notwendig, wie die Bestimmung der Jet-Topologie. Zur Messung der Luminosität ($e^- p \rightarrow e^- p \gamma$) ist die Energie von Elektronen und Photonen unter sehr kleinen Winkeln (einige mrad) zu bestimmen. Der geringe zeitliche Abstand von 96 ns zwischen zwei möglichen Teilchenkollisionen stellt hohe Anforderungen an das Trigger- und Datennahmesystem. Der unterschiedliche Impuls der Elektronen und Protonen und die daraus resultierende Bewegung des Schwerpunktsystems in Protonrichtung führt zwangsläufig zu einer asymmetrischen Konzeption der Experimente. Die Abbildung .1 verdeutlicht dies am Beispiel einer perspektivischen Darstellung des Experimentes der H1 Kollaboration. Der Aufbau und die einzelnen Komponenten sind detailliert in [H186] und den dort zitierten Internen Berichten beschrieben.

Zur Messung des Energieflusses von Elektronen und Hadronen wurde für das H1 Experiment ein nichtkompensierendes² Kalorimeter aus Blei und Eisen in flüssigem Argon (Pb/Fe-LAr Kalorimeter) gewählt [H185] (siehe auch Kapitel 1). Die Entwicklung dieses Energiemeßsystems – bis zum Einbau in das H1 Experiment – erfordert ein umfangreiches, langfristiges experimentelles Testprogramm, das 1986 mit der Untersuchung eines Pb/Cu-LAr Kalorimeters am Teststrahl H6 des SPS im Europäischen Kernforschungszentrum CERN begonnen wurde und 1989 und 1990 zur Energieeichung der für das H1 Experiment bestimmten Kalorimerelemente führen soll.

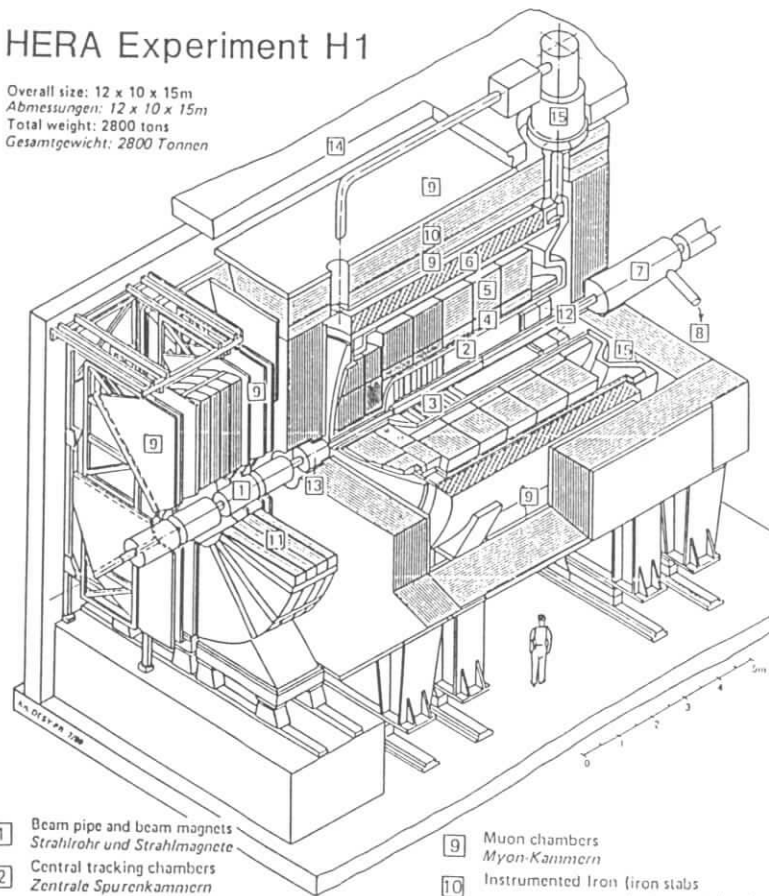
Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen von Testmessungen, die mit dem Pb/Cu-LAr Kalorimeter, das der Situation im H1 Experiment entsprechend in longitudinaler Richtung durch ein Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeter ergänzt war, durchgeführt wurden. Neben einer Bestimmung der Kalorimereigenschaften bei einfallenden Elektronen und Pionen im Energiebereich von 30 bis 230 GeV war die experimentelle Untersuchung einer Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie in hadronischen Schauern auf der Basis einzelner Ereignisse von besonderem Interesse.

Im Kapitel 1 werden zunächst die zum Verständnis dieser Arbeit notwendigen Begriffe der Kalorimetrie kurz erläutert. Eine Beschreibung des Aufbaus des Kalorimetertestexperimentes am CERN folgt in Kapitel 2. Das Kapitel 3 beschreibt die Eigenschaften des untersuchten Pb/Cu-LAr Kalorimeters. Die Ergebnisse der Messungen im Fall von einfallenden Elektronen und Pionen sowie ein Vergleich mit Simulationsrechnungen werden in Kapitel 4 erläutert und diskutiert. Das Kapitel 5 untersucht hadronische Schauer unter Berücksichtigung einer Kalibration zur Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie auf der Basis einzelner Ereignisse. Die Resultate für einen kombinierten Aufbau aus LAr und Eisen-Gas Kalorimeter werden in Kapitel 6 angegeben. Eine Zusammenfassung der Resultate ist in Kapitel 7 zu finden. Erste Ergebnisse dieser Kalorimetertestmessungen sind in [BRA87], [BRA88] und [BRA89] veröffentlicht.

²Das Signalverhältnis von Elektronen und Pionen ist ungleich eins.

HERA Experiment H1

Overall size: 12 x 10 x 15m
 Abmessungen: 12 x 10 x 15m
 Total weight: 2800 tons
 Gesamtgewicht: 2800 Tonnen



- | | |
|---|---|
| 1 Beam pipe and beam magnets
Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 Muon chambers
Myon-Kammern |
| 2 Central tracking chambers
Zentrale Spurenkammern | 10 Instrumented Iron (iron slabs
+ streamer tube detectors)
Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +
Streamerrohr-Detektoeren) |
| 3 Forward tracking chambers and Transition radiators
Vorwärtspurkammern und Übergangsstrahlungsmodul | 11 Muon toroid magnet
Myon-Toroid-Magnet |
| 4 Electromagnetic Calorimeter (lead)
Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | 12 Warm electromagnetic calorimeter
warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 5 Hadronic Calorimeter (stainless steel)
Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | 13 Plug calorimeter (Cu, Si)
Vorwärts-Kalorimeter |
| 6 Superconducting coil (1.2 T)
Supraleitende Spule (1,2 T) | 14 Concrete shielding
Betonabschirmung |
| 7 Compensating magnet
Kompensationsmagnet | 15 Liquid Argon cryostat
Flüssig Argon Kryostat |
| 8 Helium cryogenics
Helium Kälteanlage | |

Liquid Argon
Flüssig Argon

Kapitel 1

Kalorimetrie – einführende Betrachtungen

Instrumente, die die Energie von Teilchen mit Hilfe einer Kaskade sekundärer Teilchen ermitteln, werden in der Hochenergiephysik als Kalorimeter bezeichnet. Die Grundkonzeption dieser Instrumente beruht darauf, daß das primäre Teilchen durch die Wechselwirkung mit Materie weitere zunehmend niederenergetischere Teilchen produziert. Dabei verliert es seine gesamte Energie und ein der Primärenergie proportionaler Anteil wird in ein meßbares Signal, z.B. Licht oder Ladung, konvertiert. Abhängig von der Natur des Primärteilchens und den beteiligten Reaktionsmechanismen wird die auf diese Weise entstehende Kaskade als elektromagnetischer (e^{\pm}, γ) oder als hadronischer (p, π, \dots) Schauer bezeichnet. Die Reaktionsmechanismen beeinflussen die Wahl des Materials und die Konfiguration, so daß sich elektromagnetische und hadronische Kalorimeter unterscheiden lassen.

Besteht das Kalorimeter nur aus einem Medium, das gleichzeitig das nachweisbare Signal transportiert, wird das System als Homogenes Kalorimeter bezeichnet. Im Gegensatz dazu besteht ein Sampling Kalorimeter aus wechselnden Schichten eines Absorbermediums, das der Erzeugung der Sekundärteilchen dient, und einem Medium, in dem die Sekundärteilchen meßbare Signale erzeugen.

Die Bedeutung der Kalorimeter für die Hochenergiephysik hat in den letzten Jahren stark zugenommen. Wesentliche Gründe für diese Entwicklung sind einerseits in den Eigenschaften dieser Instrumente zu finden, wie:

- i) Die relative Energieauflösung fällt mit steigender Teilchenenergie.
- ii) Kalorimeter sind für Photonen und geladene Teilchen sensitiv ($\gamma (\pi^0), p, \pi, K, \dots$).
- iii) Die Schauerlänge und damit die Kalorimeterabmessungen steigen nur logarithmisch mit der Teilchenenergie.
- iv) Aufgrund der charakteristischen Schauerformen lassen sich Hadronen, Elektronen und Myonen identifizieren.
- v) Segmentierte Kalorimeter erlauben die Rekonstruktion der Eintrittsposition des Primärteilchens.

Abbildung .1: Perspektivische Darstellung des Experimentes der H1 Kollaboration.

Andererseits liegen die Gründe in der Natur der Teilchenphysik. Mit zunehmender Schwerpunktenenergie steigt die Multiplizität der Teilchenreaktionen, so daß die Bestimmung der Vierervektoren einzelner Teilchenspuren zugunsten globaler Größen, wie z.B. Transversalenergie, Jetenergie und -richtung usw., in den Hintergrund treten. Die mit der Energie stark fallenden Wirkungsquerschnitte der physikalisch relevanten Prozesse bei gleichzeitiger Zunahme von Untergrundreaktionen erfordern bei Kollisionsexperimenten große Kollisionsraten und kleine Totzeiten der Experimentieranlagen. Eine physikalisch sinnvolle Selektion von Ereignissen ist mit einem Kalorimeter durch Betrachtung dieser globalen Größen möglich.

Im folgenden wird eine kurze zusammenfassende Einführung der Begriffe der Kalorimetrie im Hinblick auf die vorliegende Arbeit gegeben.

1.1 Schauerentwicklung

1.1.1 Elektromagnetische Schauer

Die in elektromagnetischen Schauern auftretenden physikalischen Prozesse lassen sich im Rahmen der Quantenelektrodynamik beschreiben. Zusammenfassungen sind in zahlreichen Berichten zu finden, z.B. [AMA80], [FAB85], [IWA80].

Für die Bildung eines elektromagnetischen Schauers sind zwei Prozesse von entscheidender Bedeutung:

- **Bremsstrahlung der Elektronen (Positronen)** – Emission von hochenergetischen Photonen durch die Wechselwirkung mit dem Coulombfeld der Atomkerne.
- **Paarbildung der Photonen** – Konversion der Photonen im Coulombfeld der Atomkerne in ein Elektron-Positron Paar.

Die mehrfache Aufeinanderfolge dieser beiden Prozesse erzeugt aus einem primären hochenergetischen Elektron oder Photon eine Kaskade von Elektronen, Positronen und Photonen, wobei die Energie der Schauerteilchen mit steigender Zahl der Wechselwirkungen abnimmt.

Der mittlere Energieverlust der Elektronen pro Weglänge durch Bremsstrahlung steigt linear mit der Energie. Die Proportionalitätskonstante wird als Strahlungslänge X_0 bezeichnet.

$$X_0^{-1} = 4\alpha Z^2 r_e^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right), \quad (1.1)$$

dabei ist α die Feinstrukturkonstante, Z die Kernladungszahl und r_e der klassische Elektronenradius. Die Strahlungslänge ist anschaulich diejenige Länge, über die sich die Elektronenergie durch Emission von Bremsstrahlung um einen Faktor $\frac{1}{e}$ verringert. Der Paarbildungsprozeß skaliert ebenfalls mit der Strahlungslänge; so beträgt die Abschwächungslänge β hochenergetischer Photonen beim Durchqueren von Materie $\beta = \frac{2}{3} X_0$. Mit der Strahlungslänge läßt sich also eine materialunabhängige Längenskala der elektromagnetischen Schauerprozesse einführen.

Während für Schauerteilchen mit Energiewerten größer als 10 MeV Paarbildung und Bremsstrahlung die Wechselwirkung mit Materie dominieren,

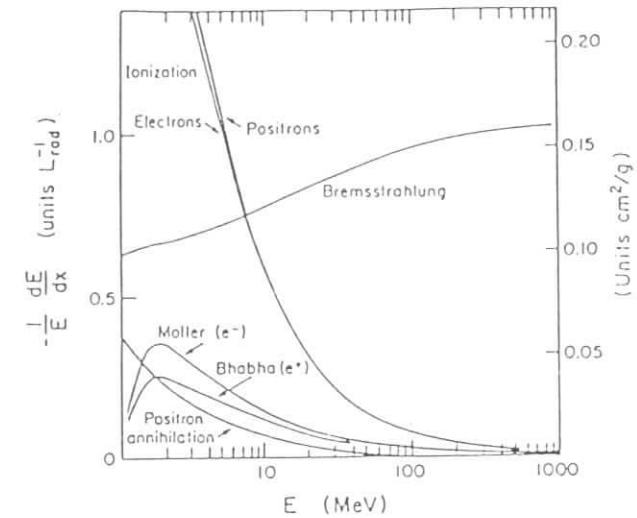


Abbildung 1.1: Relativer Energieverlust pro Strahlungslänge als Funktion der Elektronenergie in Blei [PAR88].

überwiegen für kleine Energiewerte Wechselwirkungsprozesse mit der Elektronenhülle der Atome. Wie aus Abbildungen 1.1 hervorgeht, ist für Elektronen der Energieverlust durch Ionisation dominant; Möllerstreuung ($e^-e^- \rightarrow e^-e^-$), Bhabbastreuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) und e^+e^- Anihilation sind von untergeordneter Bedeutung. Niederenergetische Photonen wechselwirken durch Photoeffekt und Comptonstreuung, wie in Abbildung 1.2 illustriert.

Für die Ausbreitung und die Eigenschaften eines elektromagnetischen Schauers sind diejenigen Energiewerte, bei denen beginnend der Paarbildungsprozeß die Comptonstreuung und der Bremsstrahlungsprozeß die Ionisation überwiegt, sehr wichtig. Die Energie, bei der der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation gleich dem Energieverlust durch Bremsstrahlung ist, wird als kritische Energie ϵ bezeichnet. Näherungsweise läßt sie sich durch

$$\epsilon = 550 Z^{-1} [MeV] \quad (1.2)$$

berechnen. Wenn die Energie der Schauerteilchen größer als die kritische Energie ist, verlieren die Elektronen ihre Energie fast ausschließlich durch die Erzeugung von Photonen, und jedes Photon produziert mehr als ein geladenes Teilchen. Die Teilchenzahl im Schauer steigt solange an, bis die mittlere Energie der Schauerteilchen kleiner als ϵ wird. Das Schauermaximum ist dann erreicht und die Anzahl der Schauerteilchen nimmt exponentiell ab. Ionisation, Comptonstreuung und Photoeffekt bestimmen die Schauerentwicklung. Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse hängen von der Kernladungszahl ab. Daher werden die Schauer eigen-

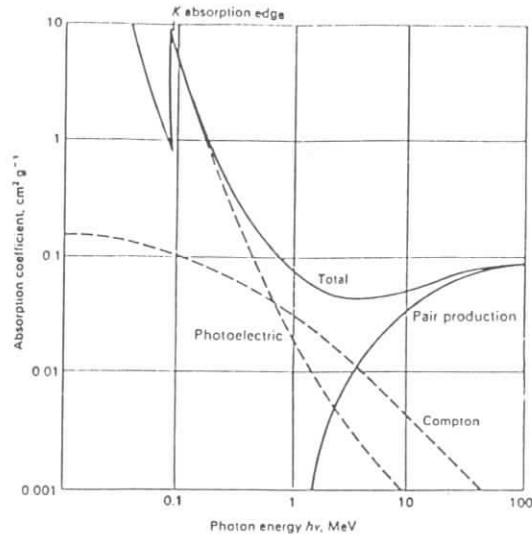


Abbildung 1.2: Absorptionskoeffizienten für den Durchgang von Photonen durch Materie [PER82].

schaften, wenn die Schauerpartikel diesen Energiebereich erreicht haben, ebenfalls materialabhängig. Dies macht sich durch Einfluß auf die Energiedeposition und auf die Fluktuationen bemerkbar (siehe Kapitel 1.2.1).

Das longitudinale Schauerprofil skaliert in guter Näherung mit der Strahlungslänge. Unterschiede aufgrund eines durch Photonen ausgelösten Schauers oder der Einfluß von Absorbermaterialien mit großer Kernladungszahl lassen sich ebenfalls beschreiben. Die longitudinale Energiedeposition pro Längeneinheit kann durch [LON75]

$$\frac{dE_{dep}}{dt} = E_0 \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha e^{-bt} \quad (1.3)$$

approximiert werden, wobei t die Länge in Strahlungslängen ist und $\alpha = b t_{max}$ mit $b \approx 0.5$. Die Schauerlänge L , die im Mittel 98 % der Schauerenergie einschließt, läßt sich durch $L \approx 2.5 t_{max}$ beschreiben. Näherungsweise ist $t_{max} = 1.0(\ln(\frac{E}{E_0}) - a)$, mit $a = 1.0$ bei e^\pm und $a = 0.5$ bei γ 's (Rossi's Approximation B,[ROS64]).

Das laterale Schauerverhalten ist bis zum Schauermaximum durch Vielfachstreuung und durch den Emissionswinkel ($\theta \approx \frac{pc}{m_e c^2}$) der Bremsstrahlungsphotonen determiniert, im Bereich nach dem Schauermaximum aber durch niederenergetische Photonen, die durch einen geringen totalen Wirkungsquerschnitt eine große Reichweite aufweisen. Eine näherungsweise materialunabhängige Beschreibung der lateralen Ausdehnung ist mit Hilfe des Molière Radius ρ möglich,

$$\rho = \frac{21 \cdot X_0}{\epsilon [MeV]} \quad (1.4)$$

Innerhalb eines Zylinders mit dem Radius von 2ρ werden 95 % der Schauerenergie deponiert.

1.1.2 Hadronische Schauer

Die Vielfalt der physikalischen Prozesse, die der Bildung einer hadronischen Kaskade zugrunde liegen, machen eine geschlossene analytische Beschreibung nahezu unmöglich. Zusammenfassende Darstellungen und Eigenschaften hadronischer Schauer sind in [AMA80], [FAB85], [FAB89], und [WIG87] zu finden.

Die wichtigsten an der Bildung der hadronischen Kaskade beteiligten Prozesse sind:

i) Inelastische Hadron-Kern Wechselwirkung mit Vielteilchenproduktion

Der totale Wirkungsquerschnitt der Hadron-Kern Wechselwirkung ist oberhalb des Resonanzbereiches von der Primärenergie der Hadronen unabhängig. Mit zunehmender Teilchenenergie dominiert der inelastische Kanal. Die produzierten Teilchen sind überwiegend Pionen und Nukleonen. Die mittlere Multiplizität ($\langle n \rangle \approx A^{0.1} \ln(S)$ mit S als Schwerpunktennergie) ist nur schwach energieabhängig. Die Energie wird überwiegend auf einige wenige Teilchen übertragen. Der mittlere Transversalimpuls beträgt $\langle p_T \rangle \approx 0.35$ GeV. Nach der ersten Wechselwirkung mit einem Nukleon im Kern können weitere inelastische Wechselwirkungen der Sekundärteilchen innerhalb des Kernes auftreten, so daß es zu einer intranuklearen Kaskade kommt.

Die Hadron-Kern Wechselwirkung legt auch die Längenskala zur Beschreibung der hadronischen Schauer fest. Als Maß dient die mittlere freie Weglänge hochenergetischer Protonen in Materie; für deren Absorptionslänge λ gilt

$$\lambda = \frac{A}{N_A \rho \sigma_I} \quad (1.5)$$

wobei A die Atommassenzahl, N_A die Avogadrokonstante, ρ die Dichte und σ_I der inelastische Proton-Nukleon Wirkungsquerschnitt ist. Da der Proton-Nukleon Wirkungsquerschnitt um ungefähr zwei Größenordnungen kleiner ist als der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung, differieren auch die Längenskalen elektromagnetischer und hadronischer Schauer um mehr als eine Größenordnung.

Ungefähr ein Drittel der erzeugten Pionen sind neutral. Sie zerfallen überwiegend in zwei Photonen und bilden fast ausschließlich die Quelle der elektromagnetischen Komponente im Hadronenschauer. Beiträge durch η - und K -Mesonen sind klein. Der elektromagnetische Energieanteil wächst logarithmisch mit der Primärenergie. Bei einer durch Pionen ausgelösten hadronischen Kaskade mit einer Energie von 30 GeV beträgt der mittlere elektromagnetische Energieanteil ungefähr 50%.

ii) Ionisation

Die geladenen Hadronen und Leptonen der Kaskade verlieren im Kalorimeter Energie durch Ionisation. Quantitativ läßt sich dies durch die Bethe-Bloch Formel beschreiben.

iii) Kernprozesse

Mögliche Prozesse der Wechselwirkung von Hadronen mit einem Kern sind elastische und inelastische Kernstreuung und auch Kernreaktionen, die bei ausreichender kinetischer Energie zu einer Kernzertrümmerung führen können. Durch die Kernreaktionen und Kernzertrümmerung entstehen hochangeregte Zustände des Kerns und der Kernfragmente. Es werden Nukleonen, Nukleonaggregate und Photonen emittiert. Im Fall von Materialien mit großer Kernladungszahl werden bei den obigen Prozessen ungefähr 40 % der Energie der rein hadronischen Schauerkomponente für Bindungsenergie aufgewendet. Die Nukleonaggregate haben eine sehr geringe Reichweite. Daher tragen nur n , p und γ signifikant zum nachweisbaren Signal bei. Das Energiespektrum der emittierten Photonen liegt im Bereich von einigen MeV. Die Nukleonen werden mit kinetischer Energie bis in den Bereich von 100 MeV emittiert. Die Protonen verlieren ihre Energie hauptsächlich ohne weitere starke Wechselwirkung durch Ionisation. Die Neutronen mit größerer kinetischer Energie geben ihre Energie durch Kernwechselwirkungen ab, bei denen weitere Nukleonen und Photonen entstehen und wiederum Bindungsenergie aufgebracht werden muß. Die niederenergetischen Neutronen liefern im Fall von wasserstoffreichem Nachweismedium durch elastische Neutronenstreuung einen Beitrag zum meßbaren Signal.

iv) Zerfall von Hadronen und Leptonen

Schwache Zerfälle von Hadronen führen zu Myonen und Neutrinos. Deren Energieanteil an der Gesamtenergie liegt im Prozentbereich. Myonen, Neutrinos und ein Teil der Neutronen verlassen das Kalorimeter. Die von ihnen getragene Energie, sowie die bei den Kernreaktionen aufgewendete Bindungsenergie sind Quellen des Energieverlustes in einer hadronischen Kaskade.

1.2 Energiemessung

Die Energiemessung mit einem Kalorimeter beruht auf der Absorption der Gesamtenergie des Primärteilchens in Form einer Teilchenkaskade im Kalorimetermedium und dem Nachweis eines Energieanteils der geladenen Teilchen der Kaskade durch Ionisation und Anregungen oder auch durch Cerenkovlicht. Die gesamte Anzahl der Sekundärteilchen und die gesamte zurückgelegte Spurlänge der geladenen Teilchen sind zur Primärenergie näherungsweise proportional.

Im Fall der Sampling-Kalorimeter wird die Funktion der Erzeugung der Teilchenkaskade und die Messung eines Energieanteils in zwei verschiedenen alternierenden Schichten vorgenommen. Als aktive Medien dienen am häufigsten Plastikszintillatoren, Flüssig-Argon (siehe Kapitel 1.4) und Zählrohre, die im Proportional- oder Streamermoden betrieben werden. Typische passive Materialien sind Eisen, Uran und Blei, aber auch Wolfram und Kupfer.

1.2.1 Elektromagnetische Schauer

Der intrinsische Fehler der Energiemessung in einem elektromagnetischen Schauer ergibt sich durch die Fluktuationen der meßbaren gesamten Spurlänge. Der Beitrag zur relativen Energieauflösung ist bei einer Primärenergie von 1 GeV kleiner als 1 % und fällt aufgrund der statistischen Natur der Prozesse mit $E^{-1/2}$.

Einen wesentlich größeren Beitrag zum Fehler (Streuung) der Energiemessung bei einem Sampling-Kalorimeter liefern Fluktuationen, die dadurch entstehen, daß Signale nur in aktiven Schichten gemessen werden. Eine untere Grenze für die Sampling-Fluktuationen läßt sich im Rahmen von Rossi's Approximation B durch Betrachtung der statistischen Fluktuationen der Anzahl der e^+e^- Paare, die die aktiven Schichten durchqueren, abschätzen [FAB85]

$$\frac{\sigma_{\text{samp}}}{E} = 0.032 \cdot \sqrt{\frac{\Delta E (MeV)}{E (GeV)}} \quad (1.6)$$

wobei ΔE der mittlere Energieverlust in einer Sampling-Zelle ist.

Zu einer weiteren, in der obigen Gleichung nicht berücksichtigten Beeinträchtigung der Energieauflösung bei Sampling Kalorimetern führen:

- i) Niederenergetische Elektronen, die durch Photoeffekt und Comptonstreuung sowohl im Absorber als auch im aktiven Material entstehen.
- ii) Weglängen- und Landau-Fluktuationen bei Verwendung von Gasdetektoren oder flüssigen Medien mit geringer Schichtdicke als aktives Material.

Die relative Größe und der Beitrag dieser Einflüsse sind stark detektorspezifisch. Es ist aber zu beachten, daß alle Effekte, die deponierte Energie und deren Fluktuationen betreffend, quantitativ mit großer Genauigkeit durch Simulationsprogramme (z.B. EGS [FOR78]) beschrieben werden können.

Experimentell wird beobachtet, daß das Signalverhältnis $S_{\text{e}/\mu}$ von Elektronen und Myonen in Sampling Kalorimetern mit einer großen Differenz der Kernladungszahlen der passiven und aktiven Medien kleiner als eins ist und mit wachsender Kernladungszahl des Absorbermaterials fällt (siehe [FAB85] und dort gegebene Referenzen). Dieser sogenannte "Transition Effekt" oder "Migration Effekt" ergibt sich dadurch, daß die Energiedeposition durch die γ -Komponente des elektromagnetischen Schauers überwiegend im Absorber erfolgt, weil der Wirkungsquerschnitt des Photoeffektes proportional zu Z^2 ist.

1.2.2 Hadronische Schauer

Die Fluktuationen der Energiedeposition (siehe Kapitel 1.2.1) der geladenen Teilchen (e , p , π , K , ...) in den aktiven Schichten bilden die Sampling Fluktuationen einer hadronischen Kaskade. Ihr Beitrag zur relativen Energieauflösung für verschiedene Experimente folgt der Parametrisierung [FAB85]

$$\frac{\sigma_{\text{samp}}}{E} = 0.09 \cdot \sqrt{\frac{\Delta E (MeV)}{E (GeV)}} \quad (1.7)$$

wobei ΔE der Energieverlust eines minimalionisierenden Teilchens in einer Sampling-Zelle ist. Wie der Vergleich mit Gleichung 1.6 verdeutlicht, sind im gleichen Kalorimeter die Fluktuationen der Anzahl der Teilchen, die zum Signal im hadronischen Schauer beitragen, größer als im Fall der elektromagnetischen Schauer. Mögliche Ursachen sind:

- i) Die Anzahl verschiedener zum Signal beitragender Teilchen ist im hadronischen Schauer kleiner, weil z.B. Teilchen (π , p) mit großer Energie viele aktive Schichten durchqueren, bevor sie wechselwirken.
- ii) Die mittlere deponierte Energie der einzelnen Teilchen im hadronischen Schauer ist größer.
- iii) Die meisten Protonen haben eine geringe kinetische Energie. Der Energieverlust durch Ionisation ist in diesem Energiebereich stark energieabhängig. Diese Fluktuationen können nicht von den Sampling Fluktuationen unterschieden werden.

Den dominierenden Beitrag zum Fehler der Energiemessung liefern Fluktuationen im Anteil der Schauerenergie, der in ionisierende Teilchen überführt wird. Diese Fluktuationen werden als intrinsisch bezeichnet. Wichtigste Ursache sind stark schwankende Energieverluste in Form von Bindungsenergie bei den vielfältigen Kernprozessen (siehe Kapitel 1.1.2).

Aufgrund dieser Energieverluste wird experimentell für fast alle Absorbermaterialien ein Signalverhältnis von Elektronen und Hadronen gemessen, das oberhalb einer Energie von einigen GeV größer als eins ist und mit zunehmender Teilchenenergie fällt. Weil die Anzahl der π^0 's und damit der elektromagnetische Energieanteil im hadronischen Schauer großen nichtgaußischen Fluktuationen unterworfen ist und mit der Primärenergie zunimmt, ergeben sich für die Energiemessung von Hadronen wichtige Konsequenzen:

- i) Es tritt ein konstanter Beitrag zur relativen Energieauflösung auf.
- ii) Das mittlere Kalimetersignal ist nicht zur Primärenergie proportional.
- iii) Die gemessenen Energiespektren sind nicht gaußförmig.

Es bieten sich zwei verschiedene Konzepte, um diese Probleme zu lösen.

- I. Mit einer geeigneten Kalibrationsfunktion kann auf der Basis einzelner Ereignisse das Signal der elektromagnetischen Schauerkomponente der hadronischen angeglichen werden.
- II. Durch die Verwendung wasserstoffreicher aktiver Medien bei geeignetem Verhältnis von aktivem und passivem Material (sampling fraction) kann ein Sampling Kalorimeter mit einem Signalverhältnis von Elektronen und Pionen, das gleich eins ist (kompensierendes Sampling Kalorimeter), hergestellt werden.

Das erste Konzept wird anhand von Messungen mit einem Pb/Cu-LAr Kalorimeter in der vorliegenden Arbeit diskutiert (vergleiche Kapitel 5).

Eine sorgfältige Untersuchung der Signalbeiträge in Sampling Kalorimetern mit Hilfe von Simulationsrechnungen (siehe [BRU'86], [WIG86]) zeigt, daß bei Verwendung wasserstoffhaltiger aktiver Medien niederenergetische Neutronen durch elastische Neutronenstreuung signifikant zum Gesamtsignal beitragen. Das Signalverhältnis von Neutronen zu minimalionisierenden Teilchen steigt mit zunehmendem Dickenverhältnis R_d von passivem und aktivem Medium, so daß mit Hilfe von R_d das mittlere Signalverhältnis von Elektronen und Hadronen verändert werden kann. Messungen mit einem Blei-Szintillator Kalorimeter ($R_d = 4$) liefern ein Signalverhältnis von Elektronen und Pionen von $S_{e/h} = 1.05 \pm 0.04$ ($E > 10$ GeV)

und bestätigen die Ergebnisse der Simulationsrechnungen [BER87]. Da die Anzahl der Neutronen und die Bindungsenergieverluste korreliert sind, ergibt sich durch den Beitrag der niederenergetischen Neutronen zum meßbaren Signal eine Reduktion der intrinsischen Fluktuationen. Messungen liefern für ein kompensierendes Uran-Szintillator Kalorimeter intrinsische Fluktuationen von $\frac{0.19\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}}$ [TIE89]. Es ist jedoch zu beachten, daß von den bisher betrachteten Absorbermaterialien nur Uran hinreichend kleine Werte von R_d und damit auch geringe Sampling Fluktuationen ermöglicht. Neuere Entwicklungen [WIG89] deuten darauf hin, daß durch eine "dichtere" geometrische Anordnung von Szintillator- und Absorbermaterial ("Spaghetti" Kalorimeter) gute Ergebnisse bezüglich Kompensation und Sampling Fluktuationen erreicht werden könnten.

Die relative Energieauflösung $\frac{\sigma}{\langle E \rangle}$ elektromagnetischer und hadronischer Schauer eines Sampling Kalorimeters kann mit der Teilchenenergie E durch den Ansatz

$$\frac{\sigma}{\langle E \rangle} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{R^2}{E^2} + C^2} \quad (1.8)$$

parametrisiert werden, mit $A^2 = I^2 + S^2$. Die Größe S beschreibt die Sampling Fluktuationen, I die intrinsischen Fluktuationen. Der Beitrag R , der das elektromagnetische Rauschen berücksichtigt, fällt mit E^{-1} und ist in der Regel nur für kleine Teilchenenergien von Bedeutung. Im Fall elektromagnetischer Schauer repräsentiert der konstante Term C lediglich instrumentelle Effekte, wie z.B. Interkalibrationsfehler. Bei einfallenden Hadronen wird dieser Term durch Fluktuationen der π^0 -Energie dominiert, wenn das Signalverhältnis von Elektronen und Hadronen $S_{e/h}$ ungleich eins ist ($C \sim (S_{e/h} - 1)$).

1.3 Rekonstruktion der Schauerachse

Die laterale Segmentierung eines Kalorimeters erlaubt die Rekonstruktion der Schauerachse, respektive die Bestimmung des Eintrittsortes des Primärteilchens auf der Kalorimeterfrontfläche. In [AKO77] werden verschiedene Algorithmen zur Rekonstruktion der Schauerachse elektromagnetischer Schauer untersucht. Ortsmessung mit hadronischen Schauern (π , K , und p) werden in [DAV80] diskutiert.

Sowohl für elektromagnetische [AKO77] als auch für hadronische Schauer [DAV80] wird eine exponentielle Verteilung der Schauerenergie in transversaler Richtung gemessen

$$\frac{\Delta E}{\Delta y} = A_1 e^{b_1 y} + A_2 e^{b_2 y} \quad (1.9)$$

wobei die Abschwächungslängen b_1 und b_2 für elektromagnetische (hadronische) Schauer Funktionen der effektiven Strahlungslänge X_{eff} (nuklearen Wechselwirkungslänge λ_{eff}) sind und von der longitudinalen Schauerausdehnung abhängen. Aufgrund der gleichen lateralen funktionalen Abhängigkeit von elektromagnetischen und hadronischen Schauern gelten die folgenden Betrachtungen für Elektronen und für Pionen.

Ein einfacher Algorithmus zur Rekonstruktion des Einschufortes ist die Schwerpunktmethod. Die in den Segmenten entlang der Schauerachse deponierte Energie

wird mit den Schwerpunktkoordinaten der einzelnen Segmente gewichtet

$$x_{CG} = \frac{\sum_{\text{alle Seg.}} x_i E_i}{\sum_{\text{alle Seg.}} E_i}, \quad (1.10)$$

wobei x_i die Schwerpunktkoordinate und E_i die deponierte Energie im i -ten Segment ist. Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der lateralen Schauerenergieverteilung ergibt sich ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen den mit der Schwerpunktmethode ermittelten Eintrittskordinaten und den realen Eintrittskordinaten auf der Kalorimeterfrontfläche. Unter der Annahme einer mittleren Abschwächungslänge¹ b und einem Durchmesser einer Zelle von 2Δ ergibt sich [AKO77]

$$x_r = b \operatorname{arcsinh}\left(\frac{x_{CG}}{\Delta} \sinh\left(\frac{\Delta}{b}\right)\right). \quad (1.11)$$

Die Größe x_r ist der reale Teilcheneintrittsort und x_{CG} der mit der Schwerpunktmethode rekonstruierte. Die Größe der Abweichungen vom linearen Verhalten wird durch das Verhältnis $\frac{\Delta}{b}$ bestimmt. Für $\frac{\Delta}{b} \approx 1$ ist $x_r = f(x_{CG})$ näherungsweise linear mit einem Steigungsmaß von eins.

1.4 Flüssig-Argon Sampling Kalorimeter

Erste Messungen mit flüssigem Argon (liquid Argon, LAr) als aktives Medium in einem Sampling Kalorimeter wurden 1974 von Willis et. al. [WIL74] durchgeführt. In [FEL89] werden die Eigenschaften von LAr unter dem Aspekt einer Verwendung als Nachweismedium eines Sampling Kalorimeters zusammengefaßt.

Die Abbildung 1.3 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt aus einem LAr Sampling Kalorimeter. Die geladenen Teilchen einer elektromagnetischen oder hadronischen Kaskade erzeugen beim Durchqueren des flüssigen Argons durch Ionisation freie Ladungsträger und Argonionen. Die gemessene mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares in LAr beträgt $23.6 \pm_{0.3}^{0.5}$ eV [MIY74]. In einem homogenen elektrischen Feld E werden die Elektronen und Ionen getrennt. Die Elektronen driften mit der Geschwindigkeit v_D zur Anode ($v_D \approx 5 \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}}$ bei $E = 1000 \frac{\text{V}}{\text{mm}}$ [MIL68]). Da die Beweglichkeit der Argonionen um einen Faktor 10^4 kleiner ist, liefern nur die Elektronen einen Beitrag zum Signal. Die an der Elektrode meßbare Ladung hängt von der Driftgeschwindigkeit der freien Ladungsträger, von der Rekombination der Elektronen und der Argonionen und der Absorption der Elektronen durch elektronegative Verunreinigungen im LAr ab. Unter Vernachlässigung der letzten beiden Effekte und der Annahme einer gleichmäßigen Ionisation über die LAr Zwischenräume beträgt die meßbare Ladung die Hälfte der in den LAr Zwischenräumen² erzeugten [WIL74]. Ein elektromagnetischer Schauer deponiert in einem typischen elektromagnetischen LAr Kalorimeter im LAr einen Energieanteil in der Größenordnung von 10 %. Dies führt zu einem meßbaren Signal von $1.1 \cdot 10^6 \frac{\text{e}}{\text{GV}}$ bzw. $340 \frac{\text{fC}}{\text{GV}}$. Die für die Ladungssammlung benötigte Zeit liegt im Bereich von 200 ns pro 1 mm LAr Zwischenraum, bei einer für den Betrieb eines LAr Kalorimeters typischen Feldstärke von $E = 1000 \frac{\text{V}}{\text{mm}}$.

¹ b stellt eine Mittelung sowohl in lateraler als auch in longitudinaler Richtung dar.

²Die Argonionen werden hierbei als unbeweglich angenommen.

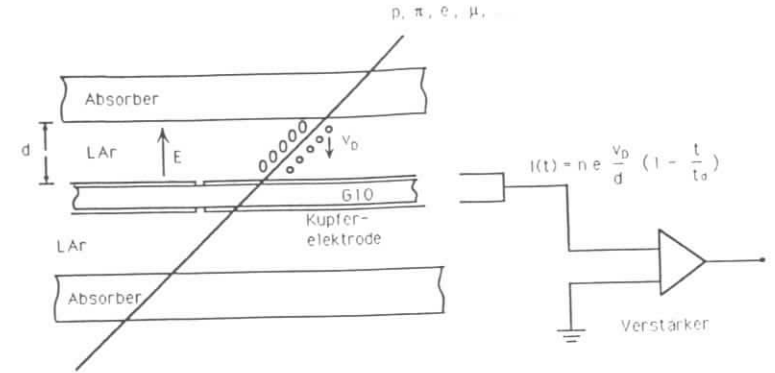


Abbildung 1.3: Ausschnitt aus einem LAr Sampling Kalorimeter.

Die Elektronen rekombinieren mit den Argonionen fast ausschließlich durch Strahlungsrekombination ($Ar^+ + e^- \rightarrow Ar + \gamma$). Die Rekombinationswahrscheinlichkeit nimmt mit steigender Driftgeschwindigkeit ab, so daß mit zunehmender Feldstärke E die meßbare Ladung ansteigt. Die driftenden Elektronen werden auch durch elektronegative Verunreinigungen eingefangen. Die freie Weglänge s ist nach Messungen [MIL68] $s = 0.12 \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{kV}} \frac{\text{ppm O}_2}{\text{kV}} \right] \frac{E}{p}$ mit p als O_2 Konzentration in ppm. Mit zunehmender elektrischer Feldstärke E steigt die meßbare Ladung an und erreicht einen Plateauwert. Diese Abhängigkeit, die als Hochspannungskurve bezeichnet wird, läßt sich nach [ENG74] näherungsweise durch folgenden Ansatz beschreiben:

$$Q = Q_0 \cdot f \cdot \frac{s}{d} (1 - e^{-d/s}), \quad (1.12)$$

mit $f = \frac{1}{1+k/E}$ und k als Rekombinationskonstante mit dem Wert $k = 1.1 \pm 0.2 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$. Diese Gleichung gilt nur für O_2 -Konzentrationen kleiner als 10 ppm. Durch Variation der elektrischen Feldstärke E und Messung der Ladungsmenge kann einerseits der Arbeitspunkt des LAr Kalorimeters bestimmt und andererseits durch Anpassung von Gleichung 1.12 eine begrenzte Aussage über den O_2 -Gehalt im Argon gemacht werden.

Als aktives Medium eines Sampling Kalorimeters bietet LAr eine Reihe von Vorteilen, so daß es von zahlreichen bestehenden und in Vorbereitung befindlichen Experimenten (H1 Kollaboration, D0 Kollaboration) verwendet wird:

- i) Durch die sehr gute Homogenität treten keine ortsabhängigen Signalschwankungen auf.
- ii) Die hohe Dichte³ (1.4 g/cm^3) erlaubt den Bau eines kompakten Kalorimeters.
- iii) Argon ist nicht elektronegativ, dadurch ist eine Sammlung der durch Ionisation entstehenden Ladung möglich. Eine Unterteilung des Kalorimeters in

³Landaufkonzentrationen liefern dadurch erst bei kleinen LAr Zwischenräumen ($\leq 0.8 \text{ mm}$) einen signifikanten Beitrag zur Energieauflösung.

kleine Auslesebereiche kann einfach vorgenommen werden.

- iv) Die Ladungsmessung ermöglicht eine einfache elektronische Kalibration.
- v) Der hohe Wert der Beweglichkeit ($v_D = 5 \text{ mm}/\mu\text{s}$ bei $E = 1 \text{ kV}/\text{mm}$) für LAr ermöglicht relativ kleine Ladungssammlungszeiten und daher geringe Kalorimetertotzeiten.
- vi) Argon ist strahlungsfest, nicht brennbar und zu niedrigen Kosten in reiner Form erhältlich.

Als Nachteil ist die niedrige Siedetemperatur von Argon anzusehen ($88 \text{ }^\circ\text{K}$). Sie erfordert eine kryogenische Behandlung der Kalorimeter. Die niedrige Siedetemperatur führt allerdings auch zu einem Ausfrieren von vielen elektronegativen Verunreinigungen.

Kapitel 2

Aufbau des Testexperimentes

In diesem Kapitel wird der gesamte Aufbau des H1 Kalorimetertestexperimentes erläutert (siehe auch [BRA87]). Nach einer Beschreibung des Teststrahls und der strahldefinierenden Elemente in Kapitel 2.1 wird in Kapitel 2.2 der Aufbau des Flüssig-Argon Testkalorimeters und des zugehörigen kryogenischen Systems dargestellt. Die Kapitel 2.3 und 2.5 beschreiben die Elektronik sowie das Trigger- und Datennahmesystem. Der Aufbau eines als Tailcatcher dienenden Eisen-Streamerkammer Kalorimeters wird in Kapitel 2.4 kurz behandelt. Weitere Details bezüglich des Aufbaus und der Funktion dieser Komponente sind in der Dissertation von E. Vogel [VOG88] und auch in [BRA88] zu finden. Kapitel 2.6 beschäftigt sich mit der Simulation von Elektronen und Pionen im Testaufbau mit Hilfe von Monte Carlo Methoden.

2.1 Der Teststrahl und die strahldefinierenden Detektoren

Die Testmessungen wurden in der Nordhalle 1 am Teststrahl H6 [H681] des CERN SPS in der Zeit von Juni 1986 bis November 1986 durchgeführt.

2.1.1 Der Teststrahl

Die Strahloptik des Teststrahls H6 ist in Abbildung 2.1 zusammengefaßt. Der zur Verfügung stehende Teststrahl lieferte Elektronen, Myonen, Pionen, Protonen und Kaonen im Impulsbereich von 5 bis $250 \text{ GeV}/c$. Der überwiegende Teil der Messungen wurde mit Elektronen und Pionen durchgeführt. Im Hinblick auf die Strahlführung lassen sich zwei Impulsbereiche unterscheiden: für $p \geq 100 \text{ GeV}/c$ der sekundäre Modus; für $p \leq 100 \text{ GeV}/c$ der tertiäre Modus.

Oberhalb eines Impulses von $100 \text{ GeV}/c$ erfolgte der Betrieb von H6 im sekundären Modus. Hierbei befand sich das zweite Target nicht in der Strahlführung. Die Separation von Elektronen und Pionen wurde durch eine räumliche Trennung der Teilchen aufgrund der Abstrahlung von Synchrotronlicht durch die Elektronen [ATH85] erzielt. Der Energieverlust der Elektronen fand im wesentlichen in BM3 statt und lag bei einem Impuls von $120 \text{ GeV}/c$ in der Größenordnung von 2 %. Durch Variation des Kollimators C3 ergab sich die Möglichkeit, Elektro-

OPTICS OF BEAM H6 vertical plane

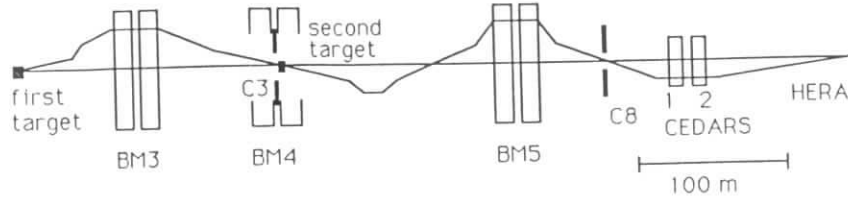


Abbildung 2.1: Strahloptik des Teststrahls H6.

nen oder Pionen zu selektieren. Die Impulsaufösung in diesem Modus betrug für Elektronen $\Delta p/p = 0.8\%$ und für Pionen $\Delta p/p = 0.05\%$.

Im tertiären Modus [COE85], also mit Teilchenimpulsen kleiner als $100\text{ GeV}/c$, befand sich hinter C3 ein sekundäres Target im Strahl, das, abhängig von der zu selektierenden Teilchensorte, entweder aus Aluminium oder Polyäthylen verschiedener Dicken bestand. Der erste Teil der Strahlführung wurde dabei für den größtmöglichen Impuls optimiert, während der zweite Teil, nach dem sekundären Target, den niedrigeren Impulsen angepaßt war. Die Auswahl von Elektronen bzw. von Pionen erfolgte mit Hilfe von zwei Differentiellen Cerenkov-Zählern mit Ringselektion (CEDARs). Die Beschreibung, die Eigenschaften und die Anwendung dieser Zähler in den Teststrahlensystemen des SPS sind in [BOV82] zu finden. Der Funktionsbereich für Elektronen und Pionen, der im H6 Strahl verwendeten CEDARs, liegt bei Impulsen zwischen 10 und $80\text{ GeV}/c$. In diesem Modus betrug die Impulsaufösung für beide Teilchenarten ungefähr $\Delta p/p = 0.8\%$.

Im Teststrahl H6 befanden sich vor dem H1 Kalorimetertestexperiment zwei weitere Experimentierzonen: die Zone des NA32 Experimentes und das Testgebiet der DELPHI-Kollaboration. Das Vakuumrohr, in dem die Teilchen geführt wurden, um Vielfachstreuung zu reduzieren, endete daher hinter dem letzten Quadrupolmagneten Q18 vor der NA32 Experimentierzone, ungefähr 59 m vor dem H1 Testgebiet. Die Tabelle 2.1 zeigt eine Übersicht der Materie, die sich vor dem H1 Testkalorimeter in der Strahlführung befand [BLU86]. Mehr als die Hälfte des inaktiven Materials vor der ersten Absorberplatte des Kalorimeters bestand aus flüssigem Argon (LAr).

Zone	Materie	Länge (cm)	Länge (X_0)
NA32	Luft	1351.0	$4.4 \cdot 10^{-2}$
	Detektoren	1884.6	$14.1 \cdot 10^{-2}$
DELPHI	Luft	2500.0	$8.2 \cdot 10^{-2}$
	Detektoren	10.1	$5.2 \cdot 10^{-2}$
H1	Luft	537.4	$1.2 \cdot 10^{-2}$
	Detektoren	12.1	$14.4 \cdot 10^{-2}$
	Vakuum	65.5	
	LAr	8.4	$60.0 \cdot 10^{-2}$
	Summe	6369	1.08

Tabelle 2.1: Verteilung der Materie vor der ersten Absorberplatte des Testkalorimeters in dem Teststrahl H6.

Die Teilchenpulse wurden vom SPS innerhalb von Zyklen einer zeitlichen Dauer von insgesamt 14.4 s mit einer Pulsdauer von 2.4 s geliefert.

2.1.2 Die Strahldetektoren und Triggerzähler

Der zur Datennahme verwendete Teilchenstrahl wurde mit Hilfe der beiden CEDARs, zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPCs) [WUE82] und einer Reihe von Szintillationszählern definiert. Die Anordnung dieser Elemente im Testaufbau geht aus Abbildung 2.2 hervor.

Vor den Szintillationszählern waren die beiden MWPCs mit jeweils einer horizontalen und einer vertikalen Anodenebene aufgebaut. Die beiden Kammern hatten einen Abstand von ungefähr 19 cm . Die sensitive Fläche betrug $25.4 \times 25.4\text{ cm}^2$. Die verstärkten Signale von aktivierten Anodendrähten wurden vom PCOS2 System der Firma Lecroy digitalisiert. Mit diesen Kammern wurde die Teilchenposition je Richtung auf 2 mm (FWHM) bestimmt. Die MWPCs dienten im wesentlichen dazu, das Strahlprofil während der Phasen der Strahloptimierung zu beobachten, bei der Offline-Analyse jedem Teilchen einen definierten Eintrittsort auf der Frontfläche des Kalorimeters zuzuordnen, und außerdem Ereignisse mit Mehrfachsignalen in den MWPCs auszusondern.

Als weitere strahldefinierende Elemente dienten neben den CEDARs und den MWPCs noch zwei Szintillationszähler (B_1 und B_2), die gekreuzt in einem Abstand von 2 m hintereinander aufgestellt waren. Die im Fall einer Koinzidenz sensitive Fläche betrug $3 \times 3\text{ cm}^2$. Der Szintillator maß in der Dicke 1 cm .

Hinter B_2 befand sich ein Lochzähler mit einem Lochdurchmesser von 2 cm , einer Fläche von $20 \times 40\text{ cm}^2$ und einer Szintillatordicke von 1 cm , der zusammen mit einer unmittelbar dahinter befindlichen Ebene aus einzelnen Szintillationszählern (im folgenden als Veto-Wand (VM) bezeichnet) die Entfernung von Ereignissen mit mehreren, gleichzeitig einfallenden Teilchen ermöglichte. Zwei weitere Ebenen (M_1 und M_2) aus ebenfalls jeweils zehn Szintillationszählern mit einer Länge von 120 cm , einer Breite von 20 cm und einer Dicke von 1 cm , dienten der Identifikation von Myonen. Der Überlapp zwischen benachbarten Zählern einer Ebene betrug 0.5 cm . Das Szintillationslicht der einzelnen Zähler gelangte über Lichtleiter zu Photovervielfacherröhren vom Typ 6655A der Firma RCA.

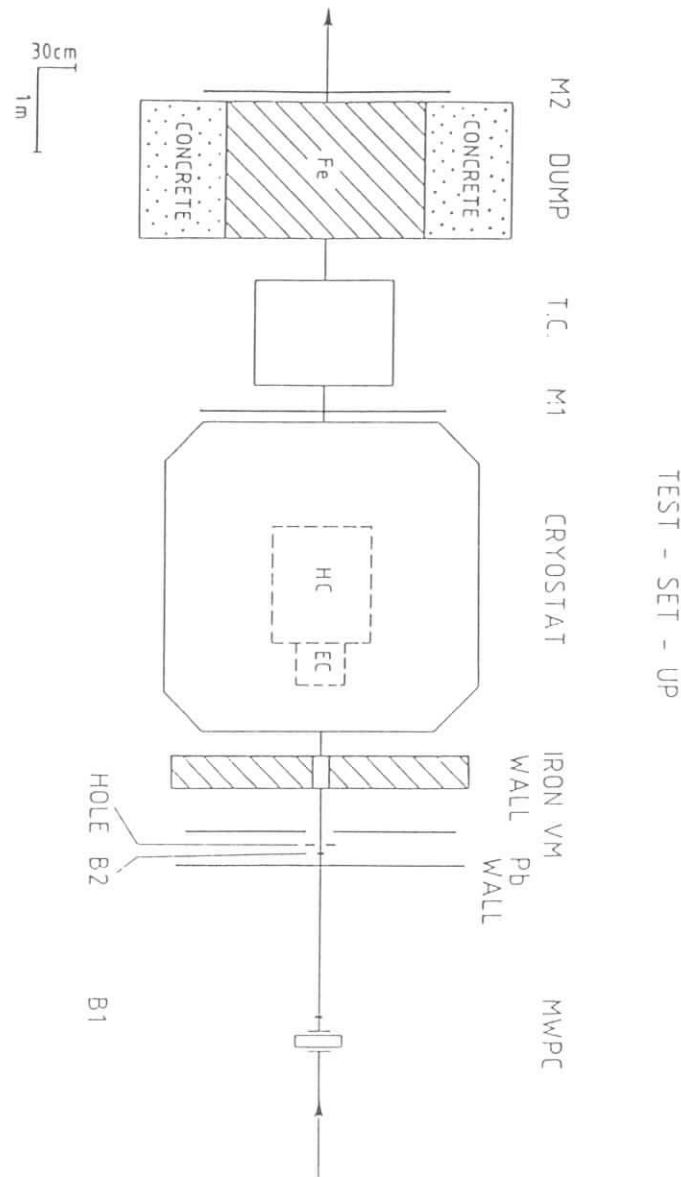


Abbildung 2.2: Experimentelle Anordnung des Testaufbaus.

Die Signale der Röhren wurden mit Hilfe von Diskriminatoren einerseits der Triggerlogik zugänglich gemacht, andererseits zur weiteren Analyse auf die einzelnen Kanäle von sogenannten Pattern Units gegeben, in denen dann Bits gesetzt wurden (siehe Kapitel 2.5).

Um die Nachweiswahrscheinlichkeit des Lochzählers für Photonen zu erhöhen, wurde vor B_2 eine Wand aus Blei mit einer Dicke von 1 cm ($\sim 2 X_0$) mit einer VM entsprechenden Fläche angebracht. Für den Teilchendurchtritt war die Wand mit einem Loch mit dem Durchmesser von 4.2 cm versehen. Damit Ereignisse mit aus dem Kalorimeter zurückgestreuten Schauerteilchen nicht durch Signale in VM aus den Daten entfernt wurden, befand sich eine 40 cm dicke Wand aus Eisen zwischen VM und Kryostat. Die Öffnung für den Strahl betrug $11.5 \times 12.8 \text{ cm}^2$. Die zweite Ebene aus Szintillationszählern (M_1) war direkt hinter dem Kryostat und vor dem Eisen-Streamerammer Kalorimeter aufgebaut. Die dritte Ebene (M_2) befand sich hinter einem Block aus Eisen mit einer Breite von 160 cm und einer Tiefe von 160 cm, der hinter dem Tailcatcher der Absorption verbleibender Schauerteilchen diente.

2.2 Das Flüssig-Argon Kalorimeter

Eine Photographie des Flüssig-Argon (LAr) Kalorimeters ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Dem Konzept des LAr Kalorimeters des H1 Experimentes folgend [H185] bestand das Testkalorimeter aus zwei Teilen: einem elektromagnetischen Kalorimeter (EC) mit einer Länge von 1.13λ ($26.2 X_0$) und einem hadronischen Kalorimeter (HC), dessen Länge 6.12λ betrug. Im Hinblick auf eine gute Energieauflösung für Elektronen und Photonen und einer guten Elektron/Hadron Trennung sowie einer kompakten Bauweise wurde für das EC Blei als Absorbermaterial, ein feines Sampling (2.4 mm Pb, 2.8 mm LAr) und kleine Segmente gewählt. Als Absorbermaterial für das HC wurde Kupfer verwendet. Eine kleine Absorptionslänge ($\lambda_{Cu} = 15.1 \text{ cm}$) und die Möglichkeit guter mechanischer Bearbeitung erlauben den Bau eines kompakten hadronischen Kalorimeters mit feinem Sampling (5.0 mm Cu, 2.9 mm LAr) und daher einem geringen Beitrag der Sampling Fluktuationen zur Energieauflösung für Hadronen. Die räumliche Segmentierung des HCs sollte der Identifikation der elektromagnetischen Komponente in hadronischen Schauern und damit verbunden einer Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie dienen. Die Kapitel 2.2.1 und 2.2.2 beschreiben detailliert den Aufbau der beiden LAr Kalorimeterkomponenten.

Kapitel 2.2.3 erläutert den Aufbau und die Funktion des kryogenischen Systems, das zum Betrieb des LAr Kalorimeters notwendig ist.

2.2.1 Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters

Als Absorbermaterial im EC dienten 58 quadratische Bleiplatten mit einer mittleren Dicke von 2.44 mm und einer Kantenlänge von 420 mm. Die Definition des LAr Zwischenraumes erfolgte durch Abstandshalter aus Teflon, die auf 12 Gewindebolzen montiert waren. Die Messung der Dicke von 28 LAr Zwischenräumen im Zentralbereich der Platten ergab einen Mittelwert von 2.78 mm.

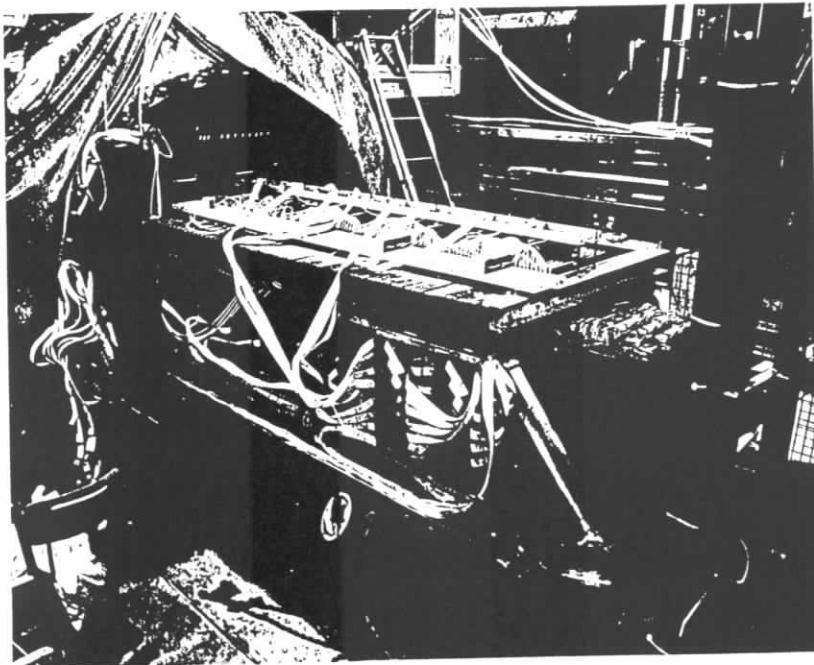


Abbildung 2.3: Photographie des Flüssig-Argon Kalorimeters.

Die an vier Punkten in der Mitte und am Rand gemessene und daraus berechnete mittlere Länge des ECs betrug 376.8 mm. Das gesamte Modul wurde durch die Gewindebolzen mechanisch in einem Rahmen fixiert.

Das EC war mit zwei verschiedenen Zellstrukturen konzipiert, die in Abbildung 2.4 dargestellt sind. Der vordere Teil bestand aus 15 Zellen, die aus jeweils zwei Absorberplatten aufgebaut waren. Eine der Absorberplatten wurde beidseitig mit einer Widerstandsfolie versehen, die andere mit sogenannten Ausleseplatten (readout boards (ROBs)) beklebt. Die Zellstruktur des hinteren Teils (14 Zellen) unterschied sich nur dadurch, daß die Widerstandsfolie auf die ROB Oberfläche geklebt wurde.

Die ROBs dienten zur Ladungssammlung der im Argon durch Ionisation der Schauerpartikel entstandenen freien Elektronen (siehe Kapitel 1.4) und bestanden aus einer 0.77 mm dicken glasfaserverstärkten Epoxydharzplatte (FR4), die auf der einen Seite mit Kupfer einer Dicke von $33 \mu\text{m}$ kaschiert war. Die Kupferschicht war in 48 einzelne Felder (Pads), mit Größen von $3 \times 3 \text{ cm}^2$ in der Mitte und 6×7.5 bzw. $7.5 \times 7.5 \text{ cm}^2$ am Rand, aufgeteilt mit jeweils einer Ausleseleitung, die auf der Rückseite des ROBs zum Rand geführt wurde. Abbildung 2.6 a) zeigt die Anordnung der Felder und der Ausleseleitungen. Durch die Einteilung in einzelne Felder ließ sich die räumliche Struktur des Schauers auflösen. Der Abstand zwischen zwei Pads betrug 1 mm, die Breite der Ausleseleitungen 0.6 mm. Zum Aufkleben der ROBs wurden die Bleiplatten zuerst geschliffen und eine $75 \mu\text{m}$ dicke Kaptonfolie mit einem Zwei-Komponenten Epoxydharzkleber aufgeklebt, wobei die Schichtdicke des Klebers ungefähr $30 \mu\text{m}$ betrug. Die Kaptonfolie diente zur Isolation der Ausleseleitungen der einzelnen Pads gegen die auf Masse gelegten Bleiplatten. Das ROB wurde mit dem gleichen Kleber auf die Kaptonfolie geklebt.

Jede zweite Absorberplatte im vorderen Teil und die ROBs im hinteren Teil wurden mit einer Widerstandsfolie beklebt, an der die Hochspannung für das zur Ladungssammlung erforderliche elektrische Feld lag. Diese Widerstandsfolie bestand aus einer $75 \mu\text{m}$ dicken Kaptonfolie, auf die eine Ruß-Kleber Mischung im Siebdruckverfahren gedruckt war. Nach dem Drucken wurde die Widerstandsschicht (HRC) in einem Ofen bei ungefähr 120°C ausgehärtet. Die Schichtdicke betrug ungefähr $40 \mu\text{m}$. Der Ohm'sche Widerstand des HRC ließ sich einerseits durch das Mischungsverhältnis des leitenden und des nichtleitenden Rußanteils einstellen, andererseits durch die Trockenzeit im Ofen. Die gemessenen Flächenwiderstände der Folien lagen im Bereich von 10 bis $70 \text{ M}\Omega/\square$, mit Schwankungen bis zu 50 % in einer Folie. Die auf diese Weise produzierten Widerstandsfolien wurden mit dem oben beschriebenen Verfahren auf die Absorberplatten geklebt. Die Versorgung der Folie mit Hochspannung erfolgte über am Rand aufgemalte Streifen von Leitsilberfarbe.

Die 15 Zellen des vorderen Kalorimeterteils bildeten insgesamt vier longitudinale Sektionen, bestehend aus drei, vier, vier und vier Zellen. Die 14 Zellen des hinteren Teils stellten die fünfte Sektion. Alle Absorberplatten der einzelnen Sektionen waren untereinander verbunden und über ein Kabel auf Nullpotential gelegt. Jede der fünf Sektionen besaß von der Kryostatdurchführung ausgehend ein eigenes Hochspannungsversorgungskabel, um im Fall eines lokalen Kurzschlusses in einer Sektion die Funktion der anderen Sektionen zu gewährleisten. Die einzelnen Pads jeder Sektion wurden jeweils longitudinal parallel geschaltet. Die

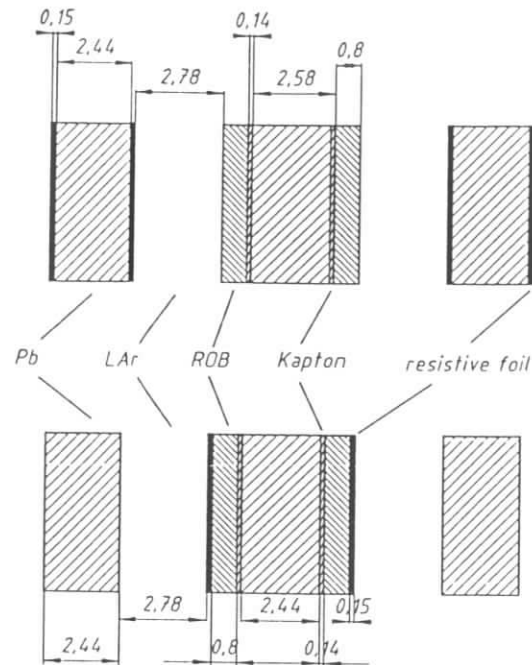


Abbildung 2.4: Zellstruktur im elektromagnetischen Kalorimeter (oberer Teil: Sektion 1 – 4, unterer Teil: Sektion 5).

Signalleitungen der so entstandenen Türme wurden mit einem auf dem Rahmen befestigten Verteiler über ca. 30 cm lange einzelne Kabel verbunden. Von dem Verteiler ausgehend gelangten die Signale des ECs über 15 Signalkabel einer Länge von ungefähr 5 m mit je 16 Signalleitungen zu den Kryostatdurchführungen. Um das elektronische Übersprechen zu reduzieren, befanden sich zwischen den einzelnen Signalleitungen auf Nullpotential gelegte Leitungen.

Messungen der Detektorkapazität der Sektionen ergaben folgende Werte: 73, 91, 90, 89 und 343 nF. Die Kapazität der einzelnen Türme lag, abhängig von der Fläche der Pads und der Anzahl der LAr Zwischenräume, im Bereich von 1 bis 11 nF.

Die wichtigsten Parameter des ECs sind in der Tabelle 2.2 zusammengefasst.

Das oben beschriebene Konzept der Verwendung von Widerstandsfolien wird als Lösung für die Hochspannungsversorgung des LAr Kalorimeters des H1 Experiments [H186] verwendet. Vorteile dieses Konzeptes sind:

- i) Die Absorberplatten müssen nicht auf Hochspannung gelegt werden.

Bleiplatten	$2.44 \times 420 \times 420 \text{ mm}^3$
LAr Zwischenraum	2.78 mm
ROB Dicke	0.8 mm
ROB Position	auf jeder 2. Absorberplatte
Anzahl der ROBs	57
Länge (mm / X_0 / λ)	376.8 / 26.2 / 1.13
Long. Segmentierung (X_0)	2.7 / 3.6 / 3.6 / 3.6 / 12.6
Detektorkapazität (nF)	73 / 91 / 90 / 89 / 343
Hochspannung	auf hochohmiger Folie
Abblockkondensatoren	nicht notwendig
Anzahl der elektronischen Kanäle	240
Molière Radius	3.3 cm
Energieanteil eines MIPs im LAr	0.144

Tabelle 2.2: Zusammenfassung der Parameter des ECs.

- ii) Ein verbesserter Schutz der Verstärker vor Hochspannungsüberschlägen, weil der Widerstand der Folie und die Kapazität des LAr Zwischenraumes (RC Glied) zu einer Begrenzung des Stromflusses in die Verstärker führen.
- iii) Zusätzliche Abblockkondensatoren sind nicht notwendig, da die Folien und die Absorberplatte bzw. das ROB eine große Kapazität bilden.

Nähere Details zu den Punkten ii) und iii) sind dem internen Bericht [FLA87] diskutiert.

Die Blockkapazität wurde durch die Dicke der Kleberschicht und der Kaptonfolie festgelegt. Sie betrug ungefähr 50 nF pro Platte.

2.2.2 Der Aufbau des hadronischen Kalorimeters

Als Absorbermaterial im HC wurde Kupfer verwendet. Bevor im folgenden der Aufbau detailliert beschrieben wird, sind in der Tabelle 2.3 die wichtigsten Parameter des HCs zusammengefasst.

Maße der Absorberplatten	$82.0 \times 80.0 \times 0.5 \text{ cm}^3$
LAr Zwischenraum	$2 \times 1.45 \text{ mm}$
Maße der ROB's	$82.0 \times 82.0 \times 0.1 \text{ cm}^3$
Anzahl der ROB's	156
ROB Position	Zentral im LAr
Länge (cm / λ)	197.46 / 6.12
longitudinale Segmentierung	$6 \times 1 \lambda$
Molière Radius	2.4 cm
Anzahl der elektronischen Kanäle	240
Hochspannung	auf der Absorberplatte
Blockkondensatoren im Argon	$2.5 \mu\text{F}$
Energieanteil eines MIPs im LAr	0.083

Tabelle 2.3: Zusammenfassung der Parameter des HCs.

Der Rahmen, auf dem das HC montiert war, besaß Rollen, so daß das Kalorimeter auf Schienen in das Innere des Kryostaten geschoben werden konnte. Das EC ließ sich auf Trägern, die am Rahmen des HCs angebracht waren, so vor dem HC positionieren, daß die geometrischen Mittelpunkte der x-y Ebene beider Kalorimeterteile nahezu zusammenfielen.

Das Absorbermaterial

Das HC bestand aus 156 Kupferplatten, die elektrisch isoliert in einem Rahmen aufgestellt waren. Die mittlere gemessene Breite der Absorberplatten betrug 82.0 ± 0.1 cm, die mittlere Höhe 80.0 ± 0.1 cm. Als mittlere gemessene Dicke¹ wurde ein Wert von 0.5 ± 0.005 cm ermittelt. Eine wichtige Größe für die Definition der Argondicke zwischen den Absorberplatten ist deren Ebenheit. Mit Hilfe der Messung der Ebenheit wurde die Sequenz der Absorberplatten so festgelegt, daß die systematischen Fehler der Argondicke minimal waren [DAV87]. Anhand der Krümmung der Absorberplatten ließen sich drei verschiedene Gruppen bilden:

- i) Krümmung in einer Richtung,
- ii) S-förmige Krümmung in horizontaler Richtung und
- iii) S-förmige Krümmung in vertikaler Richtung.

Zur Bestimmung der Krümmung und Festlegung der Reihenfolge innerhalb einer Gruppe wurden die Absorberplatten auf einem ebenen Marmortisch positioniert und an zwei Stellen entlang der Diagonalen die Sagitta f_i gemessen. Innerhalb der ersten Gruppe (83 Platten) lagen die mittleren Sagitta \bar{f} zwischen 0.08 und 0.72 mm. Die Platten wurden dabei in Strahlrichtung mit abnehmendem \bar{f} und mit der größten Krümmung nach unten auf dem Rahmen angeordnet. Die Werte von \bar{f} der zweiten Gruppe (55 Platten) betragen 0.18 bis 0.62 mm. Dabei wurden die Platten in der Reihenfolge zunehmendem \bar{f} 's montiert. Die Montage der Platten der dritten Gruppe (16 Platten) erfolgte in der gleichen Reihenfolge. Für \bar{f} wurden Werte im Bereich von 0.18 bis 0.68 mm bestimmt. Durch diese Reihenfolge ließen sich die geringsten möglichen Schwankungen der Argondicke im Bereich des Schauermaximums erreichen.

In den Ecken, zwischen aufeinanderfolgenden Absorberplatten waren zur Definition der LAr Zwischenräume isolierende Kunststoffringe und -platten montiert. Die gemessene Dicke der Ringe betrug 3.90 ± 0.02 mm, die der plattenförmigen Abstandshalter 3.92 ± 0.03 mm. Zur Positionierung waren die ringförmigen Abstandshalter auf Stahlbolzen gefädelt. Mit Hilfe dieser Bolzen und einer Abschlußplatte wurden die Absorberplatten zusammengehalten. Eine Messung der Gesamtlänge des HCs an den vier Ecken ergab einen Mittelwert von 197.5 cm. Der aus den Einzelmaßen berechnete Wert beträgt 198.5 cm. Dies deutet darauf hin, daß die Dicke der Cu-Platten am Rand geringfügig kleiner als 5 mm war.

Die Signalauslestruktur

¹Die Dickenmessung erfolgte über eine Messung des Gewichtes einer Platte bei bestimmter Höhe und Breite.

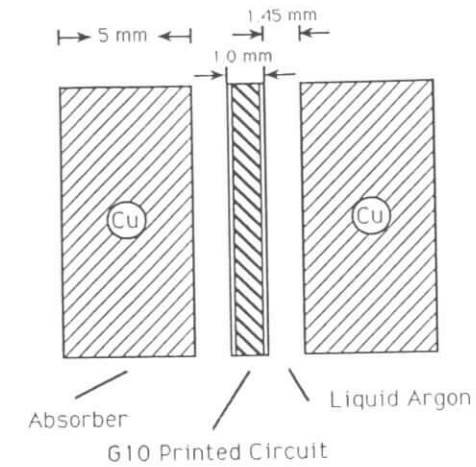


Abbildung 2.5: Zellstruktur im hadronischen Kalorimeter.

In die durch die Abstandshalter definierten Zwischenräume wurden ROBs einer mittleren Dicke von 1.0 mm eingeführt. Runde, von beiden Seiten angebrachte Abstandshalter mit einem Durchmesser von 5 mm legten die Position der ROBs fest. Die Höhe der Abstandshalter betrug 1.4 mm. Jedes ROB war mit 192 Abstandshaltern versehen, die bis auf eine Fläche von 24.0×24.0 cm² im Zentrum nahezu gleichmäßig über das ROB verteilt waren. Auf diese Weise entstanden also zwei LAr Zwischenräume, jeweils auf einer Seite des ROBs, mit einer Dicke von ungefähr² 1.45 mm (siehe Abbildung 2.5).

Die ROBs, die als Elektroden zur Ladungssammlung dienten, bestanden aus einer beidseitig kupferkaschierten (35 μ m pro Schicht) GFK Platte, in die eine Streifenstruktur (siehe Abbildung 2.6 b)) mit einer Breite von 79.2 mm und einem Abstand zwischen benachbarten Streifen von 0.8 mm geätzt wurden. Die Länge der vier inneren Streifen betrug 400 mm, die der äußeren 390 mm. Von den Streifen jeweils einer Seite des ROBs führten Ausleleitungen einer Dicke von 1 mm zu Steckern, die am jeweiligen Rand angebracht waren. Eine Masseleitung zwischen benachbarten Ausleleitungen sollte das Übersprechen der Signale auf benachbarte Leitungen verhindern.

Jedes zweite ROB wurde im LAr Zwischenraum um 90 Grad gedreht montiert, und geometrisch gleich positionierte Streifen zu einer longitudinalen Struktur parallelgeschaltet, so daß sechs longitudinale Sektionen entstanden, mit jeweils zwei ineinandergeschachtelten Gruppen von 13 ROBs, deren Streifen jeweils in x- oder y-Richtung orientiert waren und im folgenden als x- und y-Streifen bezeichnet wer-

²Durch das richtungsabhängige Schrumpfen des Basismaterials der ROBs, 2 mm/m transversal zu den Epoxydfasern und 3 mm/m in Richtung der Fasern, und aufgrund der Tatsache, daß die ROBs vermutlich nach Erreichen der LAr Temperatur nicht vollständig frei im LAr Zwischenraum beweglich waren, ist dieser Wert als Mittelwert zu sehen und kann lokalen Schwankungen unterworfen sein, die quantitativ nicht eindeutig bestimmt werden konnten.

den. Die letzte Sektion bestand nur aus 12 ROBs je Streifenrichtung. Die auf diese Weise gebildeten Türme segmentierten das HC in allen drei Raumkoordinaten. Die Länge der einzelnen Sektionen betrug ungefähr 1λ . Durch die Beschränkung auf horizontale oder vertikale Streifen konnte bei der Analyse der Daten das Sampling im HC verdoppelt werden (vergleiche Kapitel 5.6).

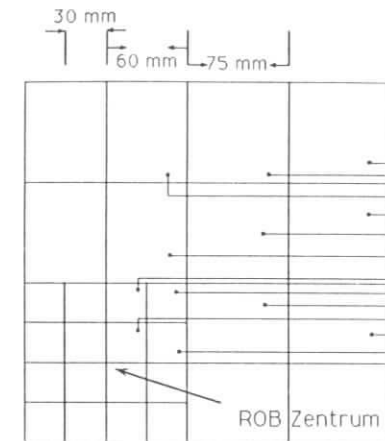
Die 10 Kanäle der x-Streifen bzw. der y-Streifen einer ROB Seite wurden über 2 m lange Kabel mit je 10 Ausleseleitungen, die durch auf Nullpotential gelegte Leitungen getrennt waren, zu einem Verteiler geführt. Von dem Verteiler ausgehend gelangten die Signale des HCs über 15 Signalkabel einer Länge von ungefähr 5 m mit je 16 Signalleitungen zu den Kryostatdurchführungen.

Die Hochspannungsversorgung

Die Hochspannungszuführung in das Innere des Kryostaten zum HC erfolgte durch sechs Hochspannungsversorgungsgeräte über 12 Hochspannungsleitungen. Jede Leitung war mit einem Widerstand von $5 \text{ M}\Omega$ zur Verringerung von elektronischem Rauschen versehen. Die erste und zweite Sektion des HCs wurden durch sechs Leitungen versorgt, die jeweils paarweise alternierend in vier Leitungen aufgeteilt und an die Kupferplatten angeschlossen wurden. Dadurch ging im Falle eines isolierten Hochspannungskurzschlusses lediglich in einem Drittel einer Wechselwirkungslänge die Hälfte des Signals verloren. Vier Hochspannungsleitungen versorgten in einer der oben beschriebenen äquivalenten Weise die dritte und vierte Sektion; zwei Leitungen wurden für die fünfte und sechste Sektion verwendet. Isolierte Hochspannungskurzschlüsse hätten zum Verlust eines halben LAr Zwischenraumes in $1/2 \lambda$ bzw. 1λ in der dritten und vierten bzw. fünften und sechsten Sektion geführt. Die gemessenen Kapazitäten aufgrund der LAr Zwischenräume der so gebildeten Gruppen lagen zwischen 129 und 670 nF.

Blockkondensatoren in jeder der Hochspannungsleitungen, die sich im LAr befanden und gegen Masse geschaltet waren, dienten zur Reduktion des negativen Übersprechens. Durch möglichst kurze Kabel zu den Kupferplatten sollten die Induktion und der Widerstand klein gehalten werden, da beide Größen die Wirkung der Kondensatoren reduzieren (Kapitel 3.2). Abhängig von der Anzahl der angeschlossenen Kupferplatten variierte die Kapazität der Kondensatoren zwischen 130 und 410 nF. Zusätzlich zu den Kondensatoren im LAr wurden an den Kryostatdurchführungen in jeder Hochspannungsleitung Blockkondensatoren mit einer Kapazität von $2 \mu\text{F}$ gegen die Kalorimetermasse geschaltet.

Struktur der Auslesefelder im EC



Struktur der Auslesefelder im HC

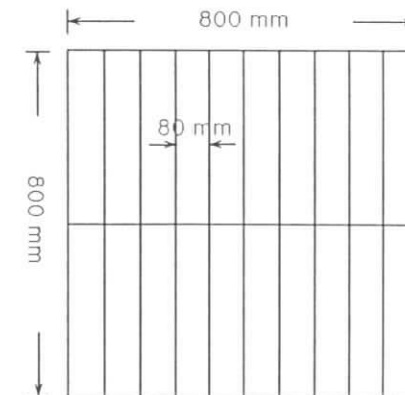


Abbildung 2.6: Struktur der Auslesefelder und der Signalleitungen im EC und HC.

2.2.3 Die Kryogenik

Die Siedetemperatur von Argon beträgt 88 °K. Deshalb muß das Flüssig-Argon Kalorimeter in einem Kryostat untergebracht werden.

Der bei den Testmessungen verwendete Kryostat war ein horizontal liegender Zylinder. Das Kalorimeter ließ sich, auf einem Rahmen montiert, in Strahlrichtung auf Schienen in den Kryostat hineinfahren. Der Stahltank hatte einen Innendurchmesser von 180 cm und eine Länge von 300 cm, so daß er maximal $\sim 6 \text{ m}^3$ flüssiges Argon aufnehmen konnte. Zwischen der 0.5 cm dicken Stahlwand des eigentlichen Argontanks und der 0.1 cm dicken Aluminium-Außenhaut befanden sich ungefähr 40 cm Polyurethanschaum, um den Wärmeverlust zu minimieren. Die Strahlteilchen gelangten durch ein Folienfenster (Mylar Folie) in eine 55 cm lange und 10 cm durchmessende Vakuumröhre, die in den Kryostatdeckel integriert war, und dann durch ein Fenster (0.2 mm Stahl) in das Innere des Kryostaten. Zwischen dem Strahlfenster und der ersten Absorberplatte des ECs gab es jedoch einen Abstand von ungefähr 8.4 cm, der mit flüssigem Argon gefüllt war (0.6 X_0).

Die Kühlung des Kryostatinneren auf Flüssig-Argon Temperatur erfolgte mit Hilfe von Wärmetauschern, die von flüssigem Stickstoff (Siedetemperatur 77 °K) durchströmt wurden und im oberen Bereich des Kryostaten, also in der Gasphase des Argons, angebracht waren. Um die Verunreinigung des Argons mit O_2 zu reduzieren, wurde der Kryostat beim Abkühlen auf einen Druck von $\sim 10^{-2}$ mbar evakuiert. Während des Kühlprozesses konnte in verschiedenen Höhen des Kryostaten die Temperatur gemessen werden. Die Gesamtdauer des Abkühlprozesses betrug drei Tage. Nach Erreichen der Siedetemperatur des Argons wurde der Kryostat mit Argon gefüllt, und zwar so weit, daß sich die Wärmetauscher noch in der Gasphase des Argons befanden. Wenn der gemessene Druck im Argongas aufgrund der Erwärmung einen Wert von ungefähr 1.2 bar überschritt, öffnete sich ein Ventil und flüssiger Stickstoff gelangte in den Wärmetauscher, an dem dann das gasförmige Argon kondensierte. Um das Eindringen von siedendem Argon in Form von Siedebölen in die Argonzwischenräume des Kalorimeters zu vermeiden, waren Bleche am unteren Teil des Kalorimeterrahmens montiert. Für das Aufwärmen des Kryostaten stand eine Heizung zur Verfügung, die am Boden des Kryostaten angebracht war. Um mechanische Spannungen durch große Temperaturgradienten beim Erwärmen zu vermeiden, wurde der Kryostat nur mit einer Leistung von 1600 W erwärmt (die Dauer der Aufwärmprozedur betrug fünf Tage).

Im oberen Bereich des Kryostaten befanden sich neun Durchführungen, die Signalkabel vom Kalorimeter, Hochspannungskabel, Signalkabel für Druck- und Temperaturmessung und Argon- und Stickstoffversorgungsleitungen aus dem Innenbereich des Kryostaten herausführten.

Die mit Hilfe eines O_2 -Meßgerätes in der Gasphase gemessene Verunreinigung des Argons mit O_2 betrug 2 ppm. Der aus der Anpassung von Gleichung 1.12 ermittelte Wert für die O_2 -Kontamination an die gemessene Hochspannungskurve des ECs und des HCs unterstützt das Ergebnis der Messung (vergleiche Kapitel 3.1).

2.3 Die Elektronik und das Kalibrationssystem

Die elektronische Auslekette zur Verarbeitung der Ladung aus dem LAr Kalorimeter ist für einen elektronischen Kanal in Abbildung 2.7 schematisch dargestellt. Sie war aus folgenden vier Komponenten aufgebaut: einem ladungsempfindlichen Vorverstärker, einem Treiber, einem Differenzverstärker mit pulsformender Stufe und einem ADC. Die Kalimetersignale gelangten über ungefähr 1.5 m lange abgeschirmte Kabel³ von den Durchführungen des Kryostaten zu den Vorverstärkern. Aus den Vorverstärkersignalen bildete die Treiberstufe ein Differenzsignal, das über ungefähr 60 m lange Kabel zu dem in der Meßhütte befindlichen Differenzverstärker mit pulsformender Stufe geführt wurde. Das geformte Signal mit einer Halbwertsbreite von 2 μs wurde von einem 12 Bit ADC-System (LeCroy 2280) digitalisiert. Die Länge des Integrationszeitfensters betrug während der gesamten Meßzeit 0.5 μs . Insgesamt standen 560 elektronische Kanäle zur Verfügung.

Zur Absoluteichung der Signale des LAr Kalorimeters (Kalibration) besaßen die ladungsempfindlichen Vorverstärker Testpulsingänge mit Kondensatoren einer Kapazität von $C_c = 10 \pm 0.1 \text{ pF}$. Ein Pulsgenerator (Hawlett Packard 8082 A) erzeugte ein Rechtecksignal, dessen Signalthöhe sich mit einem programmierbaren Abschwächer variieren ließ. Über ein Verteilersystem ("Linear Fan In Fan Out" Bausteine) wurde dieses Signal zu den Testpulsingängen der Vorverstärker geführt. Mit dem Rechteckpuls, dessen Anstiegszeit ungefähr der Ladungssammlungszeit in den LAr Zwischenräumen entsprach, wurde über die Kondensatoren eine definierte Ladungsmenge in das Ausleesystem injiziert. Die Pulshöhe des Rechtecksignals wurde über den programmierbaren Abschwächer so variiert, daß der gesamte dynamische Bereich der Auslekette angesprochen wurde. Für jeden elektronischen Kanal ergab sich daraus ein funktionaler Zusammenhang zwischen ADC-Bins und der Ladung am Vorverstärkereingang (es wurden Polynome 3. Grades angepaßt). Neben der absoluten Ladungseichung ("Kalibrationsfaktoren") lieferte diese Kalibration auch die Nullpunkte der Elektronik⁴ ("Pedestals") für die einzelnen Kanäle. Die Datennahme zur Ladungseichung und Pedestalbestimmung wurde in 12-stündigen Abständen durchgeführt. Die Änderung der Pedestals über einen Zeitraum von 30 Tagen war kleiner als ein Prozent. Die Problematik der Stabilität des oben beschriebenen Systems wurde während der Testmessungen 1987 noch einmal untersucht [JAC87]. Die mittlere Änderung der Pedestals während einer Woche betrug 0.5 % ($\sigma = 0.3$ %). Die mittlere Änderung der Kalibrationsfaktoren hatte einen Wert von 0.1 % ($\sigma = 0.5$ %).

³Die Impedanz der Signalkabel beträgt 97 Ω .

⁴Für die Analyse der Daten wurden allerdings Nullpunkte verwendet, die während des SPS Teilchenpulses bestimmt wurden, siehe Kapitel 2.5.

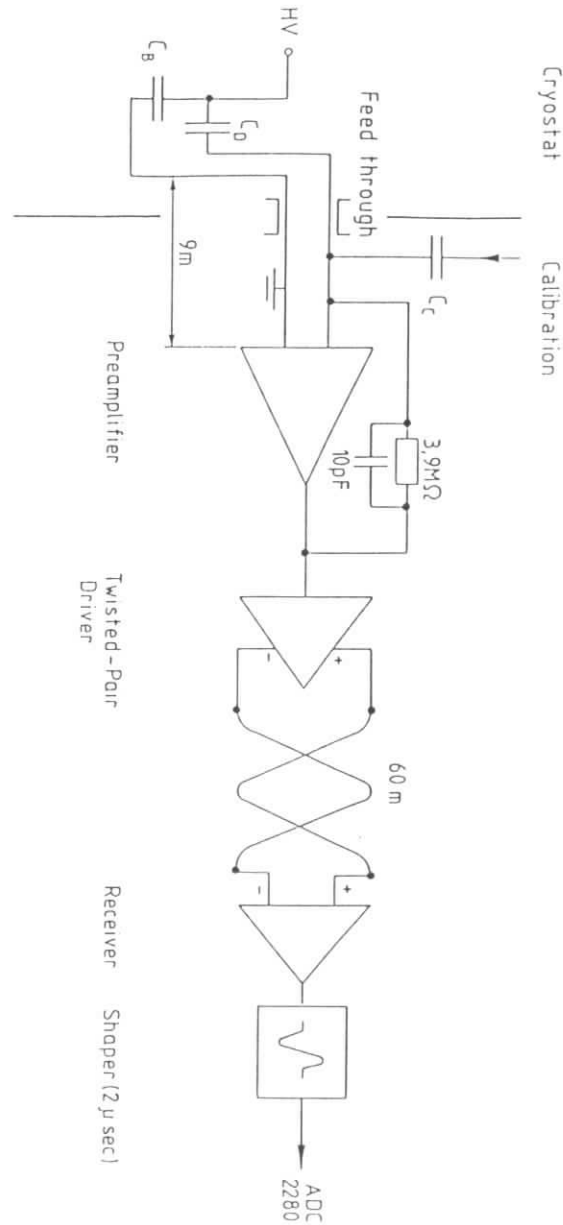


Abbildung 2.7: Skizze der elektronischen Ausleseketten der LAr Signale.

2.4 Das Eisen-Gas Kalorimeter

Um die Energie aus dem LAr Kalorimeter austretender Schauerteilchen messen zu können, wurde hinter dem Kryostaten ein Eisen-Gas Kalorimeter mit Streamerkammerauslese als sogenannter "Tailcatcher" installiert. Die Gesamtlänge dieses Kalorimeters betrug 4.5λ . Die Anordnung im Testaufbau geht aus Abbildung 2.2 hervor. Zwischen der letzten aktiven Schicht des LAr Kalorimeters und dem Gas Tailcatcher befand sich inaktives Material einer Gesamtlänge von 1.4λ . Die Materialien und deren Längen sind in der Tabelle 2.4 aufgelistet.

Das Tailcatcher-Kalorimeter besaß als Absorber 10 Eisenplatten einer Dicke von 5.0 cm und 10 Platten einer Dicke von 2.5 cm (siehe Tabelle 2.5). Während der Testmessungen wurden Absorber von 7.5 cm verwendet. Dies entspricht der Planung für das H1-Experiment. Die Absorberplatten waren in einem Abstand von 2.5 cm hintereinander angeordnet. Lediglich nach 30 cm Eisen betrug der Abstand zur nächsten Eisenplatte 5.0 cm (im H1 Experiment sind in dieser Position Myonkammern vorgesehen). Die transversalen Abmessungen der Eisenplatten betragen $110 \times 125 \text{ cm}^2$.

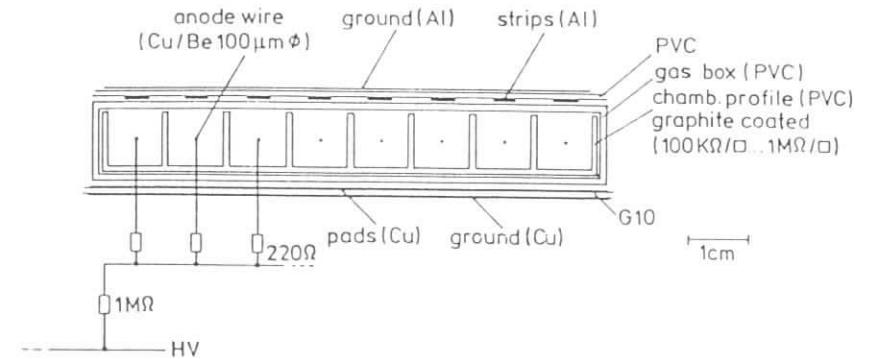


Abbildung 2.8: Schnitt durch ein Streamerkammer Element.

Zwischen den Eisenplatten befanden sich 13 Ebenen mit Proportionalkammern, die im Streamermodus betrieben wurden. Jede Ebene enthielt 12 Streamerkammer-elemente des Iarocci-Typs [IAR83], wobei eine Seite der Kammer-elemente keinen "Deckel" aufwies [BAT83]. Insgesamt wurden zur Auslese also 156 Proportionalkammern verwendet. Abbildung 2.8 zeigt einen Schnitt durch ein Streamerkammer Element. Der Flächenwiderstand der Kathode R_f lag im Bereich von $100 \text{ k}\Omega/\square$ bis $1 \text{ M}\Omega/\square$. Die Auslese der Kammern erfolgte über Pickup-Elektroden, die auf der offenen Kammerseite parallel zum Anodendraht angebracht waren. Die gegenüberliegende Seite war entweder mit orthogonal dazu angeordneten Strips

Material	Länge (cm)
Letzte Kupferplatte	0.5
Stahlplatte	2.5
Aluminiumplatte	2.5
Flüssig-Argon	88.3
Kryostatwand (Stahl)	0.5
Schaumisolation	40.0
Kryostatwand (Al)	0.1
Luft	15.0
Szintillator Ebene	1.0
Gesamtlänge (cm / λ)	148 / 1.4

Tabelle 2.4: *Inaktives Material zwischen dem LAr Kalorimeter und dem Eisen-Gas Kalorimeter.*

ausgerüstet (Ebene 1, 2, 8, 15 und 16) oder mit Pads (alle anderen Ebenen). Die Tabelle 2.5 liefert eine Übersicht über die Anordnung der einzelnen Ausleseebenen im Gaskalorimeter. Sie entspricht bis auf drei fehlende Ebenen mit Myonkammern der im H1 Experiment vorgesehenen.

Die Anodendrähte waren horizontal angeordnet und hatten in jeder Ebene die gleiche Position. In Ebene 2 waren die Drähte allerdings um + 0.5 cm verschoben, um vollständige geometrische Akzeptanz zu erzielen. Die Breite der Strips betrug 4 mm mit einem Abstand von 1 cm, so daß sich in einer Ebene 96 Strips befanden. Die elektronische Auslese der Strips erfolgte über ein Streamer Tube Operating

Ebenen-nummer	Eisentiefe (cm)	ausgerüstet mit			Turm-nummer
		Pads	parallele Strips	orthogonale Strips	
1	0.0		*	*	Presampler
2	0.0		*	*	
3	0.0	*			
4	7.5	*	*		1
5	15.0	*	*		1
6	22.5	*	*		1
7	30.0	*	*		1
8	30.0		*	*	
9	37.5	*	*		1
10	45.0	*	*		2
11	52.5	*	*		2
12	60.0	*	*		2
13	67.5	*	*		2
14	75.0	*	*		2
15	75.0		*	*	
16	75.0		*	*	

Tabelle 2.5: *Anordnung der einzelnen Ausleseebenen im Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeter.*

System (STOS) der Firma LeCroy. Die Fläche der Pads betrug $16 \times 16 \text{ cm}^2$, wobei diese longitudinal in eine Dreifachstruktur unterteilt waren. Die Ebene 3 wurde als Presampler verwendet, die Ebenen 4, 5, 6, 7 und 9 bildeten den ersten und die Ebenen 10 bis 14 den zweiten Turm. Die Signale der Pads wurden verstärkt und von dem LeCroy ADC-System 2249A (10 bit, 0.25 pC/Kanal) mit einer Integrationszeit von 200 ns digitalisiert.

Die Streamerkammern wurden bei einer Hochspannung von 4.6 und 4.7 kV betrieben. Als Kammergas wurde eine Mischung von 25 % Argon und 75 % Isobutan verwendet.

2.5 Das Trigger- und Datennahmesystem

2.5.1 Aufbau des Triggersystems

Die bisher in Kapitel 2.1 beschriebenen Komponenten, CEDARs, MWPCs, B₁, B₂, VM, M₁ und M₂, lieferten Signale, die von elektronischen Logikbausteinen mit folgenden Aufgaben weiterverarbeitet wurden:

- Identifikation der verschiedenen Strahlteilchen auf dem Hardware-Level und Erzeugung von Signalen, denen wohldefinierte Teilcheneigenschaften entsprechen.
- Ausschluß von Mehrfachtreffern und Signalüberlagerung während der Datennahme.

Das diese Aufgaben erfüllende Gesamtsystem und ein System zur Generation von speziellen, nicht teilchenorientierten Signalen wird als Triggersystem bezeichnet. Ein Blockschaltbild ist in Abbildung 2.9 dargestellt.

Die Definition des Strahls erfolgte durch die Forderung einer Koinzidenz der Signale der beiden Szintillationszähler B₁ und B₂ mit einer Antikoinzidenz der Signale der VM.

Zur Identifikation von e und π mit einem Impuls bis 80 GeV/c ließen sich die CEDARs benutzen (vergleiche Kapitel 2.1.1). Durch Anpassen des Gasdruckes des CEDARs wurde das Cerenkovlicht des gewünschten Teilchens (e oder π) auf einen Ring mit 8 Photomultipliern abgebildet (siehe [BOV82]). Für ein Triggersignal mußten mindestens sechs der acht Photomultiplier ein Signal geliefert haben. Die genaue Zahl (zwischen sechs und acht Signalen) steht in Form gesetzter Bits in einer Pattern Unit für die Offline-Analyse zur Verfügung. Oberhalb eines Impulses von 100 GeV/c war die Teilchenidentifikation über die Strahlführung (vergleiche Kapitel 2.1.1) möglich. Die Identifikation von μ 's erfolgte durch eine Koinzidenz der Signale der Szintillationszähler von VM, M₁ und M₂. Eine weitere Möglichkeit einen Strahltrigger zu erzeugen, war, die beiden Szintillationszähler vor und hinter den MWPC Ebenen zu verwenden.

Um die Nullpunkte der Elektronik und das reale elektronische Rauschen zu bestimmen, wurden Triggersignale ohne Teilchensignale generiert. Es war dabei wichtig, daß diese zufällig erzeugten Trigger innerhalb der Zeitspanne produziert wurden, in der das SPS auch Teilchen lieferte, um den Einfluß von kohärenten elektronischen Effekten während dieser Phase zu berücksichtigen, die durch die elektronische Kalibration nicht erfaßt wurden.

Weiterhin gewährleistete das Triggersystem, daß $10 \mu\text{s}$ vor einem Triggersignal kein Teilchentriggersignal generiert wurde. Außerdem wurde ein Bit gesetzt, wenn innerhalb von $3 \mu\text{s}$ nach einem Trigger ein weiteres Triggersignal folgt.

Die verschiedenen beschriebenen Möglichkeiten für die Generation von Triggersignalen traten mit unterschiedlichen Häufigkeiten auf. Mit Hilfe von sogenannten "Prescalern", die die Eingangsrate in Potenzen von 2 reduzieren, ließen sich die Raten der einzelnen Triggersignale relativ zueinander abstimmen. Wie aus Abbildung 2.9 hervorgeht, wurden viele der Einzeltrigger mit einem Scaler (S) gezählt, aber auch Bits in den einzelnen Kanälen einer Pattern Unit (L) gesetzt, die bei der Offline Analyse abgefragt und mit deren Hilfe die so selektierten Teilchen sehr viel strengeren Bedingungen unterworfen werden können.

Neben den geschilderten Triggern für die Datennahme mit Teilchen lieferte das System auch Triggersignale für die Kalibrationsdatennahme (vergleiche Kapitel 2.3).

2.5.2 Die Datennahme

Im Verlauf des Kapitels 2 wurden die einzelnen, das Experiment aufbauenden Komponenten, beschrieben und ihre Bedeutung erklärt. Jeder dieser Einzeldetektoren lieferte elektronische analoge Signale, die zur weiteren Verarbeitung und Speicherung in digitale Information konvertiert wurden. Die Abbildung 2.10 skizziert den Datenfluß im Experiment.

Die Auslese der in einem CAMAC System integrierten digitalisierenden Komponenten (Lecroy Systeme ADC 2280, ADC 2249W, ADC 2249A, PCOS2, Scaler und Pattern Unit (siehe Abbildung 2.10)) erfolgte mit einem schnellen⁵ 16 Bit Mikroprozessor, als CAB bezeichnet, der CAMAC kompatibel ist. Anwendungen und Eigenschaften dieses Prozessors sind in [BAR80] diskutiert. Mit einem Arbeitsspeicher von 4k und einem über einen internen Bus zugänglichen 32k Speicher las und dekodierte der CAB die digitalisierten experimentellen Informationen von einem Ereignis innerhalb von 2 ms und verwendete weitere 2 ms für Ganz-Zahl-Operationen mit den Daten; wie: Pedestalsubtraktion, Multiplikation von Kalibrationsfaktoren zur Konversion der gemessenen Werte in Ladung, dem Füllen von Histogrammen und der Online-Selektion definierter Ereignisse.

Der CAB war über einen GPIB Bus mit einem IBM PC AT2 verbunden. Dieser hatte einerseits Steuer- und Überwachungsfunktion, d.h. der Datennahmeprozess wurde initialisiert und gestartet, und die Datennahme mit Hilfe von verschiedenen Histogrammen der Kalorimeterenergien und der Scalerinformation überwacht. Andererseits diente er zur Kommunikation mit der CAB, d.h. zum Erzeugen und Laden der CAB-Programme und zur Eingabe der Kalibrations- und Geometriefaktoren für die Histogramme.

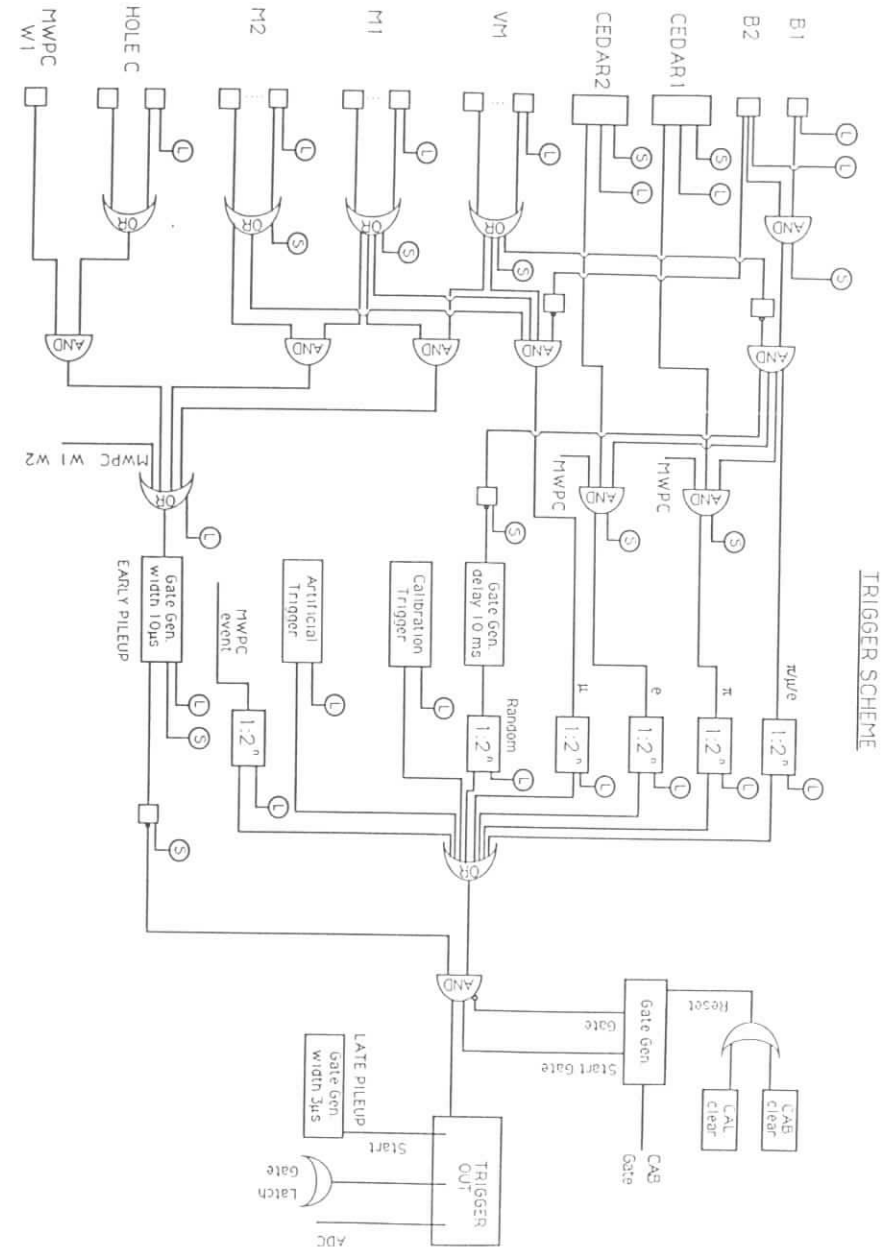


Abbildung 2.9: Blockschaltbild des Triggersystems.

⁵ungefähr 150 ns pro Instruktion

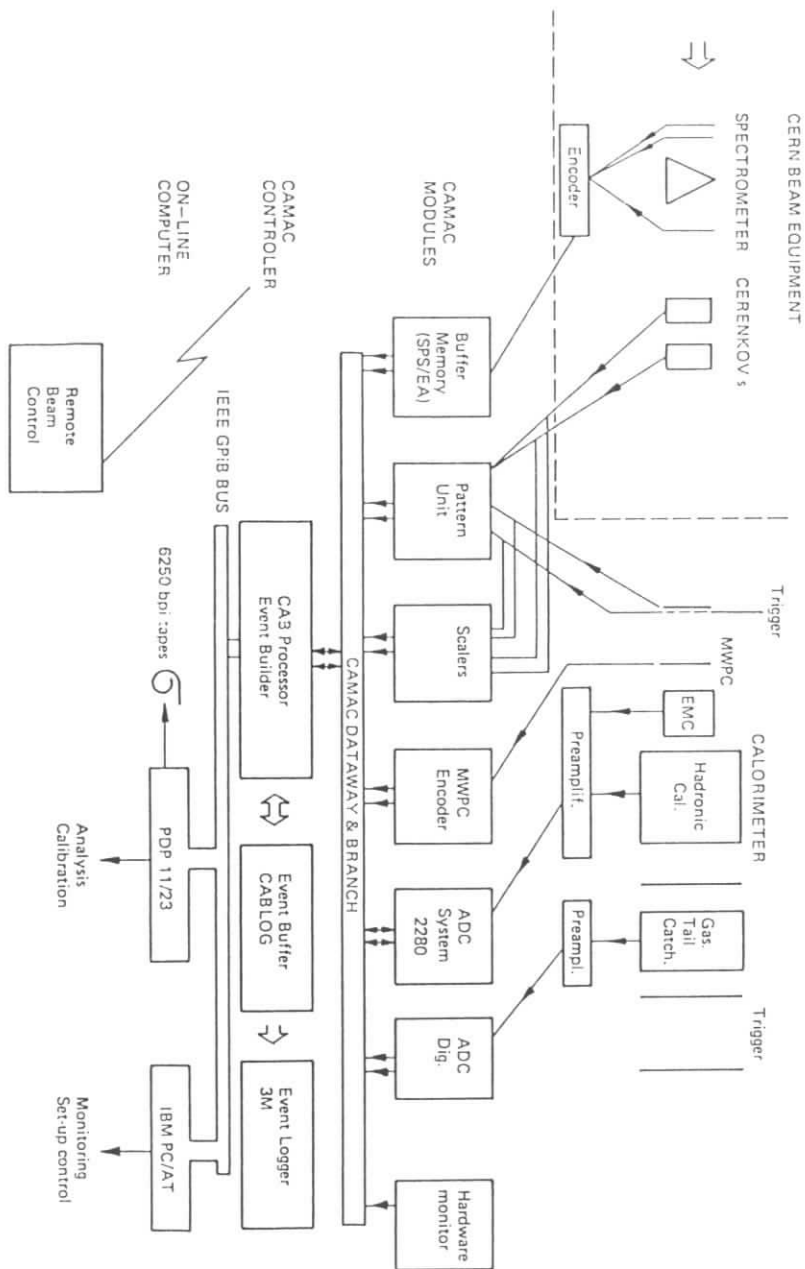


Abbildung 2.10: Prinzipische Skizze des Datennahmesystems.

Während des Teilchenpulses übertrug der CAB die Daten in vier über CAMAC angeschlossene Speichereinheiten mit einer Kapazität von 4×32 kBytes. Dies führte zu einer maximalen Datennahmerate von ungefähr 200 Ereignissen pro vom SPS gelieferten Teilchenpuls. Zwischen zwei Teilchenpulsen wurden die Daten von dem CAB aus den Speichereinheiten sowohl über CAMAC auf ein 3M Kassettenspeichersystem geschrieben, als auch zu einer PDP 11-73 über GPIB transferiert. Von dort konnten die Ereignisse statt des direkten Transfers zum 3M Kassettensystem auf ein 6250 BPI Magnetband geschrieben werden. Ein Teil der Daten wurde mit der PDP in detailliertere Histogramme gefüllt, die zur Unterstützung der Überwachung des Datennahmeprozesses dienen. Weiterhin lief die Kalibration der Ausleseketten des LAr Kalorimeters mit Hilfe der PDP.

2.6 Die Monte Carlo Simulation des Testaufbaus

Um zu einem besseren Verständnis der Messungen mit Elektronen und Pionen und zu einer Interpretation der Ergebnisse zu gelangen, sollen die experimentell gewonnenen Daten in den Kapiteln 4 und 5 mit Simulationsrechnungen verglichen werden. Die Simulation von hadronischen Schauern, ausgelöst durch Pionen, erfolgte mit Hilfe des Programmpaketes GHEISHA [FES85]. Es wurde als Version 8 [FES88] mit den Standardparametern verwendet. Elektromagnetische Schauer generiert das Programmpaket EGS [FOR78]. Die Version 3 wurde innerhalb von GHEISHA benutzt, die Version 4 ohne GHEISHA.

Der in den voranstehenden Kapiteln beschriebene Aufbau des Testexperimentes diente als Grundlage der in den beiden Monte Carlo Programmpaketten verwendeten Materialien und der geometrischen Eingabeparameter. Die Simulationsrechnungen enthielten zwangsläufig einige Vereinfachungen:

- i) Das Material in der Strahlführung von H6 wurde durch eine Schicht Kohlenstoff mit entsprechender Strahlungslänge realisiert.
- ii) Von dem im Kryostat außerhalb des Kalorimeters befindlichen Argon war lediglich das Argon vor dem EC und zwischen HC und dem Tailcatcher Kalorimeter berücksichtigt. Der Kalimeterrahmen, sowie das seitlich befindliche Argon blieben unberücksichtigt.
- iii) Das HV System (Kaptonfolie, HRC und Kleber) und die ROBs⁶ wurden ebenfalls durch Kohlenstoffschichten ersetzt.
- iv) Die Streamerkammerwände im Eisen-Gas Kalorimeter zwischen den einzelnen Segmenten wurden nicht berücksichtigt.
- v) Der Eintrittsort der Teilchen auf der Kalorimeterfrontfläche war im Fall der Simulationsrechnungen punktförmig. Die Koordinaten, vom Zentrum des ECs aus betrachtet, sind $[-1.0 \text{ cm}, 1.0 \text{ cm}]$ und entsprechen dem Zentrum des Loch-Szintillationszählers relativ zur Kalorimeterfrontfläche im Experiment.

⁶Die Kupferschicht wurde nicht simuliert. Die Verwendung von reinem Pb in den Simulationsrechnungen statt Pb mit 3% Sb kompensiert diesen Effekt teilweise.

vi) Die endliche Energieauflösung des Teststrahls blieb ebenfalls unberücksichtigt. Sie ließe sich aber nachträglich als Korrektur im Fall der erzeugten Ereignisse anbringen.

Als Maß für das Signal der simulierten Teilchenschauer im LAr Kalorimeter diente der Ionisationsverlust der geladenen Schauerteilchen in den LAr Zwischenräumen. Unter Verwendung des Ionisationspotentials von Argon läßt sich die im Argon deponierte Energie in Ladung umrechnen. Für den Ionisationsverlust im Argon mußten Sättigungseffekte durch schwere ionisierende Teilchen⁷ berücksichtigt werden. Dies erfolgte durch das Birks Gesetz [BIR53], in dem ein freier Parameter k_B auftritt (siehe auch [FES85]). Bei den im folgenden diskutierten Simulationsrechnungen wird $k_B = 0.001$ cm/MeV verwendet.

Da für einen Vergleich der Daten mit den simulierten Ereignissen räumliche Informationen des Schauers wichtig sind, wurden bei den Simulationsrechnungen die in Kapitel 2.2 beschriebenen Türme des experimentellen Signalauslesesystems durch Summation der deponierten Ladung in den entsprechenden räumlichen Bereichen realisiert. Neben der Gesamtladung wurde die aus π^0 -Zerfällen stammende Ladung getrennt gespeichert. Dies läßt eine Untersuchung der elektromagnetischen Komponente des hadronischen Schauers zu, wobei allerdings Beiträge durch η 's und andere elektromagnetisch zerfallende Teilchen unberücksichtigt blieben. Die Digitalisierung der Signale und der Verlust von Ladung durch experimentelle Unzulänglichkeiten wurden nicht simuliert. Dem limitierten dynamischen Bereich der elektronischen Auslekette im Experiment ließ sich bei den Simulationsrechnungen durch die Einführung von maximalen Energiedepositionswerten Rechnung tragen.

In [VOG88] werden Simulationsrechnungen (GHEISHA, Version 7) mit experimentellen Daten einfallender Pionen im Eisen-Gas Kalorimeter verglichen. Die bei den Monte Carlo Rechnungen dieser Arbeit verwendete Beschreibung des Eisen-Gas Kalorimeters in bezug auf die Materialien, den geometrischen Aufbau und die Umsetzung der Spuren geladener Teilchen, die die Streamerkammerelemente im Eisen-Gas Kalorimeter durchqueren, in Streamersignale⁸, erfolgte in gleicher Weise wie in [VOG88] und ist dort ausführlich beschrieben.

Ergebnisse von Simulationsrechnungen im Hinblick auf eine Reduktion von Fluktuationen der π^0 -Energie in hadronischen Schauern werden auch in [GAY85] (GHEISHA, Version 6) und [FOO86] (GHEISHA, Version 6 und 7) präsentiert.

⁷Für e^+, e^- wird keine Korrektur des dE/dx vorgenommen.

⁸Die Erzeugung der Streamersignale geht auf ein Verfahren in [BLE85] zurück.

Kapitel 3

Kalorimetereigenschaften und Datenanalyse

Im folgenden Kapitel 3 werden zunächst wesentliche Eigenschaften des LAr Kalorimeters und der Ausleseelektronik diskutiert; das Hochspannungsplateau (Kapitel 3.1), das Übersprechen (Kapitel 3.2) und das elektronische Rauschen (Kapitel 3.3). Eine Erläuterung der Kriterien der Ereignis Selektion und der an den Daten des LAr Kalorimeters anzubringenden Korrekturen folgt in Kapitel 3.4. Die Kalibration der beiden Kalorimetersysteme wird ausführlich in Kapitel 3.5 beschrieben.

3.1 Das Hochspannungsplateau des LAr Kalorimeters

Die Ladungssammlung in einem LAr Kalorimeter erfolgt mit Hilfe eines elektrischen Feldes. Der Arbeitspunkt läßt sich durch die Aufnahme einer Hochspannungskurve festlegen (siehe Kapitel 1.4). Dabei wird für einfallende Teilchen einer bestimmten Energie die mittlere gemessene Gesamtladung als Funktion des elektrischen Feldes in den LAr Zwischenräumen aufgetragen. Die Abbildung 3.1 zeigt die Hochspannungskurven der beiden Komponenten des LAr Kalorimeters bei einer Strahlenergie von 30 GeV.

Die Erzeugung der Hochspannungskurve des ECs erfolgte mit Elektronen. Bei Feldstärken in den LAr Zwischenräumen, die im Bereich von 300 bis 1000 V/mm variieren, wird jeweils die mittlere Gesamtladung ermittelt und auf den Wert bei der größten Feldstärke normiert (runde Symbole in Abbildung 3.1). Für die Hochspannungskurve des HCs wurden solche Pionen selektiert, deren Schauerenergie nahezu vollständig im HC enthalten ist. Wie im Fall der Elektronen wird die mittlere Gesamtladung für Feldstärken im Bereich von 150 bis 1050 V/mm gemessen und auf den Wert bei der maximalen Feldstärke normiert (quadratische Symbole in Abbildung 3.1). Eine Reduktion der Feldstärke im EC bzw. HC um einen Faktor zwei führt lediglich zu einer Verringerung der mittleren Gesamtladung von 10 %. Die bei der Datennahme verwendete Feldstärke betrug im EC 863 V/mm, im HC 966 V/mm. Die Anpassung von Gleichung 1.12 an die gemessenen Hochspannungskurven des ECs und des HCs zeigt, daß die Amplituden

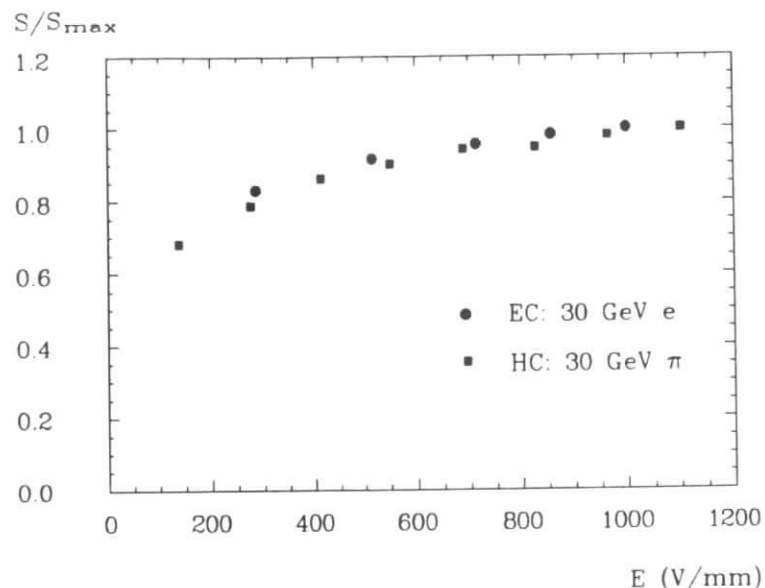


Abbildung 3.1: Normierte Hochspannungskurven: Für das EC mit Elektronen (runde Symbole), für das HC mit Pionen (quadratische Symbole).

bei der Arbeitsspannung des LAr Kalorimeters $94 \pm 3 \%$ des aus der Anpassung ermittelten Plateauwertes erreichen.

3.2 Elektronisches Übersprechen

Aufgrund einer kapazitiven und induktiven Kopplung der einzelnen Kalorimetertürme über Absorberplatten, Ausleseleitungen und Kabel für die Hochspannungszuführung, kommt es zu einem Übersprechen; d.h. es treten in den elektronischen Kanälen Signale auf, die nicht allein auf die durch Ionisation entstandene Ladung in den zu den jeweiligen Türmen gehörigen LAr Zwischenräumen zurückzuführen sind.

Die am Vorverstärker meßbare Ladungsmenge hängt von der Blockkapazität und der Detektorkapazität ab. Neben einem geringen Ladungsverlust bei zu kleiner Blockkapazität treten in den elektronischen Kanälen, die dem Signal führenden benachbart sind, aufgrund der kapazitiven Kopplung Signale auf, die als differenzierter Puls des Kalorimetersignals erscheinen. Die absolute Größe und die Phasenlage dieser Signale hängt von der Blockkapazität, der Detektorkapazität und sowohl dem Widerstand als auch der Induktivität der Kabel der Abblockkondensatoren ab.

Im Fall des ECs ergab sich aufgrund der Art der Erdung der Bleiplatten eine große induktive Kopplung zwischen den Kanälen, die zu einer Phasenverschiebung

der überkoppelnden Signale führte, so daß diese als positives Signal¹ erscheinen (siehe Kapitel 3.4.2 und Abbildung 3.2). Im HC war das Übersprechen im wesentlichen durch die kapazitive Kopplung determiniert und erscheint als negatives Signal (siehe Kapitel 3.4.2 und Abbildung 3.3). Der Versuch einer Berechnung der Größe des Übersprechens [FLU86] in einen Turm des HCs mit Hilfe eines Simulationsprogrammes für elektronische Schaltkreise (SPICE) unter Berücksichtigung des Kabelwiderstandes und der Induktivität führte zu einem Wert, der um einen Faktor zwei über dem gemessenen liegt. Für den in den Daten sichtbaren Wert des Übersprechens ist allerdings nicht nur die maximale Pulshöhe entscheidend, sondern auch die Phasenlage in dem Zeitfenster der ADCs. Der berechnete Ladungsverlust beträgt ein Prozent.

Neben diesem Effekt tritt durch die von null verschiedene Eingangsimpedanz der ladungsempfindlichen Vorverstärker über Koppelkapazitäten zwischen den Verstärkerkanälen weiteres Übersprechen auf [FLA86]. Bei einer Eingangsimpedanz der im Experiment verwendeten Vorverstärker von ungefähr 40Ω beträgt das mit Hilfe des Kalibrationssystems² gemessene verstärkerbedingte Übersprechen ungefähr zwei Prozent. Dieser Wert ist im Fall von Signalen durch Teilchen aufgrund der Fluktuationen als obere Grenze zu betrachten.

Das Signal durch elektronisches Übersprechen ist zur gemessenen Gesamtladung im EC bzw. der gemessenen Ladung in den longitudinalen Segmenten des HCs proportional. Daher läßt sich eine kanalweise Korrektur der Daten in bezug auf das Übersprechen einführen (siehe Kapitel 3.4.2). Diese Korrektur ist besonders bei der Untersuchung der Struktur elektromagnetischer und hadronischer Schauer, der Reduktion des elektronischen Rauschens, der Reduktionen der Fluktuationen der π^0 -Energie und dem Vergleich der Messungen mit Monte Carlo Simulationsrechnungen notwendig. Während sie für die Betrachtung von relativen Größen, wie z.B. der Energieauflösung, von untergeordneter Bedeutung ist.

3.3 Elektronisches Rauschen

Das elektronische Rauschen der Ausleseelektronik des LAr Kalorimeters legt die minimal nachweisbare Energie fest und liefert einen von der Energie unabhängigen Anteil der Energieauflösung.

3.3.1 Rauschen der Signalauslekette

Das elektronische Rauschen der in Kapitel 2.3 beschriebenen Signalauslekette wird durch das Vorverstärkerrauschen dominiert. Es läßt sich in ein Grundrauschen R_0 und ein linear mit der kapazitiven Last (Detektorkapazität c_D) am Vorverstärkereingang ansteigenden Term R_c separieren. Unter Teststrahlbedingungen wurden für die verwendeten Vorverstärker im Mittel folgende Werte bestimmt: Grundrauschen: $R_0 = 11000 \epsilon_0$ und kapazitives Rauschen: $R_c = 4.4 \epsilon_0/\text{pF}$. Die

¹Gleiches Vorzeichen wie das der gemessenen Ladung.

²Es wird jeder zweite Kanal einer 16-er Vorverstärkerkarte ohne Verbindung zum LAr Kalorimeter mit Kalibrationssignalen versehen und die durch Übersprechen auftretenden Signale in den übrigen Kanälen gemessen.

Detektorkapazität c_D der einzelnen elektronischen Kanäle variiert im Bereich von 1 bis 11 nF.

Die oben angegebenen Zahlen berücksichtigen nur teilweise kohärente Effekte des elektronischen Rauschens. Mit Hilfe der von dem Triggersystem während der Datennahme generierten Zufallstrigger (vergleiche Kapitel 2.5.1) kann das elektronische Rauschen, inklusive kohärenter Effekte, zum Zeitpunkt der Datennahme bestimmt werden. Dazu wird an die Verteilung der Summe der Signalwerte (bei Zufallstriggern) aller Kanäle im EC bzw. im HC eine Gaußkurve angepaßt, wobei deren Breite den Wert für das elektronische Rauschen R_{tot} liefert. Die über die gesamte Testperiode gemittelten Werte für das EC und das HC betragen: $\langle R_{tot}^{EC} \rangle = 0.91$ GeV mit einer Varianz von $r.m.s. = 0.36$ GeV und $\langle R_{tot}^{HC} \rangle = 2.45$ GeV mit $r.m.s. = 0.69$ GeV. Die Größe der Werte für $r.m.s.$ deutet große Fluktuationen von R_{tot} über die Testperiode an. Sie sind im wesentlichen auf einen zeitlich variierenden, kohärenten Anteil an dem Gesamtrauschen zurückzuführen. Der unkorrelierte Anteil kann durch quadratisches Addieren der Breiten der Verteilungen der Signalwerte (Zufallstrigger) der einzelnen elektronischen Kanäle bestimmt werden und beträgt im Mittel nur 38 % des Gesamtrauschens R_{tot} .

3.3.2 Verringerung des elektronischen Rauschens

Bei der Betrachtung von elektromagnetischen Schauern läßt sich der Bereich der zu betrachtenden elektronischen Kanäle auf den Zentralbereich des ECs einschränken. Dies ermöglicht eine Verringerung von R_{tot}^{EC} bei den Messungen mit Elektronen auf 0.25 GeV.

Die mittlere geometrische Ausdehnung eines hadronischen Schauers liegt um ungefähr zwei Größenordnungen über der eines elektromagnetischen Schauers und unterliegt außerdem großen räumlichen Fluktuationen. Daher ist es im Hinblick auf eine Verringerung des elektronischen Rauschens sinnvoll, bei der Bildung der Energiesumme nicht über eine fixierte räumliche Geometrie zu summieren, die einer festen Anzahl von elektronischen Kanälen entspricht, sondern die zu addierenden Kanäle durch ihren Energieinhalt als zum Schauer gehörig zu identifizieren. Es werden für die Energiesumme E_{tot} nur elektronische Kanäle verwendet, deren Energieinhalt in den ersten vier Sektionen des ECs größer als 60 MeV, in der fünften größer als 80 MeV und in den Sektionen des HCs größer als 115 MeV ist. Diese Energieschwellen entsprechen im Mittel ungefähr zwei bis drei Standardabweichungen der Verteilungen des elektronischen Rauschens der Kanäle. Zur Berücksichtigung unterhalb der Schwelle liegender Signale werden ebenfalls die geometrischen direkten Nachbarn der selektierten Kanäle im EC und HC zur Energiesumme addiert. Dies ermöglicht eine Reduktion der Anzahl der elektronischen Kanäle bei den Untersuchungen mit Pionen von 480 auf einen mittleren Wert von 144 Kanälen bei einer Pionenergie von 30 GeV und auf 271 Kanäle bei einer Energie von 230 GeV. Bei den zur Analyse der Pionen verwendeten Daten verringert sich das gesamte Rauschen im EC durch das oben beschriebene Verfahren um 65 % auf im Mittel 0.25 GeV, im HC um 42 % auf 1.15 GeV.

3.4 Ereignisselektion und Korrekturen

Neben den im Kapitel 2.5.1 beschriebenen Kriterien zur Selektion der Strahlteilchen sind weitere Einschränkungen der Datenmenge erforderlich. Sie sind einerseits durch den experimentellen Aufbau motiviert und fixieren in präziserer Weise die Teilcheneigenschaften, andererseits werden Korrekturen unter Verwendung der mit dem LAr Kalorimeter gemessenen Daten vorgenommen.

3.4.1 Selektionskriterien

Mit Hilfe der einzelnen Elemente des Triggersystems erfolgt eine Selektion von Ereignissen, die die folgenden Kriterien erfüllen:

- i) Ereignisse mit nur einem Signalcluster in jeder der vier Ebenen der MWPC werden zugelassen.
Dadurch lassen sich diejenigen Strahlteilchen aus der Datenmenge entfernen, die von geladenen Teilchen (z.B. δ -Elektronen) begleitet werden.
- ii) Ereignisse mit Signalen des Loch-Szintillationszählers werden nicht verwendet.
Diese Forderung entfernt Elektronen, die von Bremsstrahlungs-Photonen begleitet werden, wenn diese ein Signal im Lochzähler produziert haben.
- iii) Ereignisse mit Signalen der Szintillationszählerwand vor dem Kryostaten (VM) werden verworfen³.

Auf diese Weise läßt sich sicherstellen, daß Signale von Teilchen, die einen größeren Abstand zur Strahlachse besitzen oder aus benachbarten Experimenten stammen, die Messungen mit dem Kalorimetersystem nicht verfälschen.

Bei der Untersuchung der Eigenschaften des LAr Kalorimeters und dem Verhalten gegenüber Pionen ist es für die meisten Aspekte sinnvoll, Ereignisse zu selektieren, bei denen die Pionen ihre Energie möglichst vollständig im LAr Kalorimeter deponiert haben. Die Forderung, daß keiner der Strips der Streamerkammern im Eisen-Gas Kalorimeter ein Signal produziert, führt zur Selektion von Pionen, die ihre Gesamtenergie innerhalb von 8.6λ deponiert haben. Die Energiemessung dieser Ereignisse erfolgt innerhalb einer Länge von 7.3λ im LAr Kalorimeter.

Die Tabelle 3.1 zeigt für die einzelnen Energien des Pionstrahls den Anteil der Ereignisse f_{TC} , der durch diese Forderung aus der Datenmenge entfernt wird.

E_{beam} (GeV)	30	50	170	230
f_{TC}	0.11	0.20	0.51	0.52

Tabelle 3.1: Anteil der Ereignisse f_{TC} mit Energie im Eisen-Streamer-Kalorimeter.

Da im Fall der Simulationsrechnungen das Triggersystem nicht implementiert ist (siehe Kapitel 2.6), entfallen bei der Betrachtung von Monte Carlo Ereignissen

³Dies gilt nicht im Fall des Myontriggers.

die oben angeführten Kriterien zur Teilchenselektion. Vollständig im LAr Kalorimeter enthaltene Ereignisse werden ebenfalls mit Hilfe des Eisen-Gas Kalorimeters selektiert.

3.4.2 Korrekturen der Daten

Während durch die strengere Selektion von Ereignissen mit Hilfe der Komponenten des Triggersystems hauptsächlich die Eigenschaften der Strahlteilchen in präziserer Weise fixiert werden, erfolgen die Korrekturen der LAr Kalorimeterdaten mit Hilfe des LAr Kalorimeters, um Fehlfunktionen des experimentellen Aufbaus auszugleichen. Die an den Daten vorgenommenen Korrekturen werden im folgenden erläutert.

i) Filtern von Ereignissen, bei denen der dynamische Bereich der ADCs nicht ausreicht.

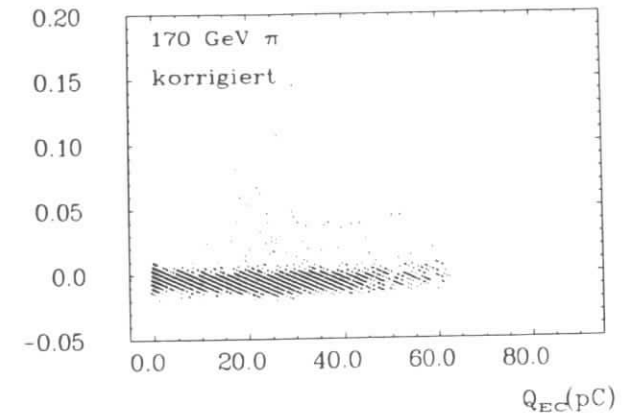
Der maximale Bereich der Kanäle der elektronischen Auslekette, also der Sättigungswert der ADCs, beträgt ungefähr 11 pC. Lediglich im EC in der zweiten bis fünften Sektion ist bei den jeweils vier zentralen Kanälen der Verstärkungsfaktor der Vorverstärker um einen Faktor zwei reduziert, so daß sich der Sättigungswert der ADCs auf ca. 22 pC erhöht. Trotz dieser Maßnahme erreichen die ADCs bei einigen Ereignissen der Pionenergien von 170 und 230 GeV ihren Sättigungswert, wobei überwiegend die fünfte Sektion des ECs und die erste Sektion des HCs betroffen sind. Diejenigen Ereignisse, bei denen ein elektronischer Kanal einen Sättigungswert aufweist, werden für die weitere Analyse verworfen. Bei einer Pionenergie von 170 GeV sind 2 % und bei 230 GeV sind 5.5 % der Ereignisse betroffen.

Um experimentelle und mit GHEISHA generierte Ereignisse vergleichen zu können, ist es notwendig, den limitierten Bereich der ADCs im Fall der Simulationsrechnungen zu berücksichtigen. Der durch das Experiment vorgegebene maximale Bereich der einzelnen elektronischen Kanäle wird in äquivalenter Weise auf die simulierten Ereignisse übertragen. Bei einer Pionenergie von 170 GeV werden 4.6 % , bei 230 GeV 10.9 % der GHEISHA Ereignisse durch den obigen Schnitt entfernt, also ein erheblich größerer Anteil als bei den experimentellen Ereignissen.

ii) Korrektur des elektronischen Übersprechens.

Zur Korrektur des positiven elektronischen Übersprechens im EC wird die Korrelation zwischen der im EC gemessenen Gesamtladung Q_{EC} und dem Signal Q_i in einem elektronischen Kanal i ausgenutzt. Der untere Teil der Abbildung 3.2 zeigt die Korrelation $Q_i = f(Q_{EC})$ mit Pionereignissen einer Energie von 170 GeV für einen Turm der Padfläche $7.5 \times 7.5 \text{ cm}^2$ in der zweiten Sektion des ECs, der bei den meisten Ereignissen wenig wirkliche Schauenergie aufweist. Für jeden elektronischen Kanal des ECs werden die Steigungen der linearen Funktionen $Q_i = f(Q_{EC})$ durch Anpassung an die Daten bestimmt. Die auf diese Weise gewonnenen Steigungen lassen sich dann verwenden, um bei jedem Ereignis aus der gemessenen Gesamtladung im EC das positive Übersprechen zu berechnen und zu subtrahieren. Der obere Teil der Abbildung 3.2 zeigt $Q_i = f(Q_{EC})$ nach der

$$Q_i = f(Q_{EC}) \text{ (pC)}$$



$$Q_i = f(Q_{EC}) \text{ (pC)}$$

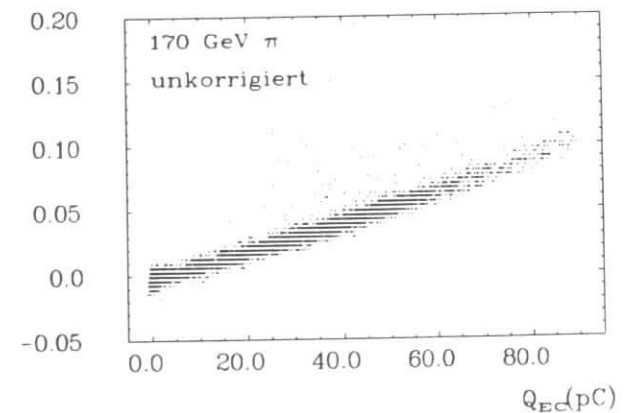


Abbildung 3.2: Korrelation zwischen der Ladung in einem Turm (Padfläche $7.5 \times 7.5 \text{ cm}^2$) und der Gesamtladung Q_{EC} im EC vor (unterer Teil) und nach der Korrektur des elektronischen Übersprechens im EC.

Korrektur. Die Korrekturen pro elektronischem Kanal betragen zwischen 0.04 %, bezogen auf Q_{EC} , für die Kanäle mit den kleinen Pads in der ersten Sektion des ECs und 0.6 % für die Kanäle mit den größten Pads in der fünften Sektion.

Im HC führt das Übersprechen zu einer Korrelation der Ladung Q_i eines Kanals i , sowohl zur im HC erzeugten Ladung als auch zu der in einer Sektion erzeugten Ladung. Wie beim positiven Übersprechen im EC lassen sich für jeden Kanal Faktoren bestimmen, die ein Subtrahieren des Übersprechens erlauben. Die Abbildung 3.3 zeigt die Korrelation zwischen der Ladung im HC Q_{HC} und dem Signal in einem Turm am Rand der ersten Sektion für horizontal orientierte ROBs vor (im

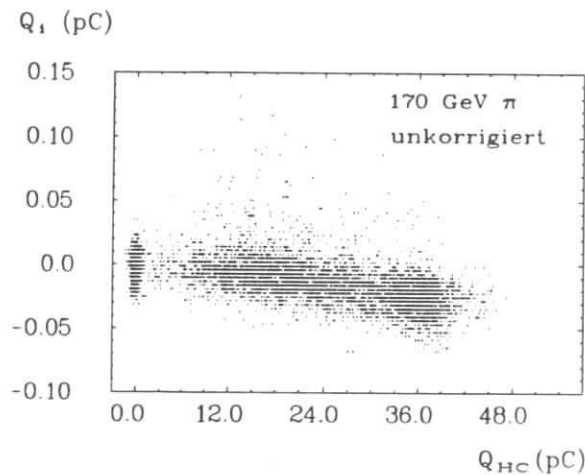
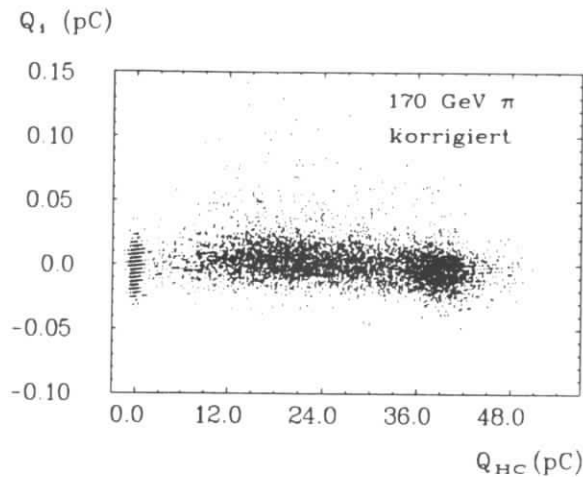


Abbildung 3.3: Korrelation zwischen der Ladung in einem Turm und der Gesamtladung Q_{HC} im HC vor (unterer Teil) und nach der Korrektur des elektronischen Übersprechens im HC.

unteren Teil der Abbildung) und nach Anwendung der Korrektur. Die Korrektur der Gesamtladung im HC aufgrund des negativen Übersprechens beträgt 7.5 %.

iii) Korrektur aufgrund eines Bereiches ausgefallener Hochspannung im HC.

Durch einen Hochspannungskurzschluß in einem LAr Zwischenraum konnte in einem Drittel der zweiten Sektion des HCs nur jeder zweite der LAr Zwischenräume ausgelesen werden. Dies führt zu Korrekturen der gemessenen Ladung der betrof-

fenen Kanäle von 17 %.

iv) Korrektur der Signale der x- und y-Streifen der einzelnen Sektionen im HC auf unterschiedliche Signalhöhe.

Es zeigte sich, daß die Summe der Ladung für die horizontalen Streifen Q_{hor} des HCs größer ist als für die vertikalen Q_{ver} . Um diesen Effekt zu korrigieren, werden sektionsweise die Steigungen der linearen Funktionen $Q_{hor} = f(Q_{ver})$ bei einer Strahlenergie von 230 GeV (Pionen) bestimmt. Bis auf die fünfte Sektion – hier beträgt die Abweichung der Steigung von eins 15 % – sind die Korrekturen kleiner als 4 %. Da die Energieauflösung für die horizontalen Streifen bei einer separaten Betrachtung der horizontalen und der vertikalen Streifen schlechter ist, erscheint es sinnvoll, nur diese in den einzelnen Sektionen zu korrigieren. Die Energieauflösung für Pionen bei einer Strahlenergie von 230 GeV wird durch diese Korrektur um 10 % verbessert.

v) Reduktion der Amplituden in der dritten Sektion des HCs.

Wenn die Korrelation zwischen der Gesamtladung und der Ladung in einzelnen Kanälen betrachtet wird, ergeben sich für die Kanäle der dritten Sektion von Null verschiedene Korrelationskoeffizienten, die auf überhöhte Signale in dieser Sektion schließen lassen. Die Korrelation ist sowohl von der Energie der Pionen als auch von der Position der ersten Wechselwirkung des Schauers und damit von der Energiedeposition in der dritten Sektion quantitativ unabhängig.

Zur Korrektur dieses Effektes werden Pionereignisse einer Energie von 230 GeV selektiert, bei denen die Energie im EC kleiner als 5 % der Strahlenergie ist. Durch Minimieren der Breite *r.m.s.* des Energiespektrums wird ein relativer Faktor zwischen der Ladung der dritten Sektion und der Ladung im übrigen Teil des HCs bestimmt. Eine Anwendung dieses Faktors reduziert das Signal der dritten Sektion um 16 % und verbessert die Energieauflösung für Pionen bei einer Strahlenergie von 230 GeV um 10 %.

3.5 Kalorimetereichung

Für die beiden Teile des LAr Kalorimeters und für das Eisen-Gas Kalorimeter müssen Faktoren bestimmt werden, die die in den Komponenten gemessenen Signale in Energie der einfallenden Strahlteilchen konvertieren. Diese Faktoren werden als Kalibrationsfaktoren bezeichnet.

3.5.1 Energiekalibration des LAr Kalorimeters

Die Kalibration des LAr Kalorimeters setzt sich aus zwei unterschiedlichen Teilen zusammen:

- der elektronischen Ladungskalibration und
- der Energiekalibration unter Verwendung des Teststrahls.

Durch die elektronische Kalibration wird dem gemessenen Signal in jedem elektronischen Kanal ein Wert für die von den Teilchenschauern in den LAr Zwi-

schenräumen produzierte Ladung zugeordnet. Diese Konversion in Ladung wurde bereits in Kapitel 2.3 diskutiert.

Um zu einer Energiekalibration zu gelangen, werden Ereignisse mit einfallenden Pionen selektiert, bei denen die gesamte Teilchenenergie möglichst vollständig im LAr Kalorimeter absorbiert ist (siehe Kapitel 3.4.1). Abhängig von dem Ansatz für die Gesamtenergie lassen sich für das EC und das HC Faktoren bestimmen, die die gemessene Ladung im LAr Kalorimeter in Energie des einfallenden Strahlteilchens konvertieren. Diese Faktoren berücksichtigen zwar das unterschiedliche Absorbermaterial und verschiedene Sampling im EC und HC, sie sind aber von der Art und Weise abhängig, in der sie festgelegt werden.

Ein einfacher Ansatz, um die im EC und HC gemessene Ladung in Energie des einfallenden Pions zu überführen, ist

$$E_{tot} = \beta_{EC} \sum_{EC} Q_i + \beta_{HC} \sum_{HC} Q_i, \quad (3.1)$$

wobei $\sum_{EC} Q_i$ die gesamte gemessene Ladung im EC und $\sum_{HC} Q_i$ die gesamte Ladung im HC ist. Die Bildung der Energiesumme erfolgt mit dem in Kapitel 3.3 diskutierten Algorithmus zur Reduktion des elektronischen Rauschens und nach Anwendung der in Kapitel 3.4.2 beschriebenen Korrekturen. Die beiden kalorimeterspezifischen Kalibrationsfaktoren β_{EC} und β_{HC} werden für jede Pionenergie durch die folgenden beiden Bedingungen bestimmt:

1. die Breite der Energieverteilung (*r.m.s.*) ist minimal und
2. die mittlere gemessene Energie $\langle E_{tot} \rangle$ ist gleich der Strahlenergie E_{beam} .

Die Tabelle 3.2 zeigt die auf diese Weise gewonnenen Faktoren. Wie für ein nicht kompensierendes Kalorimeter erwartet (siehe Kapitel 4.3), fallen die Kalibrationsfaktoren im Energiebereich von 30 bis 230 GeV um ungefähr 7 % im EC und um 5 % im HC. Diese Abnahme mit zunehmender Energie zeigt, daß die Ant-

E_{beam} (GeV)	30	50	170	230
β_{EC} (GeV/pC)	3.27	3.16	3.06	3.03
$\delta\beta_{EC}$ (GeV/pC)	± 0.19	± 0.18	± 0.12	± 0.11
β_{HC} (GeV/pC)	4.60	4.53	4.34	4.42
$\delta\beta_{HC}$ (GeV/pC)	± 0.27	± 0.26	± 0.20	± 0.16
$\beta_{HC}/\beta_{EC} = \beta_{rel}$	1.41	1.43	1.42	1.46

Tabelle 3.2: Kalibrationsfaktoren des ECs und des HCs bei den verschiedenen Energien des Pionstrahls.

wort des Kalorimeters auf einfallende Pionen bzw. auf Hadronen im Gegensatz zu elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen nicht linear mit der Teilchenenergie wächst. Dieser Effekt wird durch energieabhängige Kalibrationsfaktoren kompensiert. Der relative Kalibrationsfaktor $\beta_{rel} = \frac{\beta_{HC}}{\beta_{EC}}$ zwischen EC und HC beträgt im Mittel 1.43 und scheint im betrachteten Energiebereich konstant zu sein.

Die in Tabelle 3.2 gegebenen Fehler der Kalibrationsfaktoren $\delta\beta_{EC}$ und $\delta\beta_{HC}$ ergeben sich durch die Variation⁴ der Parameter β , die zu einer Änderung der

⁴Die Faktoren β_{HC} (β_{EC}) werden jeweils bei dem optimalen Wert fixiert und die Größe $\frac{\delta\beta}{\beta}$ als Funktion von β_{EC} (β_{HC}) bestimmt. Die Bedingung 2. ist dabei nicht erfüllt und führt zu einer

relativen Energieauflösung $\frac{\delta E}{E}$ um die statistischen Fehler dieser Größe führen (ungefähr 1.3 %). Der relative Fehler $\delta\beta/\beta$ fällt im Energiebereich von 30 bis 230 GeV für beide Kalorimeter Teile von 5.8 % auf 3.6 %.

Eine Kalibration des LAr Kalorimeters mit Hilfe von Myonen ist mit ausreichender Genauigkeit aufgrund eines zu kleinen Signal-Rausch Verhältnisses nicht durchführbar.

Eine weitere Möglichkeit der relativen Kalibration von EC und HC ist die Verwendung von $\beta_{MIP} = \frac{f(MIP)_{HC}}{f(MIP)_{EC}}$; $f(MIP)$ ist der Anteil der deponierten Energie eines minimalionisierenden Teilchens im flüssigen Argon. Mit den Materialdaten von EC und HC ergibt sich $\beta_{MIP} = 1.73$. Der Unterschied zwischen β_{rel} und β_{MIP} ($\frac{\beta_{rel}}{\beta_{MIP}} \approx 0.83$) ist unter anderem auf das unterschiedliche Signalverhältnis von Elektronen und Myonen (MIPs) $S_{e/\mu}$ in Kupfer und Blei⁵ (Transition Effekt, siehe Kapitel 1.2.1) zurückzuführen.

Die Kalibrationsfaktoren β_{EC} und β_{HC} wurden mit Pionereignissen gewonnen, deren Energie vollständig in einer Länge von 8.6λ absorbiert wurde. Um zu untersuchen, welchen Einfluß die Einschränkung der Länge der Ereignisse auf die Kalibrationsfaktoren hat, werden Ereignisse selektiert, bei denen $0.98 E_{tot}$ bis zu einer gegebenen Länge L des LAr Kalorimeters absorbiert werden, und Kalibrationsfaktoren in der oben beschriebenen Weise bestimmt. Die Tabelle 3.3 zeigt

$L(\lambda)$	β (GeV/pC)	30 GeV	50 GeV	170 GeV	230 GeV
6.3	β_{EC}	3.26	3.15	3.08	3.05
	β_{HC}	4.57	4.51	4.30	4.40
5.3	β_{EC}	3.31	3.19	3.07	3.04
	β_{HC}	4.52	4.45	4.23	4.36
4.3	β_{EC}	3.31	3.18	3.02	3.00
	β_{HC}	4.48	4.35	4.07	4.29

Tabelle 3.3: Kalibrationsfaktoren für Pionereignisse, bei denen $0.98 E_{tot}$ bis zur Kalorimeterlänge L deponiert werden.

die Abhängigkeit dieser Faktoren von der effektiven Länge des LAr Kalorimeters. Während β_{EC} mit abnehmender Kalorimeterlänge im Rahmen der Fehler konstant bleibt, zeigt β_{HC} die Tendenz, mit abnehmender Kalorimeterlänge schwach zu fallen. Dies beruht vermutlich auf einem selektionsbedingten ansteigenden Anteil der elektromagnetischen Schauerkomponente mit abnehmender Kalorimeterlänge. Auch der Anstieg von $\frac{\delta E}{E}$ um ungefähr 8 % deutet darauf hin. Die Änderung der Kalibrationsfaktoren bei einer Reduktion der Kalorimeterlänge von 7.3 auf 6.3λ ist im gesamten Energiebereich kleiner als ein Prozent. Daraus läßt sich schließen, daß ein Verlängern des HCs ebenfalls nicht zu nennenswerten Änderungen der Faktoren führen würde.

Eine wichtige Klasse von Ereignissen sind diejenigen, bei denen der Vertex der ersten Wechselwirkung in der ersten oder zweiten Sektion des ECs liegt. Sie simulieren, wenn auch nur näherungsweise, das Verhalten des Kalorimeters bei einfallenden Teilchenjets. Die Fixierung des Schauervertex auf die erste oder

geringeren Korrelation zwischen beiden Parametern. Für das EC und HC läßt sich an $\frac{\delta E}{E} = f(\beta)$ ein Polynom 2. Grades anpassen, das die Fehler liefert.

⁵Während für Kupfer $S_{e/\mu}$ ungefähr eins ist, beträgt $S_{e/\mu}$ in Blei 0.7 [COB79].

zweite Sektion des ECs erfolgt durch die Forderung nach einer Energiedeposition in der zweiten Sektion des ECs, die größer als 0.3 GeV ist. Weiterhin werden nur Ereignisse zugelassen, die keine Energie im Eisen-Gas Kalorimeter aufweisen. Die Tabelle 3.4 zeigt die Kalibrationsfaktoren dieser Ereignisklasse. Während die

$E_{beam} (GeV)$	30	50	170	230
$\beta_{EC} (GeV/pC)$	3.28	3.11	2.97	2.96
$\beta_{HC} (GeV/pC)$	5.01	5.04	4.64	4.65

Tabelle 3.4: Kalibrationsfaktoren für Pionereignisse, bei denen der Vertex der ersten Wechselwirkung in der ersten oder zweiten Sektion des ECs liegt.

Kalibrationsfaktoren des ECs um nicht mehr als 2 % abnehmen, steigen die Faktoren des HCs im Mittel über alle Pionenergien um 8 %.

Es muß hervorgehoben werden, daß das Kriterium, daß keine Energie im Eisen-Gas Kalorimeter gemessen wird, nur sehr geringen Einfluß auf die oben bestimmten Faktoren β_{EC} und β_{HC} hat. Außerdem geht aus den Betrachtungen verschiedener Ereignismengen hervor, daß der oben verwendete einfache Kalibrationsalgorithmus (und damit korreliert die mittlere gemessene Energie der Pionschauer und das noch zu diskutierende Signalverhältnis von Elektronen und Pionen) systematisch von der Art und Struktur der Schauer abhängt.

Wie in Kapitel 2.6 erläutert, wurden neben den experimentellen Daten auch mit Hilfe von GHEISHA Pionschauer generiert und deren Verhalten im Testaufbau untersucht. Die Bestimmung der Kalibrationsfaktoren des ECs und des HCs erfolgte für die simulierten Ereignisse in der gleichen Weise wie für die gemessenen Daten. Die Faktoren β_{EC}^{MC} und β_{HC}^{MC} , die in Tabelle 3.5 gezeigt sind, konvertieren

$E_{beam} (GeV)$	30	50	170	230
$\beta_{EC}^{MC} (GeV/pC)$	3.59	3.46	3.29	3.30
$\beta_{HC}^{MC} (GeV/pC)$	4.63	4.59	4.46	4.46
β_{HC}/β_{EC}	1.29	1.33	1.35	1.35
$\Delta\beta_{EC} (\%)$	9.8	9.6	7.7	8.8
$\Delta\beta_{HC} (\%)$	0.7	1.4	2.6	0.9

Tabelle 3.5: Kalibrationsfaktoren für Pionereignisse, die mit GHEISHA (Version 8) generiert wurden.

ebenfalls die in den LAr Zwischenräumen deponierte Ladung in Energie des einfallenden Pions, so daß sich die für die Daten ermittelten Werte direkt mit denen der Simulation vergleichen lassen. Während die Abnahme der Kalibrationsfaktoren mit der Pionenergie von GHEISHA gut wiedergegeben wird, kann der absolute Wert der Faktoren nicht reproduziert werden. So beträgt die relative Abweichung der Kalibrationsfaktoren $\Delta\beta = (\beta^{MC} - \beta)/\beta$ zwischen den Monte Carlo Ereignissen und den gemessenen Daten, gemittelt über alle Energien, im EC $\Delta\beta = + 9.0\%$ und im HC $\Delta\beta = + 1.4\%$. Aufgrund der unterschiedlichen Abweichungen im EC und HC ergibt sich ein um 7 % kleinerer Wert für β_{rel}^{MC} .

Um zu überprüfen, welchen Einfluß der Kalibrationsfaktor des HCs auf den des ECs hat, wurden mit GHEISHA Pionereignisse einer Energie von 30 GeV in

einem Pb-LAr Kalorimeter mit einer Gesamtlänge von 9 λ und dem Sampling des ECs generiert. Der mit Hilfe der mittleren deponierten Ladung ermittelte Kalibrationsfaktor c_{PB} ist um 5.3 % kleiner als der Faktor des ECs im Fall des kombinierten Pb-Cu LAr Kalorimeters (vergleiche auch Kapitel 4.3.1). Die Separation des 9 λ Pb-LAr Kalorimeters in zwei Teile – der erste besitzt die Länge des ECs – und die Anwendung des oben beschriebenen Kalibrationsverfahrens führt zu einem Kalibrationsfaktor im vorderen Teil des 9 λ Pb-LAr Kalorimeters, der um 2.9 % kleiner ist als der des ECs. Die Abweichungen vom Kalibrationsfaktor c_{PB} liegen jedoch im Bereich der statistischen Fehler.

$k_B (cm/MeV)$	$\langle E_{\pi^+} \rangle (GeV)$
0.0010	30.01 ± 0.07
0.0045	29.18 ± 0.18
0.0100	28.36 ± 0.13

Tabelle 3.6: Variation der mittleren Energie $\langle E_{\pi^+} \rangle$ mit k_B bei fixierten Kalibrationsfaktoren für Pionereignisse einer Energie von 30 GeV.

Der absolute Wert der im LAr durch einen hadronischen Schauer deponierten Ladung hängt vom Sättigungsparameter k_B (Birks Gesetz) ab, der für das LAr im GHEISHA Programmpaket gewählt wird. Die Tabelle 3.6 zeigt am Beispiel von simulierten Pionereignissen einer Energie von 30 GeV die Variation der mittleren Energie mit k_B . Die Kalibrationsfaktoren β_{EC}^{MC} und β_{HC}^{MC} wurden bei den optimierten Werten für $k_B = 0.001 \text{ cm/MeV}$ fixiert. Eine Zunahme von k_B um einen Faktor 10 reduziert die mittlere im Argon deponierte Energie um 5.5 %. Eine Optimierung der Kalibrationsfaktoren für die verschiedenen k_B Werte ergibt, daß β_{rel}^{MC} mit steigendem k_B Faktor unverändert bleibt.

3.5.2 Kalibration des Eisen-Streamerhammer Kalorimeters

Zur Energiemessung mit dem Eisen-Gas Kalorimeter stehen zwei verschiedene Informationen zur Verfügung: i) die Anzahl der angesprochenen Strips, ii) die Padsignale der Auslesetürme. Während die Stripinformation direkt verwendet werden kann, ist in jedem der Auslesetürme bei der Bildung der Energiesumme zur Verringerung des elektronischen Rauschens nach Pedestalsubtraktion eine Ausleseschwelle von zwei Standardabweichungen der Verteilungen des elektronischen Rauschens notwendig.

Um zu einer Kalibration des Eisen-Gas Kalorimeters für eine Verwendung als Tailcatcher hinter dem LAr Kalorimeter zu gelangen, waren separate Messungen mit dem Eisen-Gas Kalorimeter vor dem Kryostat (siehe 2.2) notwendig, wobei das Verhalten gegenüber einfallenden Pionen und Myonen untersucht wurde [BRA88]. Die Kalibration besitzt zwei Aspekte:

- i) die Interkalibration der Auslesetürme mit Myonen,
- ii) die absolute Kalibration mit Hilfe des gemessenen Signalverhältnisses von Pionen und Myonen.

Das verwendete Verfahren soll im folgenden zusammenfassend erläutert werden und ist ausführlich in [VOG88] diskutiert.

Die Interkalibration der Auslesetürme erfolgt in der Position hinter dem LAr Kalorimeter mit Hilfe von Myonen, die mit dem Triggersystem selektiert und deren Spurverlauf mit dem Eisen-Gas Kalorimeter bestimmt wird. Die Interkalibrationsfaktoren differieren in den zentralen vier Türmen der ersten und zweiten Sektion um ungefähr $\pm 5\%$.

Die absolute Kalibration, d.h. die Einführung der Energieskala der einfallenden Pionen, erfolgt mit Hilfe des gemessenen Signalverhältnisses von Myonen und Pionen $\frac{\langle E_{\mu} \rangle}{\langle E_{\pi} \rangle}$ (ohne LAr Kalorimeter). Für die Messungen mit dem LAr Kalorimeter lassen sich mit dem gemessenen Myonsignal aus dem $\frac{\langle E_{\mu} \rangle}{\langle E_{\pi} \rangle}$ Verhältnis die Kalibrationsfaktoren für in das Eisen-Gas Kalorimeter gelangende Anteile des Pionschauers berechnen. Der systematische Fehler dieser Faktoren beträgt ungefähr $\pm 3\%$, mit Ausnahme des Faktors bei der Pionenergie von 230 GeV. Hier liegt der Fehler in der Größenordnung von $\pm 10\%$. Für diese Daten steht kein Myontrigger zur Verfügung, so daß das mittlere Myonsignal der übrigen Energiepunkte verwendet werden muß.

Kapitel 4

Eigenschaften elektromagnetischer und hadronischer Schauer im LAr Kalorimeter

In diesem Kapitel 4 werden die Eigenschaften elektromagnetischer und hadronischer Schauer in dem LAr Kalorimeter betrachtet und mit Simulationsrechnungen verglichen. Es liegen experimentelle und mit EGS4 und GHEISHA (EGS3) generierte Daten für Elektronen bei Strahlenergien von 30, 50, 166 und 218 GeV (170 und 230 GeV bei den GHEISHA (EGS3) Daten) und für Pionen bei 30, 50, 170 und 230 GeV vor.

4.1 Elektromagnetische Schauer im EC

Bei der Betrachtung der Messungen mit Elektronen im LAr Kalorimeter ist im Gegensatz zu den Messungen mit Pionen eine relative Kalibration von EC und HC nicht notwendig, da die Absorption der elektromagnetischen Schauer nahezu vollständig im EC erfolgt. Der Energieanteil im HC ist auch noch bei einer Elektronenergie von 218 GeV kleiner als 1%. Im folgenden wird die gemessene Ladung verwendet.

4.1.1 Energiemessung

Die Abbildung 4.1 zeigt die gemessene Ladungsverteilung, die durch Elektronen einer Energie von 166 GeV entsteht. Bei der Bildung der Ladungssumme wurde der Bereich der zentralen Türme im EC ($5 \times [16 \times (3 \times 3 \text{ cm}^2)]$) verwendet. Die gemessenen Verteilungen sind gaußförmig mit geringfügig häufigeren Einträgen bei kleinen Ladungswerten. Diese beruhen auf Elektronen, die Energie durch Bremsstrahlung im Verlauf der Strahlführung verloren haben. Die gepunktete Kurve in Abbildung 4.1 stellt die Anpassung einer Gaußverteilung an die gemessene Ladungsverteilung dar. Die bei den weiteren Betrachtungen verwendeten Werte für die mittlere Ladung $\langle Q \rangle$, und die Breite σ werden gaußschen Anpassungen entnommen.

Die durch elektromagnetische Schauer im Bereich der zentralen Türme des ECs deponierte Energie beträgt im Mittel über alle Energiepunkte des Elektronenstrahls 97.0 % der im gesamten EC deponierten Energie. Simulationsrechnungen (GHEISHA (EGS3)), die einen Wert von 96.7 % liefern, zeigen sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment.

Um bei der Bestimmung der Energieauflösung $\frac{\sigma}{\langle Q \rangle_e}$ des LAr Kalorimeters für Elektronen das elektronische Rauschen und Interkalibrationseffekte zu reduzieren, kann einerseits der zu summierende Kalorimeterbereich (wie schon für die Ladungsverteilung in Abbildung 4.1) auf die kleinen Türme eingeschränkt, andererseits der in Kapitel 3.3.2 beschriebene Summationsalgorithmus für Pionen angewendet werden. Beide Verfahren liefern in bezug auf die Energieauflösung äquivalente Resultate. Das elektronische Rauschen wird, wie schon beschrieben, für jeden Energiepunkt mit Hilfe der Zufallstrigger gemessen und quadratisch von $\frac{\sigma}{\langle Q \rangle_e}$ subtrahiert. Die resultierenden Werte sind als Funktion der Elektronenergie in Abbildung 4.2 durch die ausgefüllten Symbole dargestellt. Für Strahlenergien im Bereich von 200 GeV werden Werte der relativen Energieauflösung von 0.01 gemessen. Die gepunktete Kurve repräsentiert die Parametrisierung der gemessenen Energieauflösung als Funktion der Energie E durch Gleichung 1.8 mit den Werten $A = 0.112 \pm 0.003 \sqrt{GeV}$ und $C = 0.007$. A beschreibt im wesentlichen die Sampling Fluktuationen und der konstante Term C apparative Effekte, wie die Teststrahlaufösung und Interkalibrationsfehler. In der Diplomarbeit von C. Zeitnitz [ZEI87] werden Messungen mit dem EC in einem Elektronenstrahl im Energiebereich von 1 bis 5 GeV diskutiert. Die gemessenen Werte der Energieauflösung¹ sind in Abbildung 4.2 als offene Quadrate dargestellt. Auch diese Messung wird sehr gut durch die oben angegebene Parametrisierung beschrieben. Die offenen Kreise sind mit EGS4 gewonnene Werte der Energieauflösung. Die offenen Rauten zeigen die Resultate der GHEISHA (EGS3) Simulation. Die Monte Carlo Rechnungen berücksichtigen nicht die Energieunschärfe des Teststrahls und Interkalibrationseffekte zwischen den einzelnen Türmen (siehe Kapitel 2.6).

	$A (\sqrt{GeV})$
dieses Exp.	0.112 ± 0.003
Exp. [ZEI87]	0.111 ± 0.017
EGS4	0.104 ± 0.003
GHEISHA (EGS3)	0.095 ± 0.003

Tabelle 4.1: Vergleich der Werte des Sampling Terms der experimentellen und mit EGS generierten Daten.

In der Tabelle 4.1 werden die Werte für A der experimentellen Daten und der Simulationsrechnungen verglichen. Im Fall der Simulationsrechnungen ist A gleich dem Mittelwert der Energieauflösung. Während die beiden unabhängigen Messungen sehr gute Übereinstimmung bezüglich A zeigen, können die Monte Carlo Rechnungen die gemessenen Werte nicht vollständig reproduzieren. Bei den Simulationen mit EGS4 wird das gesamte, vor der ersten Pb-Platte befindliche Material (1.1 X_0) berücksichtigt (siehe Kapitel 2.1.1). Im Fall von GHEISHA

¹Der Beitrag durch das elektronische Rauschen ist ebenfalls nicht enthalten.

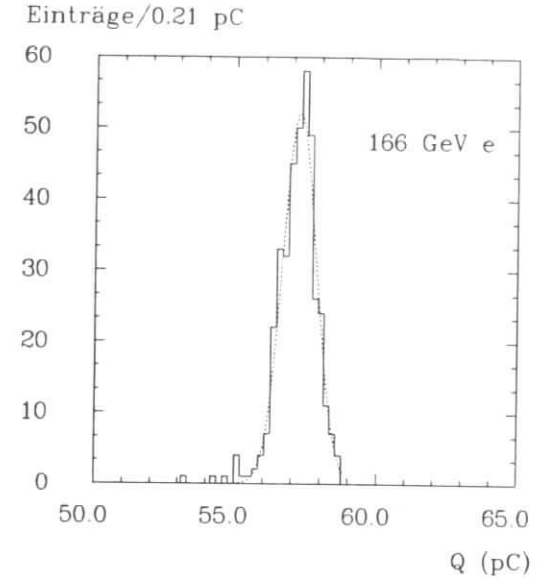


Abbildung 4.1: Elektronen, 166 GeV: Ladungsverteilung der Summe über alle zentralen Türme im EC.

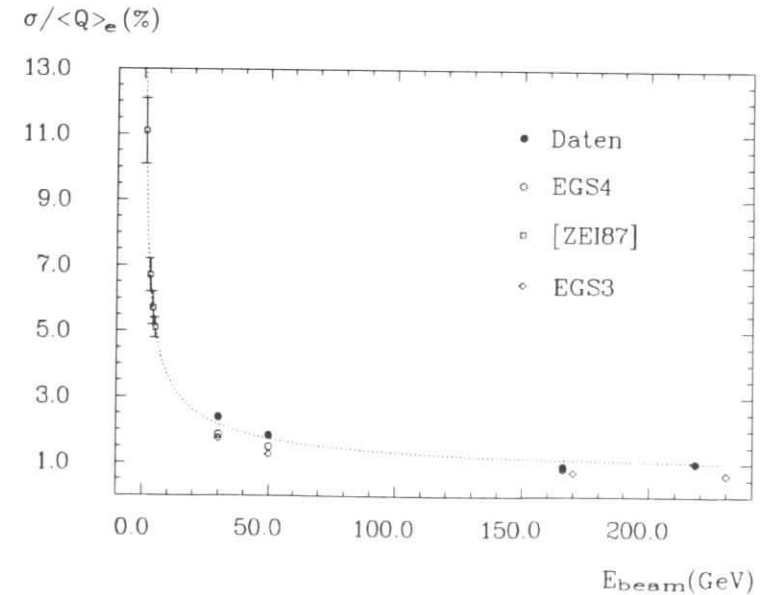


Abbildung 4.2: Energieauflösung als Funktion der Teilchenenergie: Summe über alle zentralen Türme im EC.

(EGS3) stammen die oben dargestellten Werte für $\frac{\sigma}{\langle Q \rangle}$ aus Rechnungen, die nur mit LAr vor dem EC (0.6 X_0) durchgeführt wurden. Ein Vergleich mit einer Materialmenge von 1.1 X_0 bei 30 und 50 GeV zeigt innerhalb des statistischen Fehlers keine signifikante Vergrößerung von $\frac{\sigma}{\langle Q \rangle}$. Dies stimmt mit den Simulationsrechnungen in [BLM86] überein, die keine Änderung der Energieauflösung für Materialmengen kleiner als 1.0 X_0 bei Energien oberhalb von 10 GeV vorhersagen.

Die Energieauflösung $\frac{\sigma}{\langle E \rangle} \sqrt{E}$ eines Sampling-Kalorimeters ist näherungsweise der Wurzel der Absorberdicke t proportional (siehe Kapitel 1.2.1) und kann durch ([AMA80])

$$\frac{\sigma}{\langle E \rangle} \sqrt{E} = R_{Pb} \sqrt{t} \quad , \quad R_{Pb} \sim \sqrt{\epsilon} \quad , \quad (4.1)$$

nahezu unabhängig von der LAr Schichtdicke parametrisiert werden, ϵ ist die kritische Energie. In Abbildung 4.3 sind Messungen der Energieauflösung von Pb-LAr Kalorimetern¹¹ mit verschiedenen Absorberdicken, und LAr Schichtdicken im Bereich von 2 bis 3.0 mm als Funktion von \sqrt{t} aufgetragen. Die angegebenen Werte $\frac{\sigma}{\langle E \rangle} \sqrt{E}$ entsprechen dem Term A in Gleichung 1.8. Die verschiedenen Messungen (offene Symbole in Abbildung 4.3) folgen der Parametrisierung in Gleichung 4.1 mit $R_{Pb} = 0.16 \sqrt{G\epsilon V}$ (Mittelwert), wenn $|t|$ in X_0 gegeben wird. Der hier für das EC präsentierte Wert ($R_{Pb} = 0.171 \sqrt{G\epsilon V}$) ist sehr gut mit dem R_{Pb} der anderen Experimente verträglich.

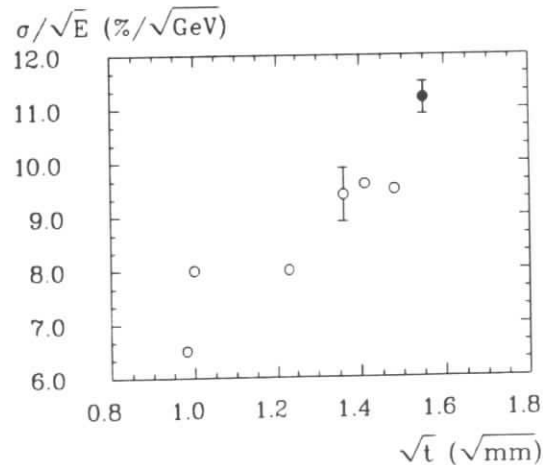


Abbildung 4.3: Vergleich der gemessenen Werte der Energieauflösung für Elektronen von Pb-LAr Kalorimetern verschiedener Experimente¹¹ (offene Kreise) mit dem dieser Arbeit (ausgefüllter Kreis).

¹¹Referenzen nach aufsteigenden Werten von t geordnet: [HIT76], [DEL78], [COB79], [BUR88], [ASA80] und [HIT76].

4.1.2 Linearität

Die Tabelle 4.2 zeigt die auf die Strahlenergie normierte Gesamtladung $\frac{\langle Q \rangle}{E_{\text{beam}}}$ bei verschiedenen Elektronenergien. Im Fall der Energiepunkte 166 und 218 GeV wird zur gesamten im EC gemessenen Ladung die Ladung der ersten Sektion des HCs addiert. Zur Interkalibration erfolgt eine Skalierung mit β_{rel} (vergleiche Kapitel 3.5.1).

Es ist ein linearer Anstieg der gemessenen Signale mit der Teilchenenergie im Energiebereich von 30 bis 218 GeV zu beobachten. Die mittlere normierte Gesamtladung beträgt 0.357 pC/GeV mit Abweichungen bei den einzelnen Energiepunkten kleiner als $\pm 0.8\%$. Dieser Wert der gemessenen Ladung muß für verglei-

E_{beam} (GeV)	30	50	166	218
$\frac{\langle Q \rangle}{E_{\text{beam}}}$ (pC/GeV)	0.359	0.355	0.360	0.355

Tabelle 4.2: Auf die Strahlenergie normierte, gemessene Gesamtladung $\frac{\langle Q \rangle}{E_{\text{beam}}}$.

chende Betrachtungen als untere Schranke angesehen werden. Er berücksichtigt nicht die endlichen Werte für die Induktivität, den Widerstand und die Kapazität im Auslesesystem, die zu einer kleineren gemessenen Ladungsmenge führen (vergleiche Kapitel 3.2) und den bei den Messungen nicht erreichten Plateauwert der Hochspannungskurve (vergleiche Kapitel 3.1). Die Simulationsrechnungen liefern im Fall von EGS4 eine deponierte, normierte Gesamtladung von 0.338 pC/GeV, im Fall von GHEISHA (EGS3) 0.359 pC/GeV.

4.1.3 Longitudinale Schauerstruktur

Das EC ist in fünf longitudinale Sektionen mit einer Länge von jeweils 2.7, 3.6, 3.6, 3.6 und 12.6 X_0 unterteilt, so daß eine Untersuchung der longitudinalen Struktur elektromagnetischer Schauer und ein Vergleich mit Simulationsrechnungen durchgeführt werden kann.

Die Abbildung 4.4 zeigt einen solchen Vergleich am Beispiel einer Elektronenergie von 50 GeV. Dabei ist sowohl für gemessene als auch für Monte Carlo (EGS4 und GHEISHA (EGS3)) Ereignisse die mittlere, auf die Anzahl der LAr Zwischenräume normierte Ladung in den einzelnen Segmenten gegen die Länge des ECs aufgetragen. Die Simulationsrechnungen wurden mit einer Materialmenge von 1.1 X_0 vor der ersten Absorberplatte durchgeführt. Die Größe der statistischen Fehler, die nicht in Abbildung 4.4 eingezeichnet sind, liegt im Bereich von einem Prozent. Abgesehen vom Unterschied der Gesamtladung werden die gemessenen longitudinalen Profile der verschiedenen Teilchenenergien durch die Simulationsrechnungen reproduziert.

Aufgrund der Zunahme der deponierten Energie pro Längeneinheit zu Beginn des elektromagnetischen Schauers mit einer Potenz der Schauerlänge [LON75] hängt der Verlauf des longitudinalen Profils kritisch von der Materialmenge vor dem Kalorimeter ab. So führt im Fall der Simulationsrechnungen bei einer Energie von 50 GeV eine Reduktion der Materialmenge um 0.5 X_0 zu einer Verringerung der deponierten Energie in der ersten Sektion um 29 %.

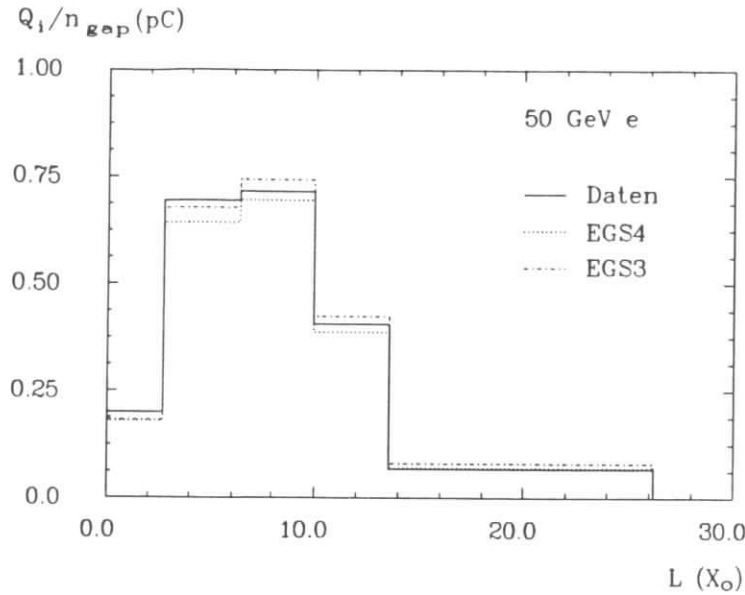


Abbildung 4.4: Elektronen, 50 GeV: Vergleich der longitudinalen Schauerstruktur im EC experimenteller und simulierter Ereignisse.

4.1.4 Transversale Schauerstruktur und Rekonstruktion der Schauerachse

Die transversale Struktur elektromagnetischer Schauer wird durch die Summe zweier Exponentialfunktionen beschrieben (siehe Kapitel 1.3). Beide Abschwächungsparameter variieren mit der Schauertiefe, aber auch mit der Primärenergie. Für praktische Aspekte (z.B. Ortsauflösung) ist es häufig aufgrund der endlichen Turmbreite sinnvoll, nur einen über die Kalorimetertiefe gemittelten Abschwächungsparameter b zu verwenden. Durch eine Variation des Teilcheneintrittsortes auf der Kalorimeterfrontfläche läßt sich b mit Hilfe der in transversaler Richtung in den Türmen deponierten Energie experimentell bestimmen. In [ZE187] wird auf diese Weise bei einer Elektronenergie von 3 GeV ein Wert von $b = 4.1$ mm gemessen. Simulationsrechnungen mit EGS4 liefern einen Wert von $b = 4.0$ mm. Die transversale Struktur elektromagnetischer Schauer im EC – gemittelt über die gesamte Schauerlänge – wird durch die Simulationsrechnungen gut reproduziert.

Wie bereits in Kapitel 1.3 diskutiert, läßt sich bei geeigneter transversaler Segmentierung mit Hilfe der in den einzelnen Türmen deponierten Energie die Schauerachse und damit die Eintrittsposition des Primärteilchens auf der Kalorimeterfrontfläche rekonstruieren. C. Zeitnitz [ZE187] bestimmte mit der Schwerpunktmethod (Gleichung 1.10) die Ortsauflösung σ'_p des ECs für Elektronen. Sie läßt sich durch

$$\sigma'_p = \frac{P \cdot K}{\sqrt{E}}, \quad P = \text{Turmbreite} \quad (4.2)$$

als Funktion der Teilchenenergie parametrisieren. Bei einer Turmbreite P von

30 mm, den zentralen Türmen des ECs entsprechend, wurde für Teilchenenergien von 3 und 5 GeV $K = 0.16 \sqrt{GeV}$ gemessen. Die systematischen Abweichungen des rekonstruierten Eintrittsortes vom wahren Eintrittsort sind dabei berücksichtigt und korrigiert (vergleiche Kapitel 1.3).

4.2 Räumliche Struktur hadronischer Schauer

Während das EC longitudinal fünffach segmentiert ist (Gesamtlänge 1.13λ), entfallen sechs Segmente mit jeweils einer hadronischen Wechselwirkungslänge auf das HC. Die transversale Segmentierung von EC und HC ist in Abbildung 2.6 gezeigt. Die Unterteilung des LAr Kalorimeters in Türme mit relativ kleinem Volumen erlaubt eine Untersuchung der longitudinalen und transversalen Struktur hadronischer Schauer und einen Vergleich der experimentellen Daten mit Schauern, die mit Hilfe von GHEISHA generiert wurden. Für die folgenden Betrachtungen wurden alle Ereignisse verwendet.

Die Tabelle 4.3 zeigt die in den beiden Kalorimeterteilen ermittelte mittlere Ladung der experimentellen Daten und vergleicht die Werte mit denen der Simulationsrechnungen. Das Verhältnis der im HC zur im EC deponierten Ladung

$E_{beam} (GeV)$	$Q_{EC} (pC)$	$Q_{HC} (pC)$	$Q_{EC}^{MC} (pC)$	$Q_{HC}^{MC} (pC)$
30	3.0 ± 0.1	4.3 ± 0.1	3.2 ± 0.1	3.9 ± 0.1
50	4.6 ± 0.1	7.5 ± 0.1	4.9 ± 0.1	7.0 ± 0.1
170	12.9 ± 0.2	28.2 ± 0.2	13.8 ± 0.3	26.6 ± 0.2
230	17.1 ± 0.3	37.6 ± 0.2	17.2 ± 0.4	36.6 ± 0.3

Tabelle 4.3: Vergleich der mittleren Ladungsdeposition Q im EC und HC zwischen experimentellen und mit GHEISHA generierten Daten bei verschiedenen Pionenergien.

steigt bei den experimentellen Ereignissen von 1.4 auf 2.2 im betrachteten Energiebereich. Während die mittlere im EC deponierte Ladung im Fall der Simulationsrechnungen im Mittel über alle Teilchenenergien um ungefähr 5 % zu groß ist, ergibt sich im HC ein um 6 % zu kleiner Wert. Bei einer Teilchenenergie von 230 GeV sind die Abweichungen erheblich geringer. Dies ist auf den in Kapitel 3.4.2 diskutierten Schnitt auf Ereignisse mit nicht ausreichendem dynamischen Bereich der ADCs zurückzuführen, der bei den Simulationsrechnungen in gleicher Weise vorgenommen wird, aber zu einer zum Experiment verschiedenen Anzahl verworfener Ereignisse führt. Die obigen Abweichungen und der Unterschied zwischen β_{EC} und β_{EC}^{MC} (vergleiche Kapitel 3.5.1) deuten auf strukturelle Unterschiede zwischen experimentellen und mit GHEISHA generierten hadronischen Schauern, die im folgenden näher spezifiziert werden.

4.2.1 Longitudinale Eigenschaften

Die Abbildung 4.5 zeigt für die verschiedenen Pionenergien die mittlere deponierte Ladung der einzelnen longitudinalen Segmente. Um in der Darstellung unterschiedliche Segmentlängen zu kompensieren, wird die mittlere deponierte Ladung

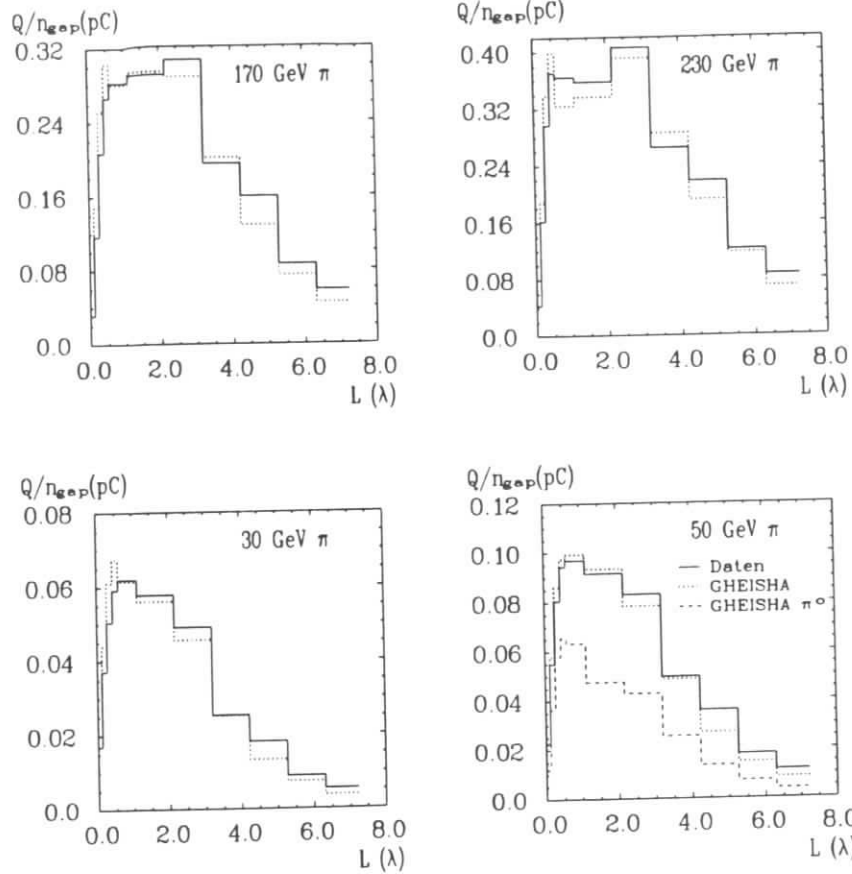


Abbildung 4.5: Vergleich der longitudinalen Schauerstruktur für Ereignisse mit Pionen bei verschiedenen Teilchenenergien: experimentelle Daten (durchgezogene Kurve), GHEISHA (gepunktete Kurve) und π^0 -Energieanteil (gestrichelte Kurve).

auf die jeweilige Anzahl der LAR Zwischenräume normiert. Die Schauerprofile der mit GHEISHA generierten Schauer (gepunktete Kurven in Abbildung 4.5) weisen im Vergleich zu den experimentellen Profilen (durchgezogene Kurven) in den ersten vier Sektionen des ECs für alle Pionenenergien erheblich größere Energiedepositionen auf, während in der fünften Sektion mit Ausnahme der 230 GeV Daten im Rahmen der Fehler Übereinstimmung zu beobachten ist. Die GHEISHA Profile zeigen im HC mit zunehmender Kalorimetertiefe eine stärkere Abnahme der mittleren Energiedeposition; so ist in der sechsten Sektion des HCs die deponierte Ladung im Mittel um 26 % kleiner als bei den experimentellen Ereignissen. Der limitierte dynamische Bereich (vergleiche Kapitel 3.4.2) führt bei den Schauerpro-

filen der 170 und 230 GeV Ereignisse in der fünften und sechsten Sektion zu einer Reduktion der mittleren Ladungsdeposition. Im Fall der simulierten Ereignisse bei einer Energie von 230 GeV (170 GeV) wird die mittlere Energie in der fünften Sektion um 18 % (12 %) verringert, in der sechsten um 6 % (2 %). Es muß hervorgehoben werden, daß diese Werte bei den experimentellen Daten vermutlich erheblich geringer sind, da bei den simulierten Ereignissen die Spektren der maximal deponierten Energie häufiger Einträge bei größeren Werten aufweisen (siehe Abbildung 4.18 und Kapitel 4.3.2).

Eine Selektion von Ereignissen, die weniger als $0.05 E_{beam}$ im EC deponieren, deren Schauerentwicklung also nahezu vollständig im HC stattfindet, führt zu ähnlichen Abweichungen im longitudinalen Verhalten der deponierten Energie. Das Schauermaximum liegt für alle Teilchenenergien in der zweiten Sektion des HCs. Im Bereich der ersten drei Wechselwirkungslängen ist die mittlere Ladungsdeposition der GHEISHA Ereignisse im Mittel um 8 % zu groß. Die Abnahme des Schauerprofils erfolgt im Fall der GHEISHA Schauer schneller. So ist die Energieablage in der sechsten Sektion um 20 % kleiner.

Die gestrichelte Kurve in Abbildung 4.5 zeigt am Beispiel der 50 GeV GHEISHA Ereignisse die mittlere Ladung der einzelnen Sektionen, die aufgrund von π^0 -Zerfällen deponiert wird (vergleiche Kapitel 2.6). Der mittlere Anteil der π^0 -Energie f_{π^0} im hadronischen Schauer hängt von der Schauertiefe ab. Als Maß für die longitudinale Variation läßt sich $\Delta f_{\pi^0} = f_{\pi^0} - f_{\pi^0}$ verwenden, wobei f_{π^0} der mittlere π^0 -Energieanteil der i -ten Sektion ist. Die Größe f_{π^0} wird durch Gleichung 4.5 beschrieben (vergleiche Kapitel 4.3.1). Die Tabelle 4.4 zeigt

Sektion	1.	2.	3.	4.	5.	6.
$\Delta f_{\pi^0}(\text{EC})$	-0.110	+0.082	+0.128	+0.126	+0.091	-
$\Delta f_{\pi^0}(\text{HC})$	-0.039	+0.002	-0.021	-0.047	-0.061	-0.095

Tabelle 4.4: Pionen (GHEISHA), 50 GeV: Differenz des π^0 -Energieanteils der einzelnen Sektionen und des gemittelten π^0 -Energieanteils bei einer Teilchenenergie von 50 GeV.

Δf_{π^0} für Pionen einer Energie von 50 GeV. Der longitudinale Verlauf der Größe $\Delta f_{\pi^0}/f_{\pi^0}$ ist im untersuchten Energiebereich näherungsweise unabhängig von der Primärenergie.

Ein Vergleich der longitudinalen Struktur hadronischer Schauer (Abbildung 4.5) mit der elektromagnetischer (Abbildung 4.4) zeigt, daß

- die Energiedeposition im Bereich des Schauermaximums im elektromagnetischen Schauer um ungefähr einen Faktor sechs größer ist und
- die longitudinale Ausdehnung der Energiedeposition im Bereich des Schauermaximums um eine Größenordnung kleiner ist.

Die Energiedichte im elektromagnetischen Schauer ist also sehr viel größer als die im hadronischen.

Als Maß für die longitudinale Ausdehnung eines hadronischen Schauers läßt sich diejenige Länge L verwenden, in der 95 % der Gesamtenergie E_{tot} absorbiert werden; wobei E_{tot} die Summe der im LAR und im Eisen-Gas Kalorimeter

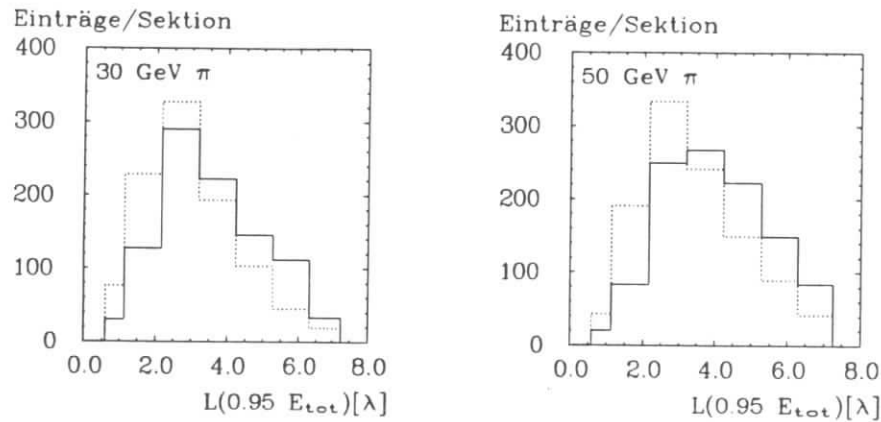
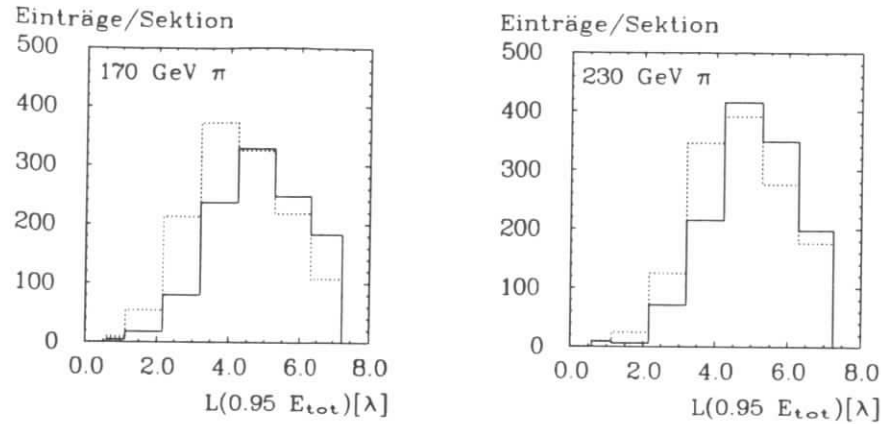


Abbildung 4.6: Vergleich der Spektren der $0.95 E_{tot}$ Schauerlänge $L(0.95 E_{tot})$ bei verschiedenen Pionenergien: experimentelle Daten (durchgezogene Kurve) und GHEISHA Ereignisse (gepunktete Kurve).

gemessenen Energiewerte ist. Abbildung 4.6 vergleicht die Spektren der Schauerlänge $L(0.95 E_{tot})$ bei verschiedenen Pionenergien experimenteller (durchgezogene Kurve) und mit GHEISHA generierter Schauer (gepunktete Kurve). Für diesen Vergleich werden Ereignisse ausgewählt, deren erster Wechselwirkungspunkt innerhalb der ersten vier Sektionen des ECs liegt. Als Startpunkt wird diejenige Sektion definiert, in der die Energieablage eines Ereignisses erstmals größer als das Signal von 3 MIPs ist. Mit wachsender Pionenergie ist eine Zunahme der mittleren Schauerlänge $\langle L(0.95 E_{tot}) \rangle$ zu erkennen. Ereignisse, bei denen $L(0.95 E_{tot})$ größer als die Länge des LAr Kalorimeters ($l = 7.3 \lambda$) ist, sind nicht eingetragen. Ihr Anteil wächst bei den experimentellen Daten im Bereich von 30 bis 230

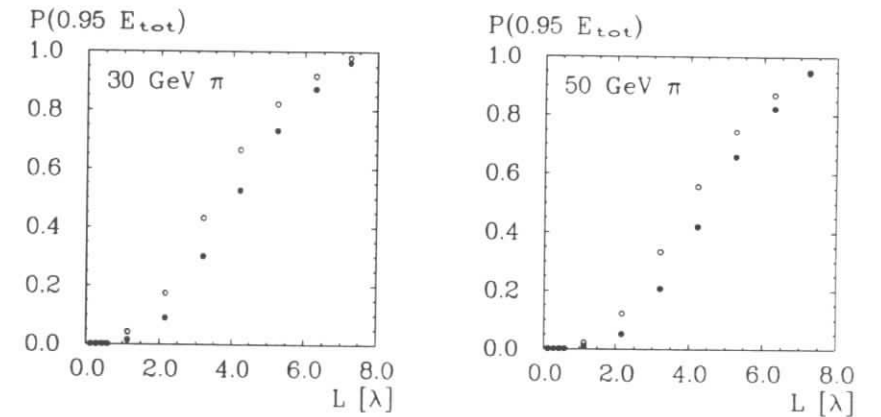
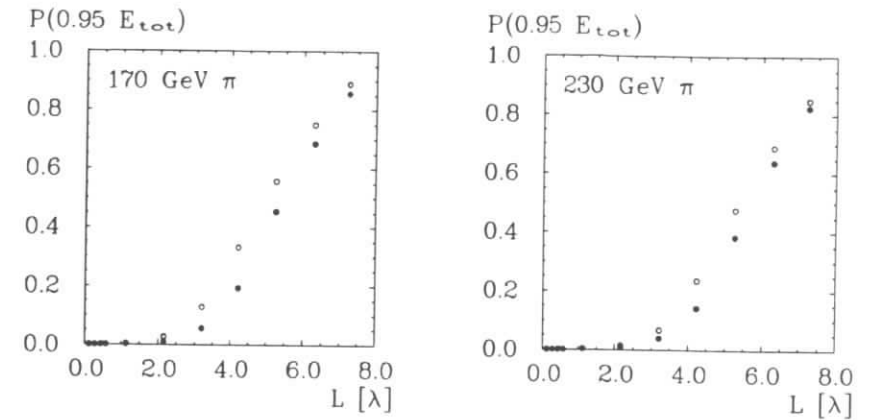


Abbildung 4.7: Anteil der Ereignisse, bei denen 95 % der Gesamtenergie bis zur Länge L absorbiert werden: experimentelle Daten (ausgefüllte Symbole) und GHEISHA (offene Symbole).

GeV von 0.02 auf 0.11, bei den simulierten Ereignissen von 0.01 auf 0.08. Die Histogramme zeigen eindeutig, daß für alle untersuchten Pionenergien die experimentell bestimmten Schauerlängen häufiger größer sind, d.h. die experimentellen Pionschauer sind "geometrisch länger".

Während bei der Betrachtung der Schauerlänge $L(0.95 E_{tot})$ Ereignisse selektiert wurden, deren erster Wechselwirkungspunkt in den ersten vier Sektionen des ECs liegt, zeigt die Abbildung 4.7 für alle Ereignisse denjenigen Anteil, bei denen $0.95 E_{tot}$ bis zu einer Länge L absorbiert werden. Wie erwartet, ergeben sich auch in diesem Punkt signifikante Unterschiede zwischen den Messungen und den Simulationsrechnungen. Ein erheblich größerer Anteil der GHEISHA Schauer,

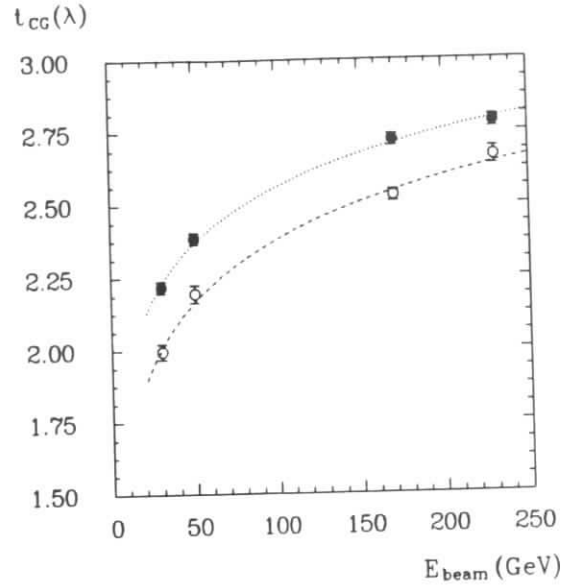


Abbildung 4.8: Mittlerer Schauerschwerpunkt als Funktion der Energie der Pionen für experimentelle Daten (ausgefüllte Symbole) und GHEISHA Ereignisse (offene Symbole).

verglichen mit den experimentellen Schauern, deponiert die Energie zu Beginn des HCs. Es ist zu beachten, daß GHEISHA (Version 8) im Bereich der Länge des LAr Kalorimeters des H1 Experimentes für die Anzahl der absorbierten Ereignisse ($0.95 E_{tot}$) einen um ungefähr 10 % zu großen Wert vorhersagt.

Um den Unterschied zwischen experimentellen und mit GHEISHA generierten Daten in bezug auf die Energiedeposition zu quantifizieren, läßt sich der longitudinale Schauerschwerpunkt t_{CG} vergleichen

$$t_{CG} = \frac{\sum_{\text{alle Seg.}} z_i E_i}{\sum_{\text{alle Seg.}} E_i}, \quad (4.3)$$

wobei z_i die longitudinale Schwerpunktkoordinate des i -ten Segmentes in Wechselwirkungslängen und E_i die Energie des i -ten Segmentes ist. Die mittleren Schauerschwerpunkte t_{CG} sind in Abbildung 4.8 als Funktion der Pionenergie dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die GHEISHA Werte für t_{CG} (offene Symbole) im Vergleich mit den Daten (ausgefüllte Symbole) um 0.2 bis 0.3 λ kleiner sind. Die Energieabhängigkeit von t_{CG} läßt sich durch die Funktion

$$t_{CG} = t_s \ln(E_{beam}) + t_0 \quad (4.4)$$

parametrisieren, wobei t_{CG} in λ und E_{beam} in GeV gegeben sind. Eine Anpassung an die experimentellen und die mit GHEISHA Daten ermittelten Werte für t_{CG} (Kurven in Abbildung 4.8) liefert die in der Tabelle 4.5 dargestellten Ergebnisse der Parameter t_s und t_0 . Während die Energieabhängigkeit der Position des

Schauerschwerpunktes im Rahmen der Fehler von GHEISHA wiedergegeben wird, kann der konstante Term nicht reproduziert werden. Er ist im Fall der simulierten Ereignisse um 25 % zu klein.

	t_0 (λ)	t_s (λ)
DATEN	1.28 ± 0.05	0.28 ± 0.01
GHEISHA	0.95 ± 0.07	0.31 ± 0.02

Tabelle 4.5: Vergleich der angepaßten Parameter t_s und t_0 (Gleichung 4.4) experimenteller und mit GHEISHA generierter Ereignisse.

4.2.2 Transversale Struktur

Die geschlossenen Symbole in Abbildung 4.9 zeigen sektionsweise das gemessene Transversalprofil der Pionschauer einer Energie von 170 GeV im EC. Die deponierte Ladung in den Türmen wird, vom Zentrum des ECs ausgehend, in ringförmiger Weise in den einzelnen Sektionen summiert und auf die Anzahl der LAr Zwischenräume der jeweiligen Sektion normiert. Der Mittelwert der Radien r , der jeweils für die Ringsumme verwendeten Türme, bildet die Abszisse. Als Längeneinheit dient die Wechselwirkungslänge. Die Werte der deponierten Ladung der mit GHEISHA generierten Ereignisse, dargestellt durch die offenen Symbole in Abbildung 4.9, werden auf die jeweils in den einzelnen Sektionen experimentell gemessene Gesamtladung skaliert. Im HC wird die Ladung der im Abstand zum Zentrum der ROBs korrespondierenden Türme der x - und der y -Streifen sektionsweise summiert, ebenfalls auf die Anzahl der LAr Zwischenräume der jeweiligen Sektion normiert und gegen den Abstand zur Achse d aufgetragen, wobei als Längeneinheit wieder die Wechselwirkungslänge verwendet wird. Die Abbildung 4.10 vergleicht die Transversalprofile der experimentellen und mit GHEISHA generierten Ereignisse im HC.

Während bezüglich der longitudinalen Struktur erhebliche Differenzen zwischen gemessenen und mit GHEISHA generierten Daten auftreten, scheint GHEISHA den Verlauf der transversalen Struktur von Pionschauern unter der Voraussetzung der oben beschriebenen Normierung der deponierten Ladung in sehr befriedigender Weise zu beschreiben.

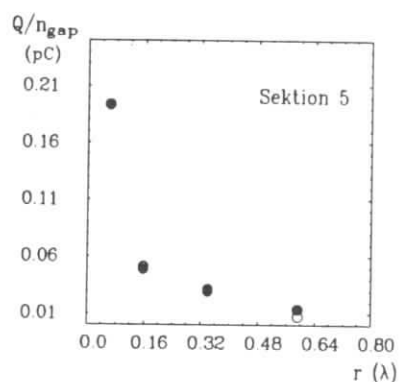
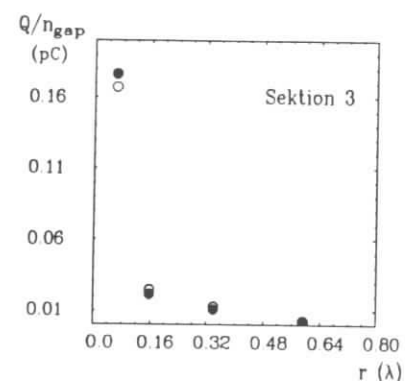
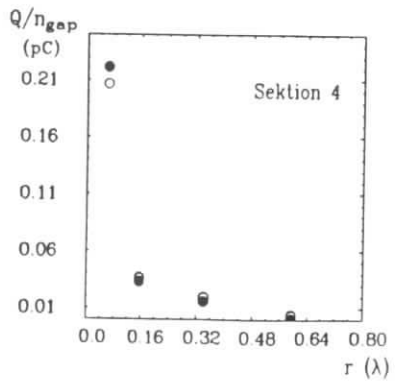
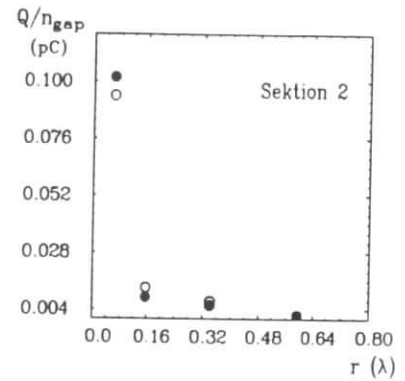
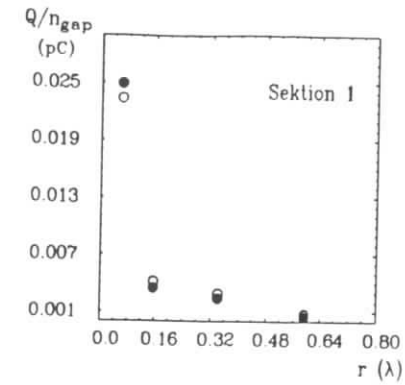


Abbildung 4.9: Transversale Schauerstruktur im EC für Ereignisse mit Pionen bei einer Energie von 170 GeV: experimentelle Daten (ausgefüllte Symbole) und GHEISHA (offene Symbole).

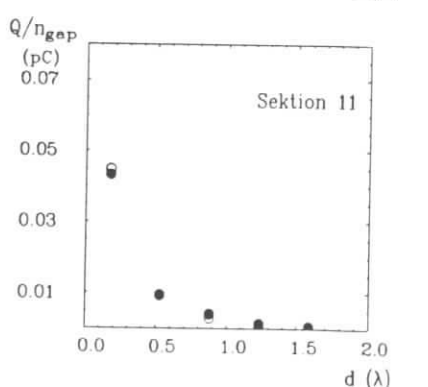
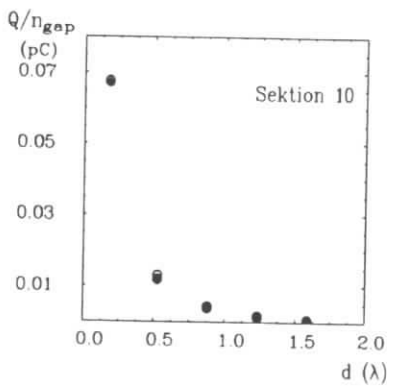
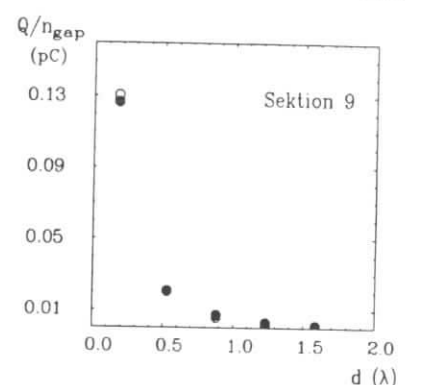
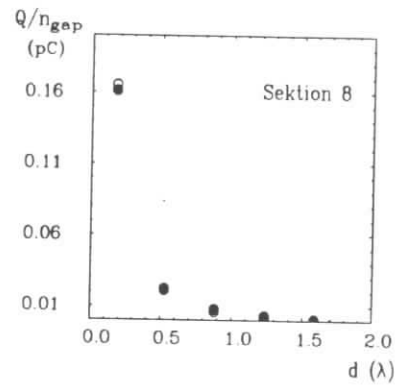
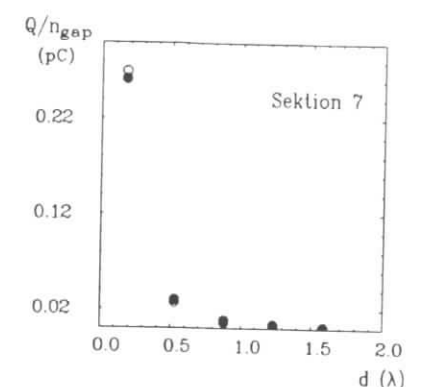
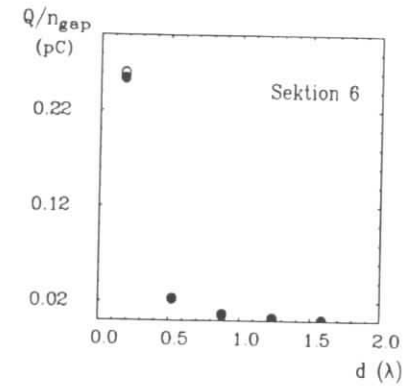


Abbildung 4.10: Transversale Schauerstruktur im HC für Ereignisse mit Pionen bei einer Energie von 170 GeV: experimentelle Daten (ausgefüllte Symbole) und GHEISHA (offene Symbole).

4.3 Energiemessung hadronischer Schauer

Für die folgenden Betrachtungen werden nur Ereignisse verwendet, die keine Energie im Eisen-Gas Kalorimeter aufweisen. Zur Berechnung der Gesamtenergie von Pionen und Elektronen im LAr Kalorimeter werden die in Kapitel 3.5 beschriebenen Kalibrationsfaktoren des ECs und des HCs verwendet. Nach Selektion der Teilchen und Anwendung der in Kapitel 3.4 diskutierten Datenkorrekturen ergeben sich Energiespektren, wie sie z.B. für Pionenergien von 170 bzw. 50 GeV in Abbildung 4.11 und 4.12 (schraffierte Histogramme) gezeigt sind. Wie im Fall der Elektronen wird die mittlere Energie $\langle E \rangle_e$ und die Breite σ der Pionenergiespektren durch die Anpassung von Gaußverteilungen (gepunktete Kurve in Abbildung 4.12) festgelegt. In diesem Zusammenhang ist jedoch die Asymmetrie der Energiespektren der hadronischen Schauer zu beachten, sie weisen einen deutlich langsameren Abfall zu großen Teilchenenergien auf als zu kleineren.

In Abbildung 4.11 ist neben dem gemessenen Energiespektrum das Spektrum der mit Hilfe von GHEISHA generierten Ereignisse (gestricheltes Histogramm) gezeigt. Im Fall der Monte Carlo Simulation lassen sich das π^0 -Spektrum (gepunktetes Histogramm) und das aller übrigen Hadronen von einander getrennt betrachten. Beide Anteile am Gesamtspektrum sind nicht gaußförmig. Das π^0 -Spektrum weist außerdem größere Fluktuationen auf. Der Anteil der mittleren π^0 -Energie f_{π^0} steigt im Energiebereich von 30 bis 230 GeV von 0.515 auf 0.645 und ist größer als die mittlere Energiedeposition durch die übrigen Hadronen.

Eine mögliche Parametrisierung von f_{π^0} mit der Primärenergie E in dem Bereich von 10 bis 230 GeV ist

$$f_{\pi^0}(E) = a \ln E, \text{ mit } a = 0.087 \pm 0.003, \quad (4.5)$$

wenn E in Einheiten von 100 MeV angegeben wird. Im Energiebereich kleiner 10 GeV ist dieser Ansatz jedoch nicht mehr sinnvoll und muß durch eine komplexere Darstellung, wie z.B. die in [RUD89], beschrieben werden.

Es ist zu erwarten, daß f_{π^0} von der ausgewählten Ereignismenge abhängt. Ohne die obige Beschränkung auf Ereignisse, deren Energie im LAr Kalorimeter absorbiert wird, verringert sich f_{π^0} bei einer Pionenergie von 230 GeV um 3.1 %, bei 170 GeV um 2.6 % und bei 50 GeV um 1.6 %. Bei 30 GeV ergibt sich keine Änderung. Die Selektion von Ereignissen mit der ersten Wechselwirkung in der ersten oder zweiten Sektion des ECs führt im Rahmen der Fehler zu den gleichen Werten von f_{π^0} wie ohne Beschränkung der Ereignismenge. Eine Variation der Mindestenergiedeposition in der zweiten Sektion von 0.1 bis 0.6 GeV zur Bestimmung dieser Ereignismenge ändert f_{π^0} ebenfalls nicht signifikant. Im Fall der Beschränkung auf Ereignisse, deren Energie vollständig im HC absorbiert wird ($E_{EC} \leq 0.05 E_{brem}$ und $E_{TC} \approx 0$ GeV), nimmt f_{π^0} bei den 230 GeV Daten um 6 % und bei 170 GeV um 3.3 % zu. Bei den 30 und 50 GeV Ereignissen ist keine signifikante Änderung zu verzeichnen.

4.3.1 Verhältnis des Kalorimetersignals durch Elektronen zum Signal durch Pionen

Die Abbildung 4.12 vergleicht die gemessenen Energiespektren von Elektronen (nicht schraffiertes Histogramm) und Pionen einer Strahlenergie von 50 GeV. Zur Erzeugung des Elektronspektrums werden ebenfalls die für Pionen gewonnenen Kalibrationsfaktoren verwendet. Daher ergibt sich die mittlere Elektronenergie $\langle E \rangle_e$ auf der Energieskala der Pionen. Es wird deutlich, daß die Breite des Pionspektrums um einen Faktor vier größer ist als die des Spektrums der Elektronen und daß die mittlere Energie $\langle E \rangle_e$ der Elektronen größer als die mittlere Energie $\langle E \rangle_\pi$ der Pionen ist. Die Abbildung 4.13 zeigt das Verhältnis der mittleren Signale von Elektronen und Pionen, $S_{e/\pi} = \frac{\langle E \rangle_e}{\langle E \rangle_\pi}$, für das LAr Kalorimeter als Funktion der Strahlenergie. Die Daten der Elektronen bei 166 GeV bzw. 218 GeV sind dabei auf die Pionenergiepunkte bei 170 GeV bzw. 230 GeV skaliert.

Es muß darauf hingewiesen werden, daß die für das LAr Kalorimeter ermittelten Werte des Signalverhältnisses $S_{e/\pi}$ sich nur auf eine Wechselwirkungslänge Blei beziehen. Der absolute Wert von $S_{e/\pi}$ hängt kritisch von dem Kalibrationsfaktor β_{EC} ab. Damit aber auch von dem Algorithmus, mit dem β_{EC} bestimmt wird. In Kapitel 3.5.1 wurde gezeigt, daß die Kalibrationsfaktoren zwar durch eine Ereignismenge determiniert sind, die keinen systematischen Effekt in eine Richtung hervorruft, aber trotzdem aufgrund der Methodik im Rahmen des statistischen Fehlers große Variationen erlaubt. Die in Abbildung 4.13 eingezeichneten Fehler beruhen auf $\delta\beta_{EC}$ (siehe Kapitel 3.5.1). Es ist zu beachten, und für vergleichende Betrachtungen wichtig, daß spezielle Ereignisaktionen den Anteil der elektromagnetischen Komponente im hadronischen Schauer ändern, dadurch β_{EC} und dadurch auch das Signalverhältnis $S_{e/\pi}$.

Die Werte $S_{e/\pi}$ hängen von den Details der hadronischen Schauerstruktur ab. Die numerischen Werte von $S_{e/\pi}$ sollten durch Simulationsrechnungen reproduzierbar sein. Die Bestimmung des Signalverhältnisses erfolgt für die GHEISHA Ereignisse in der gleichen oben beschriebenen Weise, einschließlich der Erzeugung der Kalibrationsfaktoren. Die offenen Symbole in Abbildung 4.13 zeigen $S_{e/\pi}$ in Abhängigkeit von der Strahlenergie. Die relativen Abweichungen in bezug auf die mit Hilfe der Daten gewonnenen Werte betragen mehr als 10 %, mit zunehmender Primärenergie leicht ansteigend.

Die Abnahme von $S_{e/\pi}$ mit zunehmender Teilchenenergie ist auf eine Zunahme des Anteils der π^0 -Energie im hadronischen Schauer mit zunehmender Primärenergie zurückzuführen. Die Energieabhängigkeit kann durch den einfachen folgenden Ansatz beschrieben werden

$$S_{e/\pi}(E) = (S_{e/\pi}(E))^{-1} = \bar{s}_{e/\pi}^{-1} \cdot (1.0 - f_{\pi^0}) + f_{\pi^0} \quad (4.6)$$

Durch Simulationsrechnungen motiviert wird die gemessene Größe $S_{e/\pi}$ mit der Gleichung 4.6 in ein energieunabhängiges Signalverhältnis $\bar{s}_{e/\pi}$ und einen energieabhängigen Anteil f_{π^0} aufgespalten, wobei f_{π^0} der mittlere π^0 -Energieanteil ist. Unter Verwendung der mit GHEISHA gewonnenen Energieparametrisierung von f_{π^0} (siehe Gleichung 4.5) lassen sich die Parameter a und $\bar{s}_{e/\pi}$ durch eine Anpassung von Gleichung 4.6 an die experimentell und mit Monte Carlo bestimmten Werte der Größe $S_{e/\pi}$ ermitteln. Die Strahlenergie E wird, wie oben, in Einheiten

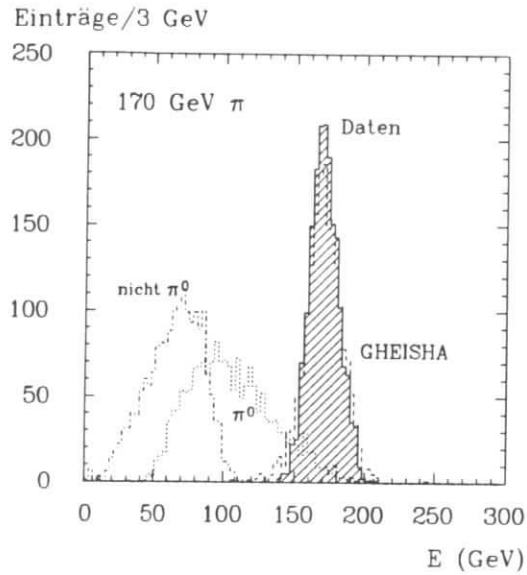


Abbildung 4.11: Pionen, 170 GeV: Vergleich der Energiespektren experimenteller und mit GHEISHA generierter Pionereignisse.

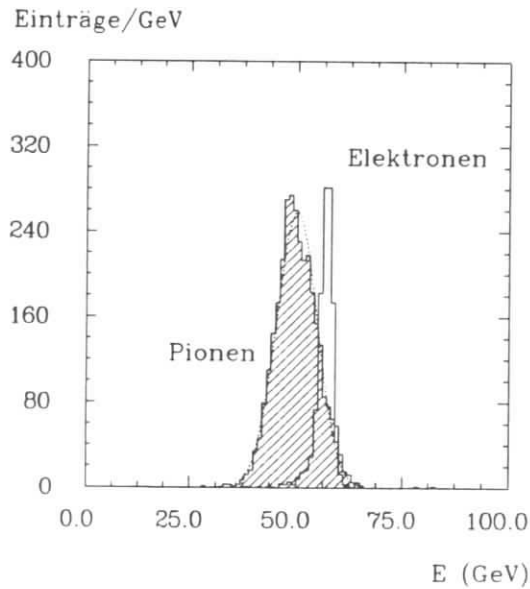


Abbildung 4.12: Elektronen und Pionen, 50 GeV: Vergleich der Energiespektren unter Verwendung der Kalibrationsfaktoren der Pionen für Ereignisse, die im LAr Kalorimeter absorbiert werden.

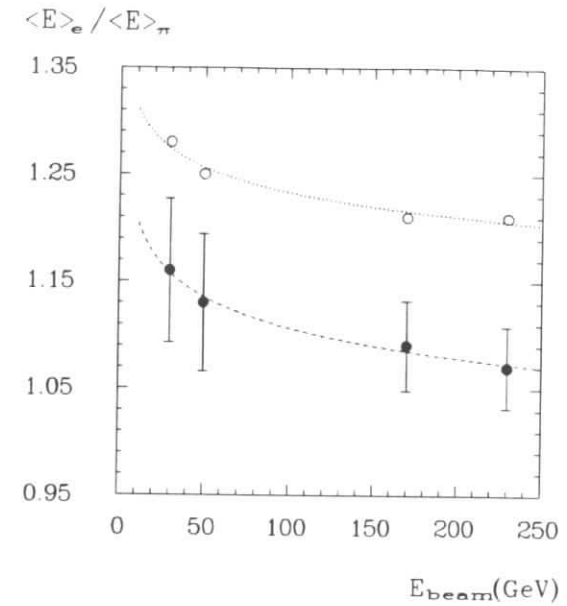


Abbildung 4.13: Verhältnis des Signals durch Elektronen zum Signal durch Pionen für eine Wechselwirkungslänge Blei; dargestellt für experimentelle Daten (ausgefüllte Symbole) und GHEISHA Ereignisse (offene Symbole).

von 100 MeV verwendet. Die Kurven in Abbildung 4.13 zeigen das Ergebnis der Anpassung. Die in Tabelle 4.6 verglichenen Ergebnisse weisen ein unterschiedliches Verhalten bezüglich der Energieabhängigkeit auf. Der Anteil der π^0 -Energie scheint im Fall der gemessenen Ereignisse größer zu sein. Die Größe der Fehler aufgrund der Bestimmung der Kalibrationsfaktoren sollte jedoch beachtet werden.

	a	$\tilde{s}_{e/\pi}$
DATEN	0.10 ± 0.02	1.5 ± 0.3
GHEISHA	0.06 ± 0.03	1.5 ± 0.3

Tabelle 4.6: Ergebnisse der Anpassung der Signalverhältnisse von Elektronen und Pionen an Gleichung 4.6 für experimentelle und mit mit GHEISHA generierte Ereignisse.

In [BRE86] wird $S_{e/\pi} = 1.24 \pm 0.12$ bei einer Teilchenenergie von 11 GeV für ein Pb-LAr Kalorimeter² angegeben. Dieser Wert ist mit dem aus den Messungen extrapolierten Wert von 1.2 (siehe Abbildung 4.13) verträglich.

In Kapitel 3.5.1 wurde ein Kalibrationsfaktor c_{PB} mit GHEISHA Ereignissen einer Energie von 30 GeV für ein Pb-LAr Kalorimeter mit einer Gesamtlänge

²Das Sampling des elektromagnetischen Kalorimeterteils ist mit dem des ECs vergleichbar. Elektromagnetisches Kalorimeter: 3.0 mm Pb/2.4 mm LAr (16 X₀), hadronisches Kalorimeter: 12.0 mm Pb/2.4 mm LAr, Gesamtlänge = 2.8 λ.

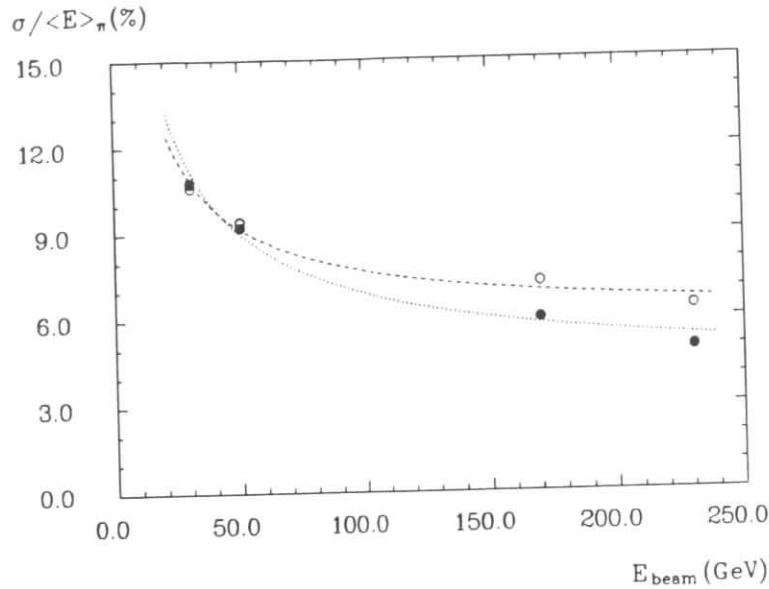


Abbildung 4.14: Energieauflösung für Pionen als Funktion der Teilchenenergie für experimentelle Daten (ausgefüllte Symbole) und GHEISHA Ereignisse (offene Symbole).

von 9λ und dem Sampling des ECs bestimmt. Das Signalverhältnis $S_{e/\pi}$ dieser Konfiguration ist um 5.3 % kleiner als im Fall des kombinierten Kalorimeters.

4.3.2 Energieauflösung und π^0 -Fluktuationen

Die gemessene Energieauflösung $\frac{\sigma}{\langle E \rangle_{\pi}}$ kann durch drei Anteile beschrieben und wie im Fall der Elektronen durch den Ansatz in Gleichung 1.8 als Funktion der Pionenergie E parametrisiert werden. Der Term A beschreibt die intrinsischen und die Sampling Fluktuationen, R berücksichtigt das elektronische Rauschen und C ist ein konstanter Term, der durch π^0 -Fluktuationen dominiert wird, aber auch apparative Effekte wie Strahlaufösung und Interkalibrationsfehler enthält. Die Messung des elektronischen Rauschens bei den einzelnen Energiepunkten erlaubt ein quadratisches Subtrahieren dieses Terms im Fall der experimentellen Daten (vergleiche Kapitel 3.3.2), so daß in Abbildung 4.14 die Energieauflösungen der gemessenen Daten (geschlossene Symbole) und der mit GHEISHA generierten Ereignisse (offene Symbole) direkt miteinander verglichen werden können. Die nicht eingezeichneten statistischen Fehler betragen im Fall der experimentellen Ereignisse ungefähr 1 %, im Fall der GHEISHA Ereignisse ungefähr 1.5 %. GHEISHA kann die gemessenen Werte der Energieauflösung für Teilchenenergien größer als 50 GeV nicht reproduzieren; $\frac{\sigma}{\langle E \rangle_{\pi}}$ ist bei 170 und 230 GeV um ungefähr 20 % zu groß. Die eingezeichneten Kurven stellen Anpassungen der Gleichung 1.8 ($R = 0$)

an die Daten dar. Die Ergebnisse werden in Tabelle 4.7 verglichen. Die Fehler der Parameter sind statistische. Der mit GHEISHA ermittelte Term A , der die Energieabhängigkeit beschreibt, ist um 13 % zu klein. Die Konstante C der experimentellen Daten, die durch die π^0 -Fluktuationen in Kombination mit $\tilde{s}_{e/\pi} \neq 1.0$ entsteht und $\frac{\sigma}{\langle E \rangle_{\pi}}$ auch bei großen Teilchenenergien auf etwa 4 % begrenzt, muß als untere Schranke betrachtet werden. Durch den nicht ausreichenden dynamischen Bereich der ADCs werden vorwiegend Ereignisse mit großen π^0 -Fluktuationen aus der Datenmenge entfernt. Der Term C kann im Fall der simulierten Ereignisse ebenfalls nicht reproduziert werden und ist um etwa 50 % zu groß.

	$A (\sqrt{GeV})$	C
DATEN	0.577 ± 0.006	0.038 ± 0.001
GHEISHA	0.501 ± 0.009	0.058 ± 0.001

Tabelle 4.7: An Gleichung 1.8 angepaßte Parameter experimenteller und mit GHEISHA generierter Ereignisse.

Die Ursache läßt sich mit Hilfe von Abbildung 4.11 verdeutlichen. Zunächst fällt auf, daß das Energiespektrum im Fall der GHEISHA Ereignisse breiter ist. Außerdem treten häufiger Einträge im oberen, aber besonders im unteren Bereich der Verteilungen auf. Die Anzahl dieser Ereignisse, mit $E_{\pi} \leq |E_{\pi} - 3\sigma|$, steigt im Energiebereich von 30 bis 230 GeV von 1.2 % auf 4.9 %. Die fehlende Energie geht nicht durch nichtabsorbierte Schauerteilchen verloren ("leakage") und ist vom Anteil an π^0 -Energie in den Ereignissen unabhängig. Im Fall der gemessenen Daten ist die Anzahl der Ereignisse mit $E_{\pi} \leq |E_{\pi} - 3\sigma|$ für alle Energiepunkte kleiner als 0.5 %. Die häufigeren Einträge im oberen Bereich des Energiespektrums der GHEISHA Ereignisse deutet auf zu große Fluktuationen der π^0 -Energie im Fall der simulierten Ereignisse. Dies wird auch durch die folgenden Betrachtungen unterstützt.

Um die Fluktuationen der π^0 -Energie eines hadronischen Schauers zu untersuchen, wäre eine Separation der π^0 -Komponente wünschenswert. Dies ist im Fall der experimentellen Daten jedoch nur bedingt möglich. Die Energiedichte eines elektromagnetischen Schauers ist im Vergleich mit der eines hadronischen Schauers (ohne dominanten π^0 -Anteil) sehr viel größer. So ist zu erwarten, daß sich die π^0 -Komponente durch stark lokalisierte (große) Energiedeposition im LAr Kalorimeter bemerkbar macht. Kapitel 5 erläutert ein Verfahren, das diesen Effekt zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen nutzt. Eine Betrachtung der Werte der maximalen Energiedeposition E_{max} in einem Turm des LAr Kalorimeters eines Ereignisses sollte den Einfluß der π^0 -Fluktuationen auf die Energieauflösung erkennen lassen. Aufgrund von $\tilde{s}_{e/\pi} \neq 1.0$ ist ein Anstieg der gemessenen Gesamtenergie mit einem Anstieg der maximal deponierten Energie in einem Turm zu erwarten. Die Abbildung 4.15 zeigt diese Korrelation für das HC am Beispiel von Pionereignissen einer Energie von 170 GeV, deren Energie nahezu vollständig im HC absorbiert wird ($E_{EC} \leq 0.05 E_{tot}$). Die Gesamtenergie ist auf die Strahlenergie normiert. Große Werte der Gesamtenergie sind also mit großer, stark lokalisierter Energiedeposition verknüpft. Daß es sich hierbei wirklich im wesentlichen um π^0 -Energie handelt, läßt sich mit GHEISHA verdeutlichen. Die Abbildung 4.17 vergleicht bei einer Teilchenenergie von 170 GeV das Spektrum des π^0 -Energieanteils mit dem Anteil

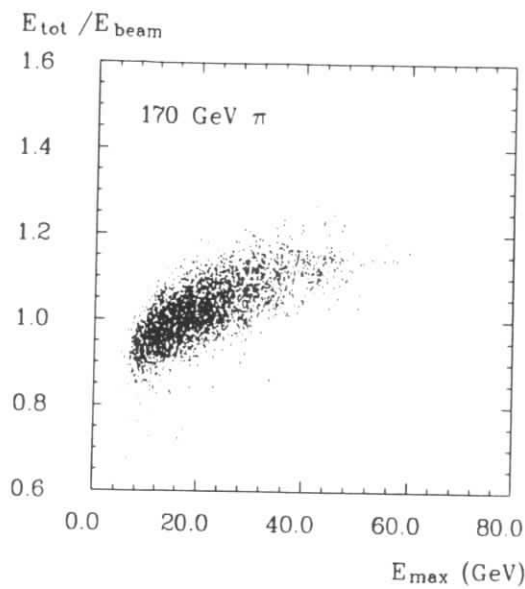


Abbildung 4.15: Pionen, 170 GeV (exp. Ereignisse): Korrelation zwischen der normierten Gesamtenergie $\frac{E_{tot}}{E_{beam}}$ und dem Wert der maximalen Energiedeposition E_{max} in einem Turm des HCs für Ereignisse mit $E_{EC} \leq 0.05 E_{tot}$.

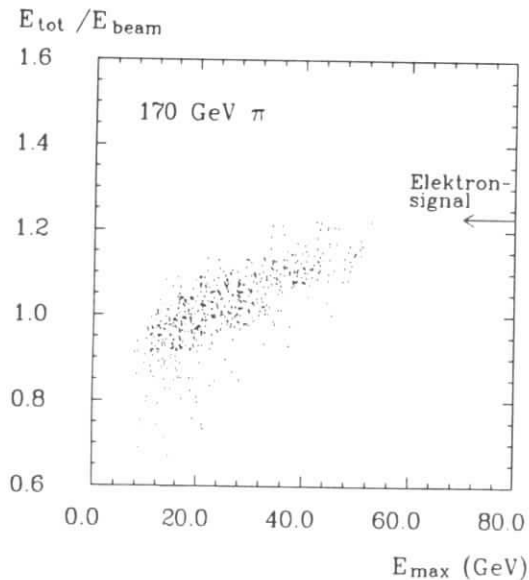


Abbildung 4.16: Pionen, 170 GeV (GHEISHA): Korrelation zwischen der normierten Gesamtenergie $\frac{E_{tot}}{E_{beam}}$ und dem Wert der maximalen Energiedeposition E_{max} in einem Turm des HCs für Ereignisse mit $E_{EC} \leq 0.05 E_{tot}$.

der π^0 -Energie im Turm mit der maximalen Energiedeposition. Im Energiebereich von 30 bis 230 GeV ist der Mittelwert des Anteils der π^0 -Energie im Turm mit der maximalen Energiedeposition um 22 bis 27 % größer als die durch Gleichung 4.5 gegebenen Werte. Außerdem ist zu beachten, daß der π^0 -Anteil von E_{max} mit zunehmenden Werten von E_{max} gegen 100 % strebt.

Pionereignisse mit großen Werten von E_{max} deuten auf $f_{\pi^0} \rightarrow 1.0$. Daher ist die Gesamtenergie solcher Ereignisse ein Maß für das Signal elektromagnetischer Schauer und es sollte sich im Prinzip das Signalverhältnis von Elektronen und Pionen $S_{e/\pi}$ bestimmen lassen. Dies wird am Beispiel des HCs mit Hilfe von Simulationsrechnungen überprüft. Die Abbildung 4.16 zeigt im Fall von simulierten Pionereignissen (170 GeV) mit $E_{EC} \leq 0.05 E_{tot}$ die Korrelation der auf die Primärenergie normierten Gesamtenergie und der maximal deponierten Energie in einem Turm. Der Pfeil deutet die mittlere Energie von Elektronereignissen an, die mit GHEISHA (EGS3) im HC simuliert wurden³. Die Konversion der deponierten Ladung in Energie erfolgte mit β_{HC}^{MC} (siehe Tabelle 3.5), so daß das Signal auf der Energieskala der Pionen angegeben ist und der Wert das Signalverhältnis von Elektronen und Pionen in Kupfer repräsentiert ($S_{e/\pi}(170\text{GeV}) = 1.23$). Aus Abbildung 4.16 geht deutlich hervor, daß die normierte Gesamtenergie der Pionereignisse für große Werte von E_{max} gegen das Signalverhältnis $S_{e/\pi}$ strebt. Die Betrachtung der experimentellen Pionereignisse (170 GeV) in Abbildung 4.15 deutet auf ein Signalverhältnis von Elektronen und Pionen in Kupfer, das mit dem der Simulationsrechnungen verträglich ist.

Die Verteilung von E_{max} hängt kritisch vom Energiespektrum der π^0 's ab. Die Abbildung 4.18 vergleicht das gemessene Spektrum von E_{max} (durchgezogene Kurve) mit dem simulierter Ereignisse (gepunktete Kurve). Eine Einschränkung der Ereignismenge bezüglich der Energiedeposition im Eisen-Gas Kalorimeter erfolgte nicht. Die Eintrittsposition der Teilchen wurde im Fall der gemessenen Ereignisse auf eine Fläche von $6 \times 6 \text{ mm}^2$ im Zentrum des Loch-Szintillationszählers beschränkt. Die Tabelle 4.8 stellt für verschiedene Teilchenenergien die mittleren

$E_{beam}(\text{GeV})$	30	50	170	230
$\langle E_{max} \rangle (\text{GeV})$	3.8 ± 0.1	6.1 ± 0.1	20.4 ± 0.1	25.2 ± 0.1
$\langle E_{max} \rangle_{MC} (\text{GeV})$	5.0 ± 0.1	8.2 ± 0.1	24.3 ± 0.3	29.0 ± 0.3
$\langle E_{max}^{EC} \rangle (\text{GeV})$	2.3 ± 0.1	3.6 ± 0.1	11.6 ± 0.2	13.6 ± 0.1
$\langle E_{max}^{EC} \rangle_{MC} (\text{GeV})$	3.0 ± 0.1	5.2 ± 0.1	14.4 ± 0.3	16.1 ± 0.4
$\langle E_{max}^{HC} \rangle (\text{GeV})$	2.5 ± 0.1	3.9 ± 0.1	13.3 ± 0.1	17.5 ± 0.2
$\langle E_{max}^{HC} \rangle_{MC} (\text{GeV})$	3.2 ± 0.1	4.9 ± 0.1	15.8 ± 0.2	20.4 ± 0.2

Tabelle 4.8: Vergleich des Mittelwertes der maximalen Energiedeposition in einem Turm bei gemessenen und simulierten Ereignissen.

Werte von E_{max} den Werten, die sich mit GHEISHA ergeben, gegenüber. E_{max}^{EC} bezieht sich nur auf die Türme des ECs, E_{max}^{HC} auf die des HCs, die Fehler sind statistisch. Die mit GHEISHA generierten Ereignisse weisen deutlich häufiger Einträge bei großen Werten von E_{max} auf. Die Abweichungen von den Mittelwerten der experimentellen Daten betragen bei den 30 und 50 GeV Ereignissen mehr

³Es liegen Simulationsrechnungen mit Elektronen einer Energie von 30 und 50 GeV im HC vor. Die mittlere deponierte Ladung wird auf den Wert für 170 GeV skaliert.

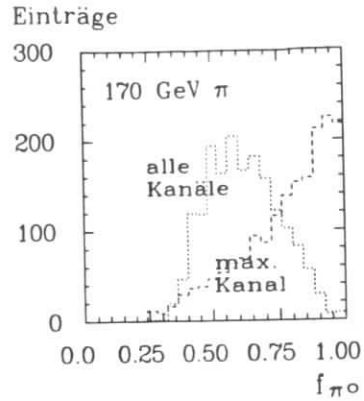


Abbildung 4.17: Pionen (GHEISHA). 170 GeV: Vergleich der Spektren des Anteils der π^0 -Energie und des Anteils der π^0 -Energie der maximalen Energiedeposition.

als 30 % und sinken auf 15 % bei 230 GeV. Eine Reduktion der Strahlausdehnung im Fall der experimentellen Daten auf eine Fläche von $2 \times 2 \text{ mm}^2$ bei einer Teilchenenergie von 170 GeV ändert die Verteilung von E_{max} nicht. Andererseits ist klar, daß $\langle E_{max} \rangle$ vom Eintrittsort der Teilchen auf der Kalorimeterfrontfläche abhängt. Eine Variation der Eintrittsposition ($2 \times 2 \text{ mm}^2$ Strahlausschnitt) innerhalb der Fläche des Loch-Szintillationszählers in Richtung des Turmzentrums ändert $\langle E_{max} \rangle$ um $+ 4.4 \%$. Eine Verschiebung in Richtung des Turmraudes verringert $\langle E_{max} \rangle$ um $- 15.7 \%$.

Aus der obigen Diskussion wird deutlich, daß die π^0 -Fluktuationen in Kombination mit $S_{e/\pi} \neq 1.0$ zu einer Abhängigkeit der in einem Ereignis gemessenen Energie vom π^0 -Anteil führt. Da die Absorptionslänge für elektromagnetische Prozesse um mehr als eine Größenordnung kleiner ist als die für hadronische, ist ein großer Anteil deponierter Energie im EC (bei einem Ereignis) mit einem großen Anteil von π^0 -Energie korreliert. Abbildung 4.19 zeigt die Korrelation des Energieanteils im EC mit der gemessenen Gesamtenergie im LAr Kalorimeter für eine Pionenergie von 170 GeV. Der mittlere Energieanteil des ECs beträgt bei dieser Energie 0.23, er fällt im Energiebereich von 30 bis 230 GeV von 0.33 auf 0.23. Wenn der Energieanteil des ECs größer als 0.70 wird, beginnen elektromagnetische Prozesse die Schauerentwicklung zu dominieren, so daß die Energieauflösung zwar erheblich reduziert wird, aber gleichzeitig für diese Ereignisse Abweichungen von der mittleren Energie von $\Delta E = (\langle E \rangle_{\pi} - E_{beam})/E_{beam} \approx S_{e/\pi} - 1$ auftreten. Dagegen ist bei Ereignissen, deren Schauerenergie nahezu vollständig im HC deponiert wird ($E_{EC} \leq 0.05 E_{tot}$), ΔE im gesamten Energiebereich kleiner als $+ 1.6 \%$. Die Abweichungen sind in diesem Fall auch auf eine Anreicherung von Ereignissen mit einem großen π^0 -Energieanteil zurückzuführen. Zusammenfassend ist festzustellen, daß spezielle EreignisSelektionen zu signifikanten Änderungen der mittleren Energie führen, mit maximalen Abweichungen von $\Delta E = S_{e/\pi} - 1$.

Einträge/2 GeV

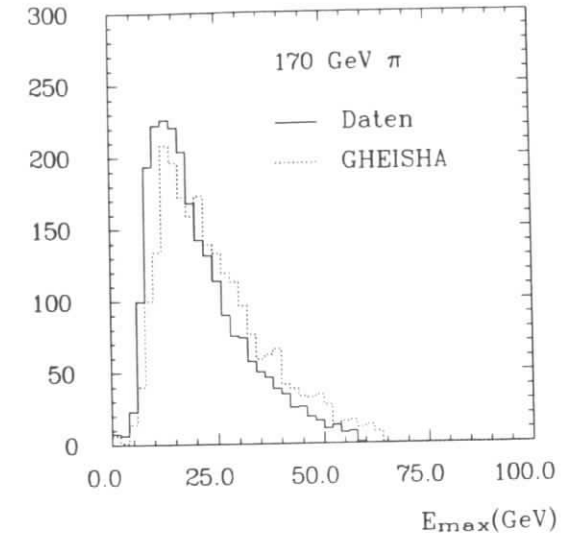


Abbildung 4.18: Vergleich experimenteller und mit GHEISHA generierter Ereignisse: Spektrum der maximalen Energiedeposition E_{max} in einem Turm.

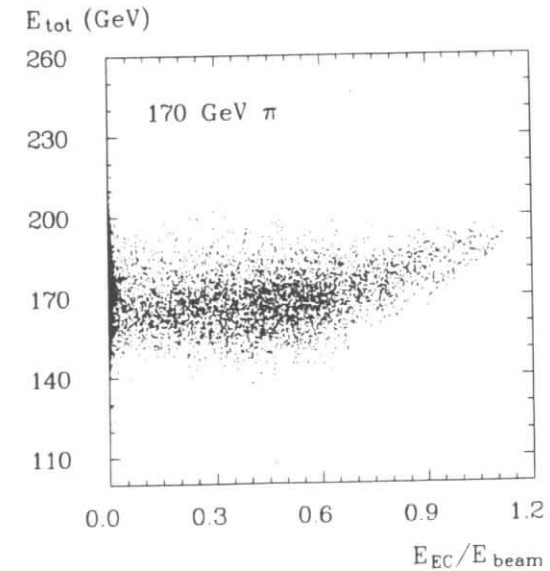


Abbildung 4.19: Pionen, 170 GeV: Korrelation zwischen der Gesamtenergie E_{tot} und dem Bruchteil der Energie im EC.

4.4 Zusammenfassung

Die Messungen mit Elektronen liefern im Energiebereich von 30 bis 218 GeV für das elektromagnetische Kalorimeter (ein Pb-LAr Kalorimeter mit Hochspannungszuführung über eine spezielle Widerstandsfolie) eine Energieauflösung von $\frac{\sigma}{\langle E \rangle_*} = \frac{0.112 \pm 0.003 \sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}}$. Dieser Wert stimmt sehr gut mit den Messungen anderer Experimente (Pb-LAr Kalorimeter) überein. Die mit Hilfe von Simulationsrechnungen (EGS4) ermittelte Energieauflösung beträgt $\frac{\sigma}{\langle E \rangle_*} = \frac{0.104 \pm 0.003 \sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}}$. Die gemessene longitudinale und transversale Struktur elektromagnetischer Schauer im Pb-LAr Kalorimeter kann mit Hilfe der Simulationsrechnungen gut reproduziert werden. Die mittlere auf die Strahlenergie normierte gemessene Gesamtladung im Pb-LAr Kalorimeter beträgt 0.357 pC/GeV, mit Abweichungen vom linearen Verhalten, die im untersuchten Energiebereich kleiner als $\pm 0.8\%$ sind.

Die Kalibrationsfaktoren für Pionen bei Ereignissen, deren Schauerenergie nahezu vollständig im Pb/Cu-LAr Kalorimeter absorbiert wird, fallen im Energiebereich von 30 bis 230 GeV bei dem Pb-LAr Kalorimeter von 3.27 auf 3.03 GeV/pC und bei dem Cu-LAr Kalorimeter von 4.60 auf 4.42 GeV/pC. Die gemessene Energieauflösung für Pionen bei diesen Ereignissen beträgt $\frac{\sigma}{\langle E \rangle_*} = \frac{0.577 \pm 0.006 \sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}} \oplus \frac{1.2 \text{ GeV}}{E} \oplus 0.038 \pm 0.001$. Die Werte der Breite σ werden gauß'schen Anpassungen entnommen. Ein Vergleich der Energieauflösung gemessener und mit GHEISHA (Version 8) generierter Ereignisse zeigt im Fall der simulierten Ereignisse einen um 50 % größeren Anteil des konstanten Beitrags zur relativen Energieauflösung. Dies ist einerseits auf einen mit steigender Primärenergie zunehmendem Anteil von Ereignissen mit $E_* \leq |\langle E \rangle_* - 3\sigma|$ zurückzuführen, andererseits deuten auch Betrachtungen des Spektrums der maximalen Energiedeposition auf zu große π^0 -Fluktuationen. Das gemessene mittlere Signalverhältnis $S_{e/\pi}$ von Elektronen und Pionen für eine Wechselwirkungslänge Blei fällt von 1.16 (30 GeV) auf 1.07 (230 GeV); $S_{e/\pi}$ ist bei simulierten Ereignissen um mehr als 10 % größer. Ein Vergleich der longitudinalen Struktur gemessener und simulierter hadronischer Schauer zeigt, dass die simulierten Schauer geometrisch kürzer sind. So ist der longitudinale Schauerschwerpunkt t_{CG} im Energiebereich von 30 bis 230 GeV bei den simulierten Ereignissen um 0.2 bis 0.3 λ kleiner. Die gemessene transversale Struktur wird durch die Simulationsrechnungen in sehr befriedigender Weise reproduziert.

Kapitel 5

Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie in hadronischen Schauern

Kapitel 5.1 erläutert ein Verfahren zur Reduktion von π^0 -Fluktuationen in hadronischen Schauern auf der Basis einzelner Ereignisse. In Kapitel 5.2 werden mit Hilfe von experimentellen Ereignissen, deren Schauerenergie vollständig im LAr Kalorimeter absorbiert wird, die Parameter einer nichtlinearen Kalibrationsfunktion zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen bestimmt und Eigenschaften des LAr Kalorimeters, wie Energieauflösung, Linearität und Signalverhältnis von Elektronen und Pionen (Kapitel 5.3), Sampling- und intrinsische Fluktuationen im HC (Kapitel 5.6) sowie die Rekonstruktion der Schauerachse (Kapitel 5.7) unter Berücksichtigung dieses Verfahrens diskutiert. Ein Vergleich mit Simulationsrechnungen (GHEISHA) ist in Kapitel 5.5 zu finden.

5.1 Methodik der Reduktion von Fluktuationen der π^0 -Energie

Die großen Fluktuationen im π^0 -Energiespektrum (siehe Abbildung 4.11), in Kombination mit $\tilde{s}_{e/\pi} \neq 1.0$, implizieren wichtige Konsequenzen für die Energiemessung hadronischer Schauer mit dem LAr Kalorimeter:

- Die Energieauflösung in Abhängigkeit von der Teilchenenergie weist einen konstanten Term auf, der $\frac{\sigma}{\langle E \rangle_*}$ auf 0.04 begrenzt (vergleiche Kapitel 4.3.2).
- Die gemessene mittlere Ladung ist keine lineare Funktion der Primärenergie und daher sind energieabhängige Kalibrationsfunktionen erforderlich (vergleiche Kapitel 3.5.1).
- Das Ergebnis der Energiemessung eines Ereignisses hängt systematisch vom Anteil der elektromagnetischen Energie¹ ab (vergleiche Kapitel 3.5.1).

Eine komplexere Kalibrationsfunktion als $f(Q_{EC}, Q_{HC}, E_{had})$, wie in Kapitel 3.5.1 eingeführt, die auf der Basis einzelner Ereignisse die "Antwort" der elektromagne-

¹ Variiert sowohl innerhalb des Jets, z.B. bei t, b-Quark Jets, als auch in dem durch die Jetteilchen ausgelösten Schauer.

tischen und hadronischen Komponente im Hadronschauder angleicht, wie im Fall der kompensierenden Kalorimeter (vergleiche Kapitel 1.2.2), würde die oben beschriebenen Probleme lösen.

Ein einfacher möglicher Ansatz einer solchen Funktion wird durch die Diskussion der Abhängigkeit der Gesamtenergie vom Energieanteil im EC in Kapitel 4.3.2 nahegelegt. Danach könnte f also eine mit steigenden Werten von Q_{EC} monoton fallende Funktion sein (siehe Abbildung 4.19). Im EC auftretende große Amplituden – einer Energie deposition durch die elektromagnetische Schauerkomponente entsprechend – würden auf diese Weise reduziert. Eine Kalibration dieser Art berücksichtigt allerdings nur π^0 -Fluktuationen im EC (vergleiche Kapitel 4.2.1). Ereignisse, bei denen die Schauerentwicklung überwiegend im HC stattfindet (38 bis 44 %), bleiben unberücksichtigt.

Ein allgemeiner Ansatz wäre eine Kalibrationsfunktion, die auf der Basis einzelner Ereignisse die elektromagnetische und rein hadronische Komponente des Hadronschauers mit verschiedenen Faktoren in Energie konvertierte. Die Faktoren der "elektromagnetischen Skala" ließen sich durch Messungen mit Elektronen gewinnen. Die Energieskala der rein hadronischen Schauerkomponente wäre dann über das energieunabhängige Signalverhältnis $S_{e/\pi}$ (vergleiche Kapitel 4.3) von Elektronen und Pionen mit der elektromagnetischen Skala verknüpft. Eine materialunabhängige Energieskala zwischen verschiedenen Kalorimetern könnte durch Messung der Signalverhältnisse von Elektronen und Myonen eingeführt werden. Diese Kalibration setzt aber für jedes Ereignis eine Separation der beiden Schauerkomponenten voraus, die a priori sicher nicht vollständig möglich ist. Die Betrachtungen zu den π^0 -Fluktuationen in Kapitel 4.3.2 haben aber gezeigt, daß eine begrenzte Identifikation der elektromagnetischen Komponente (π^0 's) in hadronischen Schauern durch lokalisierte, große Energie deposition im Kalorimeter durchführbar ist. Dabei ist aber zu beachten, daß diese Energie deposition die vergleichsweise kleinen Signale der rein hadronischen Komponente (durch Kernprozesse usw., siehe Kapitel 1.1.2) überlagert, und daß ein elektromagnetischer Schauer nur im Bereich des Schauermaximums durch große Energiedichte charakterisiert ist (vergleiche Kapitel 1.1.1). Eine genaue Bestimmung des π^0 -Energieanteils f_{π^0} eines Ereignisses könnte möglicherweise durch eine Schauerformanalyse der lokalisierten großen Energie depositionen ermittelt werden. Dies erfordert aber eine Segmentierung des Kalorimeters in einzelne Volumenelemente einer Größe, die die Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers noch unterteilen muß (vergleiche Kapitel 1.1.1) und damit eine sehr große Anzahl elektronischer Kanäle.

Einfacher erscheint die Anwendung einer Kalibrationsfunktion f , die die durch die elektromagnetische Komponente deponierte (große lokale) Ladung auf der Basis einzelner Ereignisse so weit reduziert, daß sie gleich der deponierten Ladung durch die übrigen Schauerteilchen ist. Die Kalibrationsfunktion f sollte eine Funktion der lokal deponierten Ladung und unabhängig von der Primärenergie sein. Zumindest sollte diese Abhängigkeit leicht parametrisierbar sein. Die Größe der Kalorimetersegmente müßte ungefähr die Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers betragen. Dies bedeutet bei einer π^0 -Energie von 10 GeV maximale Volumengrößen von $13.2 \times 13.2 \text{ cm}^2$ und von $9.6 \times 9.6 \text{ cm}^2$ bei einer Länge von ungefähr $20 X_0$ im EC bzw. im HC (vergleiche Kapitel 1.1.1). Ein einfacher

Ansatz der Gesamtenergie E_{tot} ist also

$$E_{tot} = \alpha_{EC}^w \sum_{EC} Q_i \cdot f(Q_i, E_{beam}) + \alpha_{HC}^w \sum_{HC} Q_i \cdot f(Q_i, E_{beam}), \quad (5.1)$$

wobei Q_i die im i -ten Segment deponierte Ladung ist. Die Funktion f kann im Prinzip durch die Segmentgröße oder -position auch vom Segmentindex i abhängen (innerhalb eines Kalorimeterteils). Die Größen α_{EC}^w und α_{HC}^w sind übergeordnete Kalibrationsfaktoren, die weitgehend unabhängig von der Primärenergie sein sollten. Sie führen eine Energieskala ein und berücksichtigen die unterschiedlichen Absorbermaterialien und das verschiedene Sampling der beiden Kalorimeterteile. Sie gehen für $f(Q_i, E_{beam}) = 1.0$ in $\beta_{EC/HC}$ über (vergleiche Kapitel 3.5.1).

Im Rahmen der Testmessungen für das LAr Kalorimeter des H1 Experimentes wurden bisher drei Kalibrationsfunktionen $f(Q_i, E_{beam})$ betrachtet (siehe auch Abbildung 5.1):

$$I. \quad f(Q_i) = 1 - \eta \cdot Q_i, \quad \text{mit } f(Q_i) \geq \delta, \quad (5.2)$$

$$II. \quad f(Q_i) = 1 + a_1 \cdot Q_i + a_2 \cdot Q_i^2, \quad (5.3)$$

$$III. \quad f(Q_i) = 1 + b_1 \cdot e^{c_1 \cdot Q_i}, \quad (5.4)$$

Untersuchungen mit dem Ansatz I werden in den folgenden Kapiteln ausführlich diskutiert, Ergebnisse sind auch in [BRA88] veröffentlicht. Der Ansatz I (Gleichung 5.2) läßt sich analog, aber mit anderer Bedeutung der Parameter, ebenfalls so verwenden, daß f eine Funktion von $E_i = \beta Q_i$ ist. Mit dieser Methode gewonnene Ergebnisse mit den hier diskutierten Testdaten sind in [BRA87] zu finden. In [CDH81] wurde ebenfalls ein Ansatz dieser Art zur Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie benutzt.

In [BRA87] werden ebenfalls Resultate mit dem Ansatz II (Gleichung 5.3) gezeigt.

Ergebnisse mit dem Ansatz III (Gleichung 5.4) werden ausführlich in [BRU89] anhand von Daten mit einem Fe-LAr und einem Pb/Fe-LAr Kalorimeter diskutiert, das im Aufbau dem H1 LAr Kalorimeter entspricht. Zur Beschreibung der Daten im hadronischen Kalorimeter (Fe-Absorber) muß in Gleichung 5.4 ein weiterer exponentieller Term hinzu gefügt werden.

Die freien Parameter der Funktionen f sowie die Faktoren α^w können durch Minimieren der Breite der Energieverteilung mit der Randbedingung $\langle E_{tot} \rangle = E_{beam}$ für die verschiedenen Teilchenenergien bestimmt werden. Generell ist zu bemerken, daß sie abhängig vom Ansatz mehr oder weniger stark mit der Primärenergie variieren und numerisch von den Kalorimeteigenschaften wie z.B. dem Wert von $S_{e/\pi}$ (Absorbermaterial, sampling fraction) und auch den Turmgrößen abhängen.

Eine Alternative zur Verwendung der obigen Kalibrationsfunktionen ist die Anwendung einer differentiellen Methode: der zugängliche Ladungsbereich der elektronischen Kanäle wird in Intervalle $|Q^j, Q^{j+1}|$ eingeteilt. Bei den verschiedenen Teilchenenergien wird dann für jedes Intervall (getrennt für HC und EC) durch Minimieren der Breite der Energieverteilung mit der Randbedingung $\langle E_{tot} \rangle = E_{beam}$ ein Kalibrationsfaktor c_j bestimmt. Die Ladung $Q \in |Q^j, Q^{j+1}|$ liefert zur Energiesumme den Beitrag $c_j \cdot Q$, was $\alpha^w \cdot f(Q)$ entspricht. Die geschlossenen Symbole in Abbildung 5.1 zeigen die auf diese Weise bestimmten Faktoren

des HCs bei einer Pionenenergie von 50 GeV. Mit steigenden Werten von Q_i , fällt $f(Q_i)$ und strebt gegen einen konstanten Wert $f(Q_\infty)$, der die Ladung aufgrund großer Energiedichte im hadronischen Schauer (z.B. durch π^0 's) in Energie konvertiert. Zum Vergleich: die mittlere maximale Ladungsdeposition in einem Turm des HCs beträgt $\langle Q_{max}^{HC} \rangle = 1.81$ pC, wie der Tabelle 4.8 zu entnehmen ist. Das asymptotische Verhalten von $f(Q_i)$ berücksichtigt, daß mit steigenden Werten von Q_i , der Anteil der durch π^0 's deponierten Ladung gegen eins strebt (siehe Abbildung 4.17). Der Grenzwert von $f(Q_i)$ für Q_i gegen Null dagegen ist ein Maß für den Kalibrationsfaktor der hadronischen Komponente des Schauers. Hierbei muß aber beachtet werden, daß für Q_i gegen Null der Anteil der π^0 -Energie an Q_i , im Mittel kleiner (ungefähr $\frac{1}{2} f_{\pi^0}$), aber nicht Null wird. Mit diesen Einschränkungen läßt sich $f(Q \rightarrow 0)/f(Q_\infty)$ als ein Maß für das energieunabhängige Signalverhältnis von Elektronen und Pionen $\tilde{s}_{e/\pi}$ interpretieren.

Für einen Vergleich sind in Abbildung 5.1 die oben angegebenen Kalibrationsfunktionen mit optimierten Parametern² ebenfalls eingezeichnet. Wie erwartet, beschreiben sie die mit der differentiellen Methode gewonnenen Faktoren. Während den Parametern der Ansätze I und III die oben beschriebene Bedeutung zugeordnet werden kann, sind die Parameter des Ansatzes II nicht einfach in der obigen Weise interpretierbar. Sie sind gekoppelt und nicht separierbar. Außerdem wird das asymptotische Verhalten für große Werte von Q_i , nicht wiedergegeben, $f(Q_i)$ steigt mit zunehmendem Q_i .

Die Größe W

$$W = \alpha_{EC}^w \sum_{EC} Q_i \cdot (1 - f(Q_i, E_{beam})) + \alpha_{HC}^w \sum_{HC} Q_i \cdot (1 - f(Q_i, E_{beam})) \quad (5.5)$$

ist ein Maß für die Korrektur der deponierten Ladung durch die Funktionen f für beide Kalorimeter. Die Abbildung 5.2 zeigt für GHEISHA Ereignisse einer Energie von 170 GeV das Spektrum von W . Es wird zwischen der elektromagnetischen Komponente (π^0 's) und dem übrigen Anteil des hadronischen Schauers unterschieden. Als Kalibrationsfunktion f wird Ansatz I mit den optimierten Parametern der experimentellen Daten verwendet. Deutlich geht aus Abbildung 5.2 hervor, daß große Korrekturen durch die Kalibrationsfunktion f im wesentlichen den elektromagnetischen Anteil des hadronischen Schauers betreffen. Der Mittelwert von W des nicht elektromagnetischen Anteils beträgt nur ungefähr 25 % des Mittelwertes des gesamten Spektrums. Außerdem sind die Schwankungen erheblich kleiner.

Mit Kalibrationsfunktionen der oben beschriebenen Art läßt sich eine Reduktion der Fluktuationen des π^0 -Spektrums erreichen und damit korreliert eine Verbesserung der Energieauflösung für Hadronen. Andererseits ist aber zu erwarten, daß sich für $\frac{e}{f_{\pi^0}}$ im Fall von Elektronen größere Werte ergeben, weil der Kalibrationsfaktor für den zentralen Teil eines elektromagnetischen Schauers (Bereich des Schauermaximums) zwar durch $f(Q_\infty)$ bestimmt wird, aber kleinere Amplituden außerhalb des Schauerkerns mit größeren Kalibrationsfaktoren versehen werden. Im Fall der elektromagnetischen Schauer ist die "kalibrierte" Ladung durch die energiedichteabhängige Kalibration nicht mehr ausschließlich zur Spurlänge der geladenen Teilchen proportional (vergleiche Kapitel 1.2.1).

²Die Parameter des Ansatzes III wurden nicht auf der Basis einzelner Ereignisse sondern durch Anpassung an die mit der differentiellen Methode gewonnenen Werte bestimmt.

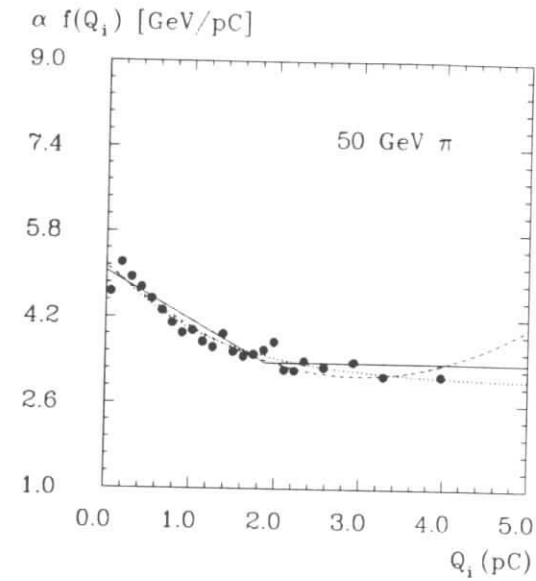


Abbildung 5.1: Vergleich verschiedener Kalibrationsfunktionen des HCs, Pionen, 50 GeV: Ansatz I (durchgezogene Kurve), Ansatz II (gestrichelte Kurve), Ansatz III (gepunktete Kurve) und differentielle Methode (geschlossene Symbole).

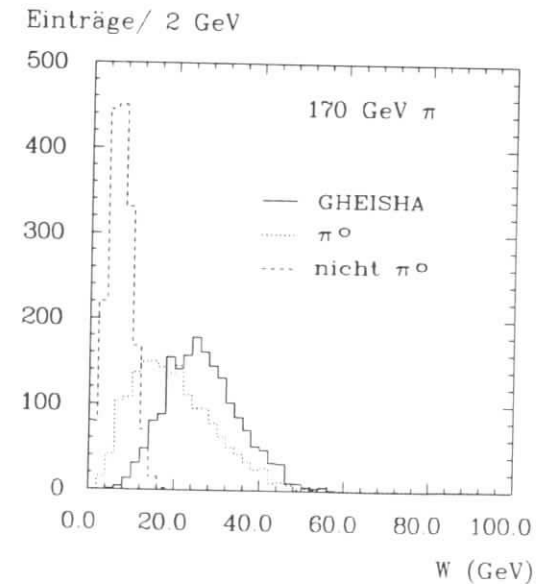


Abbildung 5.2: Pionen, 170 GeV (GHEISHA): Spektrum von W , gegliedert in die elektromagnetische Komponente (π^0 's) und den übrigen Anteil des Schauers.

5.2 Energiekalibration

Im folgenden wird die Kalibrationsfunktion f in Gleichung 5.2 zur Reduktion der Fluktuationen im π^0 -Spektrum verwendet. Die Bestimmung der Parameter und deren Eigenschaften erfolgt mit Hilfe der experimentellen Daten. Als Ansatz der Energie E_{tot} der Teilchen ergibt sich

$$E_{tot} = \alpha_{EC}^w \sum_{EC} Q_i \cdot (1 - \eta_{EC} Q_i) + \alpha_{HC}^w \sum_{HC} Q_i \cdot (1 - \eta_{HC} Q_i) \quad , \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } (1 - \eta_{EC} Q_i) &> \delta_{EC} \\ \text{und } (1 - \eta_{HC} Q_i) &> \delta_{HC} \end{aligned}$$

mit der in Kapitel 5.1 erläuterten Bedeutung der Parameter. Die unten angegebenen numerischen Werte für η_{EC} beziehen sich auf die zentralen Segmente (Fläche $3 \times 3 \text{ cm}^2$) im EC. Es werden Korrekturen umgekehrt proportional zur Fläche der Segmente angebracht (vergleiche die folgende Diskussion).

5.2.1 Energieparametrisierung der Kalibrationsfunktion

Bei der quantitativen Bestimmung der Parameter in Gleichung 5.6 zeigt sich eine erhebliche Korrelation zwischen den Parametern eines Kalorimeterteils. In einem iterativen Verfahren wurde versucht, die Parameter der Gleichung 5.6 als Funktionen der Primärenergie zu bestimmen. Es wurde in folgender Weise vorgegangen: für jede Strahlenergie ergeben sich durch Minimieren der Varianz der Verteilung der Gesamtenergie $\frac{\sigma_{E_{tot}}}{\langle E_{tot} \rangle}$ bei fixiertem δ Werte für η_{EC} und η_{HC} . Es zeigt sich, daß bei optimalen "Ergebnissen" $\delta_{EC} = \delta_{HC}$ gesetzt werden kann, wobei δ als lineare Funktion der Pionenergie gewählt wird, mit den Parametern: Steigung = $4.167 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$ und Konstante = 0.644. Mit diesen Werten für δ fallen η_{EC} und η_{HC} mit steigender Primärenergie schwächer als mit E_{beam}^{-1} , wie die Abbildung 5.3 zeigt. Die Abhängigkeit von der Primärenergie läßt sich durch

$$\eta = \frac{\xi}{\sqrt{E}} \quad , \quad (5.7)$$

mit den Werten

$$\begin{aligned} \xi_{EC} &= 0.93 \sqrt{\text{GeV}/pC} \\ \xi_{HC} &= 1.27 \sqrt{\text{GeV}/pC} \end{aligned}$$

parametrisieren (Kurven in Abbildung 5.3).

Unter Verwendung der mit der Energieparametrisierung berechneten Werte η_{EC} und η_{HC} werden die Faktoren α_{EC}^w und α_{HC}^w durch Minimieren der Breite der Verteilung von E_{tot} mit der Randbedingung $\langle E_{tot} \rangle = E_{beam}$ angepaßt. In Abbildung 5.4 sind α_{EC}^w und α_{HC}^w in Abhängigkeit der Energie der Pionen dargestellt. Sie sind über den gesamten Energiebereich nahezu konstant, α_{EC}^w fällt um 3.2 %, während α_{HC}^w um 1.2 % steigt. Die Kalibrationsfaktoren α^w entsprechen der Kalibration für kleine Ladungswerte und damit unterdurchschnittlichem elektromagnetischen Energieanteil f_{π^0} . Sie sind deshalb größer als die Kalibrationsfaktoren β (vergleiche Kapitel 3.5.2). Die Größe $\Delta\alpha^w = \frac{\alpha^w - \beta}{\beta}$ ist ein Maß

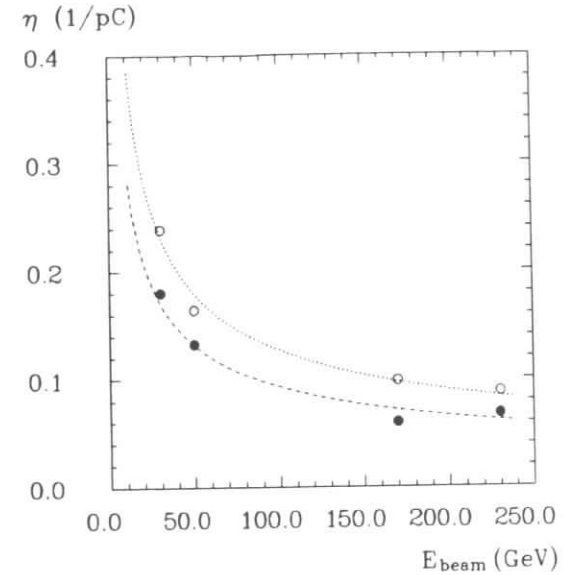


Abbildung 5.3: Optimierte Parameter η_{EC} (ausgefüllte Symbole) und η_{HC} (offene Symbole) bei fixierten Werten von δ als Funktion der Pionenergie. Die Kurven zeigen die Energieparametrisierung.

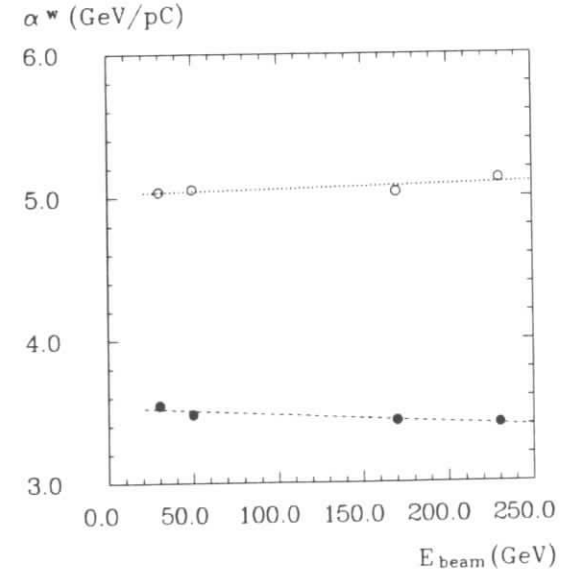


Abbildung 5.4: Optimierte Parameter α_{EC}^w (ausgefüllte Symbole) und α_{HC}^w (offene Symbole) als Funktion der Pionenergie.

dieser Änderung. Die Tabelle 5.1 zeigt $\Delta\alpha^w$ des ECs und des HCs für die verschiedenen Teilchenenergien. Die Zunahme von $\Delta\alpha^w$ mit wachsender Primärenergie ist auf die Zunahme von f_{π^0} mit der Primärenergie zurückzuführen.

Die Werte $\alpha^w \cdot f(Q_\infty) = \alpha^w \cdot \delta$ bestimmen die Konversion der elektromagnetischen Komponente des Hadronschauers in Energie. Mit den Werten der obigen Parametrisierung ergeben sich mittlere Werte $\alpha^w \cdot f(Q_\infty)$ (über alle Pionenergien) von 2.40 pC/GeV im EC und 3.52 pC/GeV im HC mit einem Anstieg bei zunehmender Teilchenenergie um ungefähr 9 % im EC und 15 % im HC. Die Abweichungen vom mittleren $\alpha^w \cdot f(Q_\infty)$ zum Kalibrationsfaktor für Elektronen (2.80 pC/GeV, siehe Tabelle 4.2) im EC sind darauf zurückzuführen, daß die kleineren Amplituden der elektromagnetischen Komponente des Hadronschauers mit größeren Kalibrationsfaktoren versehen werden (vergleiche Kapitel 5.1).

E_{beam} (GeV)	30	50	170	230
$\Delta\alpha_{EC}^w$	0.083	0.101	0.117	0.126
$\Delta\alpha_{HC}^w$	0.096	0.116	0.159	0.159

Tabelle 5.1: Relative Änderung der Kalibrationsfaktoren nach Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie (Ansatz I).

5.2.2 Eigenschaften der Kalibrationsfunktion

Mit der Energieparametrisierung der Faktoren η_{EC} und η_{HC} wird eine sehr gute Energieauflösung für Pionen erreicht (vergleiche Kapitel 4.3.2). Es zeigt sich, daß η_{EC} und η_{HC} in einem weiten Bereich ohne eine signifikante Vergrößerung der Energieauflösung variiert werden können, vorausgesetzt die Parameter α_{EC}^w und α_{HC}^w werden, wie oben beschrieben, entsprechend angepaßt. Der obere Teil der Abbildung 5.5 zeigt $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ als Funktion von η_{EC} bzw. η_{HC} bei einer Pionenergie von 170 GeV. Der Wert η des entsprechenden anderen Kalorimeterteils wird bei dem Wert der Energieparametrisierung fixiert. Zunehmende Werte η bedeuten, daß zunehmend kleinere Ladungswerte Q , mit $\alpha^w \cdot f(Q_\infty) = \alpha^w \cdot \delta$ kalibriert werden (siehe Abbildung 5.1). Weil die Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie hauptsächlich durch $\alpha^w \cdot f(Q_\infty) = \alpha^w \cdot \delta$ bestimmt wird, vergrößert sich $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ mit zunehmendem η , bezogen auf den optimalen Wert, nur unwesentlich. Andererseits führt eine Verringerung von η , bezogen auf den optimalen Wert, zu einer geringeren Reduktion großer Ladungsdeposition und damit zu einer stärkeren Zunahme von $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$. Eine Änderung von η_{EC} (η_{HC}) um +75 % führt zu einer Zunahme (im Mittel über alle Teilchenenergien) von α_{EC}^w (α_{HC}^w) um +3.6 % (+5.3 %), α_{HC}^w (α_{EC}^w) nimmt um 0.3 % (1.1 %) ab. Während die Parameter (α^w , η , δ) eines Kalorimeterteils im Bereich der optimierten Werte untereinander streng korreliert sind, verhalten sich die Parameter verschiedener Kalorimeterteile weitgehend unabhängig von einander.

Der untere Teil der Abbildung 5.5 zeigt $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ als Funktion von δ am Beispiel einer Pionenergie von 170 GeV. Die Größen η_{EC} und η_{HC} werden bei den Werten der Energieparametrisierung fixiert und die entsprechenden Werte der Parameter α_{EC}^w und α_{HC}^w angepaßt. Es wird deutlich, daß die Änderung von δ einen größeren

Einfluß auf $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ hat, als die von η . Aber δ kann im Bereich des Minimums um 5 bis 10 % ohne signifikante Änderung von $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ variiert werden. Während α^w mit steigendem δ fällt, 5 % für die Variation in Abbildung 5.5, nimmt $\alpha^w \cdot f(Q_\infty) = \alpha^w \cdot \delta$ etwa linear mit δ zu (30 %).

Um die Abhängigkeit der Faktoren η von der Kalorimetergeometrie zu untersuchen, werden gegenüberliegende Pads im HC (innerhalb eines ROBs, vergleiche Abbildung 2.6) zu Türmen mit der zwei- bzw. vierfachen Fläche zusammengefaßt. Durch Minimieren von $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ lassen sich optimale Werte für η_{EC} und η_{HC} bestimmen und somit deren Abhängigkeit von der Fläche der Türme. Die folgende Tabelle 5.2 zeigt die angepaßten Werte η einer Pionenergie von 50 GeV normiert auf die Werte von η bei unveränderter Padfläche. Während η_{EC} und α_{EC}^w unverändert bleiben (die Parameter beider Kalorimeterteile sind entkoppelt), variiert η_{HC} etwa umgekehrt proportional zur Fläche der Pads und α_{HC}^w nimmt um 1.5 % ab. Die Energieauflösung ändert sich aber im Rahmen der Fehler nur unwesentlich.

Padfläche	η_{EC}	η_{HC}
$8.0 \times 40.0 \text{ cm}^2$	1.00	1.00
$8.0 \times 80.0 \text{ cm}^2$	0.99	0.55
$16.0 \times 80.0 \text{ cm}^2$	1.02	0.30

Tabelle 5.2: Optimierte Werte der Parameter η bei einer Änderung der Turmgröße im HC normiert auf die Werte unveränderter Turmgröße (Pionenergie von 50 GeV).

Die sechs Sektionen im HC besitzen die gleiche Tiefe, im EC dagegen weist die fünfte Sektion die vierfache Länge der ersten vier auf (vergleiche Kapitel 2.2.1). Um diesen Einfluß auf η_{EC} zu untersuchen, wird bei einer Pionenergie von 50 GeV und bei fixiertem η_{HC} ein Geometrieparameter zwischen η_{EC} in den vorderen vier Sektionen und η_{EC} in der fünften Sektion durch Minimieren von $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ angepaßt. Die verschiedenen Padflächen im EC sind dabei berücksichtigt. Für den Geometrieparameter ergibt sich ein Wert von 0.99, η_{EC} scheint also nicht umgekehrt proportional zur Länge der Sektionen zu sein. Dieses Ergebnis wird auch durch das Anpassen von getrennten Parametern für den vorderen η_{EC}^{front} und den hinteren Teil η_{EC}^{back} des ECs bestätigt. Ein longitudinales Summieren der ersten vier Sektionen und Anpassen der Parameter η_{EC}^{front} und η_{EC}^{back} liefert ein Verhältnis $\eta_{EC}^{front}/\eta_{EC}^{back} = 0.30$. Wenn die Sektionen 1 und 2 und die Sektionen 3 und 4 zusammengefaßt werden, ergibt sich aus der Anpassung ein Verhältnis $\eta_{EC}^{front}/\eta_{EC}^{back} = 0.52$. Es sollte jedoch beachtet werden, daß eine Änderung von η nur zu kleinen Änderungen von $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ führt. Eine Einführung von volumenabhängigen, statt flächenabhängigen Faktoren, vergrößert $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ um 3.0 %. Auch die Berücksichtigung der Fläche hat wenig Einfluß auf die tatsächliche Energieauflösung.

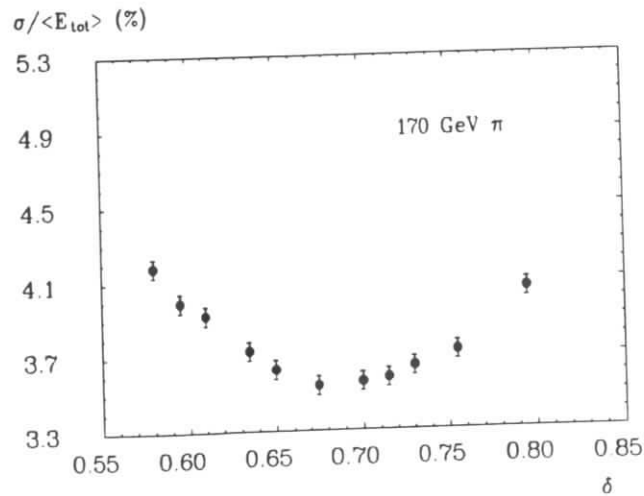
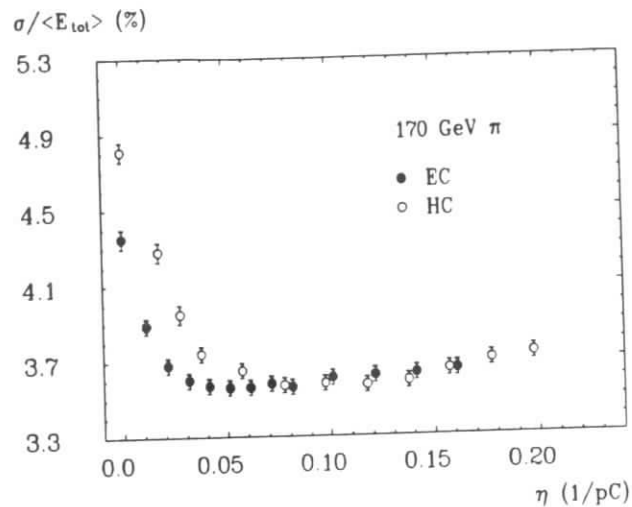


Abbildung 5.5: Energieauflösung $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ als Funktion der Parameter η und δ bei einer Pionenergie von 170 GeV. Die offenen Symbole (geschlossenen Symbole) im oberen Teil zeigen eine Variation von η_{HC} (η_{EC}) bei durch die Parametrisierung fixiertem Wert von η_{EC} (η_{HC}) und δ . Die ausgefüllten Symbole im unteren Teil zeigen eine Variation von $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ mit δ .

5.3 Energiemessung

5.3.1 Energierekonstruktion

Mit Hilfe der in Kapitel 5.2 bestimmten Energieabhängigkeit der Größen α^w , η und δ kann die im allgemeinen unbekannte Energie der in das Kalorimeter eintretenden Teilchen (ϵ oder π) rekonstruiert werden. Zunächst wird mit den Faktoren $\beta_{EC}(50 \text{ GeV})$ und $\beta_{HC}(50 \text{ GeV})$ aus Gleichung 3.1 ein erster Wert für die Teilchenenergie E_{tot} berechnet. Mit diesem Energiewert läßt sich aus den parametrisierten Funktionen ein Satz $(\alpha^w, \eta, \delta)|_{E_{tot}}$ für das EC und das HC berechnen. Unter Verwendung von Gleichung 5.6 ergibt sich ein neuer Wert für E_{tot} , der wiederum zur Berechnung eines neuen Satzes $(\alpha^w, \eta, \delta)|_{E_{tot}}$ benutzt wird. Zwei weitere Iterationen führen zur Teilchenenergie E_{tot} , wobei auf der Basis einzelner Ereignisse die π^0 -Fluktuationen reduziert werden.

In Abbildung 5.6 wird für Pionen einer Energie von 170 GeV das Energiespektrum ohne Korrektur der π^0 -Fluktuationen (schraffiertes Histogramm) mit dem Spektrum, das sich mit dem oben beschriebenen Verfahren ergibt (nicht schraffiertes Histogramm), verglichen. Die Verteilung der rekonstruierten Energie ist gaußförmig und weist eine deutlich reduzierte Breite auf. Die im folgenden verwendete mittlere Energie $\langle E_{tot} \rangle$ und die Breite σ ergibt sich durch die Anpassung von Gaußverteilungen.

5.3.2 Linearität

Die Tabelle 5.3 zeigt die Abweichung der mittleren rekonstruierten Pionenergie von der Strahlenergie $\Delta E = \frac{\langle E_{tot} \rangle - E_{Strahl}}{E_{Strahl}}$ für die einzelnen Pionenergiepunkte. Die Größe ΔE ist auch für spezielle Ereignismengen, wie z.B. Pionschauer, die vollständig im HC absorbiert werden oder die erste Wechselwirkung in der zweiten Sektion des ECs aufweisen, im gesamten Energiebereich kleiner als $\pm 0.7\%$. Während ohne Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie eine starke

ΔE (%)	30 GeV	50 GeV	170 GeV	230 GeV
alle Ereignisse	-0.3	+0.2	+0.7	-0.5
$E_{EC} \leq 0.05 E_{tot}$	+0.7	+0.2	-0.2	-0.7
$E_{2.Sekt.} \geq 0.6 \text{ GeV}$	-0.7	-0.0	-0.3	+0.7

Tabelle 5.3: Abweichung der mittleren rekonstruierten Pionenergie von der Strahlenergie für verschiedene extreme Ereignismengen.

Abhängigkeit der Gesamtenergie vom Anteil der im EC deponierten Schauerenergie zu beobachten ist, weist Abbildung 5.7 im Fall des obigen Kalibrationsverfahrens diese Abhängigkeit nicht mehr auf.

Das lineare Verhalten des Kalorimeters nach der Energierekonstruktion sollte nicht von der Aufteilung der Schauerenergie auf die einzelnen Türme abhängen. Eine Variation der Eintrittsposition der Pionen (170 GeV) auf der Frontfläche des ECs in horizontaler Richtung ändert den Mittelwert der rekonstruierten Energie um -0.5% und $+0.6\%$ (Turmrund). Die verwendete Strahlfläche beträgt $4 \times 6 \text{ mm}^2$ und wird innerhalb des Ausschnittes des Loch-Szintillationszählers (vergleiche Kapitel 2.1.2) verändert.

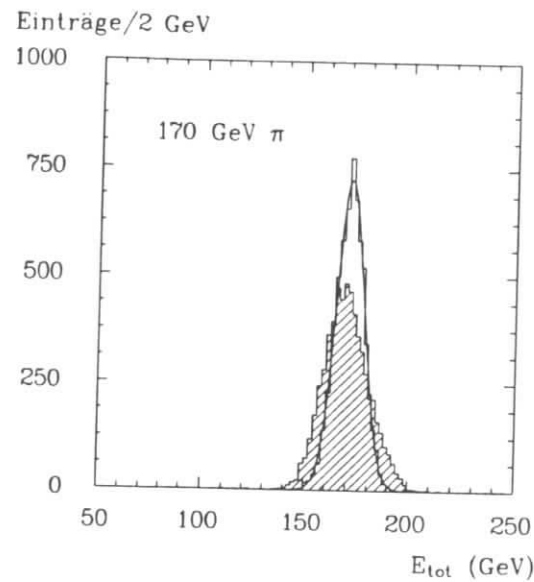


Abbildung 5.6: Pionen, 170 GeV: Energiespektrum bei Verwendung einer konstanten Kalibrationsfunktion $f(Q_e) = 1.0$ (schraffiertes Histogramm) und nach Anwendung der Kalibrationsfunktion (Ansatz I) zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen.

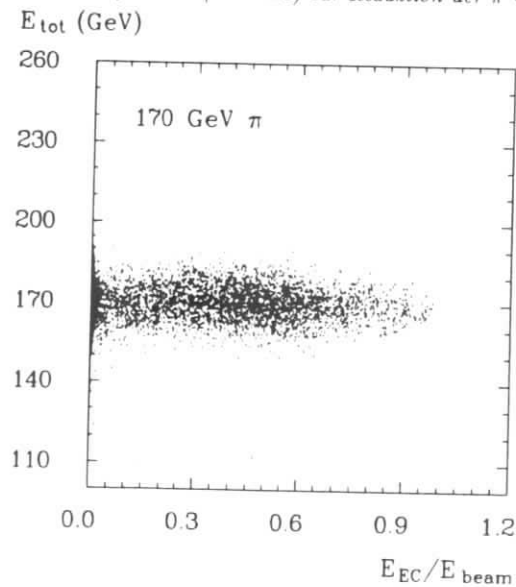


Abbildung 5.7: Pionen, 170 GeV: Korrelation zwischen der Gesamtenergie E_{tot} und dem Bruchteil der Energie im EC E_{EC} nach Anwendung der Kalibrationsfunktion (Ansatz I) zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen.

Die mittlere rekonstruierte Energie sollte auch dann ein lineares Verhalten mit der Primärenergie aufweisen, wenn mehrere Ereignisse (niedriger Energie) zu einem Ereignis überlagert werden und dieses dann mit den energieparametrisierten Kalibrationsfunktionen rekonstruiert wird. Dies erlaubt eine Überprüfung der Energieabhängigkeit der Parameter der Kalibrationsfunktion in Gleichung 5.6. Es werden N Pionereignisse einer Energie von 30 GeV zu einem Ereignis überlagert. Die Ereignismenge (30 GeV) wird nicht mehr auf Ereignisse begrenzt, die kein Signal im Loch-Szintillationszähler³ aufweisen, um eine größere Streuung der Teilcheneintrittsorte auf der Kalorimeterfrontfläche zu ermöglichen. Für den Eintrittsort aufeinanderfolgender, zu überlagernder Ereignisse auf der Kalorimeterfrontfläche wird ein minimaler Abstand von 1.8 cm gefordert. Mit dem oben erläuterten Kalibrationsverfahren läßt sich die Energie eines solchen Ereignisses rekonstruieren und die Abweichung von $N \cdot 30$ GeV bestimmen, ΔE beträgt für $N=2,3,\dots,8 \pm 0.9\%$. Die Selektion spezieller Ereignismengen, z.B. die Forderung keiner signifikanten Energiedeposition im EC oder die Forderung der ersten Wechselwirkung in der ersten bzw. zweiten Sektion des ECs, und deren Kombination führen zu keiner Vergrößerung von ΔE .

5.3.3 Signalverhältnis von Elektronen und Pionen

Das in Kapitel 5.3.1 beschriebene Verfahren der Energierekonstruktion mit den für Pionen optimierten Werten der Parameter wird zur Bestimmung der Elektronenergie verwendet. Die Anpassung von Gaußverteilungen an die Energiespektren liefert die mittlere Energie. Die Tabelle 5.4 zeigt das Signalverhältnis von Elektronen und Pionen $S_{e/\pi}$ für die verschiedenen Teilchenenergien.

E_{beam} (GeV)	30	50	170	230
$S_{e/\pi}$	1.01	1.00	0.97	0.98

Tabelle 5.4: Signalverhältnis von Elektronen und Pionen nach Anwendung der Kalibrationsfunktion (Ansatz I) zur Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie.

Wie schon in Kapitel 4.3.1 erläutert, determiniert die Kalibrationsfunktion des ECs das Signalverhältnis von Elektronen und Pionen $S_{e/\pi}$. Aufgrund der großen Energiedichte des elektromagnetischen Schauers wird das Signal durch Elektronen hauptsächlich von $\alpha^w \cdot f(Q_\infty) = \alpha^w \cdot \delta$ bestimmt. Die Größe $S_{e/\pi}$ hängt linear von $\alpha^w \cdot \delta$ ab, d.h. die in Tabelle 5.4 angegebenen Signalverhältnisse gelten nur für die in Kapitel 5.2.1 gewählten Werte von δ . Mit einer Änderung von δ , die im Bereich des Minimums von $\frac{r_{em}}{E_{tot}}$ um 5 bis 10 % im Rahmen des statistischen Fehlers möglich ist, läßt sich $S_{e/\pi}$ variieren ohne signifikant an Energieauflösung für Pionereignisse zu verlieren. So entspricht beispielsweise die Variation von δ in Abbildung 5.5 einer Änderung von $S_{e/\pi}(170 \text{ GeV})$ um 9 %.

Die Änderung von η_{EC} dagegen führt nur zu einer sehr geringen Veränderung von $S_{e/\pi}$. Die Zunahme von η_{EC} um 75 % (siehe Abbildung 5.5) ändert $S_{e/\pi}(170 \text{ GeV})$ nur um +0.5 %.

³Für Pionen einer Energie von 30 GeV vergrößert dies $\frac{r_{em}}{E_{tot}}$ um 2.2 %. Die mittlere, rekonstruierte Energie ändert sich nicht.

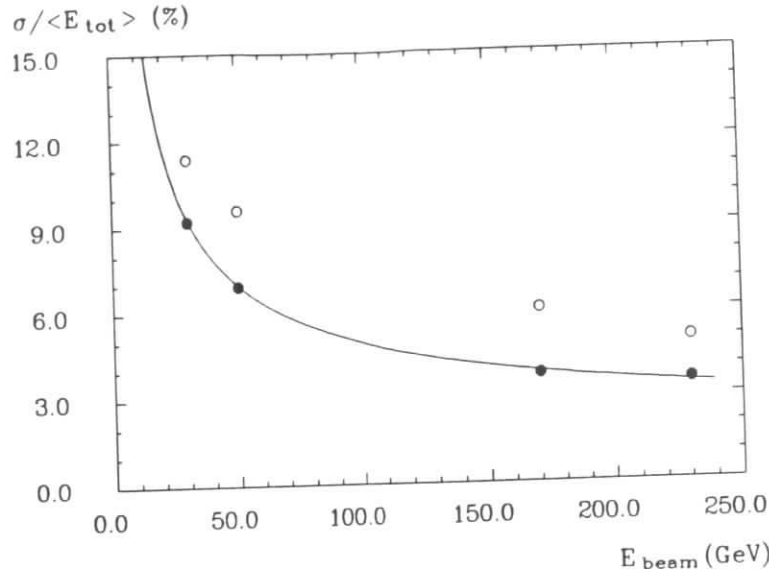


Abbildung 5.8: Vergleich von $\frac{\sigma}{\langle E_{\text{tot}} \rangle}$ bei Verwendung einer konstanten Kalibrationsfunktion $f(Q_i) = 1.0$ (offene Symbole) und nach Anwendung der Kalibrationsfunktion (Ansatz I) zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen. Die Kurve zeigt die Parametrisierung (Gleichung 1.8 mit $A = 0.448 \text{ GeV}^{1/2}$, $R = 1.2 \text{ GeV}$, $C = 0.016$).

5.3.4 Energieauflösung

Die ausgefüllten Symbole in Abbildung 5.8 zeigen die Energieauflösung $\frac{\sigma}{\langle E_{\text{tot}} \rangle}$ als Funktion der Pionenergie. Der statistische relative Fehler der Werte beträgt ungefähr 1 %. Die eingezeichnete Kurve repräsentiert die Parametrisierung der Energieabhängigkeit von $\frac{\sigma}{\langle E_{\text{tot}} \rangle}$ (Gleichung 1.8), wobei die Werte des Parameters A und des konstanten Beitrages C einer Anpassung⁴ an $\frac{\sigma}{\langle E_{\text{tot}} \rangle}$ entnommen werden. Das elektronische Rauschen wird durch den mittleren gemessenen Wert von $R = 1.2 \text{ GeV}$ berücksichtigt.

Die Tabelle 5.5 vergleicht die angepassten Parameter mit denen, die in Kapitel 4.3.2 im Fall von $f(Q_i) = 1$ gewonnen wurden (offene Symbole in Abbildung 5.8). Die energieparametrisierte Kalibrationsfunktion zur Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie führt zu einer deutlichen Verringerung von $\frac{\sigma}{\langle E_{\text{tot}} \rangle}$; der konstante Beitrag C zur Energieauflösung wird, wie aufgrund von $S_{e/\pi} \approx 1.0$ erwartet, erheblich kleiner (58 %), der energieabhängige Term A verringert sich um 22 %. Der Wert $C = 0.016$ kann als obere Grenze für den Beitrag durch Interkalibrationseffekte und Impulsauflösung des Teststrahls zur Energieauflösung betrachtet werden. Der konstante Term, der sich durch $S_{e/\pi} \neq 1.0$ ergibt, ist also

⁴Für die Anpassung wird der gemessene Beitrag durch das elektronische Rauschen an der Energieauflösung quadratisch subtrahiert.

Kalibrationsfunktion	$A (\sqrt{\text{GeV}})$	C
Ansatz I	0.448 ± 0.005	0.016 ± 0.001
$f(Q_i) = 1.0$	0.577 ± 0.006	0.038 ± 0.001

Tabelle 5.5: Vergleich der an $\frac{\sigma}{\langle E_{\text{tot}} \rangle}$ angepassten Parameter (Gleichung 1.8) im Fall einer konstanten Kalibrationsfunktion $f(Q_i) = 1.0$ und nach Anwendung der Kalibrationsfunktion (Ansatz I) zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen.

größer als 3.5 %.

Während sich die Energieauflösung für Pionen deutlich verbessert, vergrößert sich, wie erwartet (siehe Kapitel 5.1), $\frac{\sigma}{\langle E_{\text{tot}} \rangle}$ im Fall von Elektronen, z.B. bei einer Energie von 50 GeV um 6.5 %.

Eine Variation der Eintrittsposition der Pionen (170 GeV) auf der Kalorimeterfrontfläche im Bereich des Ausschnittes des Loch-Szintillationszählers (siehe Kapitel 2.1.2) führt innerhalb des statistischen Fehlers zu keiner Änderung von $\frac{\sigma}{\langle E_{\text{tot}} \rangle}$.

5.4 Vergleich verschiedener Kalibrationsfunktionen

Die Ergebnisse mit den Kalibrationsfunktionen der Ansätze I und II und dem differentiellen Ansatz (siehe Kapitel 5.1) werden präsentiert.

5.4.1 Parameter

Die angepassten Parameter der Kalibrationsfunktion des Ansatzes II (Gleichung 5.3) sind in der Tabelle 5.6 gezeigt. Das unterschiedliche Volumen der Türme des ECs wurde nicht berücksichtigt. Neben den in Kapitel 5.1 angeführten Nachteilen dieser Funktion weisen die Parameter eine große Variation mit der Pionenergie auf. Eine Parametrisierung der Abhängigkeit von der Pionenergie erscheint kaum möglich.

$E_{\text{beam}} (\text{GeV})$	30	50	170	230
$\alpha_{EC} (\text{GeV}/pC)$	3.91	3.60	3.38	3.42
$\alpha_{EC} \cdot a_1(EC) (\text{GeV}/pC^2)$	-1.393	-0.559	-0.181	-0.170
$\alpha_{EC} \cdot a_2(EC) (\text{GeV}/pC^3)$	0.184	0.036	0.007	0.007
$\alpha_{HC} (\text{GeV}/pC)$	5.17	5.16	4.94	4.89
$\alpha_{HC} \cdot a_1(HC) (\text{GeV}/pC^2)$	-1.919	-1.364	-0.418	-0.267
$\alpha_{HC} \cdot a_2(HC) (\text{GeV}/pC^3)$	0.443	0.228	0.027	0.014

Tabelle 5.6: Optimierte Werte der Parameter der Kalibrationsfunktion (Ansatz II) für die verschiedenen Pionenergien.

Die optimierten Werte der Kalibrationsfaktoren $c_j = \alpha \cdot f(Q)$ mit $Q \in \{Q^1, Q^{2+1}\}$ der differentiellen Methode liefern den Verlauf optimaler Kalibrationsfunktionen. Bei der Bestimmung der numerischen Werte wurden die unterschiedlichen

Turmgrößen des ECs ebenfalls nicht berücksichtigt. Die Faktoren der einzelnen Ladungsintervalle sind stark korreliert und weisen große Fluktuationen auf.

5.4.2 Energieauflösung

Die mit der differentiellen Methode gewonnenen Werte $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ können als eine untere Grenze für die Energieauflösung bei der Anwendung von Kalibrationsfunktionen der in Kapitel 5.1 beschriebenen Art betrachtet werden. Die Tabelle 5.7 vergleicht die an $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ angepaßten Parameter (Gleichung 1.8) bei Verwendung der verschiedenen Kalibrationsfunktionen. Im Fall des Ansatzes I werden die Parameter bei den Werten der Energieparametrisierung fixiert. Die mit den Kalibrationsfunktionen der Ansätze I und II gewonnenen Werte der Energieauflösung unterscheiden sich im Rahmen der Fehler nicht. Im Vergleich dazu verbessert sich im Fall der differentiellen Methode die Energieauflösung bei den Pionenergien von 170 und 230 GeV ein wenig. Der Term A unterscheidet sich im Rahmen der Fehler für die verschiedenen Ansätze nicht, lediglich bei der differentiellen Methode verringert sich der konstante Beitrag C zur Energieauflösung.

Kalibrationsfunktion	A (\sqrt{GeV})	C
Ansatz I	0.421 ± 0.005	0.016 ± 0.001
Ansatz II	0.426 ± 0.004	0.016 ± 0.001
diff. Methode	0.416 ± 0.004	0.009 ± 0.001

Tabelle 5.7: Vergleich der an $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ angepaßten Parameter (Gleichung 1.8) bei Verwendung verschiedener Kalibrationsfunktionen zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen.

5.4.3 Signalverhältnis von Elektronen und Pionen

Die Tabelle 5.8 zeigt das Signalverhältnis $S_{e/\pi}$ für die verschiedenen Ansätze. Während $S_{e/\pi}$ im Fall des Ansatzes I durch die Wahl von δ ungefähr 1 ergibt, liefert die differentielle Methode Werte, die kleiner als 1 sind. In diesem Zusammenhang muß aber noch einmal darauf hingewiesen werden, daß die bestimmten Parameter der Kalibrationsfunktionen ohne signifikante Änderung von $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ variierbar sind und damit auch $S_{e/\pi}$.

E_{beam} (GeV)	30	50	170	230
$S_{e/\pi}$ (Ansatz I)	1.01	1.00	0.97	0.98
$S_{e/\pi}$ (Ansatz II)	0.92	0.95	0.96	0.98
$S_{e/\pi}$ (diff. Methode)	0.93	0.93	0.93	0.95

Tabelle 5.8: Vergleich des Signalverhältnisses $S_{e/\pi}$ bei Verwendung verschiedener Kalibrationsfunktionen zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen.

Die differenzielle Methode motiviert einen exponentiellen Ansatz als Kalibrationsfunktion. In [BRU89] wird für ein Pb/Fe-LAr Kalorimeter gezeigt, daß sich die Energieabhängigkeit der Parameter einer exponentiellen Kalibrationsfunktion ebenfalls parametrisieren läßt.

5.5 Vergleich mit Simulationsrechnungen

In Kapitel 3 wurden signifikante Unterschiede in der Schauerstruktur der experimentellen und mit GHEISHA generierten Ereignisse deutlich. Aufgrund der Abweichungen der mittleren π^0 -Energie und deren Fluktuationen erscheint eine Übertragung der mit den experimentellen Daten gewonnenen Parameter der Kalibrationsfunktionen auf die simulierten Ereignisse problematisch. Ein Vergleich der Mittelwerte des Spektrums der Korrekturen W (Gleichung 5.5) experimenteller und simulierter Ereignisse in Tabelle 5.9 demonstriert dies. Die angegebenen Fehler sind statistische. Als Kalibrationsfunktion dient der Ansatz I. Die Parameter werden sowohl für die experimentellen als auch für die simulierten Ereignisse bei den Werten der Energieparametrisierung der experimentellen Daten (siehe Kapitel 5.2.1) fixiert. Wie aufgrund der größeren π^0 -Fluktuationen und damit korreliert

E_{beam} (GeV)	30	50	170	230
$\langle W_{EXP}^{EC} \rangle$ (GeV)	1.08 ± 0.03	2.10 ± 0.05	9.32 ± 0.09	13.09 ± 0.18
$\langle W_{MC}^{EC} \rangle$ (GeV)	1.24 ± 0.04	2.34 ± 0.07	8.72 ± 0.23	10.52 ± 0.35
$\langle W_{EXP}^{HC} \rangle$ (GeV)	1.71 ± 0.03	3.47 ± 0.06	15.94 ± 0.12	20.97 ± 0.23
$\langle W_{MC}^{HC} \rangle$ (GeV)	1.94 ± 0.05	4.00 ± 0.09	17.95 ± 0.31	24.83 ± 0.49

Tabelle 5.9: Vergleich der Mittelwerte der Spektren von W bei gemessenen und simulierten Ereignissen.

aufgrund der größeren Werte von $\langle E_{max} \rangle$ bei den simulierten Ereignissen (siehe Kapitel 4.3.2) zu erwarten, ist $\langle W \rangle$ im Fall der simulierten Ereignisse größer, im Mittel über alle Teilchenenergien im HC um 15 %. Die reduzierten Werte $\langle W_{EC}^{MC} \rangle$ bei 170 und 230 GeV sind auf die im Monte Carlo simulierte Begrenzung des dynamischen Bereiches der ADCs zurückzuführen (vergleiche Kapitel 3.4.2), wodurch aber bei den Simulationsrechnungen mehr Ereignisse unterdrückt werden als im Experiment.

Die Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie soll etwas ausführlicher am Beispiel der Pionenergie von 50 GeV für experimentelle und simulierte Ereignisse verglichen werden. Bei der Kalibration der GHEISHA Ereignisse mit dem Ansatz I werden die Parameter η und δ der Energieparametrisierung der experimentellen Daten verwendet. Die optimierten Faktoren α^w sind im EC um 12.5 % und im HC um 3.3 % größer als die der experimentellen Ereignisse. Die Werte der Parameter der Kalibrationsfunktion des Ansatzes II und der differentiellen Methode wurden sowohl bei den experimentellen als auch bei den simulierten Ereignissen jeweils optimiert. Die Tabelle 5.10 faßt die Resultate in bezug auf die Energieauflösung und das Signalverhältnis von Elektronen und Pionen der verschiedenen Kalibrationsfunktionen zusammen. Bei den experimentell gewonnenen Werten $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ wurde der Beitrag durch das elektronische Rauschen quadratisch subtrahiert. Die Energieauflösung verringert sich aufgrund der Kalibration mit dem Ansatz I bei den mit GHEISHA generierten Daten um 32.8 %, bei den experimentellen um 33.9 %, im Fall der differenziellen Methode um 36.3 % und 36.7 %. Die Werte $S_{e/\pi}$ bei den simulierten Ereignissen sind auch nach Anwendung der Kalibrationsfunktionen größer als eins.

Im Fall der mit GHEISHA generierten Ereignisse besteht die Möglichkeit, die

	$\frac{\sigma}{\langle E \rangle}$		$S_{e/\pi}$	
	Exp.	MC	Exp.	MC
$f(Q_i) = 1.0$	9.21 ± 0.08	9.41 ± 0.12	1.13	1.25
Ansatz I	6.10 ± 0.06	6.32 ± 0.08	1.00	1.08
Ansatz II	6.19 ± 0.06	6.48 ± 0.08	0.95	1.06
diff. Methode	5.87 ± 0.05	5.96 ± 0.08	0.93	1.05
direkt π^0	–	6.10 ± 0.08	–	1.04

Tabelle 5.10: Pionen, 50 GeV: Vergleich von $\frac{\sigma}{\langle E_{tot} \rangle}$ und $S_{e/\pi}$ für verschiedene Kalibrationsfunktionen bei gemessenen und simulierten Ereignissen.

durch π^0 's deponierte Energie separat zu betrachten. Daher lassen sich für die elektromagnetische und die rein hadronische Komponente der Hadronschauer getrennte Kalibrationsfaktoren des ECs und des HCs durch Minimieren der Breite des Energiespektrums mit der Randbedingung $\langle E_{tot} \rangle = E_{beam}$ bestimmen. Die Faktoren der elektromagnetischen Komponente bei einer Pionenergie von 50 GeV betragen $\alpha_{em}^{EC} = 2.89$ GeV/pC (EC) und $\alpha_{em}^{HC} = 3.79$ GeV/pC (HC), die der hadronischen $\alpha_{ha}^{EC} = 4.59$ GeV/pC (EC) und $\alpha_{ha}^{HC} = 5.41$ GeV/pC (HC). Mit diesen Werten ergibt sich ein intrinsisches Signalverhältnis von Elektronen und Pionen von $\bar{s}_{e/\pi} = 1.59$ für Blei (siehe Kapitel 4.3.1) und $\bar{s}_{e/\pi} = 1.43$ für Kupfer. Das Signalverhältnis von Elektronen und Pionen beträgt nach Anwendung dieser Kalibration $S_{e/\pi}(50 \text{ GeV}) = 1.04$. Die Energieauflösung ist im Rahmen der Fehler genauso groß wie die mit der differentiellen Methode zur Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie gewonnene (siehe Tabelle 5.10). Die optimierten Faktoren der elektromagnetischen Komponente lassen sich mit Kalibrationsfaktoren vergleichen, die durch simulierte Elektronen (GHEISHA (EGS3)) im EC und im HC gewonnen wurden. Sie betragen $\alpha_e^{EC} = 2.79$ pC/GeV (vergleiche Kapitel 4.1.2) und $\alpha_e^{HC} = 3.61$ pC/GeV (aus der Simulation für Elektronenergien von 30 und 50 GeV). Die Faktoren der elektromagnetischen Komponente α_{em}^{EC} und α_{em}^{HC} weichen von diesen Werten um 3.6 % bzw. 4.7 % ab (50 GeV). Die optimierten Werte der Größen α_{em}^{EC} und α_{em}^{HC} fallen im Energiebereich von 30 bis 230 GeV um 5.1 % bzw. 3.1 %.

5.6 Sampling- und intrinsische Schauerfluktuationen im HC

Die intrinsischen Fluktuationen I und die Sampling Fluktuationen S stellen den wesentlichen Beitrag zur Energieauflösung eines Kalorimeters mit aktiven und passiven Medien (vergleiche Kapitel 1.2) dar. Für den energieabhängigen Anteil A der Energieauflösung (Gleichung 1.8) gilt:

$$A^2 = I^2 + S^2 \quad (5.8)$$

Die separierte Auslese der x- und y-Streifen im HC (vergleiche Kapitel 2.2.2) erlaubt eine quantitative Bestimmung von S und I für Ereignisse, deren Energie nahezu vollständig im HC deponiert wird ($E_{TC} \approx 0 \text{ GeV}$ und $E_{EC} \leq 0.05 E_{beam}$).

Als Kalibrationsfunktion zur Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie dient der Ansatz I (Gleichung 5.6).

5.6.1 Sampling Fluktuationen

Um die Sampling Fluktuationen S zu berechnen, bieten sich zwei Möglichkeiten:

- I. Betrachtung der Differenzverteilung der Energie der x- und y-Streifen.
- II. Vergleich der Verteilung der Energie in den x-Streifen (y-Streifen) mit der Summenverteilung der Energie der x- und y-Streifen.

Methode I

Für die Breite der Differenzverteilung der Energien der x- und y-Streifen σ_{Diff} ist zu erwarten, daß

- i) die intrinsischen Fluktuationen durch die geringen Abstände aufeinander folgender LAr Zwischenräume ungefähr Null sind,
- ii) zum elektronischen Rauschen nur der unkorrelierte Anteil beiträgt,
- iii) der "konstante" Term C kleiner wird, weil es keinen Beitrag durch $S_{e/\pi} \neq 1.0$ gibt.

Die Abbildung 5.9 zeigt die Differenzverteilung bei einer Pionenergie von 30 GeV. Quantitativ wurde σ_{Diff} für die einzelnen Energiepunkte aus gauß'schen Anpassungen an die Differenzverteilungen gewonnen. Nach quadratischer Subtraktion des unkorrelierten Anteils des elektronischen Rauschens ergeben sich die in Abbildung 5.10 dargestellten Werte für $\frac{\sigma_{Diff}}{\langle E \rangle}$ (ausgefüllte Rauten). Die Anpassung von

$$\frac{\sigma_{Diff}}{\langle E \rangle} = \sqrt{\frac{S^2}{E} + C^2} \quad (5.9)$$

an die Datenpunkte liefert $S = 0.235 \pm 0.004 \pm 0.006 \sqrt{\text{GeV}}$ und $C = 0.008 \pm 0.001 \pm 0.001$ (Kurve in Abbildung 5.10). Der energieunabhängige Term C enthält die Energieauflösung des Teststrahls, Interkalibrationseffekte der einzelnen elektronischen Kanäle und vom Übersprechen den Anteil durch Signale in benachbarten Verstärkern und Signalkabeln. Die oben zuerst angegebenen Fehler sind statistischer Art. Der zweite Fehler berücksichtigt die gemessenen Fehler der Absorberplattendicke, der Dicke der FR4-Platten und der LAr Zwischenräume, und Fehler aufgrund der unterschiedlichen Antwort der x- und y-Streifen. Der Anteil durch Schwankungen der Materialdicken dominiert.

Ohne Reduktion der Fluktuationen der π^0 -Energie ergeben sich für S und C folgende Werte: $S = 0.244 \pm 0.004 \pm 0.006 \sqrt{\text{GeV}}$ und $C = 0.009 \pm 0.001 \pm 0.001$. Wie zu erwarten, ist kein signifikanter Unterschied der beiden Werte für die Sampling Fluktuationen und den Term C zu beobachten.

Die offenen Rauten in Abbildung 5.10 zeigen $\frac{\sigma_{Diff}}{\langle E \rangle}$ im Fall der mit GHEISHA generierten Ereignisse. Es wird keine Reduktion der π^0 -Fluktuationen vorgenommen. Der ermittelte Sampling Term beträgt $S = 0.268 \pm 0.006 \sqrt{\text{GeV}}$ und ist damit um 9.8 % größer als gemessene Wert S . Für den Term C liefert die Anpassung, wie erwartet, einen mit 0 vertäglichen Wert. $C = 0.002 \pm 0.005$.

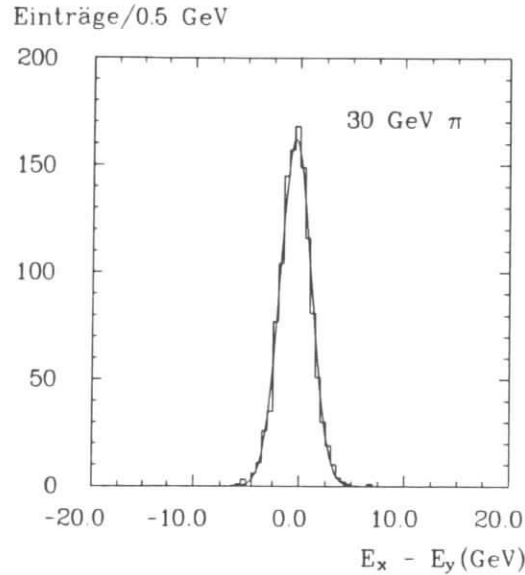


Abbildung 5.9: Pionen, 30 GeV: Spektrum der Energiedifferenz der x- und y-Streifen. Die Kurve repräsentiert die Anpassung einer Gaußverteilung.

Methode II

Die zweite Methode beruht darauf, daß sich bei einer Auslese der x-Streifen bzw. der y-Streifen die Dicke der Cu-Platten quasi verdoppelt und damit der Sampling Term um einen Faktor $\sqrt{2}$ zunimmt. Durch die Anpassung von Gaußverteilungen an die Spektren der Energiesumme der x- und y-Streifen und an die Energiespektren der x-Streifen und y-Streifen werden die Breiten σ_S und σ_z (σ_y) ermittelt. Nach quadratischer Subtraktion der jeweiligen Beiträge des elektronischen Rauschens wird die Funktion

$$\frac{\sigma}{\langle E \rangle} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + C^2} \quad (5.10)$$

an $\frac{\sigma_S}{\langle E \rangle}$ und $\frac{\sigma_z}{\langle E \rangle}$ angepaßt, wobei $\frac{\sigma_E}{\langle E \rangle}$ durch Mittelung über die x- und y-Streifen gewonnen wird. Die Tabelle 5.11 zeigt die Ergebnisse. Die Sampling Fluktuationen lassen sich aus den angepaßten Werten für A berechnen

$$S = \sqrt{A_E^2 - A_z^2} \quad (5.11)$$

	A (\sqrt{GeV})	C
Summe der x- und y-Streifen	0.423 ± 0.007	0.022 ± 0.001
Mittel der x- und y-Streifen	0.503 ± 0.010	0.020 ± 0.002

Tabelle 5.11: Ergebnisse einer Anpassung der Energieauflösung (Gleichung 1.8) der Energiesumme der x- und y-Streifen und der gemittelten Einzelverteilungen.

Mit den Werten aus Tabelle 5.11 ergibt sich für die Sampling Fluktuationen $S = 0.272 \pm 0.029 \sqrt{GeV}$.

Vergleich der Ergebnisse

Die Tabelle 5.12 faßt die Ergebnisse beider Methoden zusammen. Im Rahmen der Fehler liefern sie den gleichen Wert für die Sampling Fluktuationen. Es ist zu beachten, daß die vorgenommene Ereignis Selektion bei Pionenergien von 170 und 230 GeV zu einer Ereignismenge mit einem größeren π^0 -Anteil führt (siehe Kapitel 4.3). Daher ergeben sich für die Sampling Fluktuationen bei 170 und 230 GeV systematisch zu kleine Werte. Die angegebenen Fehler berücksichtigen diesen Effekt nicht. Nach [FAB85] ist $\frac{S}{\langle E_{tot} \rangle} = \tilde{S} \sqrt{\frac{\Delta E}{E}}$, wobei ΔE der Energieverlust eines minimalisierenden Teilchens in einer Sampling Zelle gemessen in MeV ist (siehe Kapitel 1.2.2). Im Fall des HCs ergibt sich $\Delta E = 7.38$ MeV. In Tabelle 5.12 sind neben S die berechneten Werte der Proportionalitätskonstanten \tilde{S} angegeben. Sie stimmen gut mit dem von [FAB85] angegebenen Wert $\tilde{S} = 0.09$ überein.

	S (\sqrt{GeV})	\tilde{S}
Methode I, $f(Q_i) = 1.0$	$0.244 \pm 0.004 \pm 0.006$	0.090
Methode I, $f(Q_i) = 1.0$ (GHEISHA)	0.268 ± 0.006	0.099
Methode I, Ansatz I	$0.235 \pm 0.004 \pm 0.006$	0.087
Methode II, Ansatz I	0.272 ± 0.029	0.100

Tabelle 5.12: Zusammenfassung der Resultate für die Sampling Fluktuationen im HC.

5.6.2 Intrinsische Schauerfluktuationen

Mit der Annahme, daß das Signalverhältnis der elektromagnetischen und der rein hadronischen Komponente des Schauers durch die Anwendung der Kalibrationsfunktion angeglichen wird, tragen die Fluktuationen der π^0 -Energie nicht mehr signifikant zur relativen Energieauflösung bei. Ein quadratisches Subtrahieren der in Kapitel 5.6 ermittelten Werte für die Sampling Fluktuationen (Methode I), liefert unter dieser Annahme den Anteil der intrinsischen Schauerfluktuationen. Von den gemessenen Werten der Energieauflösung⁵ (quadratische Symbole in Abbildung 5.10) wird $\frac{\sigma_{SM}}{\langle E \rangle}$ quadratisch subtrahiert. Die daraus resultierenden Werte $\frac{\sigma_I}{\langle E \rangle}$ der intrinsischen Schauerfluktuationen sind als ausgefüllte Kreise in Abbildung 5.10 dargestellt. Die durchgezogene Kurve repräsentiert eine Anpassung von

$$\frac{\sigma_I}{\langle E \rangle} = \sqrt{\frac{I^2}{E} + C^2} \quad ,$$

an $\frac{\sigma_I}{\langle E \rangle}$ mit den Parametern $I = 0.365 \pm 0.015 \sqrt{GeV}$ und $C = 0.020 \pm 0.002$. Die angegebenen Fehler berücksichtigen neben den statistischen Fehlern auch die systematischen Fehler der Sampling Fluktuationen (vergleiche Kapitel 5.6).

Ohne Kalibration zur Reduktion der π^0 -Fluktuationen ergibt sich für die Anpassung der oben gegebenen Funktion $I = 0.463 \pm 0.015 \sqrt{GeV}$ und $C = 0.049 \pm 0.002$.

⁵Der Beitrag durch das elektronische Rauschen ist quadratisch subtrahiert

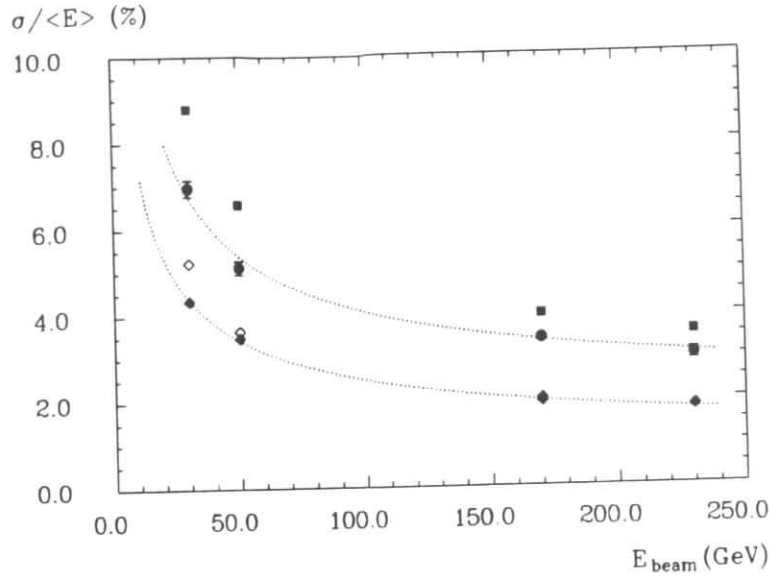


Abbildung 5.10: Energieauflösung (ausgefüllte Quadrate), Sampling Fluktuationen (Methode I, offene (GHEISHA) und ausgefüllte Rauten) und intrinsische Schauerfluktuationen (ausgefüllte Kreise) als Funktion der Pionenergie für Ereignisse, deren Energie im HC absorbiert wird.

5.7 Rekonstruktion der Schauerachse hadronischer Schauer

Die Rekonstruktion der Schauerachse hadronischer Schauer erfolgt mit der in Kapitel 1.3 beschriebenen Schwerpunktmethode. Die Größen E_i sind die rekonstruierten Energiewerte (Kapitel 5.3.1) der einzelnen Türme. Die Eintrittsposition der Strahlteilchen auf der Kalorimeterfrontfläche $[x_{MWPC}, y_{MWPC}]$ läßt sich mit Hilfe der MWPCs (siehe Kapitel 2.1.2) festlegen. Sie wird aber durch den Loch-Szintillationszähler (2 cm Durchmesser) auf einen kleinen Kalorimetereauschnitt begrenzt. Im Fall der mit GHEISHA simulierten Ereignisse werden die Kalibrationsfaktoren η und δ der experimentellen Daten verwendet, wobei die zugehörigen Faktoren α optimiert wurden (Kapitel 5.2.1).

Die Bestimmung der relativen Position der Türme des ECs und des HCs erfolgt mit Hilfe der Daten. Zunächst werden mit der Schwerpunktmethode für Ereignisse mit $E_{HC} \approx 0.33 E_{beam}$ die Eintrittskordinaten der Pionen nur mit dem EC berechnet. Für Ereignisse, die $E_{EC} < 0.05 E_{beam}$ aufweisen, läßt sich der zugehörige Eintrittsort im HC bestimmen. Eine an die Verteilung der Größe $x_r = x_{CG} - x_{MWPC}$ (Differenz der rekonstruierten und der "wahren" Eintrittsposition) angepaßte Gaußfunktion liefert als Mittelwert normierte Eintrittskordinaten für das EC und HC. Die Relativkoordinaten $[\delta x, \delta y]$ werden aus der über alle

vier Energiepunkte gemittelten Differenz der Mittelwerte des ECs und des HCs berechnet. Es ergeben sich folgende Werte: $\langle \delta x \rangle = -0.2$ cm und $\langle \delta y \rangle = 0.4$ cm, die bei der Bestimmung der Ortsauflösung Berücksichtigung finden.

Als Ortsauflösung σ_p wird die Breite *r.m.s.* der Spektren der Größe x_r definiert. Die Abbildung 5.11 zeigt die Verteilung von x_r am Beispiel einer Pionenergie von 170 GeV. Die Ortsauflösung beträgt $\sigma_p = 0.47$ cm.

Die ausgefüllten Symbole in Abbildung 5.12 zeigen im Fall experimenteller Ereignisse die Ortsauflösung hadronischer Schauer als Funktion der Primärenergie. Der statistische Fehler der Werte σ_p beträgt ungefähr 1 %. Die Energieabhängigkeit von σ_p läßt sich durch

$$\sigma_p = \sqrt{\frac{\sigma_0^2}{E} + c^2} \quad (5.12)$$

parametrisieren. Die gestrichelte Kurve in Abbildung 5.12 stellt eine Anpassung der Parametrisierung (Gleichung 5.12) an die gemessenen Werte σ_p dar; mit $\sigma_{0z} = 5.91 \pm 0.06$ cm \sqrt{GeV} und $c_z = 0.12 \pm 0.04$ cm. Die Anpassung einer Gaußverteilung an die Spektren von x_r führt gegenüber den Werten für *r.m.s.* zu einer Verringerung von σ_{0z} um 8.8 %. Der energieunabhängige Term bleibt unverändert. Im Mittel über alle Teilchenenergien beträgt der Anteil der Ereignisse außerhalb des Intervalls $|\langle x_r \rangle - 3\sigma_{Gauss}, \langle x_r \rangle + 3\sigma_{Gauss}|$ 1.7 %. Für die y-Koordinate ergeben sich im Rahmen der Fehler äquivalente Resultate.

Die offenen Symbole in Abbildung 5.12 zeigen σ_p in Abhängigkeit der Teilchenenergie für Ereignisse, die mit GHEISHA generiert wurden. Die statistischen Fehler betragen ungefähr 2.0 %. Die Anpassung der Parametrisierung der Energieabhängigkeit von σ_p (Gleichung 5.12) liefert $\sigma_{0z} = 6.48 \pm 0.20$ cm \sqrt{GeV} und $c_z = 0.50 \pm 0.02$ cm. Wie aus der Abbildung 5.12 hervorgeht, weist die Ortsauflösung der simulierten Ereignisse einen signifikanten energieunabhängigen Anteil auf. Der energieabhängige Term ist um 9.6 % größer.

Ergebnisse der Anpassung der Parametrisierung in Gleichung 5.12 an die experimentellen Werte von σ_p bei der Selektion verschiedener Ereignismengen sind in der Tabelle 5.13 zusammengefaßt. Die Verwendung aller Ereignisse zur Bestimmung der Ortsauflösung, also auch derjenigen, die Energie im Eisen-Gas Kalorimeter aufweisen, führt zu keiner Änderung des energieabhängigen Anteils σ_{0z} . Der Wert des konstanten Terms erhöht sich um ungefähr Faktor zwei im Vergleich mit Ereignissen, deren Schauerenergie im LAr Kalorimeter absorbiert wird. Longitudinal aus dem Kalorimeter herausleckende Schauerenergie scheint keinen großen Einfluß auf die Ortsmessung zu haben. Die Reduktion der Anzahl der Sektionen des HCs bis auf drei zur Berechnung der Ortsauflösung ergibt keine signifikante Verbreiterung der an die Spektren von x_r angepaßten Gaußverteilungen. Nur der An-

Selektionskriterien	σ_{0z} (cm \sqrt{GeV})	c_z (cm)
Alle Ereignisse	5.88 ± 0.06	0.25 ± 0.02
$E_{TC} \approx 0$ GeV	5.91 ± 0.06	0.12 ± 0.04
$E_{TC} \approx 0$ GeV (GHEISHA)	6.48 ± 0.20	0.50 ± 0.02
$E_{TC} \approx 0$ GeV, $E_{EC} < 0.05 E_{beam}$	6.89 ± 0.20	0.29 ± 0.04

Tabelle 5.13: Vergleich der an σ_p angepaßten Parameter (Gleichung 5.12) bei unterschiedlicher Ereignis Selektion.

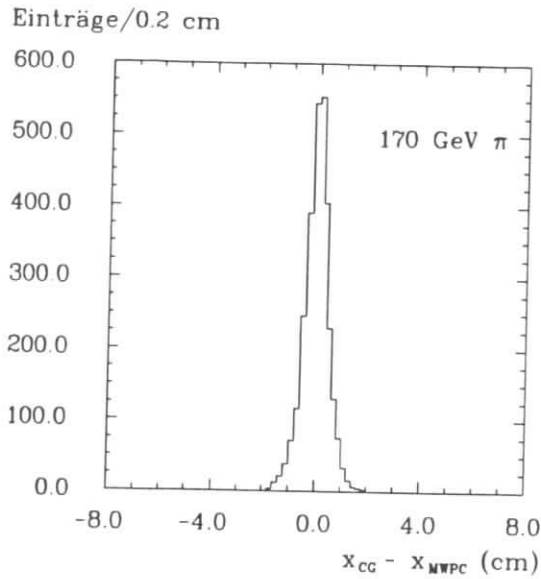


Abbildung 5.11: Pionen, 170 GeV: Normiertes Spektrum der mit der Schwerpunktmethode rekonstruierten Eintrittsposition.

teil der Ereignisse außerhalb des Intervalls $[\langle x_r \rangle - 3\sigma_{\text{gause}}, \langle x_r \rangle + 3\sigma_{\text{gause}}]$ nimmt zu; so beträgt er bei einer Pionenergie von 30 GeV 2.0 % und steigt bis auf 4.6 % bei 230 GeV.

Wie in Kapitel 1.3 diskutiert, nimmt σ_0 mit der transversalen Ausdehnung der Segmente zu. Wenn Ereignisse selektiert werden, deren Energiedeposition im EC kleiner als 5 % der Strahlenergie ist, wird der Ort im wesentlichen im HC bestimmt, damit vergrößert sich die effektive Turmbreite bei der Berechnung von x_{CG} . Die Tabelle 5.13 zeigt eine Zunahme von σ_{0z} um 16.6 %. Eine Verdopplung der Turmbreite im HC bei dieser Ereigniseselektion führt bei einer Pionenergie von 170 GeV zu einer Vergrößerung von σ_p um ungefähr 65 %.

Aufgrund der geringeren transversalen Turmbreite im EC und der damit verbundenen kleineren Ortsauflösung erscheint bei der Berechnung von σ_p die Einführung eines relativen Faktors τ_p zwischen EC und HC sinnvoll. Optimale Werte der Ortsauflösung werden mit $\tau_p = 5$ erreicht. Für die Parameter der Gleichung 5.12 ergeben sich die Werte $\sigma_{0z} = 5.10 \pm 0.06 \text{ cm}\sqrt{\text{GeV}}$ und $c_z = 0.12 \pm 0.03 \text{ cm}$, wobei Ereignisse selektiert werden, deren Energie nahezu vollständig im LAr Kalorimeter deponiert wird. Der Anteil der Ereignisse außerhalb des Intervalls $[\langle x_r \rangle - 3\sigma_{\text{gause}}, \langle x_r \rangle + 3\sigma_{\text{gause}}]$ steigt aber im Mittel über alle Teilchenenergien von 1.7 % auf 2.7 %.

Wie in Kapitel 1.3 erläutert, ergeben sich aufgrund der transversalen exponentiellen Schauerform systematische Abweichungen zwischen dem rekonstruierten Eintrittsort x_{CG} und der realen Eintrittsposition x_{MWPC} . Dieser Effekt ist

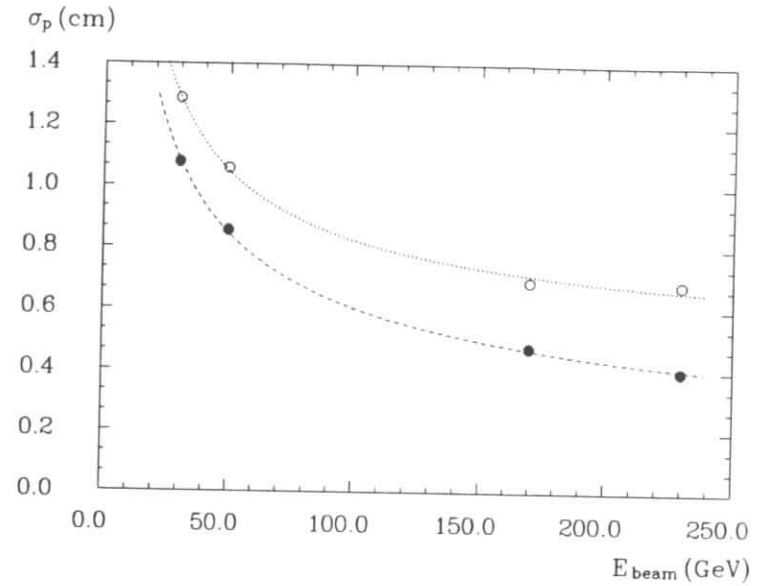


Abbildung 5.12: Ortsauflösung σ_p als Funktion der Pionenergie experimenteller (geschlossene Symbole) und mit GHEISHA generierter Ereignisse (offene Symbole). Die Kurven repräsentieren die Parametrisierung durch Gleichung 5.12.

ortsabhängig und blieb bei den voranstehenden Ergebnissen unberücksichtigt. Zur Größenabschätzung werden mit Hilfe der MWPC für Pionen einer Energie von 30 GeV die Eintrittspositionen der Teilchen auf eine Fläche von $6 \times 6 \text{ mm}^2$ eingeschränkt, die Position dieser Strahlanschnitte variiert und jeweils $\langle x_r \rangle$, sowie σ_p ermittelt. Der Bereich der y-Koordinate wurde, dem Strahlzentrum entsprechend, fixiert und der Bereich der x-Koordinate innerhalb der Fläche⁶ von B_1 und B_2 über einen Bereich von 2.4 cm verschoben. Systematische Änderungen von σ_p sind im Rahmen der Fehler nicht zu beobachten. Die Änderung der Größe $\langle x_r \rangle$ beträgt 0.6 cm. Die Untersuchung von GHEISHA Ereignissen einer Energie von 30 GeV mit Eintrittspositionen, die innerhalb der Fläche von B_1 und B_2 variieren, zeigt innerhalb dieses Bereiches ebenfalls keine signifikante Ortsabhängigkeit von σ_p . Die Abweichungen der rekonstruierten Eintrittsorte x_{CG} von der realen Eintrittsposition sind bei den simulierten Ereignissen ebenso groß wie bei den experimentellen.

Es soll aber noch einmal darauf hingewiesen werden, daß dieser systematische Effekt durch eine Messung von $x_{CG} = f(x_{MWPC})$ über die gesamte transversale Turmgröße korrigierbar ist [DAV80], [ZEI87].

⁶Der Loch-Szintillationszähler wurde nicht bei der Datenselektion verwendet.

Kapitel 6

Energiemessung unter Berücksichtigung des Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeters

Die bisherigen Betrachtungen in dieser Arbeit beschränkten sich häufig auf Pionereignisse, bei denen die Energie vollständig innerhalb des LAr Kalorimeters (innerhalb von 8.6λ) absorbiert wird. Im folgenden soll die Energiemessung unter Berücksichtigung des LAr- und des Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeters diskutiert werden.

6.1 Energiemessung mit dem Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeter

Das Verhalten und die Eigenschaften des Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeters gegenüber einfallenden Pionen und Myonen wurden im Teststrahl H6 mit Teilchenimpulsen im Bereich von $10 \text{ GeV} \leq p \leq 100 \text{ GeV}$ untersucht. In [BRA88] und [VOG88] werden die Resultate ausführlich dargestellt und mit Simulationsrechnungen (GHEISHA, Version 7) verglichen. Für Pionereignisse, deren Energie vollständig innerhalb von 4.1λ absorbiert wird, ergibt sich im Energiebereich kleiner als 50 GeV unter Verwendung der Pad-Information (vergleiche Kapitel 2.4) eine Energieauflösung von $\frac{\sigma}{\langle E \rangle} = \frac{1.00 \sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}}$.

6.2 Kombination des LAr und des Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeters

Mehr als 50 % aller Ereignisse weisen bei Pionenergien größer als 170 GeV Energie im Eisen-Gas Kalorimeter auf. Detaillierter geht dies aus Abbildung 6.1 hervor. Die durchgezogenen Kurven zeigen für die verschiedenen Teilchenenergien den Anteil derjenigen experimentellen Ereignisse¹ als Funktion einer Energieschwelle im

¹Die Kurven der experimentellen Ereignisse wurden [BRA88] entnommen.

Anteil der Ereignisse

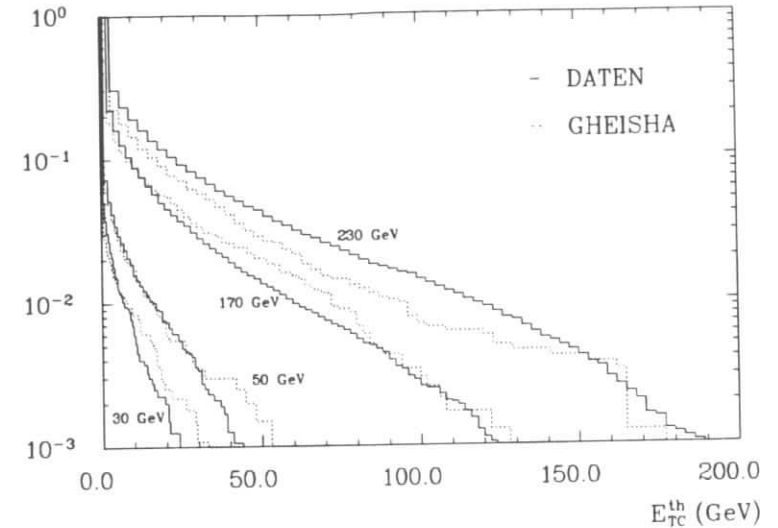


Abbildung 6.1: Anteil der Ereignisse, deren Energie im Eisen-Gas Kalorimeter E_{TC} größer als eine Energieschwelle E_{TC}^{th} ist, als Funktion der Energieschwelle E_{TC}^{th} für verschiedene Pionenergien. Durchgezogene Kurven := experimentelle Ereignisse, gepunktete Kurven := mit GHEISHA generierte Ereignisse.

Eisen-Gas Kalorimeter E_{TC}^{th} , bei denen die gemessene Energie E_{TC} größer als E_{TC}^{th} ist. So deponieren beispielsweise 0.5 % der experimentellen Ereignisse bei einer Pionenergie von 170 GeV mehr als 50 % der Energie im Eisen-Gas Kalorimeter.

Die generierten Streamersignale der mit GHEISHA simulierten Ereignisse (vergleiche Kapitel 2.6) wurden mit den experimentell gewonnenen Faktoren in Energie konvertiert. Wie schon aufgrund der Ergebnisse zur longitudinalen Schauerstruktur (vergleiche Kapitel 4.2) zu erwarten war, zeigt die Tabelle 6.1, daß der Anteil der simulierten Ereignisse mit Energie im Eisen-Gas Kalorimeter f_{TC} sehr viel kleiner ist als im Fall der experimentellen. Die Abweichungen in Abbildung 6.1

$E_{beam} \text{ (GeV)}$	30	50	170	230
$f_{TC} \text{ (DATEN)}$	0.11	0.20	0.51	0.52
$f_{TC} \text{ (GHEISHA)}$	0.03	0.09	0.28	0.36

Tabelle 6.1: Vergleich des Ereignisanteils mit Energie im Eisen-Gas Kalorimeter f_{TC} bei experimentellen und mit GHEISHA generierten Ereignissen.

zwischen den experimentellen und den simulierten Ereignissen können durch die Simulation der hadronischen Schauer mit GHEISHA auftreten, aber auch durch die Generation der Streamersignale und der Simulation des Auslesesystems.

Aufgrund der signifikanten Energiedeposition im Eisen-Gas Kalorimeter bei einem Teil der Ereignisse führt die in Kapitel 5.3.1 beschriebene Energierekonstruktion

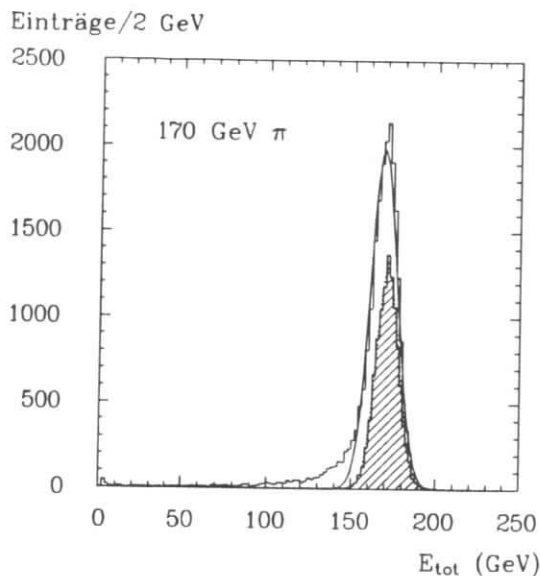


Abbildung 6.2: Pionen, 170 GeV: Spektrum der rekonstruierten Energie des LAr Kalorimeters. Offenes Histogramm := alle Ereignisse, schraffiertes Histogramm := Ereignisse mit $E_{TC} \approx 0 \text{ GeV}$.

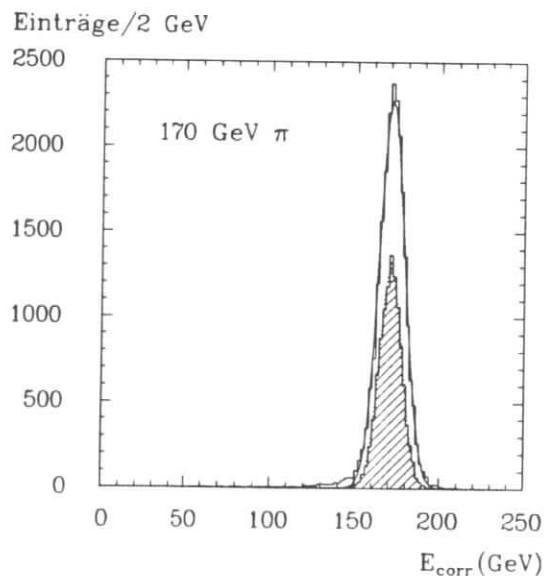


Abbildung 6.3: Pionen, 170 GeV: Spektrum der korrigierten Energiesumme E_{corr} . Offenes Histogramm := alle Ereignisse, schraffiertes Histogramm := Ereignisse mit $E_{TC} \approx 0 \text{ GeV}$.

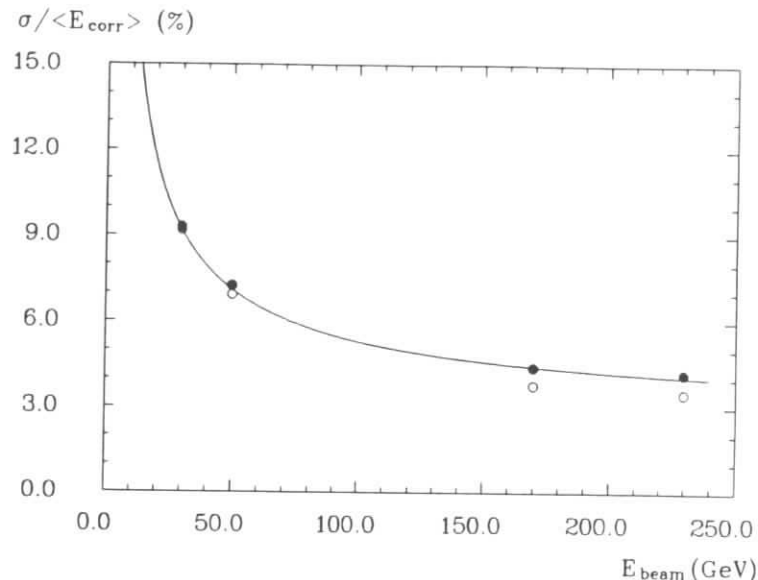


Abbildung 6.4: Vergleich der Energieauflösung $\frac{\sigma}{\langle E_{corr} \rangle}$ als Funktion der Pionenergie aller Ereignisse (ausgefüllte Symbole) und Ereignisse, deren Schauerenergie vollständig im LAr Kalorimeter absorbiert wird. Die Kurve zeigt die Parametrisierung der Energieabhängigkeit (Gleichung 1.8 mit $A = 0.424 \text{ GeV}^{1/2}$, $R = 1.2 \text{ GeV}$, $C = 0.029$).

tion mit dem LAr Kalorimeter bei der Betrachtung der gesamten Ereignismenge zu Energiespektren, die nicht mehr gaußförmig sind (siehe Abbildung 6.2). Bei einer Pionenergie von 170 GeV beträgt der Anteil der Ereignisse außerhalb des Intervalls $\pm 3\sigma$ der mittleren rekonstruierten Energie 8.4 %. Die Energieauflösung (Anpassung einer Gaußverteilung) verschlechtert sich um 25 % im Vergleich mit Ereignissen, bei denen die Energie innerhalb von 8.6λ absorbiert wird (schraffiertes Histogramm in Abbildung 6.2).

Die unabhängige Eichung der beiden Kalorimeter auf die Pionenergie (siehe Kapitel 3.5) ermöglicht zur Berücksichtigung des Eisen-Gas Kalorimeters bei der Bestimmung der Gesamtenergie die Addition der rekonstruierten Energie E_{LAr} im LAr und der Energie im Eisen-Gas Kalorimeter, $E_{tot} = E_{LAr} + E_{TC}$. Es zeigt sich aber, daß die Spektren von E_{tot} ebenfalls nicht gaußförmig sind und sich die Energieauflösung, verglichen mit der Betrachtung von E_{LAr} , nur wenig verringert hat. Dies ist auf das inaktive Material zwischen den beiden Kalorimetern (entspricht 1.4λ , vergleiche Tabelle 2.4) zurückzuführen, das zu einer signifikanten Energieabsorption führt, besonders im Fall von Ereignissen, bei denen ein großer Teil der Energie im Eisen-Gas Kalorimeter absorbiert wird.

Die im hinteren Teil des HCs deponierte Energie und die Anzahl der im Eisen-Streuerkammer Kalorimeter angesprochenen Strips ist korreliert. Auf dieser Korrelation basierende Korrekturen der Gesamtenergie E_{tot} unter Berücksichtigung

verschiedener Sektionen beider Kalorimeter werden ausführlich in [VOG88] diskutiert. Die korrigierte Gesamtenergie E_{corr} ergibt sich durch folgenden Ansatz:

$$E_{corr} = a \cdot (E_{LA} + E_{TC}) + b_1 \cdot E_{6.Sekt.} + b_2 \cdot N_{Strip} \quad (6.1)$$

wobei $E_{6.Sekt.}$ die in der 6. Sektion des HCs deponierte Energie ist und N_{Strip} die Anzahl der parallelen Strips in den ersten beiden Lagen des Eisen-Gas Kalorimeters. Die Parameter a , b_1 und b_2 lassen sich durch Minimieren der Breite (r.m.s.) des Spektrums von E_{corr} bestimmen.

Am Beispiel einer Pionenergie von 170 GeV ist in Abbildung 6.3 das Spektrum von E_{corr} gezeigt. Die Energieauflösung (Anpassung einer Gaußverteilung) ist um 13 % größer im Vergleich mit Ereignissen, bei denen die Energie im LAr Kalorimeter absorbiert wird (schraffiertes Histogramm in Abbildung 6.3).

Nach einer Anpassung von Gaußverteilungen an die Spektren der korrigierten Gesamtenergie ergibt sich die in Abbildung 6.4 (ausgefüllten Symbole) dargestellte Energieauflösung $\frac{\sigma}{\langle E_{corr} \rangle}$ als Funktion der Pionenergie. Der relative statistische Fehler der Werte beträgt ungefähr 1 %. Die eingezeichnete Kurve repräsentiert die Parametrisierung der Energieabhängigkeit von $\frac{\sigma}{\langle E_{corr} \rangle}$ (Gleichung 1.8), wobei die Werte des Parameters A und des "konstanten" Terms C einer Anpassung an $\frac{\sigma}{\langle E_{corr} \rangle}$ entnommen werden, mit $A = 0.424 \pm 0.008 \sqrt{GeV}$ und $C = 0.029 \pm 0.001$. Das elektronische Rauschen wird durch den mittleren gemessenen Wert von $R = 1.2$ GeV berücksichtigt. Der Vergleich mit den Ergebnissen im Fall von Ereignissen, bei denen die Schauerenergie vollständig im LAr Kalorimeter absorbiert wird (offene Symbole in Abbildung 6.4, vergleiche auch Kapitel 4.3.2) zeigt, daß der Term A im Rahmen der Fehler unverändert bleibt, während der konstante Beitrag zur Energieauflösung um einen Faktor zwei zugenommen hat. Der Anteil der Ereignisse außerhalb des Intervalls $\pm 3\sigma$ der mittleren Energie ist ebenfalls größer, aber für alle Pionenergien kleiner als 2.5 %.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im Rahmen der Entwicklung des Kalorimeters des H1 Experimentes wurden Testmessungen mit einem Kalorimeter aus Blei und Kupfer in flüssigem Argon mit Elektronen und Pionen im Energiebereich von 30 bis 230 GeV durchgeführt. Das Testkalorimeter bestand aus einem elektromagnetischen Teil (Pb-Absorber, Hochspannungszuführung über eine spezielle Widerstandsfolie) einer Länge von 26 X_0 (1.1 λ) und einem hadronischen Teil (Cu-Absorber) einer Länge von 6.1 λ . Der Situation beim H1 Experiment entsprechend wurde das Flüssig-Argon Kalorimeter longitudinal durch ein Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeter einer Länge von 4.3 λ ergänzt.

Die Messungen mit Elektronen liefern im Energiebereich von 30 bis 218 GeV eine Energieauflösung von $\frac{\sigma}{\langle E \rangle} = \frac{0.112\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}}$. Die mit Hilfe von Simulationsrechnungen (EGS4) ermittelte Energieauflösung beträgt $\frac{\sigma}{\langle E \rangle} = \frac{0.104\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}}$. Die gemessene longitudinale und transversale Struktur elektromagnetischer Schauer kann mit Hilfe der Simulationsrechnungen gut reproduziert werden. Die mittlere auf die Strahlenergie normierte gemessene Gesamtladung im Pb-LAr Kalorimeter beträgt 0.357 pC/GeV, mit Abweichungen vom linearen Verhalten, die im untersuchten Energiebereich kleiner als ± 0.8 % sind.

Die Kalibrationsfaktoren für Pionen bei Ereignissen, deren Schauerenergie nahezu vollständig im Pb/Cu-LAr Kalorimeter absorbiert wird, fallen im Energiebereich von 30 bis 230 GeV bei dem Pb-LAr Kalorimeter von 3.27 auf 3.03 GeV/pC und bei dem Cu-LAr Kalorimeter von 4.60 auf 4.42 GeV/pC. Die gemessene Energieauflösung für Pionen bei diesen Ereignissen beträgt $\frac{\sigma}{\langle E \rangle} = \frac{0.577\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}} \oplus \frac{1.2 GeV}{E} \oplus 0.038$. Die Werte der Breite σ werden gauß'schen Anpassungen entnommen. Ein Vergleich der Energieauflösung gemessener und mit GHEISHA (Version 8) generierter Ereignisse zeigt im Fall der simulierten Ereignisse einen um 50 % größeren Anteil des konstanten Beitrags zur relativen Energieauflösung. Dies ist einerseits auf einen mit steigender Primärenergie zunehmendem Anteil von Ereignissen mit $E_\pi \leq |\langle E \rangle - 3\sigma|$ zurückzuführen, andererseits deuten auch Betrachtungen des Spektrums der maximalen Energiedeposition auf zu große π^0 -Fluktuationen. Das gemessene mittlere Signalverhältnis $S_{e/\pi}$ von Elektronen und Pionen für eine Wechselwirkungslänge Blei fällt von 1.16 (30 GeV) auf 1.07 (230 GeV); $S_{e/\pi}$ ist bei simulierten Ereignissen um mehr als 10 % größer. Ein Vergleich der longitudinalen Struktur gemessener und simulierter hadronischer Schauer zeigt, das die simulierten Schauer geometrisch kürzer sind. So ist der longitudinale Schauerschwerpunkt

t_{CG} im Energiebereich von 30 bis 230 GeV bei den simulierten Ereignissen um 0.2 bis 0.3 λ kleiner. Die gemessene transversale Struktur wird durch die Simulationsrechnungen in sehr befriedigender Weise reproduziert.

Die Fluktuationen der π^0 -Energie in einem durch Pionen ausgelösten hadronischen Schauer lassen sich mit Hilfe einer Kalibrationsfunktion reduzieren. Die Parameter dieser Funktion können mit experimentellen Ereignissen bestimmt und als Funktion der Primärenergie der Pionen parametrisiert werden. Die Reduktion der π^0 -Fluktuationen führt zu einem Signalverhältnis von Elektronen und Pionen von eins und damit auch zu einer signifikanten Verringerung des konstanten Beitrages zur relativen Energieauflösung. Für Pionereignisse, deren Schauerenergie vollständig im Pb/Cu-LAr Kalorimeter absorbiert wird, beträgt die gemessene Energieauflösung im Energiebereich von 30 bis 230 GeV $\frac{\sigma}{\langle E \rangle_*} = \frac{0.448\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}} \oplus \frac{1.2GeV}{E} \oplus 0.016$ mit einem Beitrag durch Sampling Fluktuationen im HC von $\frac{\sigma_s}{\langle E \rangle_*} = \frac{0.24\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}}$. Die Abweichungen der mittleren rekonstruierten Pionenergie sind auch für spezielle Ereignismengen im gesamten Energiebereich kleiner als $\pm 0.7\%$.

Im Fall des kombinierten Systems bestehend aus LAr und Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeter ist eine Korrektur für die Energiedeposition im inaktiven Material (1.4 λ) zwischen beiden Kalorimetern auf der Basis einzelner Ereignisse notwendig. Der konstante Beitrag zur Energieauflösung steigt für das kombinierte System auf 0.029. Der Anteil der Ereignisse außerhalb des Intervalls $\pm 3\sigma$ der mittleren Energie ist für alle Pionenergien kleiner als 2.5 %.

Die mit der Schwerpunktmethode bestimmte Ortsauflösung für Pionereignisse beträgt $\sigma_p = \frac{5.9 \text{ cm}\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}}$. Die Selektion von Ereignissen, deren Schauerenergie im LAr Kalorimeter absorbiert wird, reduziert lediglich den energieunabhängigen Beitrag zur Ortsauflösung von 0.25 cm auf 0.12 cm.

Literaturverzeichnis

- [AKO77] G.A. Akopdjanov et al.,
Nucl. Instr. & Meth., 160 (1977) 441.
- [AKO80] G.A. Akopdjanov et al.,
Nucl. Instr. & Meth., 174 (1980) 369.
- [AMA80] U. Amaldi,
Fluctuations in Calorimetry Measurements,
CERN/EP/80-212 (1980).
- [ASA80] Y. Asano et al.,
Nucl. Instr. & Meth., 174 (1980) 337.
- [ATH85] H.W. Atherton et al.,
Electron and Photon Beams in the SPS Experimental Areas,
CERN/SPS/85-43 (1985).
- [BAR80] E. Barrelet, P. Marbot, P. Matricon ,
Proceedings of the "Real Time" Data Handling and Process Control,
Netherlands (1980).
- [BAT83] G. Battistoni et al.,
Electrodeless Plastic Streamer Tubes,
Nucl. Inst. & Meth. A217 (1983), 429.
- [BER87] E. Bernardi et al.,
Performance of a Compensating Lead Scintillator Hadronic Calorimeter,
DESY 87-041 (1987).
- [BIR53] J.B. Birks,
Scintillation Counters,
Pergamon Press, London (1953).
- [BLE85] B. Bleichert et al.,
Test of a Copper Sampling Calorimeter with Streamer Tube Readout,
Nucl. Inst. & Meth. A241 (1985), 43.
- [BLU86] H. Blume,
Survey of the Experimental Setup after the November 1986 Running,
Internal note (1986).
- [BLM86] H. Blume, Electromagnetic Shower Studies for the H1 LAr Calorimeter,
Internal Report H1-03/86-46.

- [BOT81] O. Botner,
New Ideas in Calorimetry,
Phys. Scr , 23 (1981), 556.
- [BOV82] C. Bovet et al.,
The CEDAR Counters for Particle Identification in the SPS Secondary
Beams,
CERN-SPS/82-13 (1982).
- [BRA87] W. Braunschweig et al.,
Nucl. Instr. Meth., A265 (1988) 419 and DESY 87-098.
- [BRA88] W. Braunschweig et al.,
Nucl. Instr. Meth., A270 (1988) 334 and DESY 87-172.
- [BRA89] W. Braunschweig et al.,
Nucl. Instr. Meth., A275 (1989) 246 and DESY 88-073.
- [BRU89] W. Braunschweig et al.,
DESY 89-022.
- [BRE86] M. Breidenbach et al.,
IEEE Trans. on Nucl. Sc., Vol. 33 (1986) 195.
- [BRU86] H. Brückmann et al.,
Hadron Sampling Calorimetry - A Puzzle of Physics -,
DESY 86-155 (1986).
- [BUR88] W. Burmester,
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1988).
- [COB79] J.H. Cobb et al.,
Nucl. Instr. & Meth., 158 (1979) 93.
- [CDH81] CDHS Collaboration,
Nucl. Inst. & Meth. A180 (1981) 429.
- [COE85] P. Coet,
H6 Tertiary Test Beam,
CERN/SPS/85-14 (1985).
- [DAV80] V.A. Davidov et al.,
Nucl. Instr. & Meth., 174 (1980) 369.
- [DAV87] M. David,
Description of the Hadronic Calorimeter,
Internal Note (1987).
- [DEL78] A. Delfosse et al.,
Nucl. Instr. & Meth., 156 (1978) 425.
- [ENG74] J. Engler et al.,
Nucl. Instr. & Meth., 120 (1974) 157.
- [FAB85] C.W. Fabijan.
Calorimetry in High Energy Physics,
CERN-EP/85-54 (1985).
- [FAB89] C.W. Fabijan et al.,
Energy Measurement of Elementary Particles,
CERN-EP/89-64 (1989).
- [FEL89] J. Feltesse,
Liquid Noble Gas and Warm Liquid Detectors,
DPhPE-89-05 (March 1989).
- [FES85] H. Fesefeldt,
The Simulation of Hadronic Showers, - Physics and Application -,
PITHA-85/02.
- [FES88] H. Fesefeldt,
The GHEISHA 8 Monte Carlo,
International Workshop on Calorimeter Simulation (1988).
- [FLA86] W. Flauger, Some Comments on the Capacitive Crosstalk between
Charge Amplifiers,
Internal Report H1-06/86-47
- [FLU86] W. Flauger, Test-Meeting,
Paris 9.12.86 Crosstalk between Charge Amplifiers,
Internal Report H1-06/86-47.
- [FLA87] W. Flauger, Some Electronic Properties of High Resistive Coating,
Internal Report H1-01/87-56.
- [FOO86] C. Foos,
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1986).
- [FOR78] R.L. Ford, W.R. Nelson.
SLAC-Report 210 (1978).
- [GAY85] J. Gayler, Improvement of Resolution in a Noncompensating Calori-
meter by Energy Weighting,
Internal Report H1-05/85-19.
- [HE81] HERA - A Proposal for a Large Electron-Proton Colliding Beam Faci-
lity at DESY
DESY HERA 81-10 (1981).
- [HIT76] D. Hitlin et al.,
Nucl. Instr. & Meth., 137 (1976) 225.
- [H185] H1 Collaboration,
Letter of Intent (1985).
- [H186] H1 Collaboration,
Technical Proposal for the H1 Detector, DESY 1986,
Technical Progress Report, DESY 1987 and
Technical Progress Report, DESY 1988.
- [H681] H6 Beam Tuning,
CERN/SPS/EPB/PC (1981).

- [IAR83] E. Iarocci,
Plastic Streamer Tubes and their Applications in High Energy Physics,
Nucl. Instr. & Meth. A217 (1983), 30.
- [IWA80] S. Iwata,
Calorimeter,
DPNU-13-80 (1980)
- [JAC87] A. Jacholkowska,
Calibration Results on Beam Tests 1987,
Vortrag vom 18.12.1987.
- [LON75] E. Longo,
Nucl. Instr. & Meth., 128 (1975) 283.
- [MIY74] M. Miyajima et al.,
Phys. Rev. A 9 (1974) 1438.
- [MIL68] L.S. Miller et al.,
Phys. Rev. 166 (1968) 871.
- [PAR88] Particle Data Group,
Review of Particle Properties, (1988).
- [PER82] D.H. Perkins,
Introduction to High Energy Physics, (1982).
- [PEC87] R.D. Peccei,
Proceedings on the HERA Workshop Vol. 1 and Vol. 2, Hamburg,
October 12 – 14, (1987).
- [PES88] J. del Peso et al.,
On the Energy Resolution of Electromagnetic Sampling Calorimeters,
DESY 88-094 (1988).
- [ROS64] B. Rossi,
High Energy Particles, Prentice Hall, New York (1964).
- [RUD89] M. Rudowics,
Diplomarbeit, Universität Hamburg,
MPI-PAE/Exp. E1 200 (1989).
- [TIE89] H. Tiecke (ZEUS Calorimeter Group),
Nucl. Instr. & Meth. A277 (1989), 42.
- [VOG88] E. Vogel,
Dissertation, RWTH Aachen,
PITHA 89/06 (1988).
- [WIG86] R. Wigmans,
On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters,
CERN-EP/86-141 (1986).
- [WIG87] R. Wigmans,
Energy Loss of Particles in Dense Matter – Calorimetry
NIKHEF-H/87-12 (1987).
- [WIG89] R. Wigmans,
The Spaghetti Calorimeter Project at CERN
Status report, March 1989.
- [WIL74] W.J. Willis et al.,
Nucl. Instr. & Meth., 120 (1974) 221.
- [WUE82] A. Wuest,
Diplomarbeit, Universität Zürich (1982).
- [ZE86] ZEUS Collaboration,
Technical Proposal, DESY 86-089 (1986).
- [ZEI87] C. Zeitnitz,
Diplomarbeit, Universität Hamburg,
Interner Bericht DESY F21-88-01 (1988).

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen der Entwicklung des Flüssig-Argon Kalorimeters des H1 Experimentes in der Gruppe F21 des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY.

An dieser Stelle sei allen Mitgliedern der H1 Kalorimetergruppe für die gute Zusammenarbeit bei dem Aufbau des Testexperimentes und der Durchführung der Testmessungen am CERN gedankt.

Speziell bedanken möchte ich mich bei:

- Herrn Dr. F.W. Brasse und Herrn Prof. Dr. G. Weber für die Betreuung der Dissertation.
- Herrn Dr. J. Gayler für die vielen hilfreichen Diskussionen bei der Analyse der Testmessungen und für die kritische Durchsicht des Manuskriptes.
- Herrn Dr. E. Vogel für die gute Zusammenarbeit bei der Analyse des kombinierten Aufbaus aus Flüssig-Argon und Eisen-Streamer-Kammer Kalorimeter.
- Allen Mitgliedern der Gruppe F21 des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY für die freundliche und überaus angenehme Arbeitsatmosphäre.

