

MPI-PhE/92-08

H1-07/92-231

Juli 1992

Untersuchungen zur Energieauflösung eines Flüssig-Argon-Kalorimeters für Elektronen und Pionen im Energiebereich von 3.7 – 170 GeV

Diplomarbeit an der Fakultät für Physik
der Technischen Universität München

vorgelegt von

Michael Flieser

angefertigt am

Max-Planck-Institut für Physik
- Werner-Heisenberg-Institut -

**Untersuchungen zur Energieauflösung eines
Flüssig-Argon-Kalorimeters für Elektronen und
Pionen im Energiebereich von 3.7 – 170 GeV**

Diplomarbeit an der Fakultät für Physik
der Technischen Universität München

vorgelegt von

Michael Flieser

angefertigt am

*Max-Planck-Institut für Physik
- Werner-Heisenberg-Institut -*

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der H1-Detektor am Speicherring HERA	4
2.1	Der HERA-Speicherring	4
2.2	Der H1-Detektor	5
3	Physikalische Grundlagen	7
3.1	Wechselwirkung von Teilchen mit Materie	7
3.1.1	Ionisation	7
3.1.2	Elektromagnetische Schauer	8
3.1.3	Hadronische Schauer	10
3.2	Kalorimetrie	11
3.2.1	Eigenschaften von Kalorimetern	11
3.2.2	Energiemessung mit Kalorimetern	12
4	Der experimentelle Aufbau am CERN-Teststrahl H6	14
4.1	Strahlführung und Triggerdetektoren	14
4.2	Das Testkalorimeter	15
4.2.1	Das elektromagnetische Kalorimeter	17
4.2.2	Das hadronische Kalorimeter	18
4.3	Die Datennahme	18
5	Behandlung der Rohdaten	20
5.1	Korrekturen	20
5.1.1	Pedestale	20
5.1.2	Elektronisches Übersprechen der Kanäle	22
5.1.3	Anstieg des Verunreinigungsgrades des aktiven Mediums	22
5.2	Ereignisselektion	23
5.3	Schnitte zur Verbesserung des Datenmaterials	23
5.3.1	Untergrundereignisse	23
5.3.2	Nicht vollständig absorbierte Schauer	24
5.3.3	Unterdrückung des Rauschens	24
6	Kalibrationsmethoden	25
6.1	Lineare Kalibration	25
6.2	π^0 -Wichten	26
7	Auswertung der CERN-Daten	28
7.1	Zeitstabilität des Kalorimetersignals	28
7.2	Lineare Kalibration für Elektronen und Pionen	29

7.2.1	Ergebnisse für Elektronen	29
7.2.2	Ergebnisse für Pionen	32
7.2.3	Das e/π -Verhältnis im elektromagnetischen Kalorimeter	33
7.3	π^0 -Wichten für hadronische Schauer	34
8	Vergleich mit simulierten Daten	39
8.1	Das Simulationsprogramm	39
8.2	Die ideale elektromagnetische Skala	39
8.2.1	Definition der idealen Skala	40
8.2.2	Extraktion der idealen Skala aus den Daten	40
8.3	Simulation des elektronischen Rauschens	41
8.4	Vergleich für Elektronen	42
8.5	Vergleich für Pionen	47
9	Zusammenfassung	52
	Literaturverzeichnis	55

1. Einleitung

Die Erforschung der grundlegenden Strukturen der Materie ist eines der faszinierendsten Gebiete moderner Physik. In hochenergetischen Teilchenkollisionen werden die fundamentalen Bausteine der Materie und die zwischen ihnen herrschenden Wechselwirkungen studiert.

Die Analyse der Streuexperimente von Elektronen an Protonen [1] zeigte, daß Protonen keine punktförmigen Teilchen sind. Die Wirkungsquerschnitte der tief-inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung konnten durch Einführung von punktförmigen Partonen, die als unabhängige Streuzentren wirken, erklärt werden [2]. Theoretisch werden die Wirkungsquerschnitte durch Strukturfunktionen beschrieben, die von den kinematischen Größen der Reaktion abhängen. Nach der von Bjorken 1969 aufgestellten Skalenhypothese [3] reduziert sich diese Abhängigkeit auf eine einzige Größe x , den Anteil des gestreuten Partons am longitudinalen Impuls des Nukleons. Die Partonen wurden mit den bereits 1964 von Gell-Mann [4] und Zweig [5] eingeführten Quarks und Gluonen identifiziert.

Dem heute allgemein akzeptierten Standardmodell liegt das Quark-Parton-Modell zugrunde. In zahlreichen tief-inelastischen Streuexperimenten wurden die Strukturfunktionen gemessen. Einen zusammenfassenden Bericht findet man z. B. in [6]. Mit zunehmender Genauigkeit der Experimente zeigte sich eine Abweichung vom Skalenverhalten. Im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) können diese Abweichungen verstanden werden. Durch Messung der Strukturfunktionen kann die QCD getestet und die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung bestimmt werden.

Bei DESY in Hamburg geht derzeit der Beschleuniger HERA in Betrieb. Protonen und Elektronen werden auf 820 GeV bzw. 30 GeV beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktsenergie beträgt 314 GeV und Impulsüberträge bis zu $Q^2 = 96000 \text{ GeV}^2$ sind möglich. Damit wird der x - Q^2 -Bereich, in dem Messungen der Strukturfunktionen möglich sind, gegenüber bisherigen Experimenten entscheidend erweitert (Bild 1.1).

Neben den Strukturfunktionen können bei HERA viele andere Aspekte der e - p -Physik studiert werden [8]. Über die Photon-Gluon-Fusion werden Quark-Antiquark-Paare produziert. Studien schwerer Quarkzustände sind möglich. Das bisher noch nicht nachgewiesene t -Quark könnte entdeckt werden. Das zur Massenerzeugung geforderte Higgs-Teilchen könnte gefunden werden, ebenso wie in diversen Erweiterungen des Standardmodells vorgeschlagene neue Teilchen. Die Eichbosonen neuer schwacher Ströme mit Massen bis zu 800 GeV können nachgewiesen werden. Leptoquarks und SUSY-Teilchen mit Massen bis zu 180 GeV können erzeugt werden. Falls Elektronen und Quarks zusammengesetzte Objekte sind, können angeregte Zustände bis zu 250 GeV studiert werden.

Zum Nachweis der Reaktionsprodukte der e - p -Streuung bei HERA sind derzeit die Experimente H1 [9] und ZEUS [10] aufgebaut. In Bild 1.2 ist der Aufbau des H1-

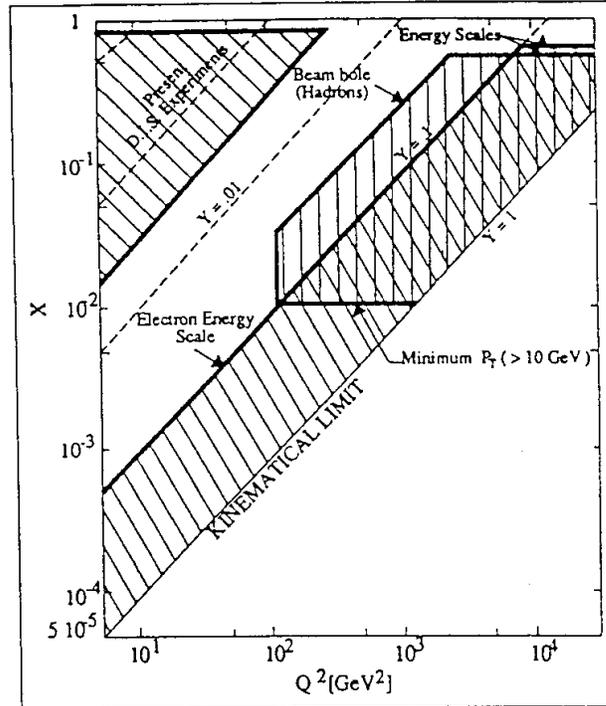


Abbildung 1.1: Experimentell zugänglicher x - Q^2 -Bereich für Strukturformelmessungen bei HERA. In den schraffierten Bereichen erwartet man systematische Fehler der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte kleiner als 10 % [7].

Detektorsystems dargestellt. Die Energiemessung erfolgt in einem Samplingkalorimeter mit flüssigem Argon als Auslesemedium. Als Absorbermaterial wird im elektromagnetischen Teil Blei und im hadronischen Eisen verwendet. Diese Struktur ist nicht kompensierend, das heißt, Elektronen und Hadronen gleicher Einfallsenergie hinterlassen unterschiedlich hohe Signale im Kalorimeter. Deshalb beeinträchtigen die Fluktuationen der in hadronischen Kaskaden enthaltenen elektromagnetischen Subschaue die erreichbare Energieauflösung wesentlich. Aufgrund der hohen Granularität des H1-Kalorimeters ist es jedoch möglich, die elektromagnetischen Komponenten eines hadronischen Schauers an lokal hohen Energiedepositionen zu erkennen und ihr Signal geeignet zu wichten. Mit dieser Wichtungsmethode kann der Einfluß der π^0 -Fluktuationen auf die Energieauflösung verringert und die geforderte hohe Präzision von $\sigma/\sqrt{E} \approx 55\% \sqrt{\text{GeV}}$ bei der Messung hadronischer Schauere erreicht werden. Zur Kalibration des des H1-Kalorimeters wurden am europäischen Kernforschungszentrum CERN Messungen mit Prototypen einzelner Kalorimetermodule durchgeführt. Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit den Daten der FB2/OF-Meßperiode. Das Ziel der Arbeit ist, durch Vergleich der Meßdaten mit Monte-Carlo-Simulationen alle wesentlichen Parameter zur Kalibration des H1-Kalorimeters zu bestimmen.

In Kapitel 2 werden der Beschleuniger HERA und der H1-Detektor beschrieben. Kapitel 3 gibt einen kurzen Überblick über die physikalischen Grundlagen der Kalori-

metrie. In den Kapiteln 4 und 5 werden der experimentelle Aufbau der Kalibrationsmessungen und die Behandlung der Rohdaten beschrieben. Anschließend werden die lineare Kalibrationsmethode und die Wichtungsmethode vorgestellt. Die Ergebnisse der Analyse der CERN-Daten sind in Kapitel 7 dargestellt. Den Abschluß der Arbeit bildet der Vergleich der experimentellen Daten mit Monte Carlo Simulationen.

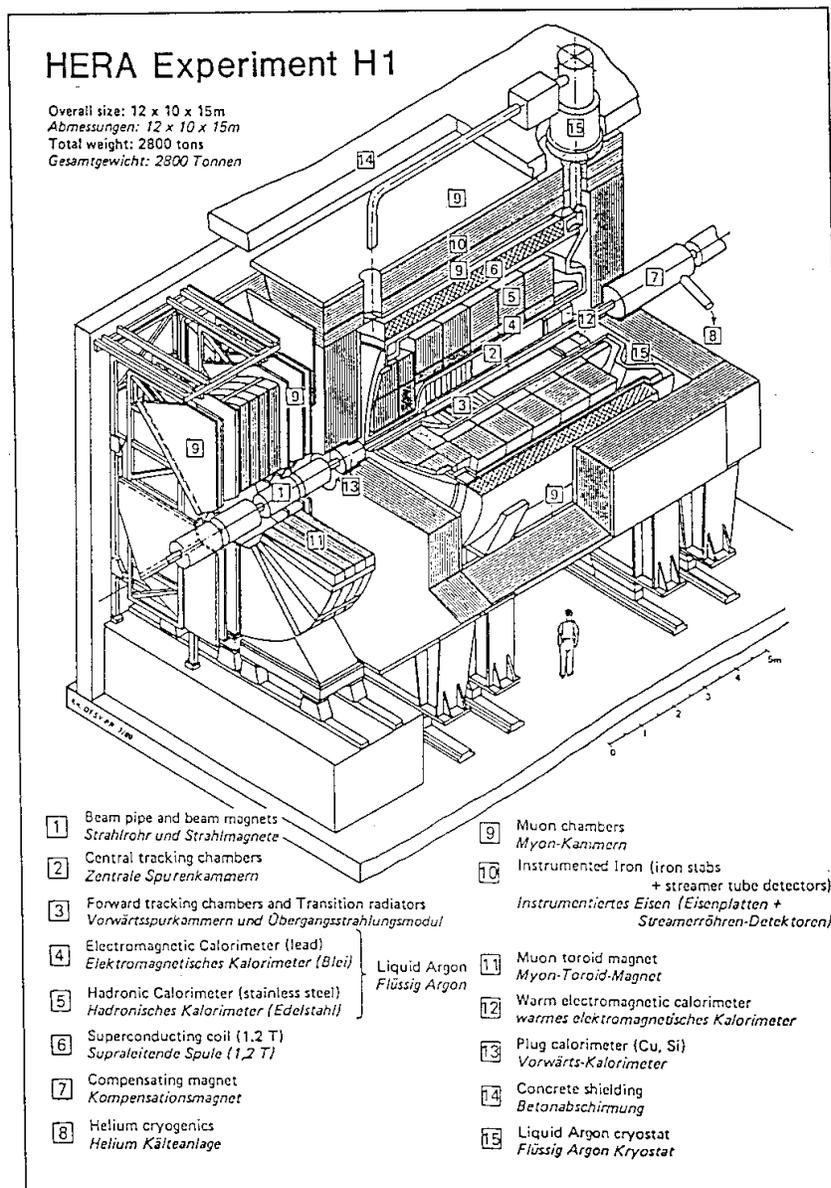


Abbildung 1.2: Das H1-Detektorsystem

2. Der H1-Detektor am Speicherring HERA

2.1 Der HERA-Speicherring

HERA (siehe Abb. 2.1), die Hadron-Elektron-Ring-Anlage, ist weltweit der erste Speicherring, in dem hochenergetische Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden.

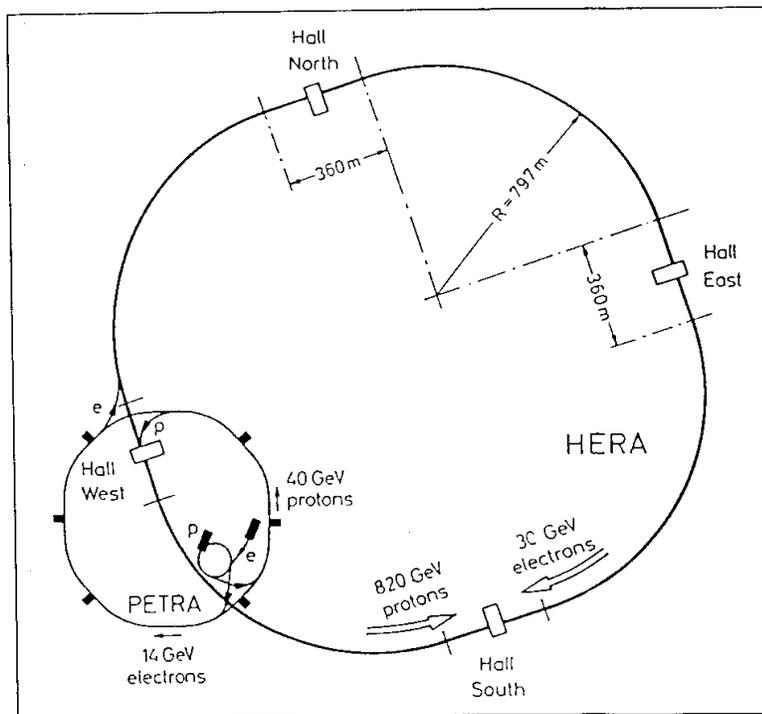


Abbildung 2.1: schematische Ansicht von HERA

Zur Beschleunigung der Teilchen auf ihre Endenergie von 820 GeV für Protonen und 30 GeV für Elektronen sind mehrere Vorbeschleunigerstufen erforderlich. Abb. 2.2 zeigt eine schematische Darstellung des Vorbeschleunigersystems. Die Elektronen werden zunächst in einem LINAC auf 200 MeV und dann im Synchrotron DESY II auf 7 GeV beschleunigt. Mit dieser Energie werden sie in das Synchrotron PETRA injiziert. Nach der Weiterbeschleunigung auf 14 GeV werden sie schließlich in den HERA-Elektronenring eingeschossen, wo sie auf ihre Endenergie von 30 GeV gebracht werden. Zur Strahlführung bei dieser Energie ist ein Magnetfeld von 0.165 T nötig.

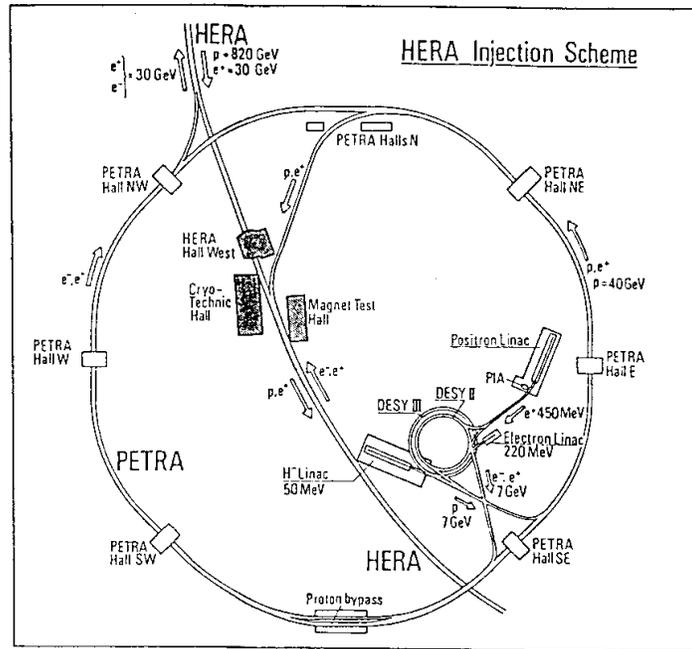


Abbildung 2.2: schematische Ansicht des HERA-Vorbeschleunigersystems

Es wird von konventionellen Dipolmagneten erzeugt. Die Beschleunigung geschieht mit HF-Resonatoren, die bei 500 MHz betrieben werden. Leistungsstarke HF-Sender werden benötigt, um den Energieverlust der Elektronen durch Synchrotronstrahlung auszugleichen. Bei einer Stromstärke von 58 mA im Elektronenring beträgt die durch Synchrotronstrahlung abgestrahlte Leistung 6.5 MW.

Zur Füllung des Protonenrings werden zunächst H^- Ionen auf 50 MeV vorbeschleunigt. Mit einer Stripperfolie werden die Elektronen abgestreift, die Protonen werden in DESY III auf 7.5 GeV gebracht. In PETRA wird dann ihre Energie auf 40 GeV erhöht, bevor sie in HERA eingeschossen werden. Um die Protonen bei einer Energie von 820 GeV auf ihrer Sollbahn zu halten, wird ein Magnetfeld von 4.65 T benötigt. Es wird von supraleitenden Magneten erzeugt. Die zur Fokussierung des Strahls verwendeten Quadrupole und Sextupole sind ebenfalls supraleitend.

2.2 Der H1-Detektor

Der asymmetrische Aufbau des H1-Detektors (Bild 2.3) ergibt sich aus den stark unterschiedlichen Impulsen von Elektronen und Protonen und der damit zu erwartenden typischen Ereignistopologie.

Der Wechselwirkungspunkt ist von zylindrischen Driftkammern und Vieldrahtproportionalkammern (1) umgeben. In Vorwärtsrichtung befinden sich zusätzliche radiale und planare Driftkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren (2). Als elektromagnetisches Kalorimeter (3) fungiert eine Samplingstruktur aus Blei und flüssigem Argon. Die einzelnen Schichten sind im zentralen Bereich parallel und im rückwärtigen und vorwärtigen Bereich senkrecht zur Strahlachse orientiert, so daß vom Wechsel-

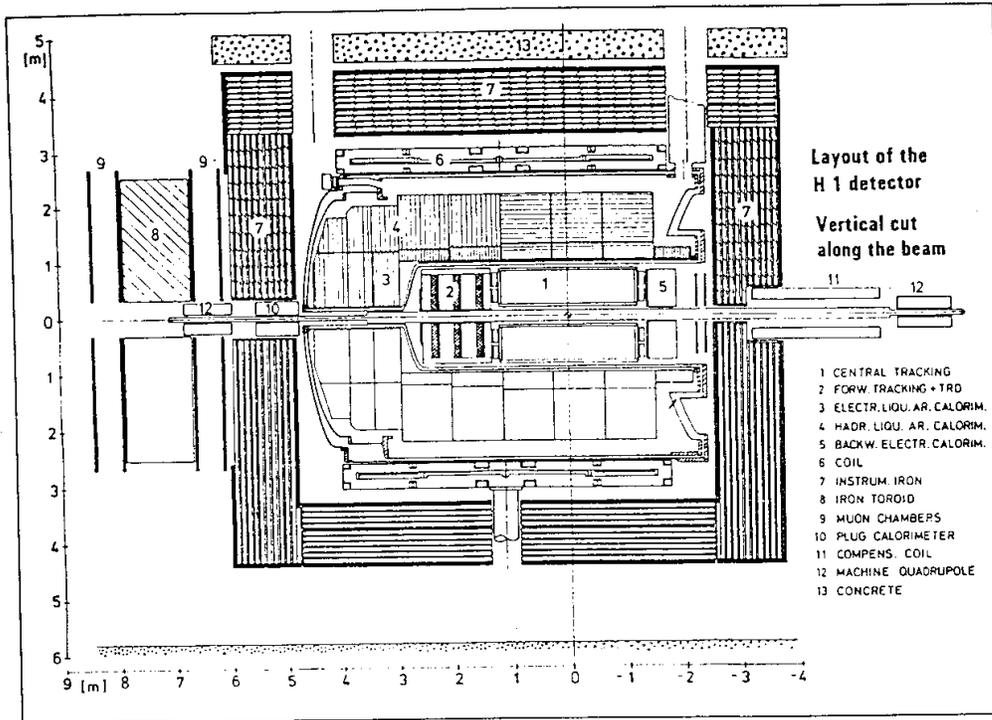


Abbildung 2.3: Layout des H1-Detektors

wirkungspunkt kommende Teilchen möglichst senkrecht die einzelnen Schichten durchqueren. Zur Messung der Elektronen, die nur um sehr kleine Winkel abgelenkt werden, ist in Rückwärtsrichtung ein Blei-Szintillator-Sandwich (5) aufgebaut. Im hadronischen Kalorimeter (4) wird Eisen als Absorbermaterial verwendet. Da Argon einen Siedepunkt von 88 K hat, befindet sich das Kalorimeter in einem Kryostaten. Der Kryostat wird von einer supraleitenden Spule (6) umschlossen, die das für die Spurkammern benötigte homogene Magnetfeld von 1.2 T liefert. Das zur Rückführung des magnetischen Flusses dienende Eisenjoch (7) ist mit Streamer-Röhren zur Messung von Myonen und nicht vollständig im Kalorimeter absorbierten Jets instrumentiert. Ergänzt wird das Myon-Dektorsystem durch die Myonkammern (9) und das Myontoroid (8). Hier werden hochenergetische Myonen in Vorwärtsrichtung gemessen. Zur Messung von Hadronen unter kleinen Polarwinkeln dient das Cu-Si-Plug-Kalorimeter (10).

Mit diesem Detektoraufbau ist eine hohe Hermetizität gewährleistet. Die Messung der fehlenden Transversalenergie in Ereignissen mit hochenergetischen Neutrinos ist sichergestellt. Nachweis und Energiemessung von Myonen zur Identifikation schwerer Quarks ist nahezu über den gesamten Raumwinkel möglich. Das H1-LAr-Pb/Fe-Kalorimeter hat eine hohe Granularität. Im Zusammenwirken mit dem Spurkammersystem ist eine präzise Messung von Energie und Richtung der Wechselwirkungsprodukte möglich. Damit wird der systematische Fehler der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte klein gehalten.

3. Physikalische Grundlagen

Kalorimeter sind ein wichtiges Instrument zur Energiemessung hochenergetischer Teilchen. Das Prinzip eines solchen Detektors ist, die gesamte Energie des einfallenden Teilchens zu absorbieren und ein meßbares, zu dieser Energie proportionales Signal zu erzeugen. Dieses Signal kann gesammelte Ladung aus Ionisationsprozessen, Čerenkov- oder Szintillationslicht sein.

Je nach Art des einfallenden Teilchens finden verschiedene Wechselwirkungsprozesse statt, in denen Sekundärteilchen erzeugt werden können, die ihrerseits wechselwirken. So entsteht eine Kaskade von Teilchen, ein Schauer. Die Energie des Primärteilchens wird dabei auf eine stetig wachsende Zahl von Teilchen mit im Mittel immer kleinerer Energie verteilt. Der Vorgang der Teilchenmultiplikation läuft solange ab, bis schließlich die Energie der einzelnen Teilchen nicht mehr ausreicht, um neue zu erzeugen.

Man unterscheidet die Schauer je nach vorherrschender Wechselwirkung in elektromagnetische und hadronische Schauer. Jedoch hat wegen des elektromagnetischen Zerfalls neutraler Pionen jeder hadronische Schauer eine elektromagnetische Komponente. Das Signal des Detektors wird dabei im wesentlichen von den niederenergetischen Schauerteilchen durch Ionisation oder Anregung der Atome des Auslesemediums generiert. Im folgenden wird zunächst auf die verschiedenen Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie eingegangen. Dann folgt ein kurzer Überblick über Kalorimeter und schließlich wird speziell auf die Problematik der Energiemessung eingegangen.

3.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

3.1.1 Ionisation

Der Energieverlust durch Ionisation beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie wird durch die Bethe-Bloch-Formel [11, 12] beschrieben.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 z^2 e^4 Z}{mv^2 A} \left[\ln \left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right]$$

Die Größe x ist die zurückgelegte Weglänge, multipliziert mit der Absorberdichte. Sie wird in Einheiten von $\frac{g}{cm^2}$ gemessen. N_0 bezeichnet die Avogadrokonstante, z und v die Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens und m die Elektronenmasse. Z und A sind die Kernladungszahl und Massenzahl des absorbierenden Mediums. Die Größe I ist das effektive Ionisationspotential. Die wesentlichen Aussagen dieser Formel sind:

Der mittlere Energieverlust pro Schichtdicke hängt nur von der Geschwindigkeit, nicht aber von der Teilchensorte ab.

Bei niedrigen Energien zeigt sich ein $1/v^2$ -Verhalten. Das Minimum der Ionisation liegt etwa bei dem Dreifachen der Ruheenergie des ionisierenden Teilchens. Es folgt ein Wiederanstieg durch die relativistische Zunahme des transversalen elektrischen Feldes.

Schließlich nähert sich bei noch höheren Energien wegen einsetzender Polarisierungseffekte der Energieverlust einem konstanten Wert, dem sogenannten Fermi-Plateau.

Bei fast zentralen Stößen kann unter Umständen in einem einzigen Stoß ein großer Teil der Energie des einfallenden Teilchens auf das gestoßene Hüllenelektron übertragen werden. Daher ist die Verteilung des Ionisationsverlustes um den von der Bethe-Bloch-Formel gegebenen Mittelwert stark asymmetrisch, mit langen Ausläufern hin zu hohen Energieverlusten (Landauverteilung).

3.1.2 Elektromagnetische Schauer

Ein elektromagnetischer Schauer wird durch die Wechselwirkung von Elektronen, Positronen und Photonen mit dem Detektormaterial ausgelöst. Die Ausbildung und Fortentwicklung des Schauers ist allein durch die elektromagnetische Wechselwirkung bestimmt. Für die Teilchenmultiplikation sind im wesentlichen nur zwei Prozesse verantwortlich, nämlich Bremsstrahlung der Elektronen sowie Paarbildung der Photonen.

Bremsstrahlung: Elektronen, die im Coulombfeld der Atomkerne des Detektormaterials beschleunigt werden, strahlen Energie in Form von Photonen ab. Der mittlere Energieverlust pro Weglänge ist proportional zur Energie des Elektrons.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1}{X_0} \cdot E$$

Die Konstante X_0 heißt Strahlungslänge. Sie ist materialabhängig und kann näherungsweise geschrieben werden als [14]:

$$X_0 \approx 180 \cdot \frac{A}{Z^2} \left[\frac{g}{cm^2} \right]$$

Beim Durchqueren einer Strahlungslänge verliert ein Elektron im Mittel den $(1 - \frac{1}{e})$ -ten Teil seiner Energie als Bremsstrahlung. In Tab. 3.1 sind die Strahlungslängen für einige Materialien angegeben.

Abb. 3.1 zeigt den mittleren Energieverlust pro Strahlungslänge als Funktion der Elektronenergie für verschiedene Materialien. Erst bei Energien unterhalb von ca. 1 GeV werden andere Energieverlustmechanismen, vor allem Ionisation, wichtig.

Paarbildung: Falls die Energie eines Photons über dem Zweifachen der Elektronenmasse liegt, kann es im Feld eines Kerns in ein Elektron-Positron-Paar konvertieren. Bild 3.2 zeigt die Energieabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten für Photonen in Blei. Die Wirkungsquerschnitte für Comptonstreuung und Photoeffekt verhalten sich für große Energien wie $1/E$, die Wahrscheinlichkeit für Paarbildung nimmt jedoch mit steigender Energie logarithmisch zu. Die mittlere freie Weglänge bezüglich Paarbildung liegt in der Größenordnung der Strahlungslänge ($l \approx 9/7 X_0$).

Der Schauereffekt kommt durch abwechselndes Auftreten von Bremsstrahlung und Paarbildung zustande. Die Energie, bei der ein Elektron im Mittel gleich viel Energie durch Bremsstrahlung und Ionisation verliert, heißt kritische Energie ϵ_c . Sie ist materialabhängig und näherungsweise proportional zu $1/Z$ [14]. Unterhalb der kritischen Energie nimmt die Teilchenvervielfachung mehr und mehr ab. Die Elektronen werden gestoppt und die Zahl der Teilchen im Schauer nimmt exponentiell ab.

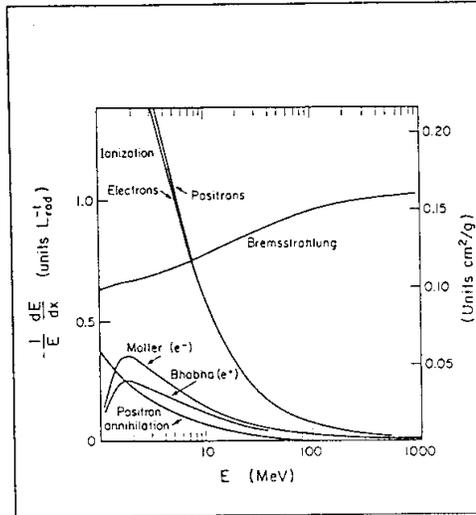


Abbildung 3.1: Normierter Energieverlust pro Strahlungslänge für Elektronen in Blei als Funktion der Energie [15]

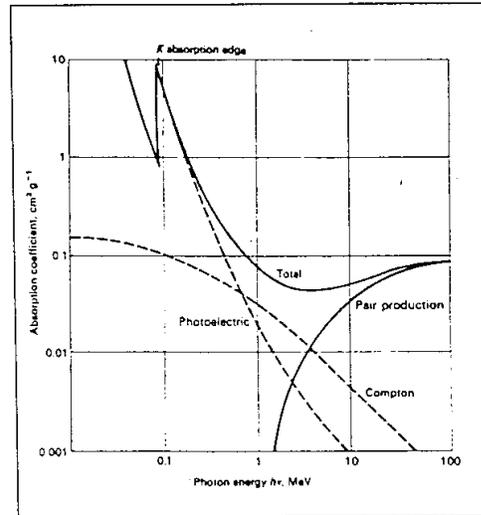


Abbildung 3.2: Massenabsorptionskoeffizient μ für Photonen in Blei als Funktion der Energie [13]

Bild 3.3 zeigt die longitudinale Schauerstruktur in verschiedenen Materialien. Unter Zugrundelegung der Skala X_0 ist die Abhängigkeit vom Absorbermaterial gering, das Schauerprofil ist ähnlich. Die Unterschiede rühren von den verschiedenen kritischen Energien und Wirkungsquerschnitten für Photo- und Comptoneffekt im Niederenergiebereich her.

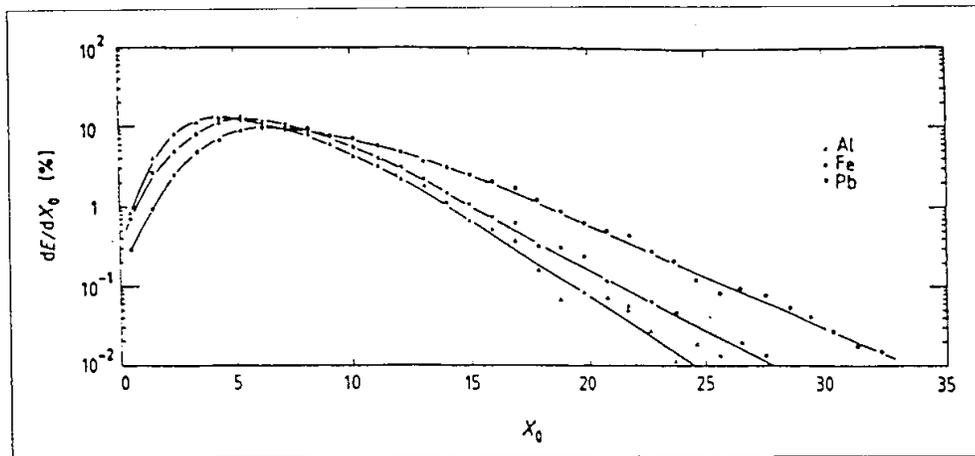


Abbildung 3.3: Energiedeposition pro Strahlungslänge von 10 GeV Elektronenschauern in Blei, Eisen und Aluminium als Funktion der Schauertiefe [14]

Die transversale Ausdehnung des Schauers wird durch Vielfachstreuung der Elektronen sowie durch den Emissionswinkel der Bremsstrahlungsphotonen bestimmt. Zur Beschreibung des lateralen Schauerprofils definiert man den Moliere - Radius ρ_M als das Verhältnis von X_0 und ϵ_c . Als Näherung gilt [14]:

$$\rho_M \approx 7 \cdot \frac{A}{Z} \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right]$$

Bild 3.4 zeigt das transversale Schauerprofil in verschiedenen Schauertiefen. In einem Zylinder mit Radius $2\rho_M$ sind ca. 95% der Primärenergie enthalten.

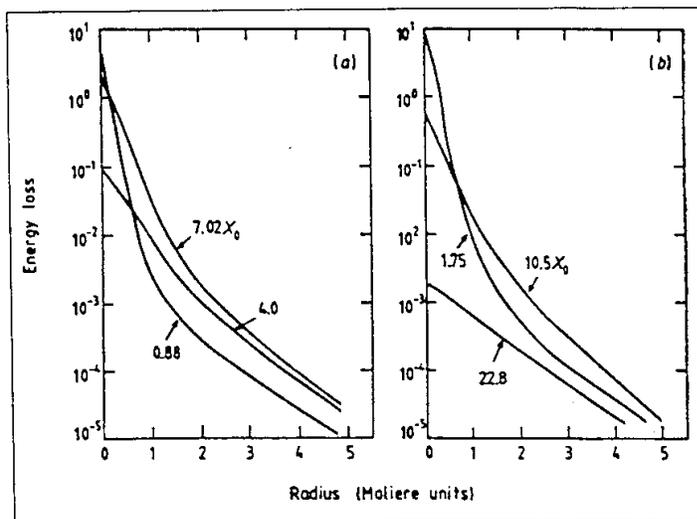


Abbildung 3.4: laterale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers in Blei [14]

Alle genannten Eigenschaften elektromagnetischer Schauer sind theoretisch gut verstanden und lassen sich im Rahmen der *QED* exakt berechnen.

Material	X_0 [cm]	λ_I [cm]
Pb	0.56	17.1
Fe	1.76	10.5
LAr	14.0	83.7
G10	33.0	53.1

Tabelle 3.1: Strahlungslänge X_0 und nukleare Wechselwirkungslänge λ_I einiger Materialien, angegeben in [cm] [15]

3.1.3 Hadronische Schauer

Im Gegensatz zu den elektromagnetischen Schauern sind die Mechanismen der Schauerbildung bei Hadronen weitaus komplexer. Ein einfallendes Hadron wechselwirkt inelastisch mit einem Kern des Absorbermaterials. In diesem Prozeß werden eine Vielzahl

von Sekundärteilchen erzeugt, vor allem leichte Mesonen. Ein Teil der Energie des Primärteilchens wird auf den Kern übertragen. Dieser regt sich durch Emission von leichten Kernfragmenten, Nukleonen und niederenergetischen Photonen ab. Die kinetische Energie des Restkerns wird durch Ionisation abgegeben. Die bei der Spallation erzeugten Sekundärteilchen können nun ihrerseits inelastisch wechselwirken oder ihre Energie durch Ionisation verlieren.

Wegen der Isospininvarianz der starken Wechselwirkung ist rund ein Drittel der erzeugten Pionen neutral. Durch den Zerfall der π^0 -Mesonen in zwei Photonen wird ein elektromagnetischer Subschauer ausgelöst.

Trotz einiger Ähnlichkeiten in der Entstehung elektromagnetischer und hadronischer Schauer gibt es doch charakteristische Unterschiede mit weitreichenden Konsequenzen:

Da die Fortentwicklung der hadronischen Schauer im wesentlichen durch nukleare Wechselwirkungen bestimmt wird, legt die nukleare Wechselwirkungslänge λ die natürliche Längenskala des Schauers fest. Im allgemeinen unterscheiden sich λ und X_0 , und damit die Dimensionen der Schauer Ausdehnung, um etwa eine Größenordnung. Tabelle 3.1 gibt eine Übersicht dieser Konstanten für einige Materialien.

Ein anderer Unterschied zu elektromagnetischen Schauern ist, daß ein beträchtlicher Anteil der Primärenergie nicht zum Kalorimetersignal beiträgt: Ein Teil der Energie wird zum Aufbrechen der Kerne beim Spallationsprozeß aufgewendet. Langlebige neutrale Teilchen wie Neutronen oder auch niederenergetische Photonen können den Detektor ohne Wechselwirkung verlassen. Die Energie der aus schwachen Zerfällen von Mesonen stammenden Neutrinos geht ebenfalls verloren. Die beim Zerfall entstehenden Myonen deponieren im allgemeinen nur einen Bruchteil ihrer Energie und verlassen als minimal ionisierende Teilchen den Detektor. Die Rückstoßenergie der Kerne ist wegen ihrer kurzen Reichweite im Absorbermaterial meist nicht meßbar. Alle diese Effekte führen zu starken Fluktuationen der meßbaren Energie, den sogenannten hadronischen Schauerfluktuationen.

3.2 Kalorimetrie

3.2.1 Eigenschaften von Kalorimetern

In der Hochenergiephysik gewann die kalorimetrische Energiemessung gegenüber spektrometrischen Methoden mehr und mehr an Bedeutung. Zur Untersuchung von Teilchen in Hochenergie-Reaktionen ist die Messung von Energie und Richtung zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen eines Ereignisses erforderlich. Kalorimeter sind für diese Aufgaben hervorragend geeignet. Außerdem weisen sie eine Reihe interessanter Eigenschaften auf, die sie zu unentbehrlichen Instrumenten der modernen Hochenergiephysik machen.

- Kalorimeter sind sensitiv für geladene und neutrale Teilchen.
- Aufgrund der unterschiedlichen Charakteristika der Schauerbildung ist eine grobe Teilchenidentifikation möglich (Elektronen, Hadronen, Myonen, Neutrinos).

- Der Meßprozeß ist statistischer Natur. Daher verbessert sich die Meßgenauigkeit mit steigender Zahl der Sekundärteilchen, das heißt mit steigender Energie.
- Die zur totalen Absorption eines Teilchens nötige Tiefe eines Kalorimeters wächst lediglich logarithmisch mit der Energie. Selbst bei höchsten Energien kommt man mit einem relativ kompakten Gerät aus.
- Bei der kalorimetrischen Energiemessung ist kein Magnetfeld nötig.
- Kalorimeter können fein segmentiert werden. Somit ist eine Richtungsmessung des einfallenden Teilchens möglich.
- Kalorimeter sind schnelle Detektoren. Auslesezeiten im Bereich von 100 ns sind erreichbar. Daher können mit der Kalorimeterinformation andere Geräte mit hoher Selektivität getriggert werden.

Prinzipiell unterscheidet man zwischen homogenen Kalorimetern und Samplingkalorimetern. Homogene Kalorimeter bestehen aus einem einzigen Material, in dem das Teilchen aufschauert und in dem auch das Signal generiert wird. Sowohl die Forderung nach dichtem Material (kleines X_0) als auch nach angemessener Signalträgerstatistik muß gleichzeitig erfüllt werden. Zum Nachweis hadronischer Schauer werden aufgrund der nötigen großen Abmessungen und den damit verbundenen hohen Kosten meist keine homogenen Kalorimeter verwendet.

Samplingkalorimeter sind aus abwechselnden Schichten von passivem Absorbermaterial zur Schauerbildung und aktivem Auslesemedium zur Signalgenerierung aufgebaut. Durch geeignete Wahl von aktivem und passivem Material können sowohl die Forderung nach kompakten Geräten als auch die nach guter Signalausbeute erfüllt werden. Darüberhinaus lassen sich Samplingkalorimeter sehr leicht in einzeln auslesbare Zellen aufteilen, was für die Teilchenidentifikation und Richtungsbestimmung wichtig ist.

3.2.2 Energiemessung mit Kalorimetern

Die Energiemessung mit Kalorimetern basiert auf statistischen Prozessen. Die Energieauflösung ist daher prinzipiell limitiert durch statistische Schwankungen. In Samplingkalorimetern trägt jedoch nur die in den aktiven Schichten deponierte Energie zum Signal bei. Fluktuationen in diesem Energieanteil verschlechtern die Auflösung zusätzlich. Aufgrund der statistischen Natur dieser Prozesse skalieren die Beiträge von intrinsischen und Sampling-Fluktuationen mit $1/\sqrt{E}$. In festen oder flüssigen aktiven Medien können Landau- und Weglängenfluktuationen gegenüber den Samplingfluktuationen vernachlässigt werden [16].

Apparative Einflüsse führen zu Abweichungen der Energieauflösung vom $1/\sqrt{E}$ -Verhalten. Insgesamt läßt sich für die Energieauflösung schreiben [18]:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2}$$

A bezeichnet die Beiträge der intrinsischen Fluktuationen und Sampling-Fluktuationen. Der Term B beschreibt die Einflüsse des elektronischen Rauschens, C kann einem durch die Impulsunschärfe des Teststrahls sowie durch Interkalibrationsfehler einzelner Kanäle verursachten Beitrag zugeordnet werden. Eventuelle Energieverluste, bedingt durch unvollständig im Kalorimeter absorbierte Schauer, tragen ebenfalls zu C bei.

Im Gegensatz zu Elektronen, für die meist die Samplingfluktuationen die Energieauflösung dominieren, limitieren bei der Messung hadronischer Teilchen die Schauerfluktuationen die Auflösung.

Für nicht kompensierende Kalorimeter ergibt sich ein weiteres Problem durch die großen, nicht gaußschen Fluktuationen in der π^0 -Komponente der hadronischen Schauer: Das in diesen Kalorimetern unterschiedliche Signal pro Energie des elektromagnetischen und rein hadronischen Teils der Kaskade verschlechtert die Auflösung und führt zu nicht gaußförmigen Energieverteilungen. Der Beitrag der π^0 -Fluktuationen zur Auflösung ist unabhängig von der Energie [17] und geht in den konstanten Term C ein. Für große Energien ist das der begrenzende Faktor. In Kap. 6.2 wird aufgezeigt, wie bei der Datenanalyse mit einer Wichtungsmethode dieser Beitrag zur Energieauflösung verringert werden kann.

4. Der experimentelle Aufbau am CERN-Teststrahl H6

Im Zuge der Vorbereitungen des H1-Experiments wurden am europäischen Kernforschungszentrum CERN umfangreiche Messungen an Prototypen einzelner Module des H1-Kalorimeters durchgeführt. In der hier behandelten Meßperiode wurde im Juni 1990 die FB/OF-Konfiguration Elektronen- und Pionen-Strahlen im Energiebereich von 3.7 bis 80 bzw. 170 GeV ausgesetzt. Die Datennahme erfolgte in zwei, etwa zwei Wochen auseinanderliegenden Abschnitten. Die Messungen mit Strahlenergien von 3.7 bis 10 GeV wurden im zweiten Abschnitt durchgeführt.

4.1 Strahlführung und Triggerdetektoren

Die Kalibrationsmessungen wurden am H6-Strahl des SPS am CERN durchgeführt. Eine schematische Darstellung der Strahloptik zeigt Abb. 4.1. Protonen mit 450 GeV werden auf das primäre Target T1 geschossen. Mit Magneten und Kollimatoren werden aus T1 austretende Teilchen einer bestimmten Energie entlang der optischen Achse fokussiert. Im tertiären Betriebsmodus werden die Teilchen auf ein weiteres Target T2

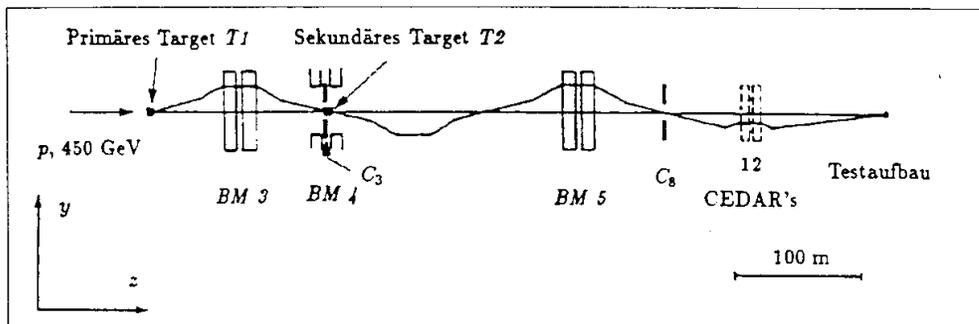


Abbildung 4.1: schematische Ansicht der H6-Strahloptik

gelenkt und mit weiteren Elementen der Strahloptik auf den Testaufbau fokussiert. Zur Teilchenidentifikation stehen zwei differentielle Cerenkovzähler zur Verfügung [20]. Die CO_2 -CEDARs wurden durch Variation des Gasdrucks und der damit verbundenen Veränderung des Brechungsindex auf die jeweils gewünschte Teilchensorte eingestellt. Die Ringauslese geschah mit acht fest installierten Sekundärelektronenvervielfachern.

Der experimentelle Aufbau in der H1-Testregion [19] ist in Bild 4.2 dargestellt. Auf dem höhenverstellbaren Tisch befinden sich ein Szintillatorzähler B2, ein Lochzähler und eine Vieldrahtproportionalkammer (MWPC). Der Fingerzähler B2 definiert zusammen mit einem 25 m vor B2 aufgestellten Zähler B1 den Strahl. Die aktive Fläche

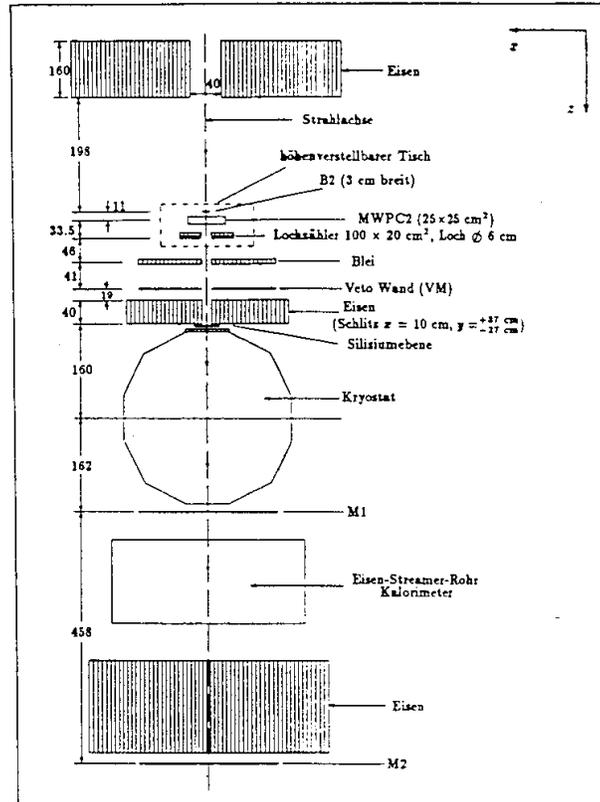
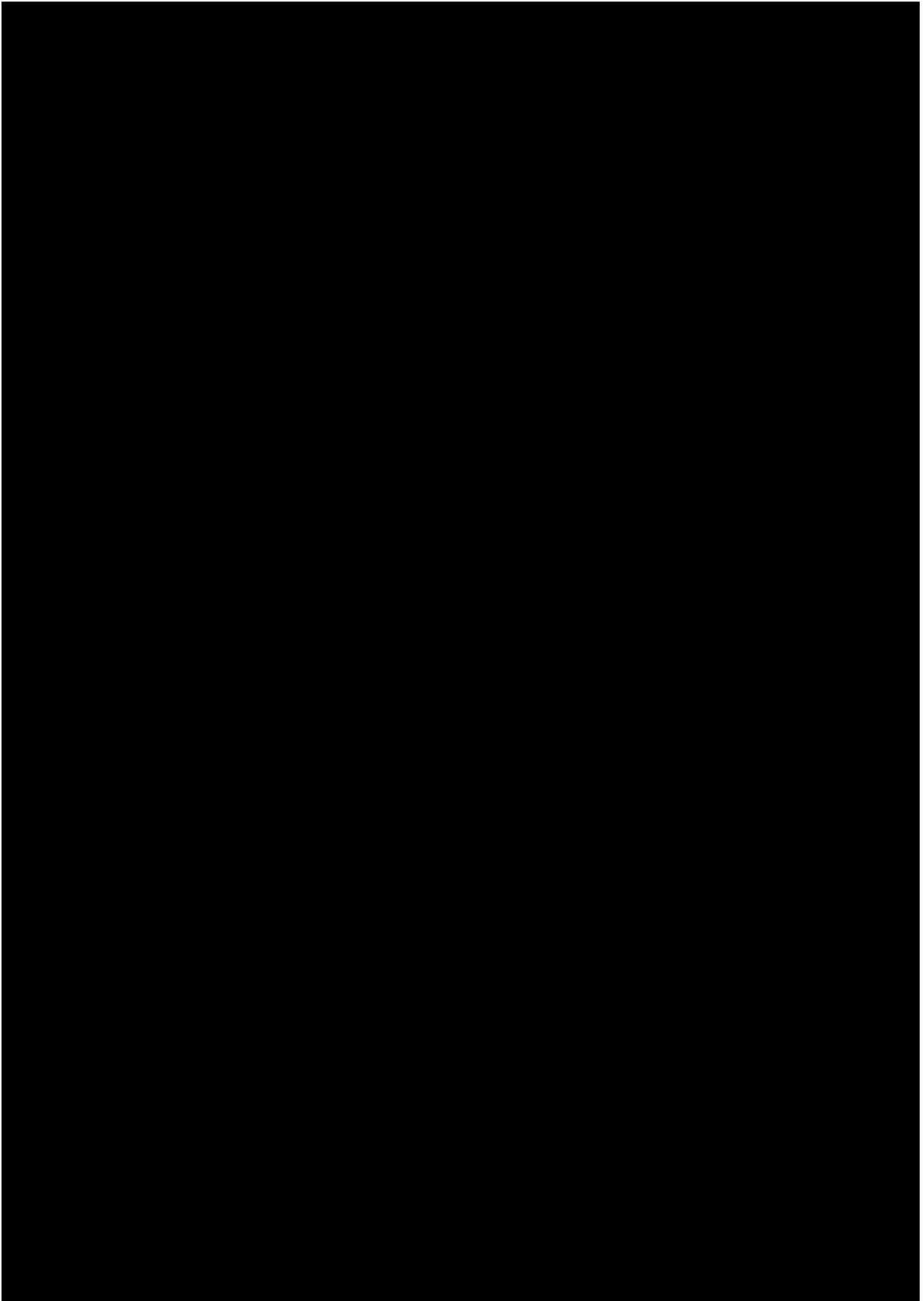


Abbildung 4.2: experimenteller Aufbau im H1-Areal [21]

der beiden gekreuzten Fingerzähler beträgt $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Das Strahlprofil wurde mit der MWPC überwacht. Die Ortsauflösung beträgt 2 mm in x- und y-Richtung. Teilchen im Strahlhalo werden durch das Vetosystem (Lochzähler und Vetowand VM) erkannt. Die Triggerdetektoren werden durch eine 40 cm dicke Eisenwand gegen rückgestreute Teilchen aus dem Kalorimeter abgeschirmt. Das Kalorimeter war in einem mit flüssigem Argon gefüllten Kryostaten untergebracht. Um möglichst wenig totes Material vor dem Detektor zu haben, wurde zwischen dem Strahlfenster des Kryostaten und dem Kalorimeter ein Argonverdrängungskörper aus Polyurethan-Schaum installiert. Hinter dem Kryostaten befinden sich zwei Szintillatorwände M1, M2 zur Erkennung von Myonen sowie mit Streamerkammern instrumentiertes Eisen, das als „Tail-catcher“ dient.

4.2 Das Testkalorimeter

In der in dieser Arbeit behandelten Messperiode wurde ein Prototyp der FB/OF-Module des H1-Kalorimeters untersucht. Das Testkalorimeter war identisch mit einem Oktanten des FB2-Rades kombiniert mit vier longitudinalen Segmenten eines Oktanten



des OF-Rades. An die Stelle des IF-Kalorimeters wurde ein um eine longitudinale Lage verkürzter Prototyp des BBE gesetzt. Der Strahl traf unter einem Winkel von 25° auf das FB2E auf (siehe Abb. 4.4). Dieser Winkel entspricht dem eines vom H1-Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchens. Das elektromagnetische Kalorimeter mißt in Strahlrichtung etwa 35 Strahlungslängen. Damit werden Elektronen mit hoher Wahrscheinlichkeit vollständig im FB2E absorbiert. Das gesamte Kalorimeter ist in Strahlrichtung etwa sieben Absorptionslängen tief.

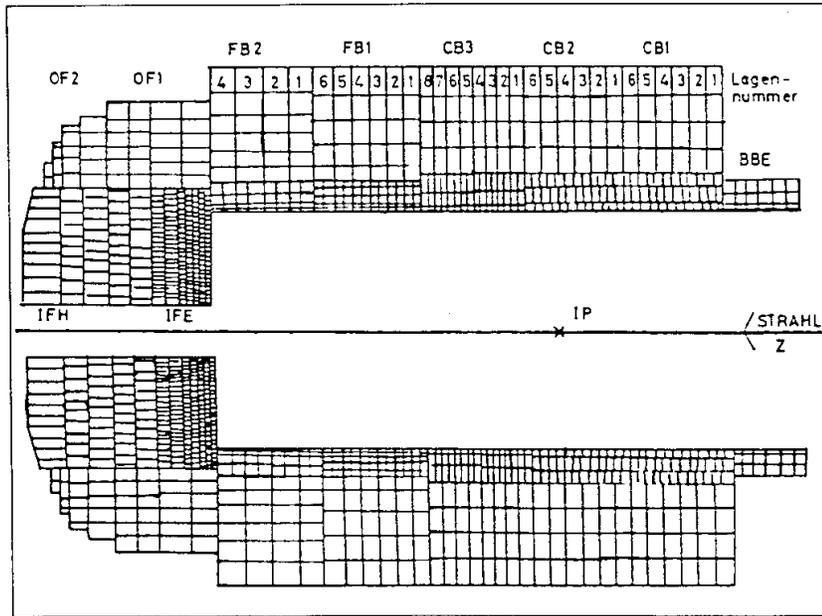


Abbildung 4.3: Querschnitt durch das H1-Kalorimeter

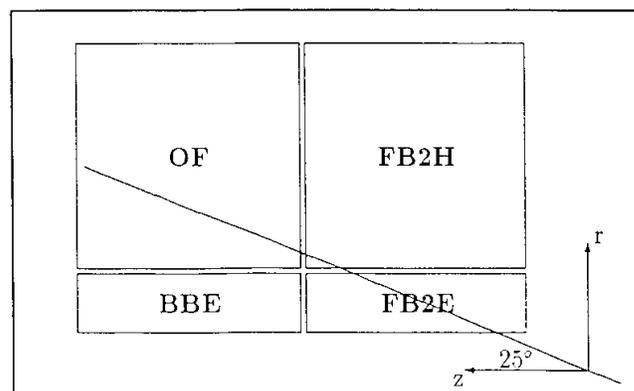


Abbildung 4.4: schematische Darstellung der FB/OF-Konfiguration

4.2.1 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter ist ein Samplingkalorimeter mit 2.5 mm LAr-Schichten als Auslesemedium und 2.4 mm dicken Absorberschichten aus Blei. Es

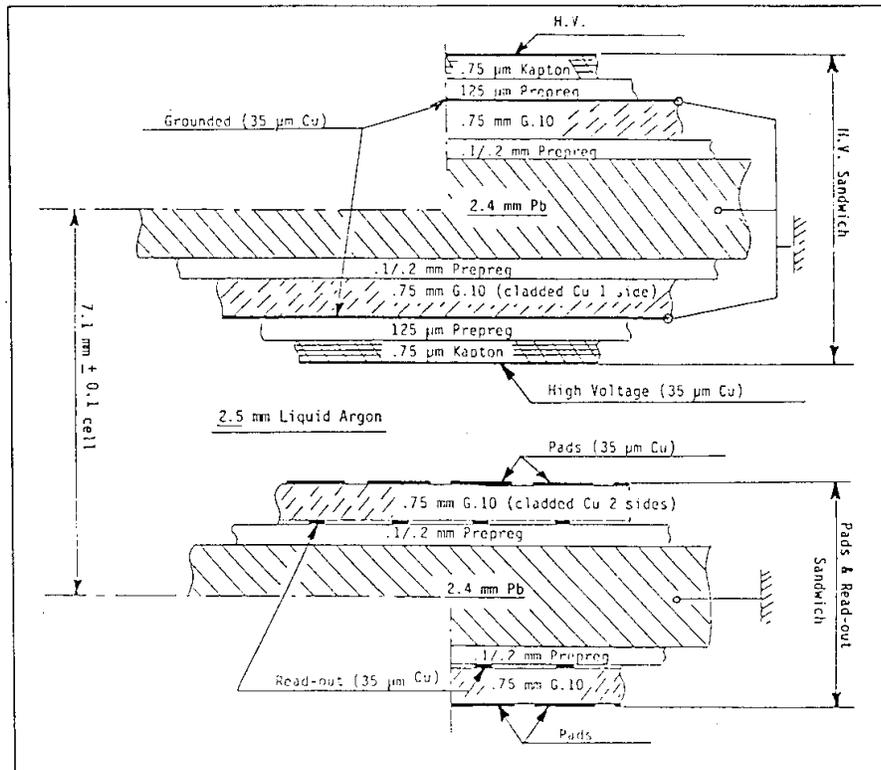


Abbildung 4.5: Auslezelle im elektromagnetischen Kalorimeter [22]

arbeitet nach dem Prinzip der Ionisationskammer. Die beim Durchgang geladener Teilchen im Argon freigesetzten Elektronen werden auf den Ausleseplatten gesammelt. Die Hochspannungs- und Auslesestrukturen sind auf den geerdeten Bleiplatten aufgeklebt. Die Hochspannung liegt über eine hochohmig beschichtete Kaptonfolie an. Die Ausleseflächen bilden kupferbeschichtete G10-Platten, an deren Rückseiten die Ausleseeleitungen geführt werden. Die Kupferbeschichtung ist in einzelne Ausleseflächen, sogenannte Pads, segmentiert. In azimuthaler Richtung sind die Kupferflächen des FB2E 16-fach unterteilt, in radialer Richtung vierfach. In z-Richtung werden insgesamt acht einzeln auslesbare Segmente gebildet, indem zwischen 14 und 16 Pads zu jeweils einer Auslezelle zusammengefaßt werden [23]. Insgesamt ergeben sich dadurch 512 separate Auslezellen für das FB2E. Die Zellen konnten mit zwei verschiedenen Verstärkungsfaktoren ausgelesen werden. Eine Besonderheit des FB2E stellt die erste radiale Lage dar. Sie wird dazu verwendet, auf den Energieverlust der Teilchen im toten Material vor dem Detektor zu korrigieren (Presampler). Die Absorberplatten aus Blei beginnen erst nach dieser ersten radialen Padreihe. Damit wird erreicht, daß

das Samplingverhältnis des Presamplers zusammen mit dem gesamten toten Material vor dem Kalorimeter dem des übrigen elektromagnetischen Kalorimeters entspricht.

Im BBE sind die Ausleseflächen achtfach in φ - und dreifach in r -Richtung unterteilt. Mit der fünffachen Unterteilung in z -Richtung durch Zusammenfassung von je 13 bis 16 Auslesemodulen ergeben sich hier 120 separat auslesbare Kanäle.

4.2.2 Das hadronische Kalorimeter

Für das hadronische Kalorimeter wird keine so feine Granularität wie für das elektromagnetische gefordert. Die Unterteilung in einzelne Zellen ist im FB2H und im OF-Bereich achtfach azimuthal, sechsfach radial sowie je vierfach in z -Richtung. Es sind jeweils zwischen fünf und neun einzelne Ausleseelemente zusammengefaßt. Damit werden für das hadronische Kalorimeter jeweils 192 Kanäle im FB2H und OF gebildet.

Der Aufbau eines HV- und Ausleseelements ist in Bild 4.6 dargestellt. Den Kern des Moduls bildet eine beidseitig kupferbeschichtete G10-Platte. Die Aufteilung in r -

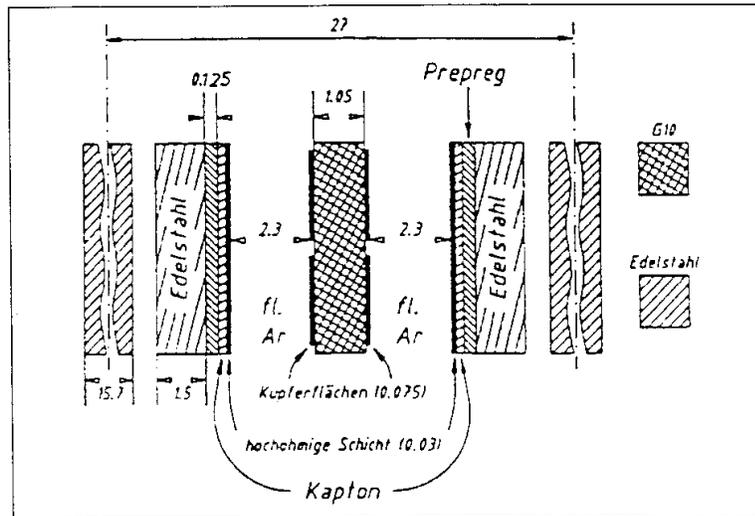


Abbildung 4.6: Auslezelle im hadronischen Kalorimeter [21]

und φ -Richtung wird wiederum durch Segmentierung der Kupferflächen erreicht. Die Hochspannung liegt auf beiden Seiten über hochohmig beschichtete Kaptonfolien an, die auf 1,5 mm dicke Stahlbleche geklebt sind. Diese Module wurden zentriert in Spalte zwischen die Absorberplatten gesetzt. Als Absorber werden 1,57 cm dicke Eisenplatten verwendet.

4.3 Die Datennahme

Der Datenfluß während der Datennahme ist in Abb. 4.8 schematisch dargestellt. Die von den einzelnen Detektoren gelieferten analogen elektrischen Signale werden zur Weiterverarbeitung digitalisiert. Die Informationen der Triggerdetektoren stehen als

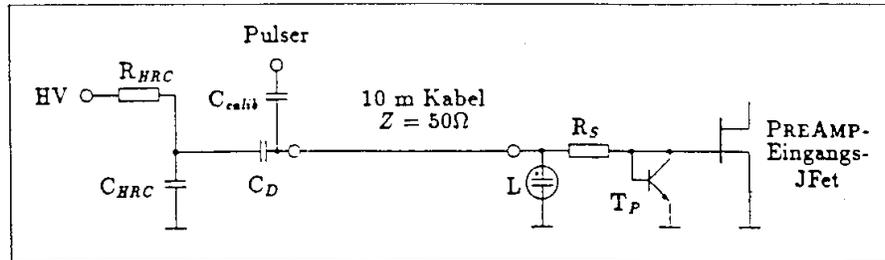


Abbildung 4.7: Prinzipschaltbild der Ladungsauslese im Kalorimeter [21]

Pulshöhenspektrum oder als Treffermuster zur Verfügung. Die Auslese eines elektronischen Kanals des Kalorimeters geschieht nach dem in Abb. 4.7 gezeigten Prinzipschaltbild. Die Hochspannung liegt über den Widerstand R_{HRC} der Beschichtung der Kaptonfolie an (siehe Abschnitt 4.2). C_D ist die Kapazität der Auslesezeile. Das in C_D durch Ionisation des LAr erzeugte Signal wird zunächst vorverstärkt und dann zum Endverstärker geführt, dessen Ausgangssignal schließlich mit einem Analog-Digital-Konverter (ADC) digitalisiert wird. In Bild 4.7 ist auch die Kalibrationsleitung für die „Kalte Kalibration“ (siehe Kap. 5) eingezeichnet.

Der Datenfluß wird von einer μ VAX gesteuert. Sie ist mit dem CAB-Prozessor verbunden, der die experimentelle Information ereignisweise an die VAX schickt. Von dort werden die Daten auf Magnetbänder geschrieben.

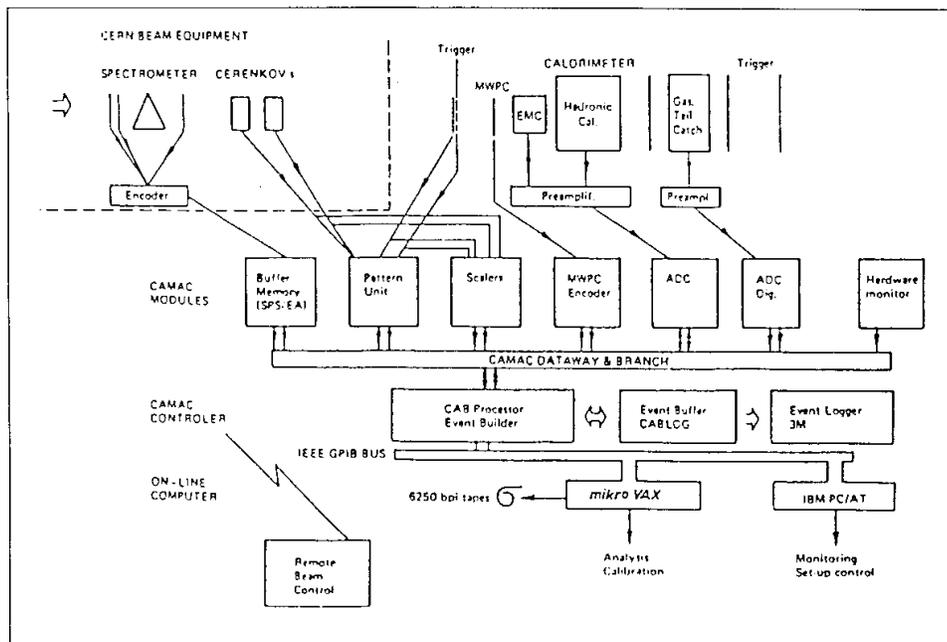


Abbildung 4.8: Datenfluß während der Datennahme

5. Behandlung der Rohdaten

Die Rohdaten liegen als ADC-Inhalte der einzelnen Kanäle vor. Im Experiment am CERN wurde täglich eine Kalibrationsprozedur durchgeführt, um die ADC-Ladungs-Beziehung und somit die absolute elektronische Kalibration des LAr-Kalorimeters zu erhalten. Dabei wurden in unmittelbarer Nähe der Pads („Kalte Kalibration“) über einen Koppelkondensator genau definierte Ladungen in die Ausleseleitungen injiziert. In einem Fit wurden dann die Parameter der Funktion $Q(ADC)$ für jeden Kanal im gesamten dynamischen Bereich der ADC's bestimmt. In erster Näherung ist $Q(ADC)$ eine lineare Funktion des ADC-Werts. Kleine Nichtlinearitäten wurden durch ein Polynom 3. Ordnung parametrisiert.

$$q = p_0 + p_1 \cdot ADC$$

$$Q = q + p_2 \cdot q^2 + p_3 \cdot q^3$$

Neben dem Satz von vier Parametern $\{p_j\}^i$ für jeden Auslesekanal i und Angaben über die Qualität des Fits erhält man außerdem aus der Kalibrationsprozedur die Breiten σ_{noise}^i des elektronischen Rauschens (typischerweise 1 – 3 ADC-Einheiten) sowie die Pedestale der Kanäle. Das Pedestal ist der zur Ladung $Q = 0$ gehörende ADC-Wert.

5.1 Korrekturen

5.1.1 Pedestale

Während der Messungen wurden immer wieder sogenannte Zufallstrigger ausgelöst, das heißt, das Kalorimeter wurde ausgelesen, wenn sich gerade kein Teilchen im Detektor befand. In diesen „leeren“ Ereignissen sieht man als Signal lediglich das elektronische Rauschen.

Die Breite des Rauschsignals aus den Zufallstriggern für jeden Kanal i σ_{run}^i stimmt sehr gut mit σ_{noise}^i aus der Kalten Kalibration überein (siehe Abb. 5.1). Die Pedestale P_{run}^i jedoch, die sich als Mittelwerte der Verteilungen ergeben, zeigen im allgemeinen Abweichungen von den aus der Kalibrationsprozedur erhaltenen Werten, insbesondere im zweiten Abschnitt der Runperiode. Am Beispiel des Runs 2745 ist dies in Abb. 5.2 gezeigt.

Die P_{run} beschreiben die tatsächlichen Pedestale während der Messungen. Somit wird wegen $Q(P_{run}) \neq 0$ eine zusätzliche Ladung (positiv oder negativ) vorgetäuscht.

Zur Korrektur dieses Effekts ist es erforderlich, einen neuen Satz von Parametern \hat{p}_j^i aus den alten p_j^i und P_{run}^i so zu berechnen, daß $\hat{Q}(P_{run}^i) = 0$ gilt und somit die ADC-Ladungs-Funktion für ein Pedestal P_{run}^i richtig ist.

In dieser Arbeit werden durchwegs die Werte für σ_{noise} aus der Kalten Kalibration sowie die Pedestale aus den Zufallstriggern verwendet. Bei einigen Runs war die

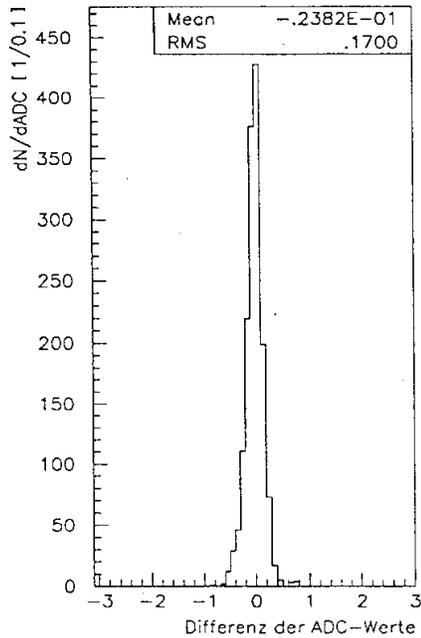


Abbildung 5.1: *Differenz der Breiten des Rauschen aus der Kalten Kalibration und aus den Zufallstriggern*

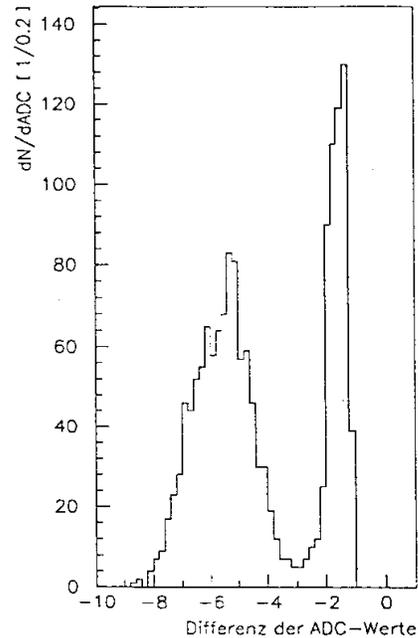


Abbildung 5.2: *Abweichung der Pedestale aus der Kalten Kalibration von den aus den Zufallstriggern gefundenen*

Anzahl der genommenen Zufallstrigger zu gering, um die Pedestale mit hinreichender Genauigkeit berechnen zu können. In diesen Fällen werden als Näherung die Pedestale der zeitlich am nächsten liegenden Messung verwendet. Die betroffenen Runs sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. In Bild 5.3 ist die Differenz der Pedestale zweier aufeinander-

Run	Zahl der Zufallstrigger	Pedestale von Run	Zeitdifferenz [h]
2736	3	2735	-2
2733	0	2734	+3
2615	10	2616	+3
2627	11	2626	-2
2633	8	2632	-1
2654	4	2653	-3
2712	0	2714	+4

Tabelle 5.1: *Runs, für die keine ausreichende Zahl von Zufallstriggern zur Verfügung steht. Pedestale eines zeitlich benachbarten Runs werden verwendet.*

folgender Runs für alle Kanäle dargestellt. Es zeigt sich, daß die Pedestale eines benachbarten Runs eine wesentlich besser Näherung für die tatsächlichen Pedestale darstellen als die aus der Kalten Kalibration erhaltenen.

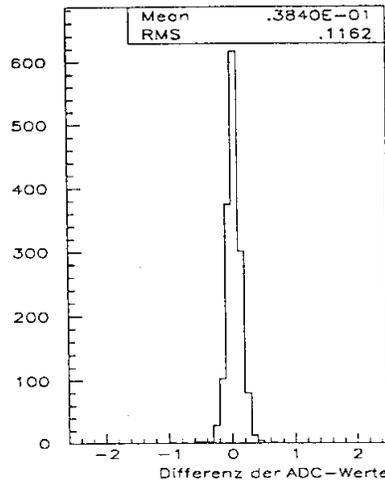


Abbildung 5.3: typische Differenz der Pedestale zweier benachbarter Runs

5.1.2 Elektronisches Übersprechen der Kanäle

Normalerweise wurden während der Kalibrationsprozedur alle Kanäle gleichzeitig gepulst. Eine gleichgroße Ladung in allen Kanälen entspricht jedoch nicht der Situation bei Meßbedingungen. Spezielle Studien, in denen einzelne Kanäle gepulst wurden, ergaben, daß das elektronische Übersprechen der Kanäle zu Ladungsverlusten führt (positiver crosstalk). Damit würde die $Q(ADC)$ -Funktion bei der Messung eine nicht zur tatsächlichen Energiedeposition gehörende Ladung liefern.

Der Effekt kann jedoch durch eine nur vom jeweiligen ADC-Wert abhängige Funktion korrigiert werden. Die Korrekturfunktion $X(ADC)$ wurde in diesen speziellen Studien bestimmt. Die Größe der Korrektur liegt im Mittel bei etwa 2 %. Für die crosstalk-korrigierte Ladung \tilde{Q} ergibt sich

$$\tilde{Q} = Q \cdot X(ADC).$$

5.1.3 Anstieg des Verunreinigungsgrades des aktiven Mediums

Vermutlich durch kleine Lecks im LAr-System können elektronegative Verunreinigungen – hauptsächlich Sauerstoff – eindringen und ein Absinken der Effizienz der Ladungssammlung im aktiven Medium bewirken. Dies führt zu einem zeitlichen Abfall des Kalorimetersignals.

Im Gegensatz zu den oben erwähnten Korrekturen, welche die ADC-Ladungs-Beziehung beeinflussen, kann die Korrektur der zeitlichen Änderung des Verunreinigungsgrades des LAr nur aus den Daten selbst bestimmt werden.

Die Zeitstabilität des Signals wurde während der ganzen Runperiode durch wiederholte Messungen mit 30 GeV Elektronen überwacht. Aus dem Vergleich dieser Messungen untereinander kann der prozentuale zeitliche Abfall des Signals gefunden werden.

Diese Analyse wird in Kapitel 7.1 durchgeführt. Das Ergebnis wird dann dazu verwendet, alle Daten auf $t = 0$, das heißt auf den Beginn der Runperiode zu normieren.

5.2 Ereignisselektion

Die Informationen des Triggersystems stehen bei der Datenanalyse zur Verfügung. Einige Bedingungen waren bereits bei der Datennahme in den Ereignistrigger eingebaut. Zur weiteren Analyse werden in dieser Arbeit nur solche Ereignisse verwendet, die folgenden Selektionskriterien genügen:

Zur Definition des Strahls wurde eine Koinzidenz der beiden Fingerzähler B1 und B2 bei gleichzeitiger Antikoinzidenz von VM verlangt. Um Mehrfachereignisse oder solche, bei denen die Schauerbildung bereits in der Strahlführung begann, auszuschließen, wurde für jedes Ereignis genau ein Treffer pro Drahtebene der MWPC gefordert. Außerdem wurde zur Vermeidung von Signalüberlagerungen verschiedener Ereignisse ein Zeitfenster um jedes akzeptierte Ereignis gelegt, in dem kein weiteres Teilchen den Detektor erreichen durfte.

Zur Teilchenidentifikation im Energiebereich zwischen 10 und 80 GeV wurde eine mindestens sechsfache Koinzidenz der acht Sekundärelektronenvervielfacher in einem der beiden CEDARs gefordert. Bei 170 GeV konnten die Elektronen durch ihre Synchrotronstrahlungsverluste bereits in der Strahlführung von den Pionen räumlich getrennt werden. Im Energiebereich von 3.7 bis 10 GeV wurden Elektronen durch einen zusätzlichen Bleiabsorber in der Strahlführung von einigen Millimetern Dicke aus dem Pionenstrahl ausgeblendet.

Im Strahl verbliebene Myonen wurden durch ein Veto der zentralen Streifen der Myonwände M1 und M2 ausgeschlossen.

5.3 Schnitte zur Verbesserung des Datenmaterials

5.3.1 Untergrundereignisse

Die Daten zeigen einen kleinen Untergrund von minimal ionisierenden Teilchen. Dies können einerseits Myonen sein, die durch den Trigger nicht verworfen wurden, andererseits aber Pionen, die das Kalorimeter ohne eine starke Wechselwirkung durchdringen. In Bild 5.4 ist eine typische Signalverteilung (Gesamtladung für 30 GeV Pionen) dargestellt. Bei Energien oberhalb einiger GeV ist die Energiedeposition von ausschließlich ionisierenden Teilchen sehr viel kleiner als die bei einer Reaktion mit Schauerbildung. Daher läßt sich dieser Untergrund mit einem einfachen Kalorimeterschnitt leicht abtrennen. Es wird gefordert, daß das totale Signal eines Ereignisses einen Schwellenwert übersteigt.

Besonders bei Pionennmessungen mit kleiner Strahlenergie weisen die Daten einen nicht zu vernachlässigenden Untergrund an Elektronen auf. Diese Ereignisse können an ihrer erhöhten Energiedeposition in der ersten radialen Lage des FB2E (Presampler) erkannt und durch einen Schnitt abgetrennt werden. Gleichzeitig werden durch den

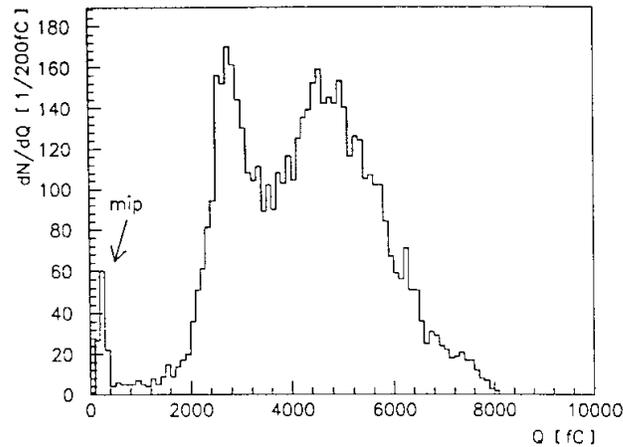


Abbildung 5.4: Typische Signalverteilung für 30 GeV Pionen

Schnitt auch Pionenereignisse ausgesondert, bei denen die primäre Wechselwirkung vor dem Kalorimeter liegt.

5.3.2 Nicht vollständig absorbierte Schauer

Der Ort der zur Schauerbildung führenden primären Wechselwirkung unterliegt starken Schwankungen. Bei manchen Ereignissen liegt er so tief im Kalorimeter, daß der restliche Teil des Detektors nicht ausreicht, um den Schauer ganz zu absorbieren. Solche Ereignisse können nicht zur Berechnung der Kalibrationskonstanten herangezogen werden, da auf die nominelle Einschuß-Energie kalibriert wird. Als Kriterium, ob ein Schauer nahezu vollständig im Detektor absorbiert wurde, eignet sich die Größe des Signals in der letzten Lage des hadronischen Kalorimeters.

In dieser Arbeit wurden zur Kalibration nur Ereignisse verwendet, in denen das Signal in der letzten Lage des hadronischen Kalorimeters kleiner als zwei Prozent des gesamten Signals war.

5.3.3 Unterdrückung des Rauschens

Um den Beitrag des elektronischen Rauschens zum Signal möglichst gering zu halten, andererseits aber die Daten durch den Schnitt nicht zu sehr zu beeinflussen, wird eine spezielle Selektion der aktiven Kanäle angewendet. Der Inhalt eines Kanals wird akzeptiert, wenn er den Wert $p_1 \sigma_{noise}$ übersteigt. Ebenfalls gewertet wird ein Kanal, wenn sein Signal größer als $p_2 \sigma_{noise}$ ist und wenn zusätzlich das Signal eines seiner geometrischen Nachbarn mindestens $p_1 \sigma_{noise}$ beträgt ($p_1 > p_2$). Die Breite des Rauschens ist aus der Kalten Kalibration bekannt.

Dieses Vorgehen berücksichtigt, daß ein kleines Signal neben einer Zelle mit größerem Signal mit erhöhter Wahrscheinlichkeit ein Teichensignal ist, während ein isoliertes Signal der gleichen Größe als Rauschsignal gewertet werden kann.

Soweit nicht anders vermerkt, wird im folgenden stets der $p_1 \sigma / p_2 \sigma$ -Schnitt mit $p_1 = 4$, $p_2 = 2$ angewendet.

6. Kalibrationsmethoden

6.1 Lineare Kalibration

Bei der linearen Kalibration wird eine direkte Proportionalität zwischen gemessener Ladung und Energie angenommen. Die berechnete Energie eines Ereignisses ist gegeben durch:

$$E = \sum_{em.Kalo.} c_{em} \cdot Q + \sum_{ha.Kalo.} c_{ha} \cdot Q$$

Q ist die Ladung in einer Zelle. Die Summation erstreckt sich über alle Zellen des elektromagnetischen bzw. hadronischen Kalorimeters.

Die Kalibrationskonstanten werden aus der Forderung einer optimalen Energieauflösung bei gleichzeitiger Beachtung der korrekten Energienormierung bestimmt. Für alle Ereignisse gleicher Strahlenergie wird das Quadrat der Abweichung von berechneter und nomineller Energie minimiert. Die Nebenbedingung, daß der Mittelwert der rekonstruierten Energien $\langle E \rangle$ gleich der Strahlenergie ist, eliminiert den Einfluß [24] des χ^2 -Fits auf die Normierung.

$$\chi^2 = \sum_{Ereignisse} \left(\frac{E - E_{Str}}{\Delta} \right)^2 + \lambda (\langle E \rangle - E_{Str}) \longrightarrow min. \quad (6.1)$$

Δ ist ein Schätzwert für die Breite der Energieverteilung, λ der Lagrange-Parameter zum Ankoppeln der Nebenbedingung. Das sich ergebende lineare Gleichungssystem

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi^2}{\partial c_{em}} &= 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial c_{ha}} &= 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial \lambda} &= 0 \end{aligned}$$

kann durch Matrixinversion gelöst werden.

Zur Berechnung der Kalibrationskonstanten wurden jeweils alle Ereignisse einer Messung verwendet, deren rekonstruierte Energien innerhalb eines $\pm 3\sigma$ -Intervalls um die Strahlenergie lag. Damit wurde der Einfluß der Ausläufer der Energieverteilung auf die Kalibrationskonstanten klein gehalten.

Für Elektronen wurde die Summation nur über das FB2E sowie über die erste radiale Lage des FB2H ausgeführt. In diesem Bereich werden die Elektronschauer vollständig absorbiert. Der restliche Teil des Kalorimeters enthält lediglich Rausch-Signale.

6.2 π^0 -Wichten

Nicht kompensierende Kalorimeter liefern unterschiedliche Signalhöhen für Elektronen und Hadronen gleicher Energie. Die großen Fluktuationen des elektromagnetischen Anteils hadronischer Kaskaden führen zu einer erheblichen Beeinträchtigung der Energieauflösung.

Das Konzept der Wichtungsmethode ist, elektromagnetische und hadronische Teile eines Schauers zu erkennen, um durch entsprechende Wichtung bei der Datenanalyse Kompensation zu erreichen.

In der Praxis ist ein exaktes Erkennen nicht möglich. Man kann sich aber einen grundlegenden Unterschied zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern zunutze machen, um die einzelnen Schauerkomponenten auf statistischer Basis zu unterscheiden. Elektromagnetische und hadronische Schauer entwickeln sich im Kalorimeter entsprechend ihrer charakteristischen Längenskalen X_0 bzw. λ . In fein segmentierten Kalorimetern, wenn die longitudinale Ausdehnung der Auslesezellen nur einige X_0 und die laterale vergleichbar mit ρ_M ist, ist wegen $\frac{\lambda}{X_0} \approx 10$ das Signal einer Zelle ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß dieses Signal aus der π^0 -Komponente des Hadron-Schauers stammt. Mit einer ladungsabhängigen Wichtungsfunktion $E/Q = W(Q)$ kann im Mittel Kompensation erreicht werden. Die Wichtungsmethode wurde bereits 1979 in [25] vorgeschlagen und bei anderen Experimenten [26, 27] erfolgreich angewendet.

Die optimale funktionale Realisierung von $W(Q)$ ist a priori nicht bekannt und hängt von den Eigenschaften des verwendeten Kalorimeters ab. In früheren Arbeiten wurden verschiedene Ansätze für $W(Q)$ vorgeschlagen und getestet:

- (1) $W(Q) = \alpha \cdot (1 - \eta \cdot Q)$, mit $(1 - \eta \cdot Q) \leq \delta$
- (2) $W(Q) = c_1 + c_2 \cdot Q + c_3 \cdot Q^2$
- (3) $W(Q) = c_1 \cdot \exp(-c_2 Q) + c_3 \cdot \exp(-c_4 Q) + c_5$
- (4) $W(Q) = c_1 \cdot \exp(-c_2 Q) + c_3$

Ansatz (1) wurde in [25] eingeführt. Er liefert gute Ergebnisse für den elektromagnetischen Teil des H1-Kalorimeters [29], hat aber den Nachteil, daß er nicht analytisch ist. Der Ansatz (2) wurde in [28] für das H1-Kalorimeter getestet. Da er linear in allen Parametern ist, kann er leicht angewendet werden. Allerdings ist dieser Ansatz nicht stabil gegen sehr hohe Ladungsdepositionen in einer Zelle. Diese werden entgegen den Anforderungen wieder stärker gewichtet. Die Funktionen (3) und (4) wurden in [29] analysiert. Für den hadronischen Teil des H1-Kalorimeters liefert Ansatz (3) die besseren Ergebnisse, jedoch enthält er zwei zusätzliche freie Parameter.

In dieser Arbeit wird der Ansatz (4) auf Pion-Daten im Energiebereich von 3.7 bis 170 GeV angewendet. Die berechnete Energie eines Ereignisses ist gegeben durch:

$$E = \sum_{em} (A_1 \cdot \exp(-A_2 Q) + A_3) \cdot Q + \sum_{had} (B_1 \cdot \exp(-B_2 Q) + B_3) \cdot Q$$

Der Satz von je drei Konstanten $\{A_i\}$ für den elektromagnetischen und $\{B_i\}$ für den hadronischen Teil des Kalorimeters wird nach Gleichung 6.1 bestimmt. Wegen des nichtlinearen Ansatzes müssen die optimalen Parameter mit numerischen Methoden gefunden werden. Mit dem Minimalisierungsprogramm MINUIT wurden A_2, B_2 variiert, wobei in jedem Schritt die zugehörigen anderen Parameter A_1, A_3, B_1, B_3 durch Matrixinversion berechnet wurden. Dieses Vorgehen sichert eine schnelle und stabile Konvergenz des Fits und erlaubt es, die Nebenbedingung exakter Energienormierung auf einfache, analytische Weise miteinzubeziehen.

7. Auswertung der CERN-Daten

In diesem Kapitel wird die Auswertung der CERN-Daten diskutiert. Zunächst wird die Langzeitstabilität des Kalorimetersignals betrachtet und der Korrekturfaktor für den Signalabfall bestimmt. Unter Verwendung des linearen Ansatzes aus Kap. 6.1 wird eine Kalibration für Elektronen und Pionen angegeben. Energieauflösung, Energielinearität und das $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis werden diskutiert. Schließlich wird die in 6.2 beschriebene Wichtungsmethode auf Pionen angewendet. Es wird gezeigt, daß damit eine substantielle Verbesserung der Energieauflösung erreicht wird.

7.1 Zeitstabilität des Kalorimetersignals

Wie bereits in Abschnitt 5.1.3 erwähnt, wurde die Langzeitstabilität des Detektorsignals durch wiederholte Messungen mit Elektronen und Pionen bei 30 GeV Strahlenergie und unter gleichbleibenden Meßbedingungen überwacht.

Eine zur Ermittlung des Zeitverhaltens besonders geeignete Größe ist der Mittelwert der totalen gemessenen Ladung für Elektronen. Dieser Mittelwert wurde jeweils durch Anpassen einer Gaußkurve an die Ladungsverteilungen bestimmt. Abbildung 7.1 zeigt die erhaltenen Werte mit ihren statistischen Fehlern als Funktion der Zeit. Die durchgezogene Gerade wurde an die Messpunkte angepaßt. Sie entspricht dem

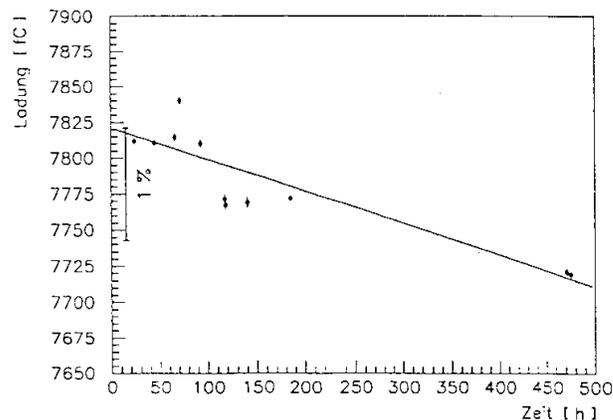


Abbildung 7.1: *Mittlere gemessene Ladung der Stabilitätsmessungen mit Elektronen als Funktion der Zeit*

Modell eines kontinuierlich und mit konstanter Rate abfallenden Signals. In Bild 7.2 ist die Abweichung ΔL der Messpunkte von dieser Geraden zu sehen. Die maximale Abweichung ist kleiner als 0.5 % und somit kompatibel mit der Unsicherheit in der Normierung des Strahlimpulses. Dieser Wert wird als Abschätzung des systematischen

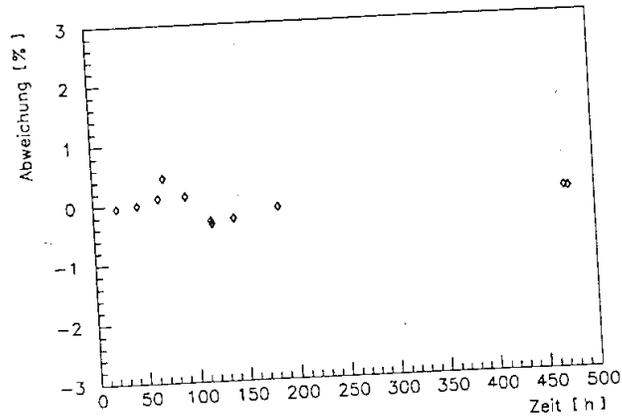


Abbildung 7.2: Prozentuale Abweichung der Einzelmessungen vom gefitteten Verlauf. Die Rate, mit der das Signal abfällt, erhält man als Steigung der Geraden aus dem Fit. Der Ansatz $Q(t) = Q_0 \cdot (1 - R \cdot t)$ liefert

$$R = (2.03 \pm 0.73) \left[\frac{\%}{30 \text{ Tage}} \right].$$

7.2 Lineare Kalibration für Elektronen und Pionen

7.2.1 Ergebnisse für Elektronen

In Abb. 7.3 ist die Kalibrationskonstante c_{em} (siehe Seite 25) für das elektromagnetische Kalorimeter als Funktion der Energie aufgetragen. Für das Eisenkalorimeter kann

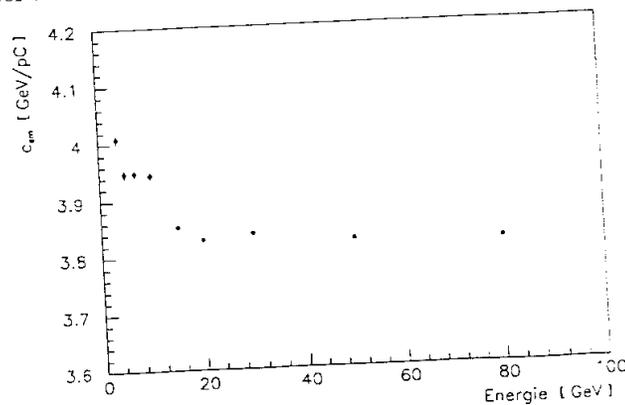


Abbildung 7.3: Kalibrationskonstanten für Elektronen im Blei-Kalorimeter als Funktion der Strahlenergie

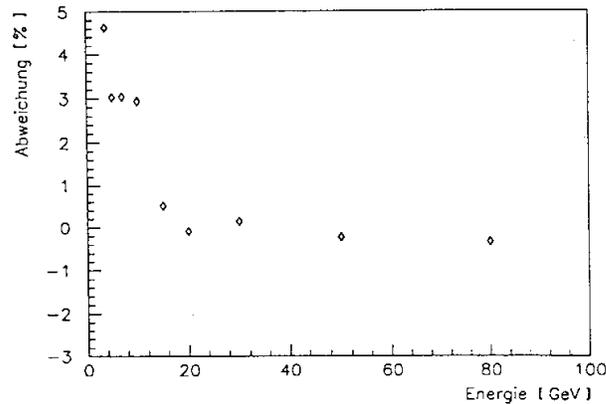


Abbildung 7.4: prozentuale Abweichung der Kalibrationskonstanten von ihrem Mittelwert (15 - 80 GeV)

mit den zur Verfügung stehenden Daten keine Kalibrationskonstante angegeben werden, da die Schauer selbst bei den höchsten gemessenen Energien nahezu vollständig im FB2E absorbiert werden.

Im Bereich kleiner Energien ist eine starke Abweichung vom erwarteten linearen Verhalten festzustellen. Die Abweichung vom gewichteten Mittelwert, gebildet aus den Konstanten für 15 bis 80 GeV, ist in Bild 7.4 dargestellt. Die maximale Abweichung findet man bei 3.7 GeV. Sie beträgt dort 4.6%, zwischen 5 und 10 GeV etwa 3%. Oberhalb 10 GeV sind die Abweichungen kleiner als ein halbes Prozent. Die Nichtlinearität kann qualitativ verstanden werden durch die Einflüsse des Schnitts gegen elektronisches Rauschen sowie des toten Materials vor dem Detektor. Durch die Rauschunterdrückung wird auch ein Teil des eigentlichen Teilchensignals verworfen. Im Bereich der niedrigsten Energien ist der relative Anteil des verworfenen Signals am größten. Man erwartet dort also erhöhte Kalibrationskonstanten. Außerdem verlieren die Elektronen einen Teil ihrer Energie bereits im inaktiven Material vor dem Kalorimeter. Dieser Anteil ist energieabhängig und trägt somit ebenfalls zur Nichtlinearität bei.

Die resultierende Energieauflösung σ/E ist in Abb. 7.5 für alle Energien dargestellt.

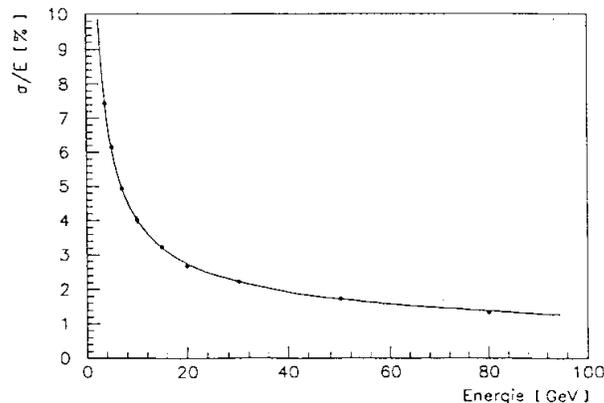


Abbildung 7.5: relative Energieauflösung $\frac{\sigma}{E}$ für Elektronen

σ ist die Breite der an das gemessene Energiespektrum angepaßten Gaußkurve. Die durchgezogene Linie ist die Anpassung der Funktion aus Kap. 3.2.2 an die Daten. Für den statistischen Term, der wie $1/\sqrt{E}$ skaliert, ergibt sich $(11.58 \pm 0.22) \% \sqrt{GeV}$, für den konstanten Term $(0.45 \pm 0.13) \%$. Das Rauschen trägt mit $160 \pm 8 MeV$ zur Auflösung bei.

Zum Vergleich sind die Kalibrationskonstanten für einen weicheren Schnitt gegen das Rauschen in Bild 7.6 dargestellt. Mit den Werten $p_1 = 3$ und $p_2 = 1.6$ läßt sich Linearität im gesamten Energiebereich bis auf etwa ein Prozent erreichen. Die sich mit der Parametrisierung $c_{em} = 3.80 GeV/pC$, $c_{ha} = 0$ ergebende Normierung und Energieauflösung ist in den Bildern 7.7 und 7.8 dargestellt. Die Auflösung ist wegen des erhöhten Beitrags des Rauschens etwas schlechter. Die Funktionsanpassung liefert für den $1/\sqrt{E}$ -Term $(11.38 \pm 0.23) \% \sqrt{GeV}$, für den konstanten Term $(0.59 \pm 0.10) \%$ und $(189 \pm 7) MeV$ für den $1/E$ -Term. Die Werte für die beiden ersten Beiträge

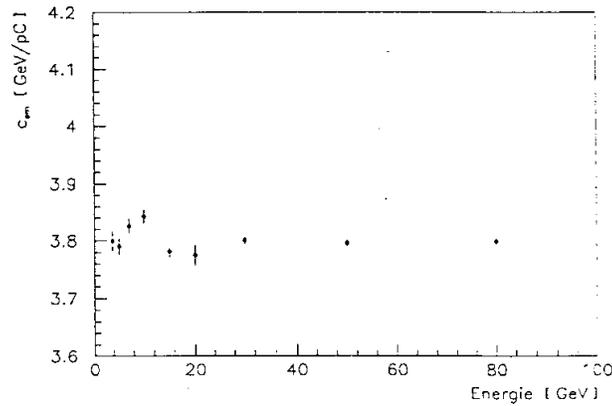


Abbildung 7.6: Kalibrationskonstanten für Elektronen bei einem weicheren Schnitt gegen Rauschen ($3\sigma/1.6\sigma$)

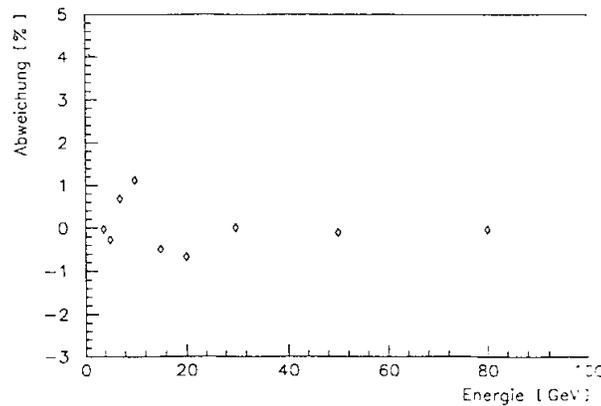


Abbildung 7.7: prozentuale Abweichung der rekonstruierten Energien von der Strahlenergie ($3\sigma/1.6\sigma$)

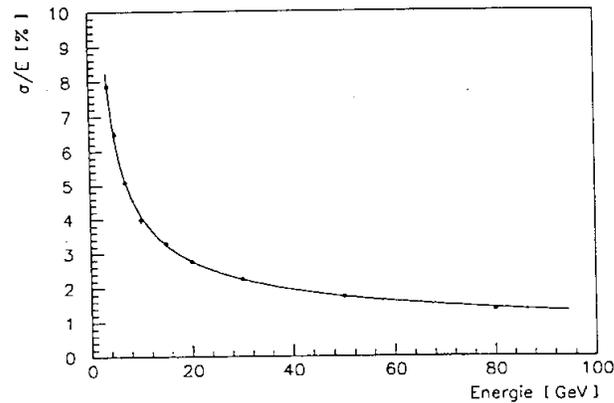


Abbildung 7.8: relative Energieauflösung $\frac{\sigma}{E}$ bei $3\sigma/1.6\sigma$ -Schnitt

stimmen wie erwartet mit denen bei schärferer Rauschunterdrückung innerhalb der Fehler überein.

7.2.2 Ergebnisse für Pionen

Die linearen Kalibrationskonstanten im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter sind in den Abb. 7.9 und 7.10 aufgetragen. Innerhalb der eingezeichneten Fehlerbalken kann eine Konstante unter Ausnützung der Korrelation mit der anderen variiert werden, ohne daß sich die resultierende Auflösung um mehr als ein Prozent ändert. Die starke Variation der Konstanten mit der Strahlenergie war zu erwarten und ist auf die Energieabhängigkeit des Anteils der π^0 -Komponente hadronischer Schauer zurückzuführen. Das stark unterschiedliche Sampling im Blei- bzw. Eisen-Kalorimeter spiegelt sich im Verhältnis von c_{em} zu c_{ha} wider. Die mit linearer Kalibration erreichte Energieauflösung σ/\sqrt{E} ist in Bild 7.11 gezeigt. Aufgrund der nichtkompensierenden Struktur des H1-Kalorimeters ist sie weit entfernt vom geforderten Wert $\sigma/\sqrt{E} \approx 55\%\sqrt{GeV}$. Der Fit der Funktion aus Kap. 3.2.2 an die Energieauflösung σ/E liefert

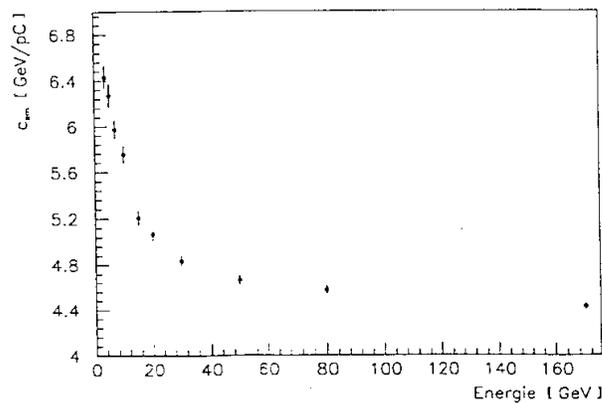


Abbildung 7.9: lineare Kalibration für Pionen im elektromagnetischen Kalorimeter

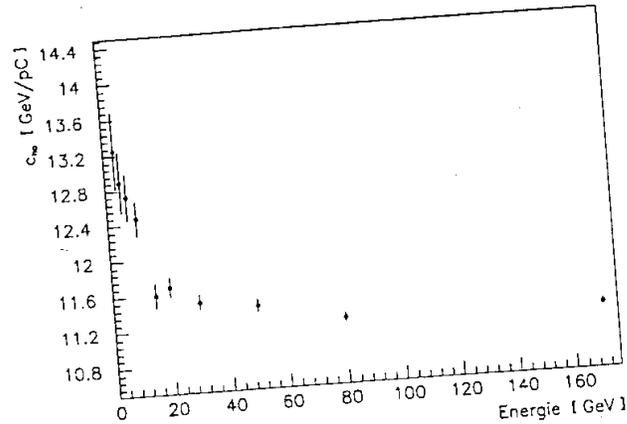


Abbildung 7.10: lineare Kalibration für Pionen im hadronischen Kalorimeter für die einzelnen Beiträge A, B und C:

$$\begin{aligned}
 A &= (57.91 \pm 0.91)\% \cdot \sqrt{\text{GeV}} \\
 B &= (619 \pm 51) \text{ MeV} \\
 C &= (6.63 \pm 0.14)\%
 \end{aligned}$$

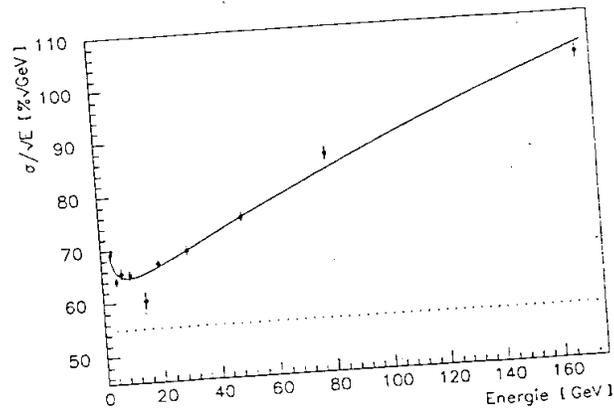


Abbildung 7.11: Energieauflösung für Pionen bei linearer Kalibration

7.2.3 Das e/π -Verhältnis im elektromagnetischen Kalorimeter

Das e/π -Verhältnis ist das Verhältnis der Signalhöhen von Elektronen und Pionen gleicher Primärenergie und stellt eine zentrale Kenngröße eines Kalorimeters dar. Der Einfluß von $e/\pi \neq 1$ auf die Energieauflösung wurde im vorherigen Abschnitt aus dem Verlauf von σ/\sqrt{E} deutlich.

Da die Pionschauer im elektromagnetischen Kalorimeter nicht vollständig absorbiert werden, kann e/π nicht direkt bestimmt werden. Als Näherung kann jedoch das Verhältnis der linearen Kalibrationskonstanten von Elektronen und Pionen verwendet wer-

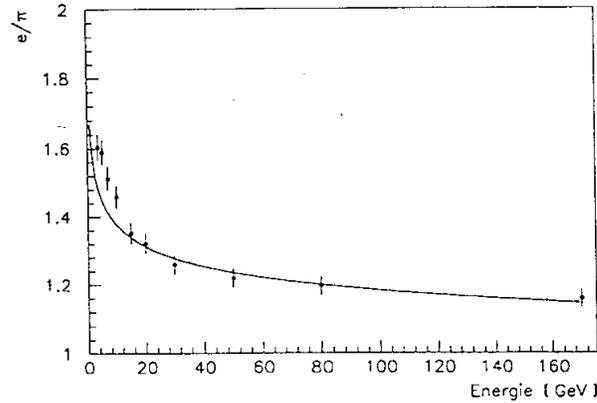


Abbildung 7.12: Signalverhältnis $\frac{e}{\pi}$ im elektromagnetischen Kalorimeter

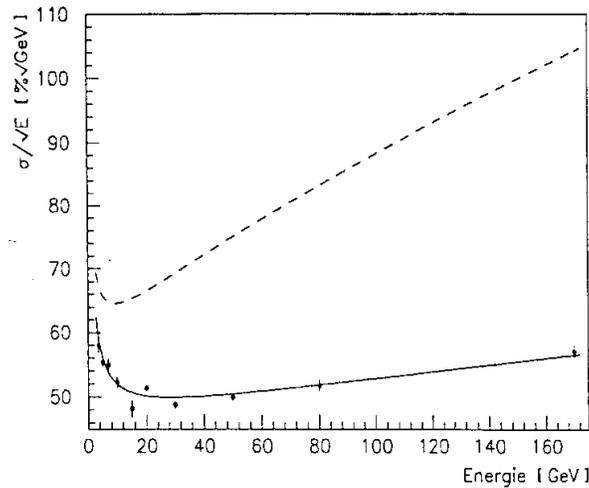
den. Dieses Verhältnis ist in Abb. 7.12 gegen die Energie aufgetragen. Die eingezeichneten Fehler berücksichtigen die systematischen Fehler der Kalibrationskonstanten. Die durchgezogene Linie stellt die theoretische Vorhersage dar. Dabei wird das Signal von Pionen aufgefaßt als Summe eines rein elektromagnetischen Anteils (f_{em}) mit dem Signal e und eines rein hadronischen Anteils ($1 - f_{em}$), dessen Signal h sei. Damit läßt sich schreiben:

$$e/\pi = \frac{1}{f_{em} + (1 - f_{em}) \cdot \frac{h}{e}}$$

Die Größe e/h wird als „intrinsisches e/π -Verhältnis“ bezeichnet. Im Energiebereich zwischen etwa 10 und einigen 100 GeV kann f_{em} durch $\kappa \cdot \ln E$ parametrisiert werden [30]. Die freien Parameter κ und h/e wurden in einem Fit an die Daten angepaßt. Es wurden lediglich die Punkte oberhalb 10 GeV berücksichtigt. Als Werte ergaben sich $\kappa = 0.13$ und $e/h = 1.65$. In der Abweichung von e/h von 1 zeigt sich deutlich die nichtkompensierende Struktur des Kalorimeters.

7.3 π^0 -Wichten für hadronische Schauer

Die Wichtungstechnik und das Vorgehen zur Gewinnung der Parameter $\{A_i\}$ und $\{B_i\}$ wurde in Kapitel 6 beschrieben. Der Satz von je sechs Parametern wurde zunächst für jede zur Verfügung stehende Strahlenergie einzeln bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.14 dargestellt. Die eingezeichneten Fehlerbalken kennzeichnen das Intervall, in dem ein Parameter unter Ausnützung der Korrelationen mit anderen Parametern variiert werden kann, ohne daß dadurch die Auflösung um mehr als ein Prozent verschlechtert wird. Die resultierende Energieauflösung $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ ist in Abb. 7.13 gezeigt. Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis der Anpassung der Auflösungsfunction aus Kap. 3.2 an die Daten. Im gesamten Energiebereich ist eine gute Übereinstimmung zu

Abbildung 7.13: *Energieauflösung bei Verwendung der Wichtungsmethode*

beobachten. Für die einzelnen Beiträge zur gesamten Auflösung ergaben sich folgende Werte:

$$A = (46.38 \pm 0.65) \% \sqrt{GeV}$$

$$B = (702 \pm 33) MeV$$

$$C = (2.44 \pm 0.16) \%$$

Zum Vergleich ist die mit linearer Kalibration erhaltene Auflösungsfunktion gestrichelt eingezeichnet. Die Verwendung der Wichtungstechnik bringt eine wesentliche Verbesserung der Energieauflösung mit sich. Der konstante Term konnte von 6.6 % auf 2.4 % reduziert werden. Die Werte der Energieauflösung $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ liegen für alle Energien zwischen etwa 50 und 55 $\% \sqrt{GeV}$.

Allerdings ist der Satz von je 6 Parametern pro Energiepunkt noch nicht als Kalibration anzusehen. Es wurden lediglich die mit diesem Wichtungsansatz erreichbaren Werte der Energieauflösung bei den verschiedenen Energien gezeigt. Erst die Parametrisierung der Wichtungskonstanten ermöglicht die Anwendung für die Messung hadronischer Schauer unbekannter Energie. Da die Konstanten untereinander korreliert sind, konnten zunächst A_3 und B_3 energieunabhängig festgelegt werden, ohne die Auflösung zu beeinträchtigen. Die übrigen Parameter wurden neu gefittet. Daraufhin konnte auch B_2 energieunabhängig festgesetzt werden. Nach erneutem Fit wurde A_2 und sukzessive A_1 und B_1 als Funktion der Energie parametrisiert. Die Energie-Parametrisierung ist in Tab. 7.1 angegeben und in Bild 7.16 graphisch dargestellt. Die gefundene Parametrisierung wurde an den Pionendaten ohne explizite Verwendung der Strahlenergie getestet. Die Energieabhängigkeit der Wichtungskonstanten erzwingt ein iteratives Vorgehen. Um das ausgezeichnete Konvergenzverhalten zu zeigen, wurde der Startwert der Iteration durch einen Zufallszahlengenerator im Bereich zwischen 0 und 250 GeV festgelegt. Die iterierte Energie änderte sich bereits nach 4 bis 5 Schritten weniger als 1 Prozent. Bild 7.15 zeigt die prozentualen Abweichungen der

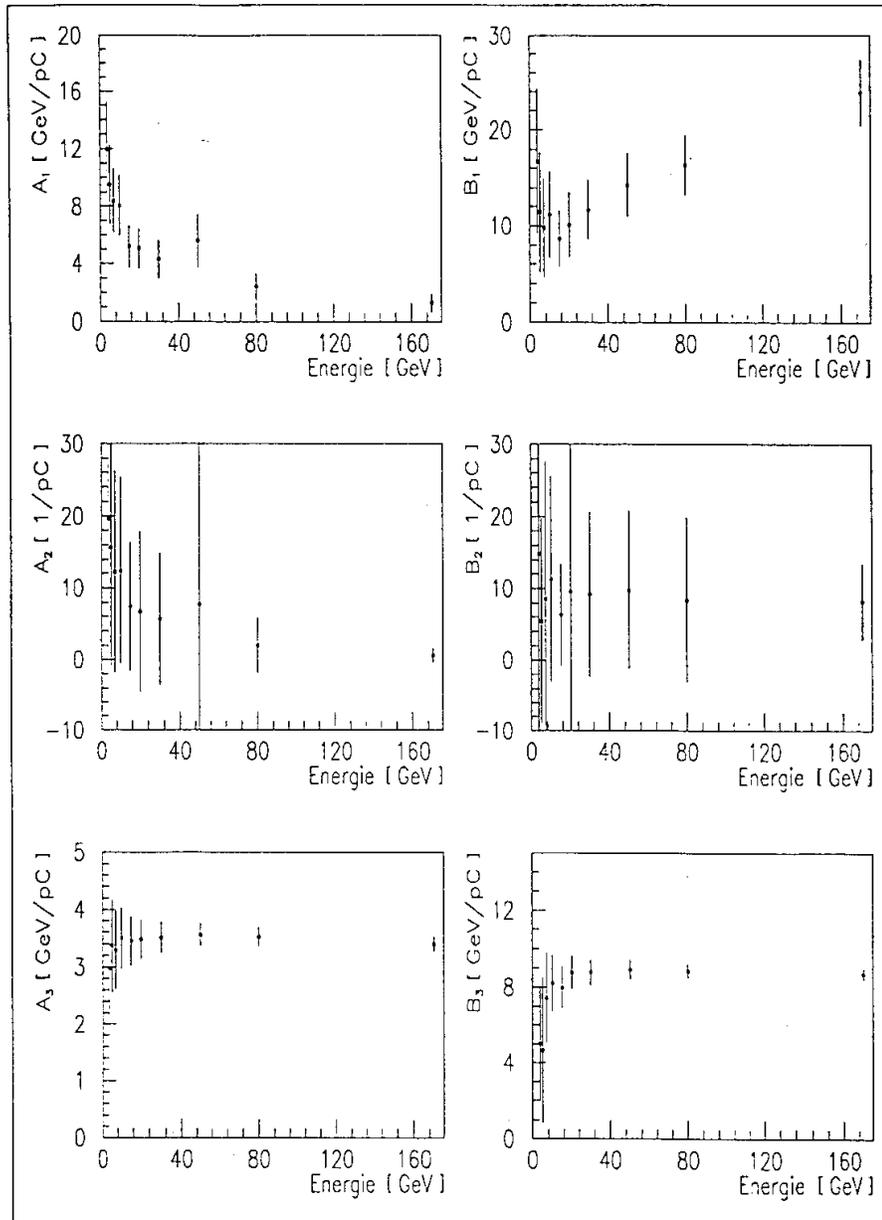


Abbildung 7.14: Wichtungskonstanten bei den verschiedenen Strahlenergien

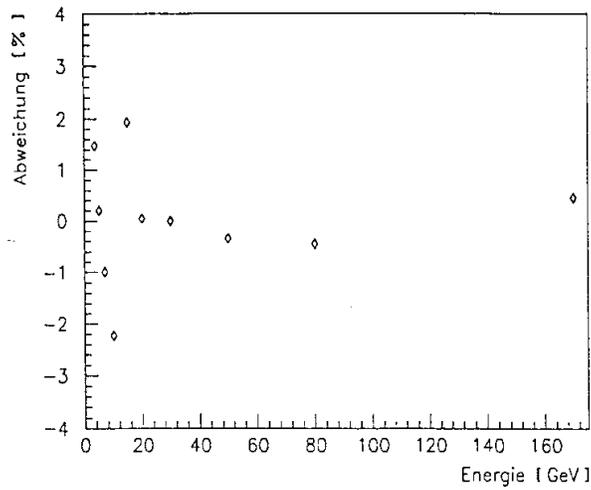


Abbildung 7.15: Fehler in der Energienormierung bei Anwendung der Parametrisierung der Wichtungskonstanten

mittleren rekonstruierten Energien von den jeweiligen Nominalenergien. Im gesamten untersuchten Bereich wird die Energie besser als etwa 2 % rekonstruiert.

Die Energieauflösung wird durch die Parametrisierung der Wichtungskonstanten nicht verschlechtert. Die Werte für die einzelnen Beiträge zu $\frac{\sigma}{E}$ stimmen innerhalb der Fehler mit denen überein, die mit den nicht parametrisierten Konstanten gefunden wurden.

Konstante	Parametrisierung	Parameter
A_1	$a_1^1 \cdot \exp(-a_1^2 \cdot E) + a_1^3$	$a_1^1=9.17 \quad \left[\frac{\text{GeV}}{pC}\right]$ $a_1^2=0.066 \quad \left[\frac{1}{\text{GeV}}\right]$ $a_1^3=2.53 \quad \left[\frac{\text{GeV}}{pC}\right]$
A_2	$a_2^1 \cdot \exp(-a_2^2 \cdot E) + a_2^3$	$a_2^1=19.44 \quad \left[\frac{1}{pC}\right]$ $a_2^2=0.075 \quad \left[\frac{1}{\text{GeV}}\right]$ $a_2^3=2.21 \quad \left[\frac{1}{pC}\right]$
A_3	—	$A_3=3.50 \quad \left[\frac{\text{GeV}}{pC}\right]$
B_1	$b_1^1 \cdot \sqrt{b_1^2} + E$	$b_1^1=1.59 \quad \left[\frac{\text{GeV}}{pC}\right]$ $b_1^2=8.33 \quad [\text{GeV}]$
B_2	—	$B_2=7.16 \quad \left[\frac{1}{\text{GeV}}\right]$
B_3	—	$B_3=8.78 \quad \left[\frac{\text{GeV}}{pC}\right]$

Tabelle 7.1: Energie-Parametrisierung der Wichtungskonstanten

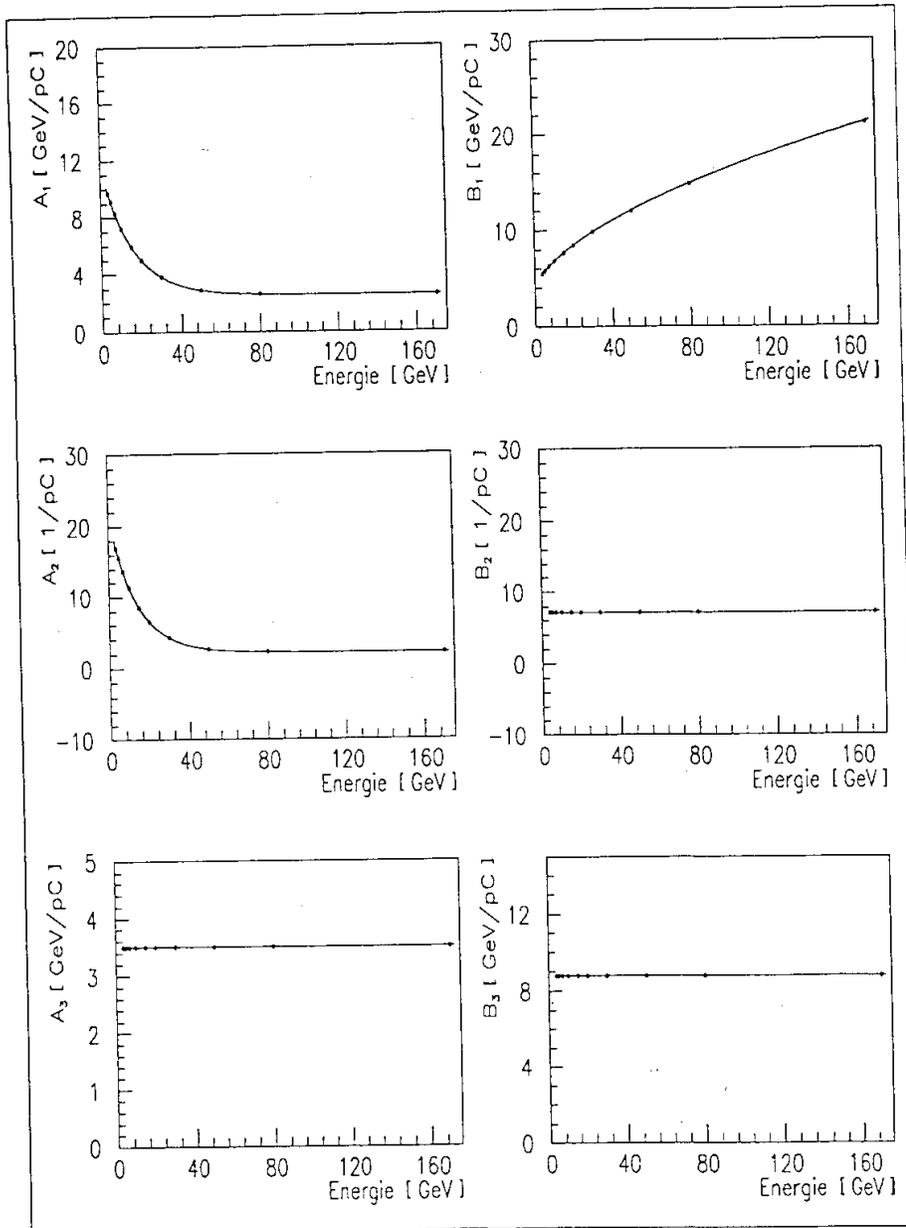


Abbildung 7.16: Energie-Parametrisierung der Wichtungskonstanten

8. Vergleich mit simulierten Daten

In diesem Kapitel werden mit Monte Carlo Methoden simulierte Daten mit den experimentellen Daten aus den Kalibrationsmessungen verglichen. Durch diesen Vergleich wird es einerseits möglich, systematische Einflüsse der verwendeten Schnitte und Kalibrationsmethoden zu studieren, andererseits kann die Qualität des Monte Carlo Programms im Bezug auf hadronische Schauersimulation getestet werden.

Da EGS [31] elektromagnetische Schauer gut simuliert (siehe z. B. [32]), wird zunächst eine gemeinsame Skala für MC-Daten und CERN-Daten auf der Basis von Elektronen bestimmt. Es folgt eine Beschreibung der Simulation des elektronischen Rauschens und der Bestimmung der Strahlparameter. Schließlich werden die Ergebnisse für Elektronen- und Pionen-Daten dargestellt.

8.1 Das Simulationsprogramm

Die MC-Daten wurden mit dem Programm ARCET 2.03/00 produziert. Elektromagnetische Schauer wurden mit EGS4, hadronische mit GHEISHAS [33] simuliert. Der Algorithmus zur Verfolgung der einzelnen Teilchen im Detektor war GEANT 3.14 [34], wobei folgende wesentliche Eingabeparameter verwendet wurden:

Die Abschneide-Energien, ab welchen die Teilchen nicht mehr weiter verfolgt wurden, waren 0.2 MeV für Photonen sowie 1 MeV für Elektronen und Hadronen.

Die geometrische Beschreibung der Kalorimetermodule erfolgte in der besten verfügbaren Qualität (Granularität 1).

Der Startpunkt der Teilchen wurde vor den Zähler B2 (d. h. $z = -352$ cm im CERN-Koordinatensystem) gelegt. (siehe Kap. 4)

8.2 Die ideale elektromagnetische Skala

Die Daten liegen im Falle des CERN-Experiments in Form von Ladung in den einzelnen Kalorimeterzellen vor, die MC-Daten aber als „sichtbare“, das heißt im aktiven Medium deponierte Energie pro Kanal in Einheiten von 50 keV. Um die simulierten Daten mit den experimentellen vergleichen zu können, muß zunächst eine gemeinsame Skala gefunden werden.

8.2.1 Definition der idealen Skala

Die ideale Skala $c_{id,exp}$ wird zweckmäßigerweise so definiert [35], daß die Ladung-zu-Energie Konversion für Elektronen „ideal“ ist, das heißt, die Effekte, die von Unvollkommenheiten des Detektors, totem Material vor dem Kalorimeter oder Analyseschnitten herrühren, sollten korrigiert sein.

Die entsprechende Konstante $c_{id,MC}$ für simulierte Elektronenschauer kann gefunden werden, indem man Elektronen direkt im jeweiligen aktiven Volumen des Detektors starten läßt und die sichtbare Energie auf die tatsächliche Energie kalibriert. Auf diese Weise erhält man für das elektromagnetische bzw. hadronische Kalorimeter die Konstanten $c_{id,MC}^{em}$ bzw. $c_{id,MC}^{ha}$.

Unter Benutzung der CERN-Daten und einer realistischen Simulation der Elektronen einschließlich der Effekte von totem Material, Rauschen und Schnitten ergibt sich die ideale experimentelle Skala im elektromagnetischen Kalorimeter zu

$$c_{id,exp}^{em} = \frac{c_{id,MC}^{em}}{c_{r,MC}^{em}} \cdot c_{r,exp}^{em},$$

wobei $c_{r,MC}^{em}$ und $c_{r,exp}^{em}$ für die Kalibrationskonstanten bei realistischer Simulation bzw. bei den CERN-Daten steht.

$$E_{beam} = c_{r,MC}^{em} \cdot E_{vis} = c_{r,exp}^{em} \cdot Q$$

Q und E_{vis} sind die erhaltenen Signale unter Anwendung identischer Schnitte.

Diese Definition der idealen Skala hat den Vorteil, daß das Verhältnis $c_{id,MC}/c_{r,MC}$ und somit die Skala weitestgehend unabhängig von Simulationsparametern wie Energie-Cutoffs und der verwendeten Programmversion ist, während dies für die einzelnen Konstanten $c_{id,MC}$ und $c_{r,MC}$ nicht gilt [35].

Im hadronischen Kalorimeter, für das keine Messungen mit Elektronen vorliegen, muß die ideale elektromagnetische Skala anders bestimmt werden. Unter der Annahme, daß das Verhältnis der Signale des elektromagnetischen zum hadronischen Kalorimeter im Monte Carlo Programm richtig beschrieben wird, ergibt sie sich zu

$$c_{id,exp}^{ha} = \frac{c_{id,MC}^{ha}}{c_{id,MC}^{em}} \cdot c_{id,exp}^{em}. \quad (8.1)$$

8.2.2 Extraktion der idealen Skala aus den Daten

Zur Bestimmung der idealen elektromagnetischen Skala wurden die Messungen mit 30 GeV Elektronen herangezogen. Dabei wurden die in Kap. 5 genannten Korrekturen sowie ein $4\sigma/2\sigma$ -Schnitt zur Rauschunterdrückung auf die Daten angewendet. Der Mittelwert des Gesamtsignals, gebildet aus allen elf verwendbaren Messungen, ergibt sich zu

$$\langle Q \rangle = (7818 \pm 2 \pm 35) fC.$$

Der Fehler der gemittelten totalen Ladung ist dominiert vom systematischen Fehler. Dieser wurde mit der maximalen Abweichung einer Einzelmessung vom Mittelwert abgeschätzt.

Die idealen Monte Carlo Skalen $c_{id,MC}^{em}$ und $c_{id,MC}^{ha}$ wurden nach der oben beschriebenen Methode bestimmt. Der Startpunkt der Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter wurde dabei hinter die erste radiale Lage (Presampler) gelegt. Diese hat aufgrund ihrer Funktion ein anderes Samplingverhältnis (siehe Kap. 4).

Zur Bestimmung der Konstante im hadronischen Teil wurde ein Startpunkt im OF-Kalorimeter gewählt, um einen Einfluß des Spalts zwischen FB2H und OF auszuschließen. Als Werte erhält man:

$$c_{id,MC}^{em} = 12.821 \pm 0.008$$

$$c_{id,MC}^{ha} = 25.124 \pm 0.028$$

Die angegebenen Fehler sind statistische Fehler.

Mit einer realistischen Simulation und korrekter Behandlung des elektronischen Rauschens (siehe Abschnitt 8.3) muß die rekonstruierte Energie für MC- und CERN-Daten gleich sein. Die ideale Skala ergibt sich aus

$$c_{id,exp}^{em} \cdot \langle Q \rangle = \langle E_{rec,MC} \rangle .$$

Die rechte Seite dieser Gleichung ist schwach abhängig von $c_{id,exp}^{em}$ (siehe Gl. 8.2), sie kann aber iterativ gelöst werden. Man findet

$$c_{id,exp}^{em} = (3.805 \pm 0.023) \frac{GeV}{pC}$$

und unter Verwendung von Gl. 8.1

$$c_{id,exp}^{ha} = (7.456 \pm 0.045) \frac{GeV}{pC} .$$

Die angegebene ideale experimentelle Skala ist noch nicht auf die absolute Effizienz der Ladungssammlung (ϵ) im flüssigen Argon korrigiert und daher noch von der Verunreinigungskonzentration des Argons zu Beginn der Meßperiode abhängig. Die Effizienz ϵ wurde aus der Hochspannungskurve in [36] zu 0.912 ± 0.004 bestimmt. Mit Kenntnis dieses Normierungsfaktors können die Ergebnisse der Kalibrationsmessungen auf das H1-Kalorimeter übertragen werden. Für die ϵ -korrigierte ideale elektromagnetische Skala im FB2E ergibt sich $c_{id,exp}^{em} = (3.47 \pm 0.03) GeV/pC$. Dieser Wert ist mit $c_{id,exp}^{em} = (3.41 \pm 0.05) GeV/pC$ aus [36] zu vergleichen. Die Resultate wurden mit unterschiedlichen Analysemethoden gefundenen. Unter Ausschluß gemeinsamer systematischer Fehlerquellen sind die Ergebnisse auf dem Niveau von 2σ konsistent.

8.3 Simulation des elektronischen Rauschens

Die Signalverteilung der Zufallstrigger ist nicht exakt gaußförmig. Insbesondere an den Rändern der Verteilung zeigen sich Ausläufer. Deshalb ist die Simulation des elektronischen Rauschens mit einer analytischen Verteilung schwierig.

Um eine möglichst realistische Darstellung der Rausch-Effekte zu erhalten, wird jedem Monte Carlo Ereignis ein zufällig ausgewählter Zufallstrigger überlagert. Dies

geschieht, indem in jeder Auslesezone i zur sichtbaren deponierten Energie der jeweilige Rauschpegel dieser Zone addiert wird:

$$E_{rec,MC,i} = c_{id,MC} \cdot E_{vis} + c_{id,exp} \cdot Q_{noise,i} \quad (8.2)$$

Ein Test für die Qualität dieser Beschreibung des Rauschens wird in Abschnitt 8.4 durchgeführt.

8.4 Vergleich für Elektronen

In einem ersten Schritt wurden die Strahlparameter des Simulationsprogramms an das CERN-Experiment angepaßt. Der Auftreffpunkt des Strahls auf das Kalorimeter in φ -Richtung wird durch die y -Position des beweglichen Tisches definiert, in longitudinaler Richtung durch die x -Position des Kryostaten. Diese Parameter wurden durch einen Vergleich der relativen Energiedepositionen von 30 GeV Elektronen in den einzelnen Lagen des FB2E-Kalorimeters in longitudinaler, radialer und azimuthaler Richtung bestimmt.

Als Maß für die Übereinstimmung von gemessenen und simulierten Schauerprofilen kann man folgende Größe verwenden:

$$\Delta_{lon} = \sum_i \left(\left\langle \frac{E_{lon}^i}{E} \right\rangle_{MC} - \left\langle \frac{E_{lon}^i}{E} \right\rangle_{CERN} \right)^2$$

Dabei bedeutet E das Gesamtsignal im FB2E und E_{lon}^i das Summensignal eines Ereignisses in der i -ten longitudinalen Lage ($i = 1 \dots 8$). Analoge Größen Δ_{rad} und Δ_{phi} werden für die beiden anderen Richtungen definiert. Die Mittelwerte für CERN-Daten wurden aus allen zur Verfügung stehenden 30 GeV-Elektron-Ereignissen berechnet.

Es wurden nun Δ_{lon} , Δ_{rad} und Δ_{phi} durch Variation von x und y gleichzeitig minimiert. Die räumliche Struktur der simulierten Schauer erwies sich im Vergleich zu den gemessenen in allen drei Richtungen als zu kompakt. Dies deutete darauf hin, daß die Menge des toten Materials vor dem Kalorimeter in der MC-Geometrie unterschätzt worden war. Durch Modifizierung des Flüssig-Argon-Verdrängers vor dem Detektor konnte die Übereinstimmung von Experiment und Simulation wesentlich verbessert werden. Abb. 8.1 zeigt die relativen Energiedepositionen von 30 GeV Elektronen in den einzelnen Lagen des FB2E. Die Histogramme stellen die Werte zweier verschiedener Messungen dar. Die Punkte sind das Ergebnis der Simulation mit den Parametern, für welche die beste Übereinstimmung gefunden wurde. Die Präzision der Parameter x und y liegt bei ± 1 mm. Die Dicke des toten Materials vor dem Kalorimeter konnte bis auf etwa 0.2 Strahlungslängen bestimmt werden.

Die oben definierte ideale Skala sollte bei perfekter Simulation der Daten nicht von der Strahlenergie und den angewendeten Analyseschnitten abhängen. Das Verhältnis der mittleren rekonstruierten Energien für CERN- und MC-Daten sollte daher für alle Energien E_{str} und alle Parameter der Rauschunterdrückung p_1/p_2 (siehe Seite 24) immer eins sein. Eine mögliche Abweichung kann durch die Größe Δ ausgedrückt werden, die definiert wird als

$$\Delta(E_{str}, p_1/p_2) = \frac{\langle E_{rec}^{CERN}(E_{str}, p_1/p_2) \rangle}{\langle E_{rec}^{MC}(E_{str}, p_1/p_2) \rangle} - 1.$$

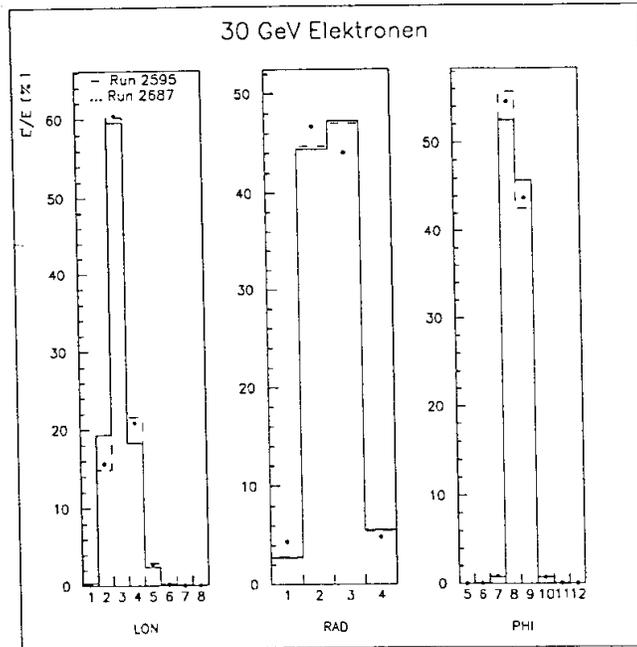


Abbildung 8.1: Schauerprofile von simulierten und gemessenen 30 GeV Elektronenschauern

Δ wurde für Energien von 3.7 bis 50 GeV bei verschiedenen Rausch-Schnitten berechnet. Die Ergebnisse sind in Tab. 8.1 dargestellt. Wenn nur ein Parameter für die Rauschunterdrückung angegeben ist, wurde ein globaler $p_1\sigma$ -Schnitt angewendet. Das heißt, alle Kanäle mit einem Signal kleiner als $p_1\sigma$ wurden ohne Betrachtung der Nachbarkanäle verworfen. Bei den höheren Energien ist Δ bis auf 0.1 % von der Rauschun-

Energie [GeV]	Rauschunterdrückung						syst. Fehler [%]	
	2/1	2	4/2	3	4	5	Strahl	gesamt
3.7	-1.0	-1.2	-2.3	-2.5	-2.9	-3.3	4.1	4.5
5	0.1	-0.5	-1.1	-1.6	-1.6	-1.7	3.0	3.5
7	-0.5	-0.5	-1.3	-1.6	-1.9	-2.2	2.2	2.9
15	0.7	0.5	0.2	0.4	0.2	0.1	1.1	1.2
20	0.8	0.9	0.6	0.8	0.5	0.6	0.9	1.1
30	0.2	0.2	0.2	0.3	0.2	0.2	0.7	0.9
50	0.6	0.5	0.5	0.6	0.5	0.5	0.6	0.8

Tabelle 8.1: Prozentuale Abweichung der rekonstruierten Energien aus CERN- und MC-Daten bei verschiedenen Strahlenergien und Stufen der Rauschunterdrückung

terdrückung unabhängig. Dies zeigt, daß das Rauschen und die Rauschunterdrückung sehr gut simuliert werden und somit die Einflüsse dieser Effekte auf die ideale Skala eliminiert werden konnten. Damit läßt sich auch die bessere Übereinstimmung bei weichen Schnitten im Bereich der kleinen Energien verstehen. Hier wird die rekonstruierte

Energie vom Beitrag des Rauschens stark beeinflusst.

Insgesamt liegen alle Werte von Δ innerhalb der angegebenen Fehler. Es kann keine signifikante Diskrepanz zwischen gemessenen und simulierten Daten festgestellt werden. Tendenziell ist jedoch mit kleiner werdender Strahlenergie eine zunehmende Abweichung zu beobachten. Dies könnte auf eine ungenügende Simulation des toten Materials vor dem Detektor hindeuten.

Die statistischen Fehler sind typischerweise kleiner als ein Promill und können gegenüber den systematischen Einflüssen völlig vernachlässigt werden.

Der systematische Fehler der MC-Daten wird im wesentlichen von der Simulation des toten Materials verursacht. Er wurde durch Variation des toten Materials um $0.2 X_0$ bei zwei Energien abgeschätzt. Für 3.7 GeV ergab sich ein Beitrag von 1.7%, bei 30 GeV 0.2%.

Wesentliche Beiträge zum systematischen Fehler in $\langle E_{rec}^{CERN} \rangle$ sind die Unsicherheit in der Kenntnis des genauen Strahlimpulses und des Korrekturfaktors für den zeitlichen Abfall des Signals, sowie der Fehler der idealen elektromagnetischen Skala. Die Stabilitätskorrektur trägt mit etwa 0.5% für die zweite Meßperiode, in der die Niederenergie-daten genommen wurden, bei. Für die erste Periode ist der Einfluß aufgrund der geringen Zeitdifferenz zu vernachlässigen. Der Fehler der idealen Skala trägt mit 0.5% zur Systematik bei (siehe Kap. 7.1). Der systematische Beitrag der Strahlenergie wird mit $\Delta p/p = 150 MeV/p \oplus 0.5\%$ angegeben [37]. Dies ist der dominierende Beitrag bei allen Energien. Die jeweiligen Werte sind neben dem Gesamtfehler in Tab. 8.1 angegeben. Der Gesamtfehler wurde durch quadratische Addition aller Beiträge gebildet.

Insgesamt wurde gute Übereinstimmung von gemessenen und simulierten Elektronenschauern gefunden. Die Zahl der im Mittel aktiven Kanäle wird bei allen Energien bis auf etwa einen Kanal reproduziert. Auch die erreichbare Energieauflösung wird durch die MC-Simulation korrekt beschrieben (siehe Abb. 8.2 bis 8.4).

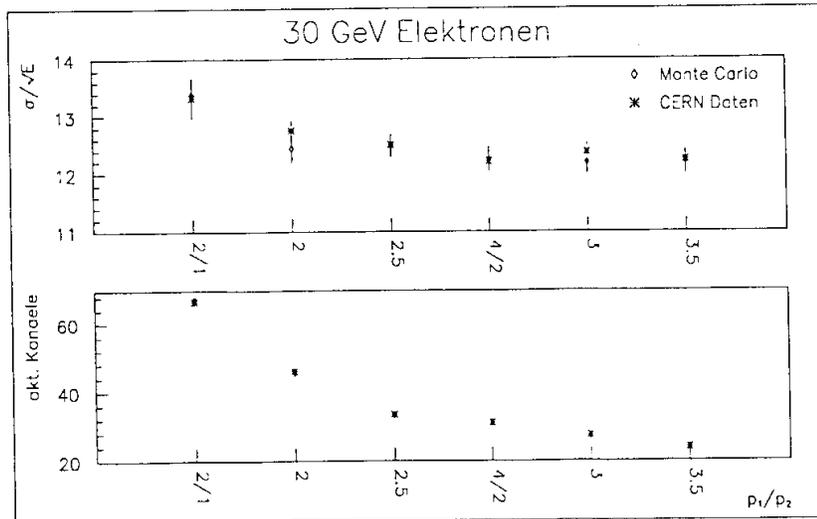


Abbildung 8.2: Energieauflösung und Zahl der aktiven Kanäle für 30 GeV Elektronen

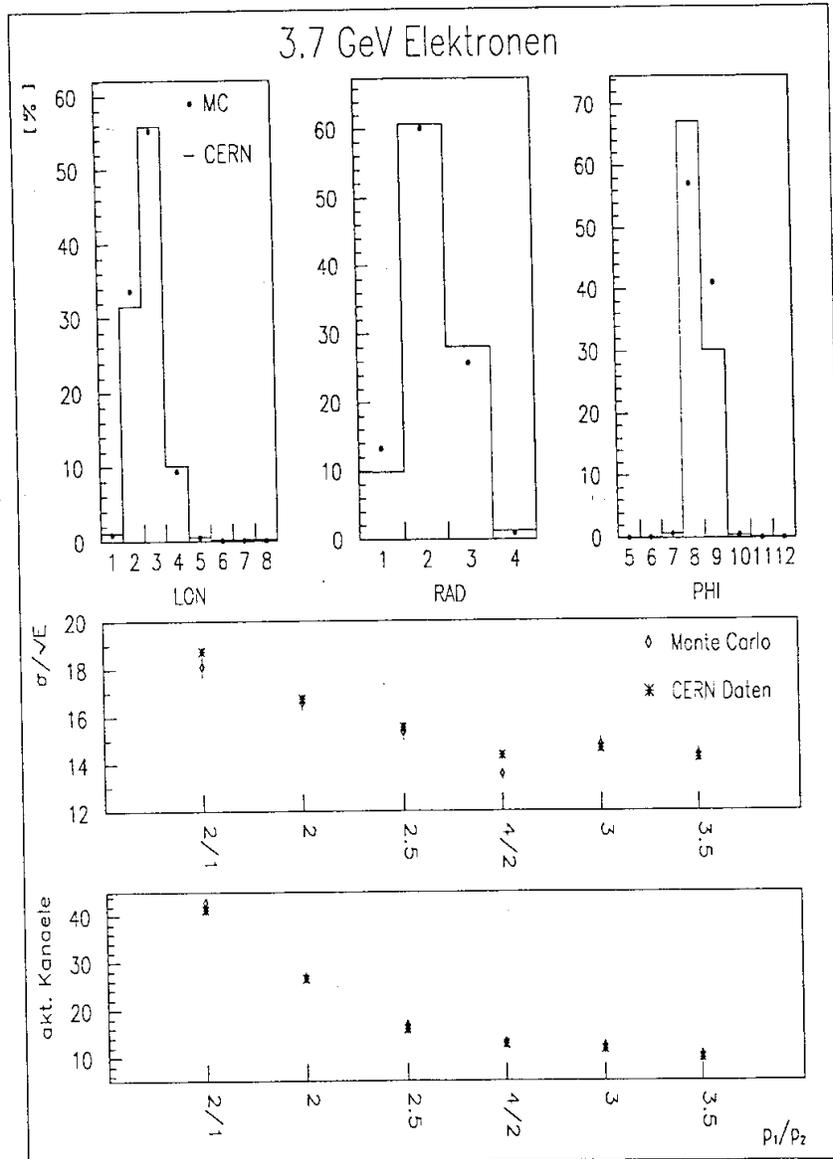


Abbildung 8.3: 3.7 GeV Elektronen: Schauerprofile, Energieauflösung und mittlere Zahl der aktiven Kanäle

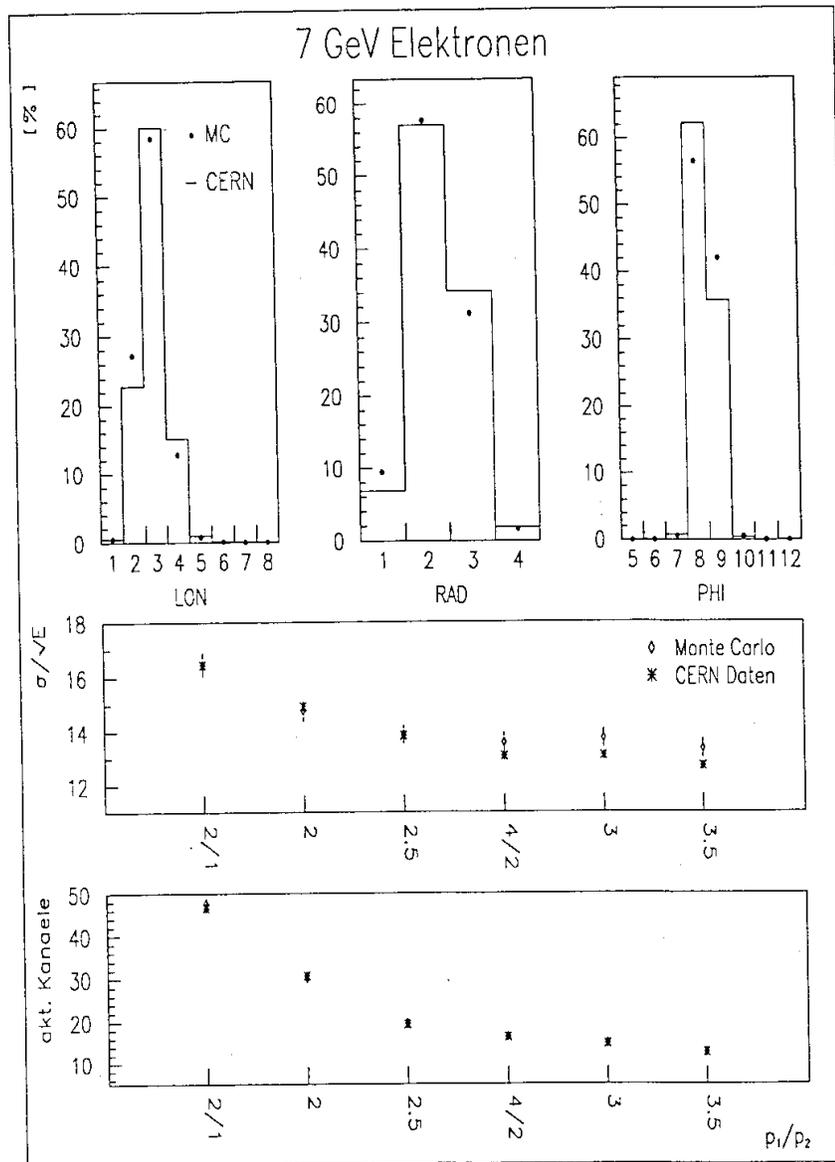


Abbildung 8.4: 7 GeV Elektronen: Schauerprofile, Energieauflösung und mittlere Zahl der aktiven Kanäle

8.5 Vergleich für Pionen

In diesem Abschnitt werden gemessene und simulierte Pionenschauer bei Strahlenergien von 3.7, 7 und 30 GeV verglichen. Die Energierekonstruktion für MC- und CERN-Daten erfolgt dabei auf der in Abschnitt 8.2 bestimmten elektromagnetischen Skala. Die rekonstruierten Energien sind daher im wesentlichen um das e/π -Verhältnis kleiner als die nominellen Energien. Alle in Kapitel 5.3 genannten Schnitte werden auf beide Arten von Daten angewendet. Da in der vorliegenden Version des Monte Carlo Programms das BBE nicht ausgelesen werden kann, wird dieser Kalorimeterteil auch bei den CERN-Daten nicht berücksichtigt. Die Energieauflösung und die rekonstruierten Energien bei den CERN-Daten mit und ohne BBE sind im wesentlichen gleich. Daher darf auch für die Simulation ein vernachlässigbarer Einfluß des Fehlens des BBE angenommen werden.

Die Zahl der nach den Schnitten zur Verfügung stehenden Ereignisse ist bei jeder betrachteten Energie größer als 2000.

In den Abbildungen 8.6 bis 8.8 sind die Gesamtenergie, die Zahl der aktiven Kanäle, die Energie im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter sowie die Energie je Auslesezone gezeigt. Die Verteilungen sind jeweils auf die Zahl der Ereignisse normiert. Die Histogramme stellen die experimentellen Daten dar, die Punkte repräsentierten die Simulation.

Die Energiespektren stimmen gut überein, die Gesamtenergie wird mit einer maximalen Abweichung von 2.5 % durch die Simulation reproduziert. Bei 30 GeV ist eine leichte Verbreiterung des MC-Spektrums gegenüber der experimentellen Energieverteilung zu beobachten. Auch die Aufteilung der Energie auf das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter wird bei 30 GeV nicht so gut wie bei den niedrigen Energien beschrieben. Die Energien je Zelle werden gut simuliert. Im Bereich kleiner bis mittlerer Pad-Energien findet man jedoch etwas weniger Zellen im MC als bei den CERN-Daten, während sehr hohe Energien in einer Auslesezone im MC etwas häufiger auftreten. Die Mittelwerte und Breiten der an die Gesamtenergiespektren angepaßten Gaußkurven sowie die mittlere Zahl der aktiven Kanäle sind in Tabelle 8.2 angegeben. Ein interessanter Test der aus experimentellen Daten bestimmten Wichtungskonstanten ist ihre Anwendung auf MC-Ereignisse. An die Verteilungen der „gewichteten“ Energien wurden ebenfalls Gaußkurven gefittet. Die Mittelwerte und Breiten sind in Tabelle 8.2 mitangegeben. Die Übereinstimmung bei den kleinen Energien ist nahezu

	3.7 GeV		7 GeV		30 GeV	
	CERN	MC	CERN	MC	CERN	MC
$\langle E_0 \rangle_G$	2.13 ± 0.02	2.15 ± 0.02	4.32 ± 0.02	4.44 ± 0.03	21.48 ± 0.06	21.15 ± 0.06
σ_0	0.80 ± 0.01	0.79 ± 0.02	1.09 ± 0.02	1.12 ± 0.02	3.01 ± 0.04	3.23 ± 0.04
$\langle \text{Kanäle} \rangle$	11.4	11.3	17.5	17.2	39.8	38.4
$\langle E_W \rangle_G$	3.72 ± 0.02	3.67 ± 0.03	6.93 ± 0.03	6.92 ± 0.03	29.97 ± 0.05	28.93 ± 0.06
σ_W	1.16 ± 0.02	1.15 ± 0.02	1.44 ± 0.03	1.46 ± 0.03	2.69 ± 0.04	3.37 ± 0.05

Tabelle 8.2: Mittelwerte und Breiten der Verteilungen der Gesamtenergien auf der elektromagnetischen Skala, Zahl der im Mittel aktiven Kanäle und Mittelwerte und Breiten der gewichteten Energien.

perfekt. Bei 30 GeV wird etwa 3.5 % zu wenig Energie rekonstruiert. Der schon auf der idealen elektromagnetischen Skala beobachtete Unterschied in der Breite des Spektrums bei 30 GeV wird durch die Wichtung der Signale vergrößert.

Die Wichtungskonstanten aus den CERN-Daten werden außerdem noch auf simulierte Daten bei 5, 50 und 170 GeV angewendet. Bei 5 und 50 GeV stehen nach allen Schnitten etwa 1000, bei 170 GeV 320 akzeptierte Ereignisse zur Verfügung. Die Abweichungen der Mittelwerte der gewichteten Energien von den Nominalwerten ist in Bild 8.5 dargestellt. Der maximale Fehler ist im gesamten Energiebereich kleiner als 3.5 %.

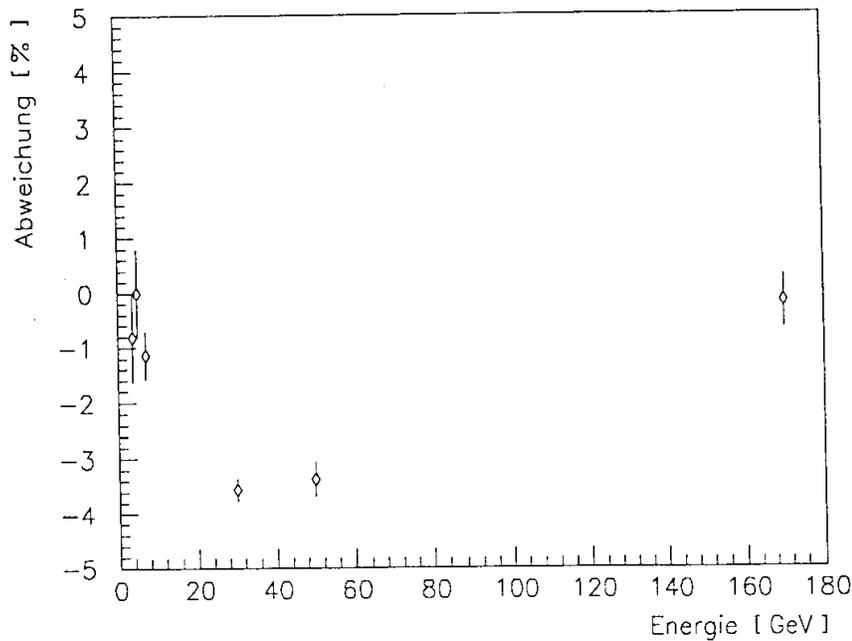


Abbildung 8.5: Anwendung der parametrisierten Wichtungskonstanten auf simulierte Daten: gezeigt sind die prozentualen Abweichungen von den nominellen Energien

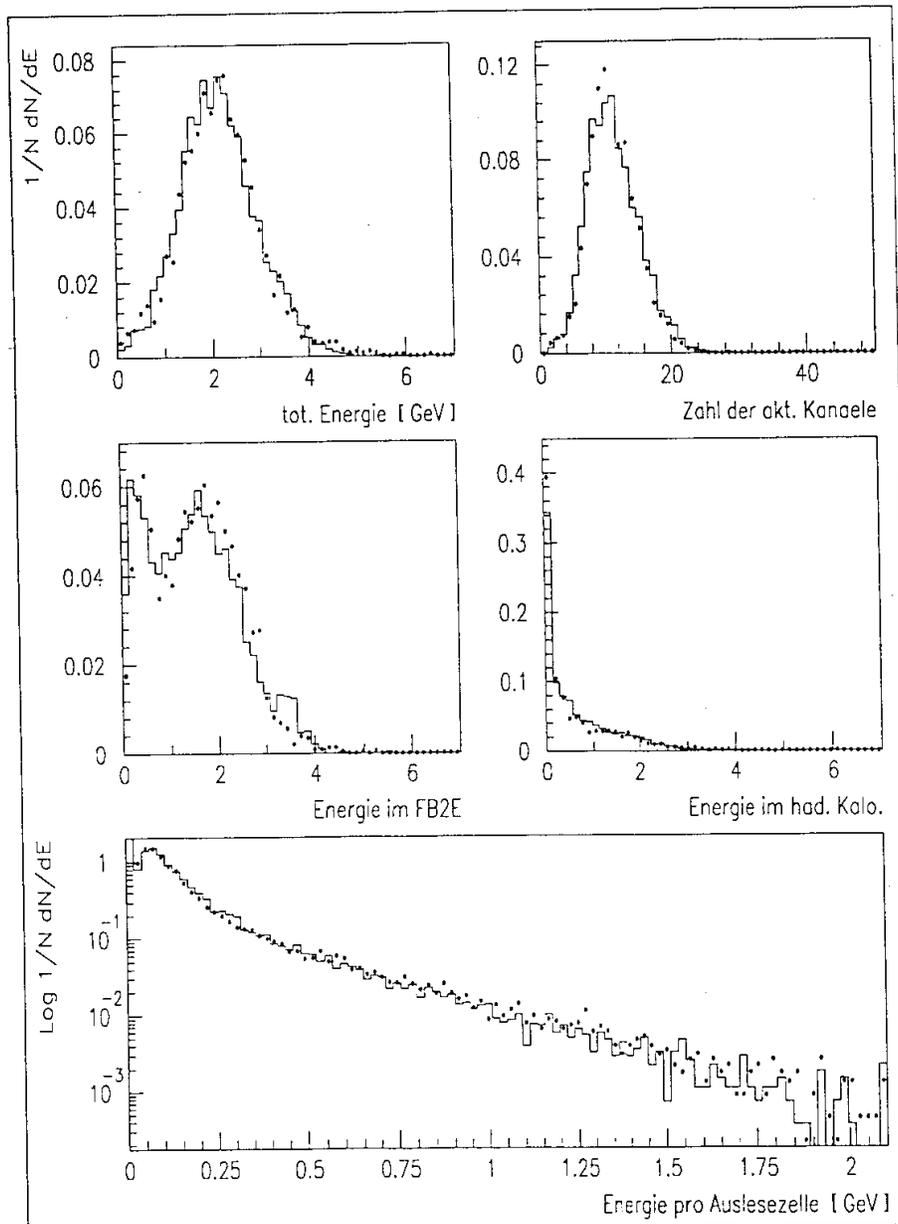


Abbildung 8.6: 3.7 GeV Pionen: Die Histogramme stellen CERN-Daten, die Punkte simulierte Daten dar. Es werden die Zahl der aktiven Kanäle, die rekonstruierte Gesamtenergie, die Energien im Blei- und im Eisenkalorimeter sowie die Energie je Auslesezone verglichen.

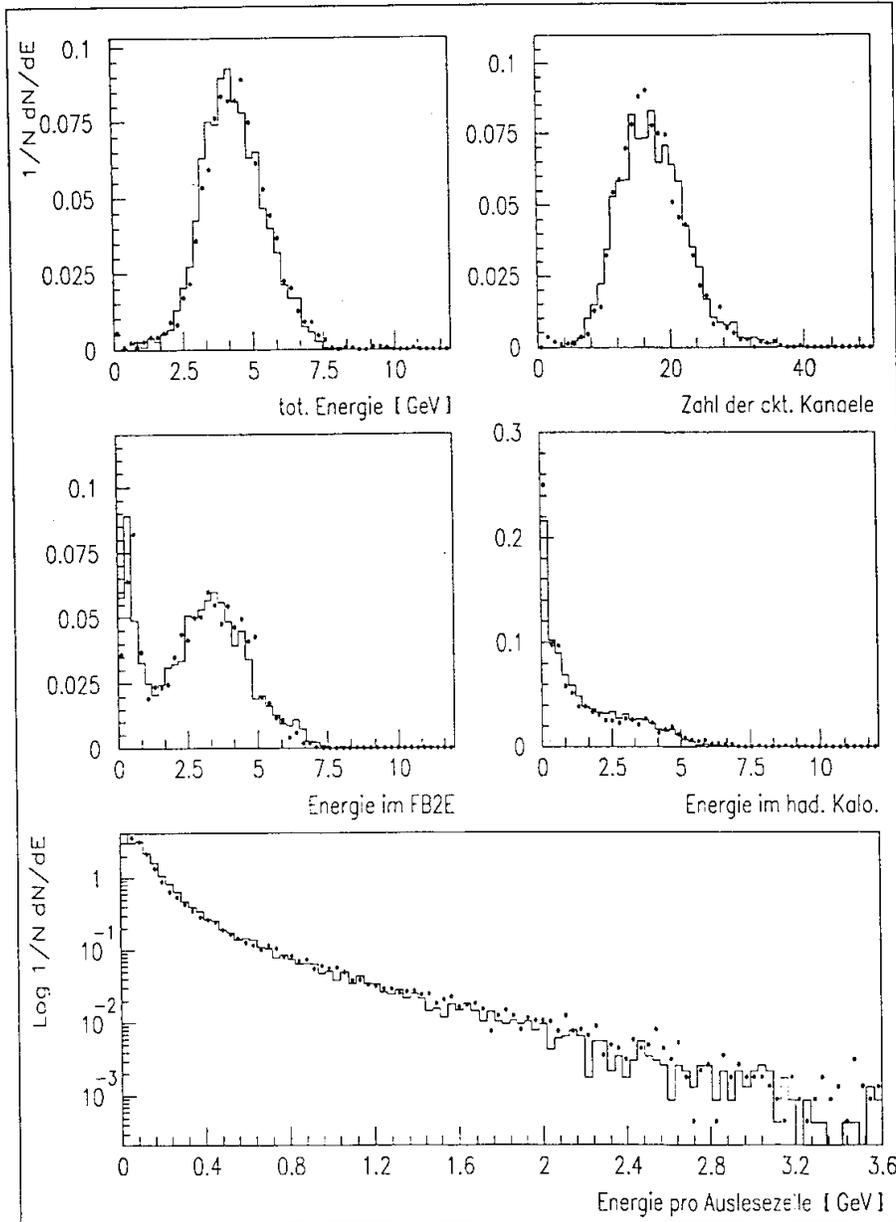


Abbildung 8.7: 7 GeV Pionen: Die Histogramme stellen CERN-Daten, die Punkte simulierte Daten dar. Es werden die Zahl der aktiven Kanäle, die rekonstruierte Gesamtenergie, die Energien im Blei- und im Eisenkalorimeter sowie die Energie je Auslesezeile verglichen.

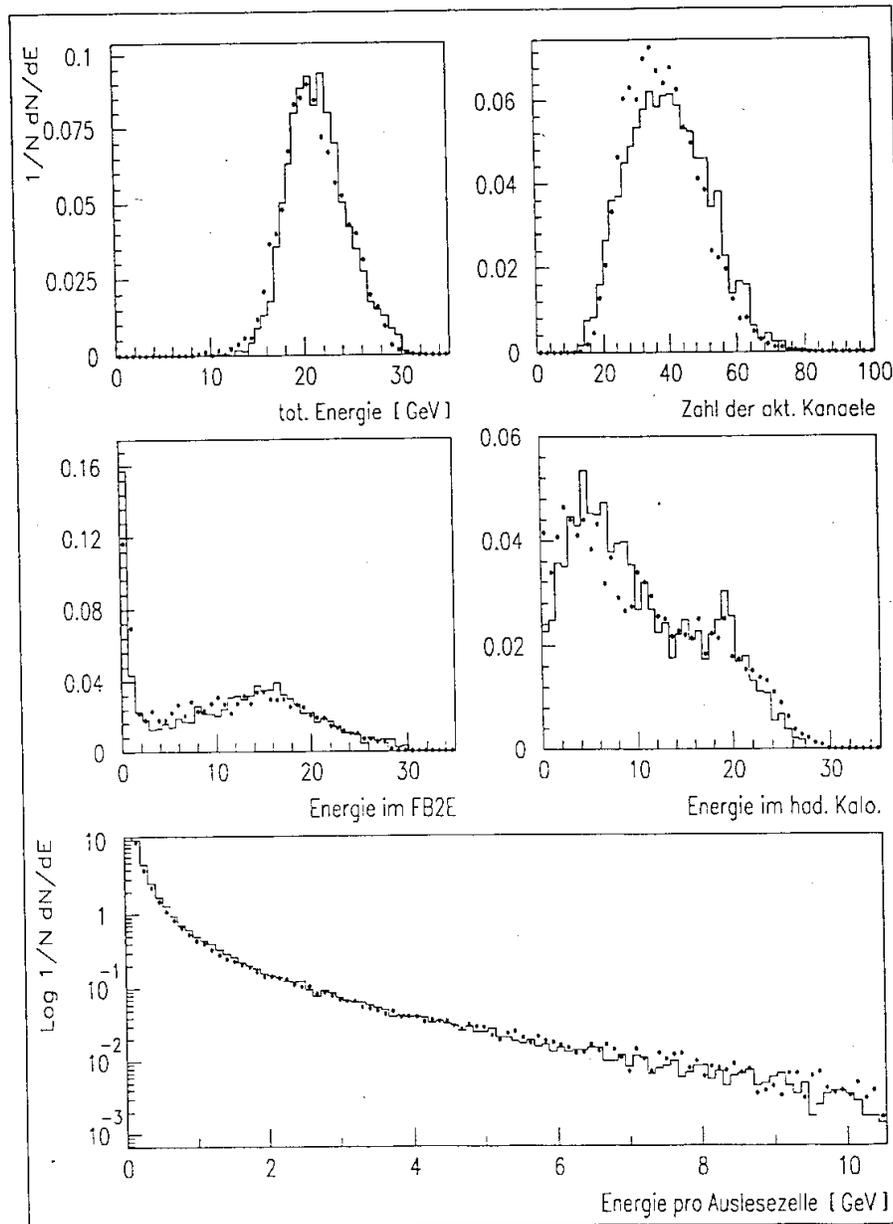


Abbildung 8.8: 30 GeV Pionen: Die Histogramme stellen CERN-Daten, die Punkte simulierte Daten dar. Es werden die Zahl der aktiven Kanäle, die rekonstruierte Gesamtenergie, die Energien im Blei- und im Eisenkalorimeter sowie die Energie je Auslesezeile verglichen.

9. Zusammenfassung

Kalorimetermodule des FB/OF-Teils des H1-Detektors wurden im Energiebereich zwischen 3.7 und 170 GeV anhand von Elektronen- und Pionenschauern untersucht. Die Daten stammen aus Kalibrationsmessungen, die im Juni 1990 am europäischen Kernforschungszentrum CERN durchgeführt wurden.

Es wurde eine gute Langzeitstabilität des Kalorimetersignals beobachtet. Der Signalabfall, vermutlich bedingt durch langsames Ansteigen der Sauerstoffkonzentration im flüssigen Argon, betrug $(2 \pm 0.7) \%$ pro Monat.

Für Elektronen wurde eine lineare Beziehung zwischen gemessener Ladung und Strahlenergie angesetzt. Die Linearität des Signals wird durch den Schnitt zur Unterdrückung des elektronischen Rauschens sowie durch das tote Material vor dem Kalorimeter vor allem im Niederenergiebereich beeinträchtigt. Die Abweichungen vom linearen Verhalten betragen hier zwischen 4.6 % und 3.0 %, bei höheren Energien maximal 0.5 %. Die Nichtlinearitäten werden durch die Monte Carlo Simulation gut reproduziert, die Übereinstimmung der Signale ist außer bei kleinen Energien deutlich besser als 1 %.

Die erreichte Energieauflösung wird durch einen Ansatz der Form

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2}$$

gut beschrieben. Für die einzelnen Beiträge ergaben sich folgende Werte:

$$\text{intrinsische und Samplingfluktuationen: } A = (11.58 \pm 0.22) \quad \%\sqrt{\text{GeV}}$$

$$\text{elektronisches Rauschen: } B = (160 \pm 8) \quad \text{MeV}$$

$$\text{Interkalibrationsfehler, Impulsunschärfe des Strahls: } C = (0.45 \pm 0.13) \quad \%$$

Für Pionen wurden bei linearer Kalibration für die Energieauflösung σ/\sqrt{E} Werte zwischen 60 und 100 $\%\sqrt{\text{GeV}}$ gefunden. Die erreichbare Auflösung wird durch ein e/π -Signalverhältnis ungleich eins limitiert. Durch Anwendung der Wichtungsmethode konnte eine substantielle Verbesserung erzielt werden. Für die Wichtungsfunktion wurde ein exponentieller Ansatz gewählt.

$$E = \sum_{em} (A_1 \cdot \exp(-A_2 Q) + A_3) \cdot Q + \sum_{ha} (B_1 \cdot \exp(-B_2 Q) + B_3) \cdot Q$$

Drei der sechs Parameter $\{A_i, B_i\}$ sind energieunabhängig. Die restlichen drei wurden energieabhängig parametrisiert, wobei jedoch zwei davon oberhalb etwa 30 GeV konstant werden. Der durch die Parametrisierung der Wichtungskonstanten verursachte Fehler in der Energienormierung beträgt bei hohen Energien etwa 0.5 %, unterhalb von 20 GeV maximal 2.5 %. Die resultierenden Werte der Energieauflösung σ/\sqrt{E} liegen im gesamten Energiebereich zwischen 50 und 55 $\%\sqrt{\text{GeV}}$. Der konstante Term C der

Auflösung, in den bei hadronischen Schauern der Einfluß von $e/\pi \neq 1$ einget, wurde entscheidend reduziert. Die einzelnen Beiträge zur Auflösung wurden zu

$$A = (46.38 \pm 0.65) \% \sqrt{GeV}$$

$$B = (702 \pm 33) MeV$$

$$C = (2.44 \pm 0.16) \%$$

bestimmt. Die geforderte hohe Präzision bei der Energiemessung elektromagnetischer und hadronischer Schauer wurde erreicht.

Die experimentellen Daten wurden mit Monte Carlo Simulationen verglichen. Der Vergleich erfolgte auf der idealen elektromagnetischen Skala. Diese wurde im elektromagnetischen Kalorimeter zu $3.47 \pm 0.03 [GeV/pC]$ und im hadronischen Kalorimeter zu $6.80 \pm 0.05 [GeV/pC]$ bestimmt. Die erreichte Übereinstimmung ist für Elektronen typischerweise besser als 1 %, für Pionen besser als etwa 2.5 %. Bei der Anwendung der aus den CERN-Daten bestimmten Wichtungparameter auf simulierte Pionenschauer traten im gesamten Energiebereich von 3.7 bis 170 GeV maximale Abweichungen von 3.5 % in der Energienormierung auf.

Literaturverzeichnis

- [1] R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214.
- [2] J. B. Bjorken, Phys. Rev. 185 (1969) 1975.
- [3] J. B. Bjorken, E. A. Paschos, Phys. Rev. 179 (1969) 1547.
- [4] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214.
- [5] G. Zweig, CERN Report 8182/TH. 401 (1964) und CERN Report 8419/TH. 412 (1964).
- [6] T. Sloan et al., Phys. Rep. 162 (1988) 45.
- [7] J. Feltesse, Proc. of the 1989 Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies 13.
- [8] G. Wolf, HERA: Physics, Machine and Experiments, DESY 86 - 089.
- [9] Technical Proposal for the H1 Detektor, H1 Collaboration, March 1986.
- [10] The ZEUS Detektor, Technical Proposal of the ZEUS Collaboration, March 1986.
- [11] H. Bethe, Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie, Ann. d. Phys. 5 (1930) 325.
- [12] F. Bloch, Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen, Z. f. Phys. 81 (1932) 363.
- [13] D. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison Wesley, Oxford 1987.
- [14] C. W. Fabjan, R. Wigmans, Energy measurement of elementary particles, Rep. Prog. Phys. 52 (1989) 1519.
- [15] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Lett. B, 239 (1990).
- [16] C. W. Fabjan, Calorimetry in High-Energy Physics, CERN-EP/85 - 54, April 1985.
- [17] R. Wigmans, Advances in Hadron Calorimetry, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. , 41 (1991) 133.
- [18] J. Engler, Status and Perspectives of Liquid Argon Calorimeters, Nucl. Instr. & Meth., 225 (1984) 525.
- [19] M. Kubantsev, V. Rusinov, Survey of the experimental setup, Geneva, July 1988.

- [20] C. Bovet et al., The CEDAR Counters for Particle Identification in the SPS Secondary Beams, CERN/SPS/82 - 13, (1982).
- [21] P. Loch, Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets, Universität Hamburg (1992), Dissertation.
- [22] Technical Progress Report, H1 Collaboration, October 1987.
- [23] V. Brisson, Tower and Pad Segmentation of the H1 Liquid Argon Calorimeter, H1-TR-114, (1987).
- [24] H. P. Wellisch, Diplomarbeit, Technische Universität München (1990).
- [25] J. P. Dishaw, The Produktion of Neutrinos and Neutrino-like Particles in Proton-Nucleus Interactions, SLAC-Report 216 (1979), Dissertation.
- [26] CHDS Collaboration, Nucl. Instr. & Meth., A 180 (1981) 429.
- [27] WAS7 Collaboration, Nucl. Instr. & Meth., A 243 (1986) 348.
- [28] W. Braunschweig et al., Nucl. Instr. & Meth., A 265 (1988) 419.
- [29] H. Greif, Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron-Proton Speicherring-Experimenten, MPI-PAE/Exp.El. 229 (1990), Dissertation.
- [30] C. W. Fabjan, T. Ludlam, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. , 32 (1982) 335.
- [31] R. L. Ford, W. R. Nelson, The EGS Code System, SLAC - Report No. 210, June 1978
- [32] T. Kondo et al., Proc. of the 1984 Summer Study on the Design and Utilization of the Superconducting Super Collider, Snowmass (1984) 556.
- [33] H. Fesefeldt, The Simulation of Hadronic Showers, PHITA 85/02. Aachen 1985.
- [34] R. Brun et al., GEANT3, CERN DD/EE/84-1, September 1987.
- [35] J. Gayler et al., Determination of the Electromagnetic Scale for the IF Calorimeter, H1-04/91-171, 08.04.1991.
- [36] P. Hartz, pers. Mitteilung, Determination of the Calibration Constant for FB2E from CERN Test Data, Veröffentlichung in Vorbereitung.
- [37] N. Doble, zitiert nach [21]

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in der Münchner Arbeitsgruppe des Max-Planck-Instituts für Physik, München, das im Rahmen der H1-Kollaboration am Bau des Kalorimeters und an verschiedenen Softwareentwicklungen beteiligt ist.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. G. Buschhorn, der durch seine Vorlesungen an der Technischen Universität München mein Interesse an der Hochenergie-Physik gefördert hat. Ich bedanke mich für die Aufnahme am Institut und die interessante Aufgabenstellung, die mir das Arbeiten innerhalb einer großen Forschungs-Kollaboration ermöglichte.

Herzlich danke ich auch Herrn Dr. P. Schacht für die intensive und lehrreiche Betreuung meiner Arbeit, seine tatkräftige Unterstützung bei Problemen und die vielen wertvollen Anregungen und Diskussionen, die entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Allen Mitgliedern der H1-Gruppe, besonders Herrn H.-P. Wellisch und Herrn E. Schuhmann, danke ich für die vielen kritischen Diskussionen, die zur kalorimetrischen Energiemessung in H1 und zur Monte Carlo Simulation geführt wurden.

Schließlich bedanke ich mich bei allen Mitgliedern der H1-Gruppe für die freundliche Aufnahme und die äußerst freundschaftliche und entspannte Atmosphäre, die eine angenehme und effektive Zusammenarbeit ermöglichte.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.