

J. Gayler-FZU-

Internal Report
DESY-F14-86-01
June 1986

MONTE CARLO STUDIES FOR THE H1 DETECTOR

by

C. Foos

II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg

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

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

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

Monte Carlo Studies for the H1 Detector

Christian Foos

II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg

June 29, 1986

Abstract

Monte Carlo simulations of hadronic showers in the H1 calorimeter were carried out using the GEANT/GHEISHA code. To test the reliability of the Monte Carlo programs, simulations of the CDHS iron scintillator test calorimeter were compared with test measurements. In addition, the GHEISHA versions 6 and 7 were compared.

The longitudinal structure of the H1 calorimeter was defined according to the technical proposal including the electromagnetic and hadronic section (liquid argon part) and the outer iron structure (tail catcher). The energy resolution was determined for single pions and hadronic jets for energies up to 350 GeV. Using a weighting procedure to reduce the fluctuations due to the varying electromagnetic component of the showers, a significant improvement in energy resolution and a linear response of the calorimeter was obtained.

Inhalt

Einführung	4
1 Schauerentwicklung und Kalorimeter	7
1.1 Ionisationsverlust geladener Teilchen in Materie	7
1.2 Elektromagnetische Schauerzähler	8
1.3 Hadronschauerzähler	12
2 Monte-Carlo-Simulation elektromagnetischer und hadronischer Schauer	16
2.1 Beschreibung der Detektorgeometrie	17
2.2 Spurverfolgung	18
2.3 Simulation elektromagnetischer Prozesse	20
2.4 Simulation hadronischer Prozesse	21
3 Vergleich von Monte-Carlo-Voraussagen mit Meßdaten	25
3.1 Testaufbau, Kalibration und Datenselektion	25
3.2 Simulation	26
3.3 Energieauflösung, e/π -Verhältnis und Schauertiefe	26
3.4 Korrektur der π^0 -Fluktuationen	30
3.5 Schlußfolgerungen	32
4 Simulation des H1-Kalorimeters	33
4.1 Beschreibung der untersuchten Kalorimeteranordnungen	33
4.2 Simulation von π -Ereignissen und Jets	35
4.3 Containment, Interkalibration und π^0 -Korrektur	36
4.4 Ergebnisse für die Energieauflösung	38
Zusammenfassung	49
Literatur	50

Abbildungsverzeichnis

.1	Schematische Darstellung des H1-Detektors	6
1.1	Energieverlust von Elektronen in Blei	10
1.2	Photon Wirkungsquerschnitt in Blei	10
1.3	Wirkungsquerschnitt für Proton-Proton-Streuung	13
1.4	Multiplizität geladener Sekundärteilchen in Proton-Proton-Stößen	13
1.5	Beiträge verschiedener Prozesse zur Energiedeposition in Hadronschauern	14
2.1	Module des GEANT3-Systems	17
2.2	Q-Werte-Verteilung für Pion-Kern-Wechselwirkung bei 200 GeV	24
3.1	Aufbau für Testmessungen	27
3.2	Energieauflösung des CDHS-Testkalorimeters	27
3.3	Verhältnis der deponierten Energie von Elektronen und Pionen	29
3.4	Lage des Schauerschwerpunktes in Abhängigkeit von der Energie	31
3.5	Energieauflösung des CDHS-Testkalorimeters nach Korrektur	31
3.6	Korrelation zwischen maximaler deponierter Energie und insgesamt deponierter Energie für Pionschauer	32
4.1	Anordnung der Kalorimeterkomponenten	40
4.2	Samplingstruktur des Flüssig-Argon-Kalorimeters	40
4.3	Korrelation zwischen Energie im Gas-Kalorimeter und π^0 -Anteil	41
4.4	Containment in Vorwärtsrichtung	41
4.5	Containment im Zentralteil	42
4.6	Abhängigkeit der Energieauflösung von der relativen Kalibration	42
4.7	Verteilung der meßbaren Energie	43
4.8	Mittlere meßbare Energie in Abhängigkeit von der Strahlenergie	43
4.9	Korrelation zwischen maximaler Energie pro Zelle im im elektromagnetischen Kalorimeter und gesamter meßbarer Energie	44
4.10	Korrelation zwischen maximaler Energie pro Zelle im im hadronischen Kalorimeter und gesamter meßbarer Energie	44
4.11	Korrelation zwischen meßbarer Energie und π^0 -Anteil der Jets	45
4.12	Energieauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters in Vorwärtsrichtung für π -Schauer	46
4.13	Energieauflösung in Vorwärtsrichtung für π -Schauer	46
4.14	Energieauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters in Vorwärtsrichtung für Jets	47
4.15	Energieauflösung in Vorwärtsrichtung für Jets	47
4.16	Energieauflösung im Zentralteil für Pionen	48
4.17	Energieauflösung im Zentralteil für Jets	48

Tabellenverzeichnis

1.1	Materialkonstanten	15
2.1	Schauerkenngrößen in Abhängigkeit von der Abschneideenergie	19
3.1	Anzahl der erzeugten Monte-Carlo-Ereignisse für das CDHS-Testkalorimeter	26
3.2	Energieauflösung des CDHS-Testkalorimeters für Elektronen	28
3.3	Verhältnis der deponierten Energie von Elektronen und Pionen	28
3.4	Abhängigkeit der mittleren Schauertiefe von der Energie	29
4.1	Parameter für das Flüssig-Argon-Kalorimeter	34
4.2	Materialdicke für Kryostat und Spule	34
4.3	Parameter für das Gas-Kalorimeter	34
4.4	Anzahl der erzeugten Monte-Carlo-Ereignisse für das H1-Kalorimeter	35
4.5	Jetkenngrößen	35

Einführung

Lepton-Nukleon-Streuxperimente haben einen entscheidenden Beitrag geleistet zum heutigen Verständnis der elementaren Konstituenten von Materie und der fundamentalen Wechselwirkungen. Die tief inelastische Elektron-Proton-Streuung gab erste Hinweise auf die drittelzahlig geladenen, punktförmigen Quarks, und die Neutrino-Nukleon-Streuung führte zur Entdeckung der schwachen Ströme. Durch die gegenwärtig in Bau befindliche Elektron-Hadron-Ring-Anlage HERA beim Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg, die ab 1990 in Betrieb gehen soll, wird der zugängliche q^2 -Bereich für derartige Experimente um zwei Größenordnungen erweitert. In zwei übereinanderliegenden Speicherringen werden Elektronen und Protonen auf 30 bzw. 820 GeV beschleunigt und unter einem Winkel von 0° zur Kollision gebracht, womit man eine Schwerpunktsenergie von 314 GeV erreicht. Dabei sind bei noch vertretbaren Ereignisraten Messungen bei Impulsüberträgen bis $q^2 \sim 4 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$ möglich, was bedeutet, daß man auf Strukturen der Größenordnung 10^{-17} cm empfindlich wird. Neben einem Test des gegenwärtigen Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung und der Messung der Strukturfunktionen des Protons könnte HERA deshalb auch weite Bereiche neuer Physik erschließen. Hier seien stichpunktartig nur genannt eine mögliche Substruktur von Quarks und Leptonen, weitere Generationen von Fermionen, supersymmetrische Teilchen, neue Wechselwirkungen.

Der Endzustand in einer ep -Kollision besteht aus einem oder mehreren Leptonen, Quark- und evtl. Gluonjets. Die Ereignisse bei HERA zerfallen in zwei Klassen: Neutral Current (NC) $ep \rightarrow eX$ und Charged Current (CC) $ep \rightarrow \nu X$, wobei X den hadronischen Endzustand bezeichnet. Im Falle von NC-Ereignissen genügt es zur Bestimmung der kinematischen Variablen x und q^2 der Strukturfunktionen, Energie und Winkel des auslaufenden Elektrons zu bestimmen, während man bei CC-Ereignissen die Hadronen im Endzustand betrachten muß. Die Energie der gestreuten Elektronen und Jets beträgt bis zu einigen hundert GeV und wird dann sinnvollerweise mit Kalorimetern gemessen, da deren Auflösung im Bereich hoher Energien der von Spurkammern bei weitem überlegen ist. Kalorimeter bilden deshalb die wesentliche Komponente von HERA-Detektoren, und Energie- und Winkelauflösung der Kalorimeter bestimmen die Genauigkeit der Messung von x und q^2 und damit der Messung der Strukturfunktionen des Protons. Die wesentlichen Anforderungen an die Kalorimeter für einen HERA-Detektor sind

- gute intrinsische Energieauflösung für Elektronen und Jets
- 4π -Abdeckung
- hohe Granularität, insbesondere in Vorwärtsrichtung (=Protonrichtung)
- Homogenität in Winkel und Tiefe
- zeitlich stabile absolute Kalibration der Segmente auf $\sim 1 - 2\%$

Auf der folgenden Seite ist der von der H1-Kollaboration geplante Detektor in einem Schnitt parallel zur Strahlachse abgebildet. Der zentrale Spurdetektor besteht aus einer Jetkammer um den Wechselwirkungspunkt und Driftkammern mit Übergangsstrahlungsdetektoren in Vorwärtsrichtung. Um die Spurkammern herum liegt das Flüssig-Argon-Kalorimeter, das aus einem elektromagnetischen Teil besteht, mit 2.4 mm dicken Bleiplatten als Absorber und einem hadronischen Teil mit 12 mm Eisen-Sampling. Die Materialdicke von beiden Teilen zusammen beträgt etwa 4.5 Absorptionslängen im Zentralteil und etwa 6 Absorptionslängen in Vorwärtsrichtung. Das Rückwärtskalorimeter ist ein konventionelles Blei-Szintillator-Kalorimeter. Spurkammern und Argon-Kalorimeter sind von einer supraleitenden Spule mit Radius $r = 2.7 \text{ m}$ umgeben, die ein Feld von 1.2 Tesla erzeugt. Den äußeren Teil des Detektors bilden eine Eisenstruktur und Muonkammern. Das mit Streamerkammern instrumentierte Eisen dient dabei gleichzeitig als Rückflußloch für die Spule, als Muonfilter und als Kalorimeter für im Flüssig-Argon-Teil nicht vollständig absorbierte Hadronschauer. Die insgesamt angestrebte Energieauflösung für Hadronen beträgt $\sigma/E = 0.55/\sqrt{E} + 0.02$ [1].

Das Ziel der vorliegenden Untersuchung ist die Bestimmung der Energieauflösung der Kalorimeter für Hadronen und Jets im Zentralteil und in Vorwärtsrichtung mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen. Für Flüssig-Argon-Kalorimeter mit Blei bzw. Eisen als Absorber erwartet man eine unterschiedliche Response für Elektronen und Pionen. Aufgrund der schwankenden elektromagnetischen Komponente in Hadronschauern entstehen dadurch zusätzliche Fluktuationen in der im Kalorimeter deponierten Energie. Es wird gezeigt, daß diese Fluktuationen, die die Energieauflösung bei hohen Energien wesentlich beeinträchtigen, durch einen einfachen Korrekturalgorithmus ausgeglichen werden können. Zusätzlich erreicht man durch die Korrektur ein lineares Verhalten der Kalorimeter mit der Energie.

Im folgenden ersten Kapitel werden die für die Schauerbildung verantwortlichen physikalischen Prozesse besprochen und die verschiedenen Beiträge von Fluktuationen zur Energieauflösung in Kalorimetern dargestellt. Darauf aufbauend behandelt das zweite Kapitel die Monte-Carlo-Simulation von Schauern und damit zusammenhängende Probleme. Im anschließenden Abschnitt werden Monte-Carlo-Voraussagen für das CDHS-Eisen-Szintillator-Kalorimeter mit Meßdaten verglichen. Im vierten Kapitel werden dann ausführlich Methode und Ergebnisse der Rechnungen im Hinblick auf den H1-Detektor dargestellt. Eine kurze Zusammenfassung bildet den Abschluß.

Kapitel 1

Schauerentwicklung und Kalorimeter

Ein Kalorimeter ist im Prinzip ein Block Materie, groß genug, so daß einfallende hoch-energetische Teilchen wechselwirken und die Energie der nachfolgenden Kaskade von immer niederenergetischeren Teilchen aufgenommen wird. So wird schließlich nahezu die gesamte Energie des primären Teilchens in Wärme verwandelt - daher der Name *Kalorimeter*. Ein im allgemeinen sehr kleiner Anteil der deponierten Energie wird umgewandelt in ein nachweisbares Signal (Szintillationslicht, Ionisationsladung, Tscherenkow-Strahlung), und im Idealfall ist dieses Signal proportional zur ursprünglichen Energie. Entsprechend der Natur der ersten Wechselwirkung der Teilchen im Kalorimeter unterscheidet man zwischen elektromagnetischen Schauerzählern zum Nachweis von Elektronen oder Photonen und Hadronschauerzählern zum Nachweis von Pionen, Kaonen, Nukleonen etc.

Im Folgenden werden die globalen Eigenschaften von elektromagnetischen und Hadronschauerzählern im Zusammenhang mit den für die Teilchenvervielfachung verantwortlichen Elementarprozessen dargestellt und die sich daraus ergebenden Folgerungen für beide Arten von Kalorimetern besprochen. Auf die unterschiedlichen Beiträge zu Fluktuationen, die für beide Typen die Energiauflösung beschränken, wird dabei eingegangen.

1.1 Ionisationsverlust geladener Teilchen in Materie

Geladene Teilchen geben beim Durchgang durch Materie über Stöße mit Hüllenelektronen in einem statistischen Prozeß Energie an das Medium ab. Der mittlere Energieverlust durch Ionisation pro Weglänge x in $g\text{ cm}^{-2}$ ist durch die Bethe-Bloch-Formel gegeben [2]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A z^2 e^2 Z}{m v^2 A} \left(\ln \left(\frac{2m v^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta \right)$$

mit z = Teilchenladung (in Elementarladungen), v = Teilchengeschwindigkeit, $\beta = v/c$, m = Elektronenmasse, N_A = Avogadrokonstante, A = Atommassenzahl und Z = Kernladungszahl. I ist ein über alle Elektronen gemittelt Ionisationspotential und liegt in der Größenordnung $I \approx 10 Z \text{ eV}$. Der mittlere Ionisationsverlust ist von der Teilchenmasse M unabhängig. Im nichtrelativistischen Bereich fällt er zunächst mit v^{-2} und erreicht für $\gamma = \sqrt{1-\beta^2} \approx 3$ ein Minimum. Teilchen mit dieser Geschwindigkeit nennt man *minimal ionisierend*. Der mittlere Energieverlust minimal ionisierender Teilchen ist für einige Materialien in Tabelle 1.1 aufgelistet. Im Bereich relativistischer Geschwindigkeiten steigt der mittlere Ionisationsverlust zunächst an aufgrund des mit γ zunehmenden transversalen elektrischen

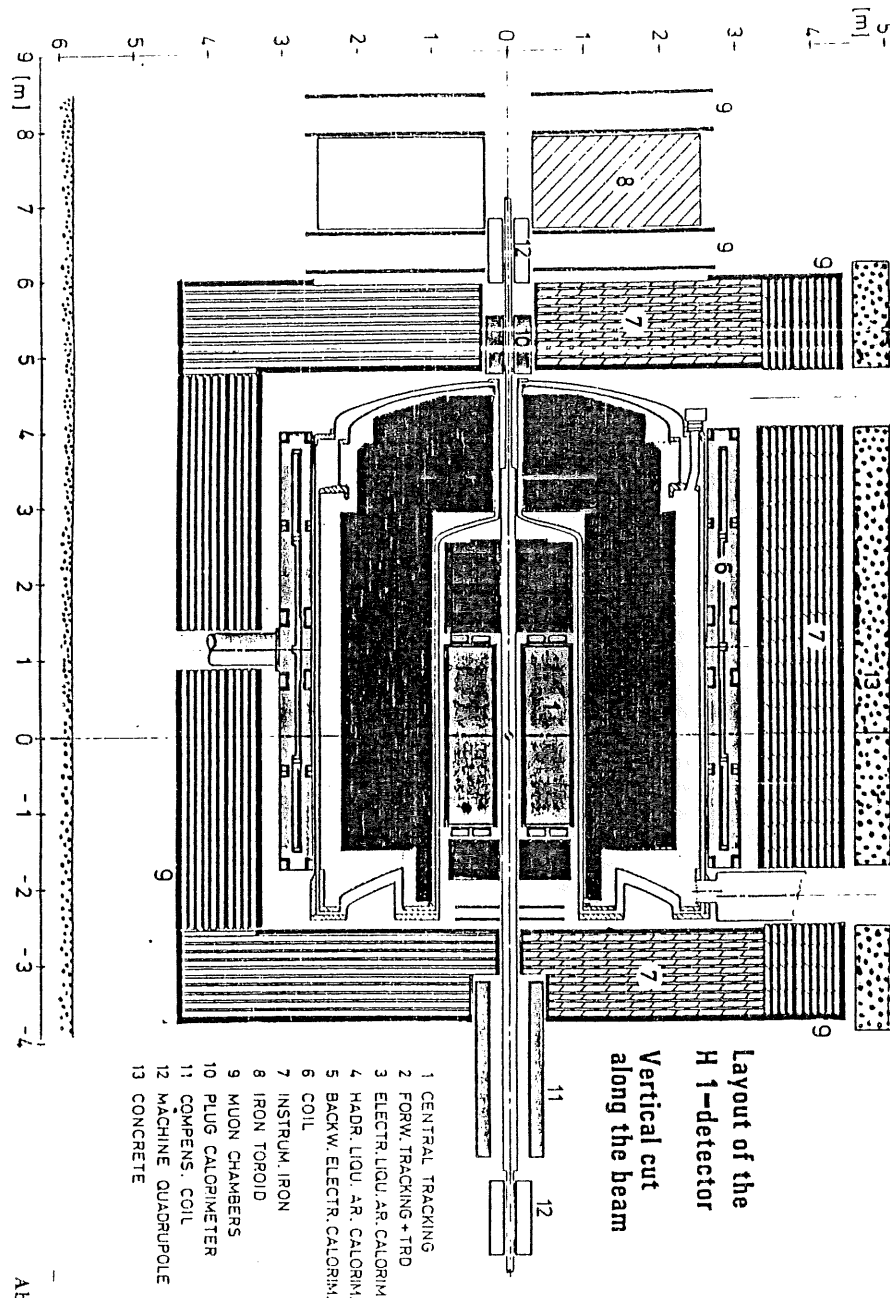


Abbildung .1:
Schematische Darstellung des H1-Detektors

Feldes des Teilchens. Wenn schließlich Polarisierungseffekte im Medium das transversale Feld abschirmen, geht der Anstieg in eine Sättigung über ('Fermi-Plateau').

Die Verteilung des Ionisationsverlustes pro Weglänge um den durch die Bethe-Bloch-Formel gegebenen Mittelwert, die *Landau-Verteilung*, ist stark asymmetrisch mit einem langen Ausläufer zu hohem Energieverlust hin. Die bei hohem Ionisationsverlust aus der Atomhülle herausgeschlagenen Elektronen können ihrerseits weitere Atome ionisieren und werden δ -Strahlen genannt.

1.2 Elektromagnetische Schauerzähler

Die der Entstehung elektromagnetischer Schauer zugrundeliegenden Elementarprozesse sind

- *Bremsstrahlung* - ein hochenergetisches Elektron (wenn im Folgenden von Elektronen die Rede ist, gilt Entsprechendes immer auch für Positronen) wird im Coulombfeld eines Kerns abgebremst und strahlt ein Photon ab - und
- *Paarbildung* - ein Photon 'materialisiert' im Kernfeld (um sowohl Energie- als auch Impulserhaltung zu gewährleisten) in ein Elektron-Positron Paar.

Der Energieverlust von Elektronen durch Bremsstrahlung pro Weglänge x ist oberhalb von 1 GeV in guter Näherung proportional zur Energie der Elektronen

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brems}} = \frac{E}{X_0}.$$

Die materialabhängige Proportionalitätskonstante X_0 heißt *Strahlungslänge* und ist näherungsweise gegeben durch [3]

$$X_0 [\text{gcm}^{-2}] \approx 180 \frac{A}{Z} \left(\frac{\Delta X_0}{X_0} \leq 20\% \text{ für } Z \geq 13 \right).$$

Die Teilchenenergie, bei der der Energieverlust durch Bremsstrahlung gerade so groß ist wie der Energieverlust durch Ionisation, heißt *kritische Energie* E_c . Die kritische Energie ist ebenfalls eine Materialkonstante und es gilt [3]

$$E_c \approx \frac{550}{Z} \text{ MeV} \left(\frac{\Delta E_c}{E_c} \leq 10\% \text{ für } Z \geq 13 \right).$$

Tabelle 1.1 enthält eine Zusammenstellung von typischen Werten für X_0 und E_c für einige Materialien. Paarbildung ist bei Energien oberhalb von 100 MeV der dominante Prozess für die Wechselwirkung von Photonen mit Materie und steht in engem Zusammenhang mit Bremsstrahlung. Die mittlere freie Weglänge für ein hochenergetisches Photon, die *Konversionslänge*, beträgt $\frac{9}{7} X_0$ [2], ist also von gleicher Größenordnung wie die charakteristische Weglänge für Bremsstrahlung.

Die Wechselwirkung von hochenergetischen Elektronen und Photonen führt also aufgrund von Bremsstrahlung und Paarbildung zu einer Kaskade von Elektronen und Photonen. Die Anzahl der Teilchen steigt zunächst exponentiell an, bis die mittlere Teilchenenergie in den Bereich der kritischen Energie abgefallen ist. Der Schauer hat sein Maximum erreicht. Der Energieverlust von Elektronen durch Ionisation wird dann dominant gegenüber Bremsstrahlung (Abb. 1.1) und die Teilchenvervielfachung findet ein Ende. Für Positronen im MeV-

Bereich gibt es zusätzlich eine endliche Wahrscheinlichkeit, mit einem Hüllenelektron zu annihilieren. Für Photonen im Bereich von einigen MeV werden die Wirkungsquerschnitte für Comptonstreuung und Photoeffekt schließlich größer als der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung (Abb. 1.2), die unterhalb der Paarerzeugungsschwelle von 1.022 MeV aus Energieerhaltungsgründen nicht mehr möglich ist. Die Längenskala für das Abfallen des Schauers nach Durchgang durch das Maximum ist gegeben durch die mittlere freie Weglänge von Photonen minimaler Abschwächung. Man findet experimentell etwa [4]

$$\lambda_{\text{att}} [X_0] \approx 3.4 \pm 0.5.$$

Eine analytische Beschreibung des longitudinalen Schauerprofils ('Rossi's Approximation B', [6]) unter der vereinfachenden Annahme energieunabhängigen Ionisationsverlustes und unter Vernachlässigung von Coulomb- und Comptonstreuung führt zu folgender Parametrisierung der Tiefe von Schauermaximum und Schauerschwerpunkt in Abhängigkeit von der Energie:

$$t_{\text{max}} [X_0] = \ln \frac{E}{E_c} - a \quad (a = 1 \text{ für } e^\pm, a = 0.5 \text{ für } \gamma's)$$

$$t_{\text{med}} [X_0] = t_{\text{max}} + b \quad (b = 1.4 \text{ für } e^\pm, b = 1.7 \text{ für } \gamma's).$$

Eine nützliche Parametrisierung der mittleren Schauertiefe, innerhalb der gerade 98% der Energie deponiert sind, lautet [4]

$$L_{98\%} [X_0] \approx t_{\text{max}} + 4\lambda_{\text{att}}.$$

Das transversale Schauerprofil wird im frühen Stadium des Schauers im wesentlichen durch den typischen Winkel für Bremsstrahlung $\theta_{\text{Brems}} \sim m/E$ bestimmt. Im weiteren Verlauf der Schauerentwicklung macht sich Coulombstreuung immer stärker bemerkbar. Die typische Länge für die laterale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers ist der *Molière-Radius* R_M , die mittlere seitliche Ablenkung eines Elektrons der Energie E_c innerhalb einer Strahlungslänge. Näherungsweise gilt [3]:

$$R_M [\text{g cm}^{-2}] \approx 7 \frac{A}{Z} \left(\frac{\Delta R_M}{R_M} \leq 10\% \text{ für } Z \geq 13 \right).$$

Innerhalb eines Zylinders mit Radius $r = 2R_M$ werden etwa 95% der Energie eines elektromagnetischen Schauers deponiert.

Fluktuationen und Energieauflösung

Die Energieauflösung eines homogenen, unendlich ausgedehnten elektromagnetischen Kalorimeters ist nur durch die Statistik der Elementarprozesse begrenzt. Die Anzahl N der Teilchen im Schauer ist proportional zur Energie des primären Elektrons oder Photons, und die Schwankungen in der Anzahl N der Teilchen bestimmen die Schwankungen in der deponierten Energie. Da $\sigma(N) \sim \sqrt{N}$ ergibt sich für die relative Energieauflösung

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\text{const}}{\sqrt{E}}.$$

Diese *intrinsische Auflösung* liegt für homogene Kalorimeter im Bereich von $0.01/\sqrt{E[\text{GeV}]}$.

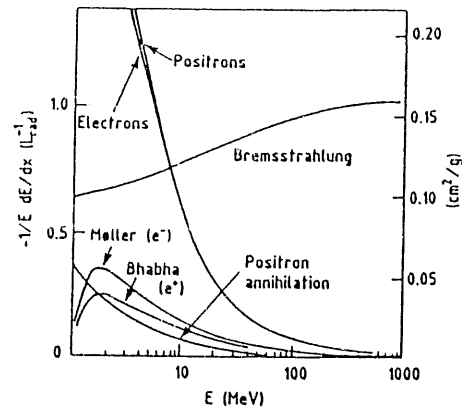


Abbildung 1.1: Energieverlust pro Strahlungslänge in Blei für Elektronen und Positronen in Abhängigkeit von der Energie [5]

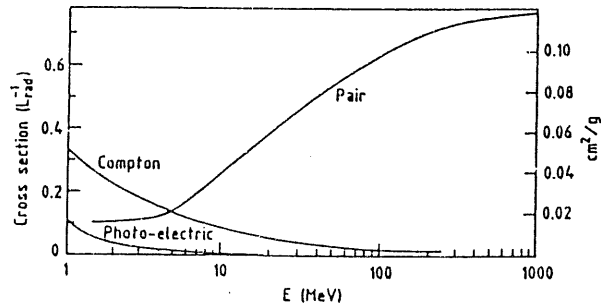


Abbildung 1.2: Photon Wirkungsquerschnitt in Blei als Funktion der Photon Energie [5]

Gegenwärtig gebräuchlich sind neben homogenen Kalorimetern sogenannte *Sampling-Kalorimeter*, wo Teilchenervielfachung und Teilchennachweis in verschiedenen Medien geschieht. Ein Sampling-Kalorimeter besteht abwechselnd aus Schichten von passivem Absorbiermaterial mit kleiner Strahlungslänge, wo sich der Schauer vornehmlich entwickelt, und aktivem Nachweismedium, wo geladene Teilchen ein Signal erzeugen. Der Vorteil dieses Prinzips liegt in den wesentlich kleineren Dimensionen des Schauerzählers gegenüber der homogenen Version durch Wahl von schweren Medien als Absorber und in der größeren Freiheit, eine den spezifischen Bedürfnissen angepasste Auslesetechnik zu verwenden. In Kauf genommen werden müssen dafür allerdings zusätzliche Fluktuationen in der Anzahl der in den aktiven Ebenen nachweisbaren geladenen Teilchen, deren Größenordnung man stark vereinfachend auf folgende Weise abschätzen kann [3]. Für die gesamte Spurlänge T eines Schauers der Energie E gilt etwa $T[X_0] = E/E_c$, (E_c kritische Energie im Absorber) d.h. bei einem Abstand d der aktiven Ebenen (in Strahlungslängen) werden diese $N = T/d$ mal von geladenen Teilchen passiert. Für die relative Energieauflösung folgt dann

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{Samp}} \approx \frac{\sigma(N)}{N} \approx \frac{1}{\sqrt{N}} \approx 3.2\% \sqrt{\frac{E_c[\text{MeV}] d[X_0]}{E[\text{GeV}]}}$$

Gegenüber diesen *Sampling-Fluktuationen* sind die oben genannten intrinsischen Fluktuationen in der Regel vernachlässigbar. Ist das aktive Medium in einem Sampling-Kalorimeter ein Gas, wo die Ionisation geladener Spuren z.B. mit Proportionalkammern nachgewiesen werden kann, können weitere Fluktuationen auftreten. Teilchen, die die Nachweisebenen in einem großen Winkel zur Kalorimeterachse durchqueren, verursachen beträchtliche Schwankungen in der gemessenen Pulshöhe (im Gegensatz zu festen oder flüssigen Sampling-Materialien, wo die Reichweite niederenergetischer Elektronen etwa in der Größenordnung der Sampling-Dicke liegt). Neben diesen sogenannten *Weglängen-Fluktuationen* können Schwankungen im Ionisationsverlust (vgl. Landau-Verteilung) die Energieauflösung weiter verschlechtern. *Landau-Fluktuationen* zusammen mit *Weglängen-Fluktuationen* können in dünnen Sampling-Schichten die Größenordnung der Sampling-Fluktuationen erreichen [3].

Neben den bisher besprochenen Beiträgen zu Fluktuationen, deren Ursache in der statistischen Natur der Energiedeposition oder im Prinzip des Sampling-Kalorimeters liegt, können apparative Unzulänglichkeiten die Energieauflösung weiter beschränken. Wenn nicht die gesamte Energie des Schauers innerhalb des Kalorimeters deponiert wird, sondern Schauerpartikeln durch die rückwärtige oder die seitlichen Wände des Kalorimeter verlassen, verbreitert sich die gemessene Energieverteilung weiter und zeigt einen mehr oder weniger ausgeprägten Ausläufer zu niedrigen Energien hin. Longitudinaler *Leakage* beeinträchtigt die Energieauflösung wesentlich stärker als das seitliche 'Herauslecken' von Teilchen aufgrund der größeren Fluktuationen um den mittleren Energieverlust. Die Verschlechterung der Energieauflösung durch den Beitrag der longitudinalen *Leakage-Fluktuationen* ist für einen im Mittel herausleckenden Anteil f an der Gesamtenergie etwa gegeben durch

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{Leak}} \approx \left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{f=0} \left(1 + 2f\sqrt{E[\text{GeV}]}\right)$$

für $f < 0.2$ und $E < 100 \text{ GeV}$ [4].

1.3 Hadronschauerzähler

Hadronschauer entstehen durch *Vielteilchenproduktion* in tief inelastischen *Hadron-Kern-Kollisionen* bei hohen Energien. Die zugrundeliegenden Elementarprozesse werden durch die starke Wechselwirkung vermittelt und sind von sehr komplexer Natur. Eine einfache analytische Beschreibung ist hier - im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern - nicht möglich, jedoch kann man aus Pion-Nukleon- bzw. Nukleon-Nukleon Streudaten Rückschlüsse auf die Entwicklung einer hadronischen Kaskade ziehen.

Der totale Wirkungsquerschnitt für Hadron-Kern-Wechselwirkung ist oberhalb der Resonanzregion - von etwa 1 GeV ab - von der Hadronenergie nur noch schwach abhängig (Abb. 1.3). Der elastische Wirkungsquerschnitt liefert bei hohen Energien nur noch einen kleinen Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt. Das Verhältnis σ_{el}/σ_{tot} wird kleiner mit zunehmender Energie. Charakteristisch für die inelastische Hadron-Nukleon-Wechselwirkung ist die Produktion von sekundären Mesonen und Baryon-Antibaryon-Paaren (Abb. 1.4). Es werden vornehmlich Pionen erzeugt, mit einer um ein bis zwei Größenordnungen niedrigeren Multiplizität aber auch Kaonen, Nukleon-Antinukleon-Paare etc. Die mittlere Multiplizität der Sekundärteilchen wächst logarithmisch mit der Energie. Der mittlere Transversalimpuls aller Sekundärteilchen liegt etwa bei $\langle p_T \rangle \approx 0.4 \text{ GeV}$. Die in der primären Wechselwirkung mit einem Nukleon erzeugten Teilchen können im gleichen Kern nochmals wechselwirken und in einer *intranuklearen Kaskade* weitere Sekundärteilchen erzeugen. Diese Prozesse spielen sich auf der für die starke Wechselwirkung typischen Zeitskala von $\sim 10^{-24} \text{ s}$ ab. Danach bleibt der Kern in einem hochangeregten Zustand zurück, der in einem Umordnungsprozess (Compound-Kern-Reaktion) auf einer Zeitskala von $\sim 10^{-16} \text{ s}$ weiter zerfällt. Dabei werden Nukleonen und leichte Kernfragmente (z.B. Alpha-Teilchen) mit einer kinetischen Energie von einigen MeV 'abgedampft'.

Die mittlere freie Weglänge hochenergetischer Pionen in Materie, die *Absorptionslänge* λ , liefert die natürliche Längenskala zur Beschreibung von Hadronschauern und ist definiert als [4]

$$\lambda = \frac{A}{N_A \rho \sigma_i} \approx 35 A^{1/3} [\text{gcm}^{-2}]$$

mit A = Atommasse, N_A = Avogadrokonstante, ρ = Dichte und σ_i = inelastischer Pion-Nukleon-Wirkungsquerschnitt. Die Absorptionslänge liegt (außer bei leichten Materialien) etwa um eine Größenordnung oberhalb der Strahlungslänge (vgl. Tabelle 1.1) und bedingt die entsprechend größere Ausdehnung von Hadronschauerzählern im Vergleich zu elektromagnetischen Kalorimetern und die nahezu ausschließliche Anwendung der Sampling-Bauweise.

Der Anteil von π^0 's an den erzeugten Pionen wächst mit zunehmender Energie

$$f_{\pi^0} \approx 0.1 \ln E [\text{GeV}]$$

für $10 \text{ GeV} < E < 1000 \text{ GeV}$. Neutrale Pionen lösen nach dem Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ bzw. $\gamma e^+ e^-$ innerhalb der Hadronkaskade einen elektromagnetischen Schauer aus. Die elektromagnetische Komponente eines Hadronschauers wird im wesentlichen durch die Anzahl der in der ersten tief inelastischen Wechselwirkung erzeugten π^0 's bestimmt. Vergleicht man in ein und demselben Kalorimeter die mittlere gemessene Pulshöhe von vollständig absorbierten Elektron- und Pionschauern gleicher Energie, so findet man (außer bei Uran als Absorbermaterial) systematisch um etwa 20% - 30% kleinere Werte für Pionschauer. Das Verhältnis beider Pulshöhen bezeichnet man als e/π -Verhältnis. Es wird bestimmt von Absorbermaterial, Nachweismedium, Samplingdicke und Auslesetechnik und ist bei einer festen Energie eine

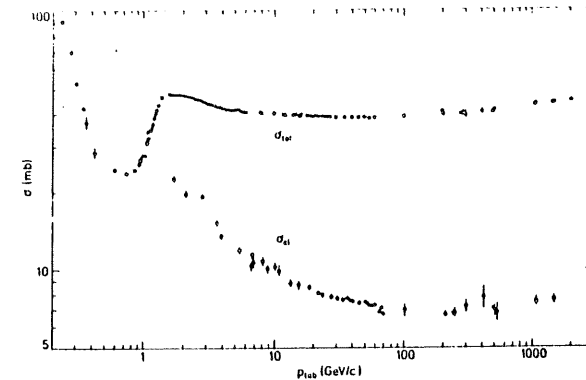


Abbildung 1.3: Totaler elastischer Wirkungsquerschnitt für Proton-Proton-Streuung als Funktion der Energie [2]

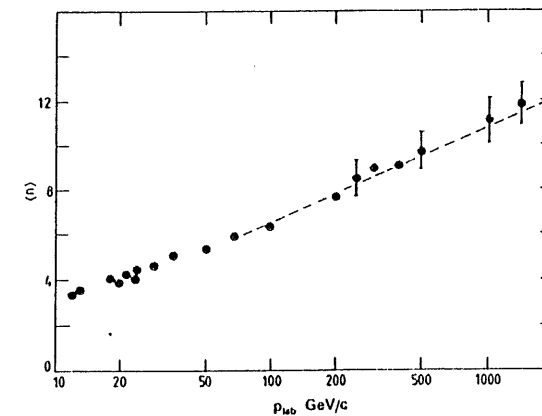


Abbildung 1.4: Mittlere Multiplizität der in Proton-Proton-Stößen erzeugten geladenen Sekundärteilchen als Funktion der Energie [2]

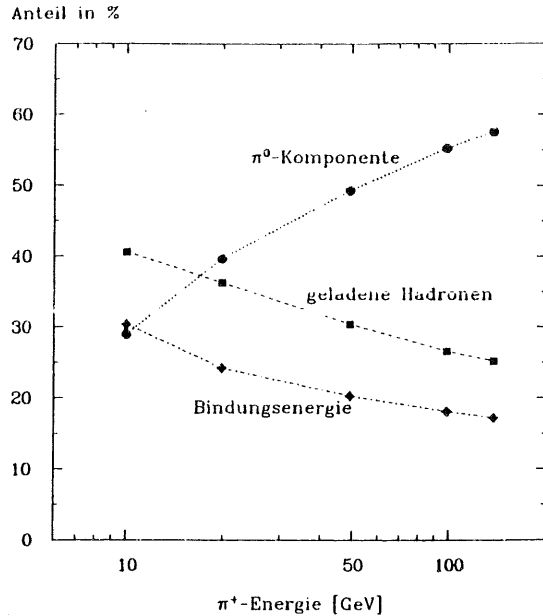


Abbildung 1.5: Beiträge verschiedener Prozesse zur Energiedeposition in Hadronschauern

charakteristische Größe für ein gegebenes Kalorimeter. Die Ursache für die relativ geringere Pulshöhe von Hadronschauern ist, daß ein Teil der ursprünglichen Energie in Bindungsenergie verwandelt wird, und die vor allem im Abdampfungsprozess erzeugten kurzreichweitigen Sekundärteilchen das aktive Medium nicht erreichen. Einen kleinen Beitrag liefern auch Muonen und Neutrinos aus Pionzerfällen, die das Kalorimeter minimal ionisierend bzw. ohne Wechselwirkung verlassen. Mit zunehmender Energie nähert sich das e/π -Verhältnis dem Wert 1 infolge des höheren mittleren π^0 -Anteils in Hadronschauern. Abbildung 1.5 zeigt die Beiträge der verschiedenen Prozesse, die in Hadronschauern zur Energiedeposition beitragen, in ihrer Abhängigkeit von der Energie, wie sie sich aus einer Monte-Carlo-Rechnung ergeben (GHEISHA6, vgl. Kapitel 2).

Analog zu elektromagnetischen Schauern steigt die Teilchenzahl in Hadronkaskaden zunächst exponentiell an. Die Lage des Schauermaximums läßt sich in guter Übereinstimmung mit experimentellen Daten parametrisieren [4]

$$t_{\max}[\lambda] \approx 0.2 \ln E[\text{GeV}] + 0.7.$$

Nach dem Durchgang durch das Maximum wird die Schauerentwicklung durch die mittlere freie Weglänge von neutralen Hadronen bestimmt. Im Mittel 95% der Schauerenergie werden innerhalb einer Kalorimetertiefe von

$$L_{95\%}[\lambda] \approx t_{\max} + 2.5\lambda_{\text{att}}$$

Material	Z	A	ρ [g cm ⁻³]	$(dE/dx)_{\min}$ [MeV cm ⁻¹]	X_0 [cm]	E_c [MeV]	λ [cm]
Aluminium	13.0	26.98	2.7	3.81	8.9	39.3	37.2
Eisen	26.0	55.85	7.87	10.7	1.76	20.5	17.1
Blei	82.0	207.19	11.85	11.7	0.56	7.2	18.5
fl. Argon	18.0	39.95	1.4	2.11	14.0	29.8	83.7
Szintillator	6.2	12.4	1.18	1.98	34.1	80.0	79.5
Luft	7.3	14.61	$1.21 \cdot 10^{-3}$	$1.12 \cdot 10^{-3}$	$30.4 \cdot 10^3$	75.3	$67.5 \cdot 10^3$

Tabelle 1.1: Materialkonstanten

deponiert [4]. Für die Abschwächungslänge λ_{att} gilt näherungsweise [4]

$$\lambda_{\text{att}} \approx \lambda (E[\text{GeV}])^{0.15}.$$

Die transversale Entwicklung hadronischer Schauern skaliert nicht in Absorptionslängen. 95% der Energie werden innerhalb eines Zylinders mit Radius $R_{95\%} \approx 1\lambda$ deponiert.

Fluktuationen und Energieauflösung

Die Energieauflösung von Hadronkalorimetern ist prinzipiell beschränkt durch die intrinsischen Fluktuationen in der Kaskadenbildung und liegt (außer bei Uran als Absorber) in der Größenordnung [4]

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{intr}} \approx \frac{0.45}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}.$$

Mit zunehmender Energie machen sich Schwankungen in der π^0 -Komponente des Schauers aufgrund des von 1 verschiedenen e/π -Verhältnisses immer stärker bemerkbar und bewirken eine Abweichung der Auflösung von dem aufgrund der Statistik erwarteten $1/\sqrt{E}$ -Verhaltens. Wegen des im Mittel anwachsenden elektromagnetischen Anteils in Hadronschauern ergibt sich im allgemeinen eine nichtlineare Abhängigkeit der gemessenen Energie von der Einschussenergie. Der Beitrag der Sampling-Fluktuationen ist klein gegenüber den intrinsischen Fluktuationen und kann in Übereinstimmung mit experimentellen Daten abgeschätzt werden [4]

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{Samp}} \approx 0.09 \sqrt{\frac{\Delta E[\text{MeV}]}{E[\text{GeV}]}}$$

mit ΔE = deponierte Energie pro Sampling-Zelle für ein minimal ionisierendes Teilchen. Analog zu elektromagnetischen Kalorimetern verschlechtert sich die Energieauflösung beträchtlich, wenn hadronische Schauern nicht vollständig im Kalorimeter absorbiert werden. Der Beitrag der longitudinalen Leakage-Fluktuationen für einen im Mittel herausleckenden Anteil f an der Gesamtenergie läßt sich für $f < 0.3$ abschätzen durch [4]

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{Leak}} \approx \left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{f=0} (1 + 4f).$$

Kapitel 2

Monte-Carlo-Simulation elektromagnetischer und hadronischer Schauer

Die Monte-Carlo-Methode ist ein Verfahren zur Lösung von Problemen mit Hilfe von Zufallszahlen. Die statistische Natur der zu behandelnden Fragestellung ist dabei keine notwendige Bedingung (vgl. Integration), jedoch legen die im vorigen Kapitel besprochenen, der Schauerentwicklung zugrunde liegenden Elementarprozesse, für deren Eintreten im Sinne der Quantenmechanik nur Wahrscheinlichkeitsaussagen gemacht werden können, eine Behandlung mit Monte-Carlo-Techniken nahe.

Zur Simulation elektromagnetischer Schauer hat sich inzwischen das Programmpaket EGS (Electron Gamma Shower) [7] durchgesetzt, das gut optimiert und vielfach getestet ist, und eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit Meßdaten liefert [8]. Zur Beschreibung von Hadronkaskaden gibt es eine Reihe von Programmen, die sich in Umfang, Zielsetzung und Detailliertheit beträchtlich unterscheiden [9]. Die Situation ist hier deshalb ungleich schwieriger als im Falle elektromagnetischer Schauer, weil die Vielfalt der zugrundeliegenden Elementarprozesse wesentlich größer ist, und analytische Formeln z.B. für Wirkungsquerschnitte oder Impulsverteilung von Sekundärteilchen nicht existieren. Man ist daher weitgehend gezwungen, mit Parametrisierungen und naiven Modellvorstellungen zu arbeiten, deren wesentliche Parameter nicht meßbar sind, sondern nur an Meßdaten (Kernstreuendaten, Kalorimetermeßdaten) angepaßt werden können. Die Voraussagekraft von Hadronschauerprogrammen insbesondere in bezug auf Energieauflösung oder e/π -Verhältnis ist deswegen entscheidend abhängig von einer sorgfältigen Einstellung (Tuning) der im Algorithmus enthaltenen Modellparameter.

In der vorliegenden Untersuchung wird das Programmsystem GEANT3 (Version 3.09) [10] benutzt. Dieses modular aufgebaute Paket (Abb. 2.1) wird am Europäischen Kernforschungszentrum (CERN) in Genf mit dem Ziel entwickelt, einen allgemeinen Rahmen zu schaffen, innerhalb dessen alle im Zusammenhang mit Detektorsimulation auftretenden Probleme behandelt werden können. Insbesondere zeichnet sich GEANT3 dadurch aus, daß die Detektorgeometrie auf eine einfache und übersichtliche Weise beschrieben werden kann, so daß auch sehr komplexe Detektorstrukturen noch handhabbar sind. Mit Hilfe der zugehörigen Display-Routinen können Detektor, Teilchenspuren und die Detektorresponse interaktiv sofort sichtbar gemacht werden. Die elektromagnetischen Prozesse sind im Rahmen von GEANT3 in enger Anlehnung an EGS beschrieben. Kleinere Unterschiede sind auf eine weitergehende Benutzung empirischer Formeln zurückzuführen, die den Gebrauch externer Daten-Files und

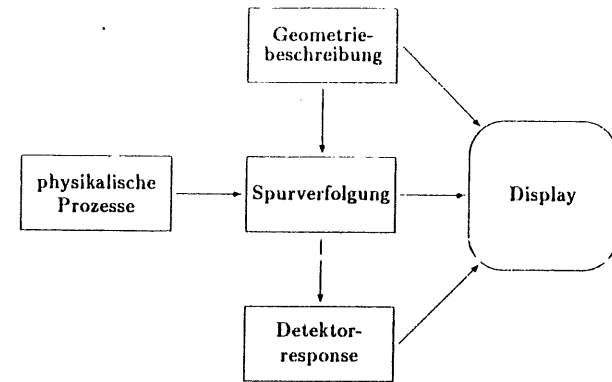


Abbildung 2.1: Module des GEANT3-Systems

den von EGS benötigten Preprozessor überflüssig machen. EGS- und GEANT3-Ergebnisse stimmen jedoch sehr gut überein [11]. Zur Simulation der hadronischen Wechselwirkung besteht innerhalb von GEANT3 die Möglichkeit, verschiedene externe Programme zu benutzen. In dieser Untersuchung wird das System GHEISHA benutzt (Versionen 6 und 7) [12], das die für Hochenergiephysikanwendungen detaillierteste Beschreibung hadronischer Prozesse enthält. In diesem Abschnitt werden für das GEANT3/GHEISHA-System die Detektorbeschreibung, die Spurverfolgung und die Simulation der physikalischen Prozesse und damit zusammenhängende Probleme erörtert.

2.1 Beschreibung der Detektorgeometrie

Aus einer Anzahl vorgegebener 'Volumina' (z.B. Quader, Zylinder, Trapezoid etc.), die nahezu beliebig unterteilt und zusammengesetzt werden können, wird Schritt für Schritt vom Großen zum Kleinen der zu beschreibende Detektor 'aufgebaut' und spezifiziert. Die folgenden Routinen liegen dabei dieser Vorgehensweise zugrunde:

- *gsvolu* - definiert ein Volumen bestimmten Typs mit den gewünschten Abmessungen und einer Referenznummer bezüglich des diesem Volumen zugeordneten Mediums (siehe unten)
- *gsdiv* - unterteilt ein definiertes Volumen entlang einer der Symmetrieachsen in die gewünschte Anzahl von gleichartigen Zellen
- *gspos* - fügt ein gegebenes Volumen in ein anderes, wobei innerhalb des Tochtervolumens das Medium des Tochtervolumens das des Muttervolumens ersetzt.

Das einem Volumen zugeordnete Medium ist gekennzeichnet durch das das Volumen ausfüllende Material (definiert durch chemische Zusammensetzung, Dichte, Strahlungs- und Absorp-

tionslänge) und durch eine Reihe von für die Spurverfolgung wichtigen Parametern (z.B. magnetisches Feld, Genauigkeit beim Überschreiten von Volumengrenzen). Die gesamte Detektorbeschreibung wird verwaltet und abgespeichert von dem dynamischen Speicherplatzverwaltungssystem ZBOOK [13]. Während der Spurverfolgung werden die ZBOOK-Datenbanken dann interpretiert, um alle notwendige Information zu extrahieren. Dafür stehen im wesentlichen drei Routinen zur Verfügung, die folgende Fragen beantworten:

- *gmedia* - in welchem Volumen ist ein gegebener Punkt?
- *gnext* - wie weit ist es entlang einer gegebenen (beliebigen) Richtung bis zur nächsten Volumengrenze?
- *ginvol* - ist ein gegebener Punkt noch im aktuellen Medium?

Zur Optimierung der Volumensuche sind dem Benutzer eine Reihe von Werkzeugen an die Hand gegeben, um durch zusätzliche Information über die Detektorstruktur eine effiziente Suche zu gewährleisten.

2.2 Spurverfolgung

Spurverfolgung bedeutet schrittweise Integration der Bewegungsgleichungen eines Teilchens unter Berücksichtigung der Teilcheneigenschaften (Ladung, Masse, Lebensdauer) und der möglichen Wechselwirkungen des Teilchens mit dem Medium. Letztere zerfallen in zwei Klassen: sogenannte 'quasi-kontinuierliche' Prozesse (Ionisationsverlust, Vielfachstreuung), die für geladenen Teilchen bei jedem Schritt berücksichtigt werden, begrenzen die Länge des Integrationsintervalls, während sogenannte 'diskrete' Prozesse (z.B. Paarerzeugung, hadronische Wechselwirkung), wovon pro Integrationsschritt höchstens einer ausgeführt wird, eine Unstetigkeit der Trajektorie verursachen. Die Länge des Integrationsintervalls ergibt sich von Schritt zu Schritt auf folgende Weise: Obere Grenze für die Schrittweite ist zunächst der Abstand zur nächsten Volumengrenze entlang der Bewegungsrichtung des Teilchens. Folgende weitere Parameter, die bei der Definition eines Mediums vereinbart werden und für ein Medium charakteristisch sind, können die Schrittweite limitieren:

- maximaler Ablenkwinkel im magnetischen Feld
- maximale seitliche Versetzung zur Berücksichtigung der Vielfachstreuung
- maximaler anteilmäßiger Energieverlust durch Ionisation
- Genauigkeit beim Überschreiten von Volumengrenzen
- minimale Schrittweite bei Ionisationsverlust und Vielfachstreuung

Diskrete Prozesse können die Schrittweite darüber hinaus limitieren. Die mittlere freie Weglänge bezüglich eines diskreten Prozesses ergibt sich aus dem Wirkungsquerschnitt für den entsprechenden Prozeß

$$\lambda = \frac{A}{N_A \rho \sigma}$$

E_{cut} [MeV]	$\langle E_{dep} \rangle$ [MeV]	$t_{med} X_0 $	$\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ [GeV ^{-1/2}]	Rechenzeit pro Ereignis [s]
4.0	296.7	6.03	0.262	1.27
2.0	329.5	6.27	0.252	1.77
1.0	344.8	6.53	0.223	2.71
0.5	349.5	6.53	0.229	3.82

Tabelle 2.1: Schauerkenngößen und Rechenzeit pro Ereignis in Abhängigkeit von der Abschneideenergie

Im allgemeinen ändert sich λ entlang der Trajektorie aufgrund von Energieverlust oder beim Übergang in ein anderes Medium. Die Anzahl der mittleren freien Weglängen von einem gegebenen Punkt x_0 an ist

$$N_\lambda = \int_{x_0}^x \frac{dx}{\lambda(x)}$$

Die Wahrscheinlichkeit $P(N_\lambda)$ für das Vorkommen eines Prozesses innerhalb von N_λ Wechselwirkungslängen ist gegeben durch

$$P(N_\lambda) = 1 - e^{-N_\lambda}$$

Mit Hilfe einer gleichverteilten Zufallszahl R zwischen 0 und 1 werden für alle möglichen diskreten Prozesse die Anzahl der Wechselwirkungslängen bis zum Eintreten des Prozesses ermittelt zu

$$N_\lambda = -\ln R$$

Die Schrittweite ist dann gegeben als die kleinste obere Schranke aus allen betrachteten Prozessen. Ergibt sich die Schrittweite aus der Begrenzung für einen diskreten Prozeß, so wird dieser am Ende des Schrittes ausgeführt. Die Anzahl der Wechselwirkungslängen bis zum erneuten Eintreten dieses Prozesses wird dann gemäß $-\ln R$ neu bestimmt und für alle anderen Prozesse die Anzahl der Wechselwirkungslängen bis zum Eintreten des Prozesses um die Schrittweite verringert.

Die Spurverfolgung für ein gegebenes Teilchen endet, wenn das Teilchen den Detektor verläßt, durch Reaktion oder Zerfall seine Identität verliert, oder wenn die kinetische Energie des Teilchens unter eine vom Programm benutzer festzusetzende Schwelle fällt. Die Abschneideenergie E_{cut} ist dabei so niedrig zu wählen, daß Schauerentwicklung und Fluktuationen richtig wiedergegeben werden, d.h. zum Beispiel für Elektronen wesentlich niedriger als die kritische Energie E_c . Die mittlere pro Ereignis benötigte Rechenzeit nimmt mit niedrigerer Schwelle aber beträchtlich zu, deshalb muß ein Kompromiß gefunden werden. Tabelle 2.1 zeigt für 10 GeV-Elektronenschauer im CDHS-Eisen-Szintillator-Kalorimeter (vgl. Kapitel 3) die Abhängigkeit der im Mittel im Szintillator deponierten Energie, des Schauerschwerpunktes, der Energieauflösung und der benötigten Rechenzeit pro Ereignis von dem Abschneideparameter E_{cut} . Bei 1 MeV Abschneideenergie wird Stabilität in den wesentlichen Schauerkenngößen erreicht, deshalb wird für alle folgenden Untersuchungen E_{cut} einheitlich für alle Teilchen auf diesen Wert festgelegt. Die mittlere Reichweite von geladenen Teilchen mit 1 MeV kinetischer Energie in Eisen liegt unterhalb von 1 mm, was klein gegen die Sampling-Dicke der betrachteten Kalorimeter ist. Geladene Teilchen und Photonen, die unter die Schwelle fallen, deponieren ihre verbleibende kinetische Energie an der entsprechenden Stelle

als Ionisationsenergie, Neutronen werden unter Abstrahlung von Photonen von einem Kern eingefangen. Alle anderen neutralen Teilchen werden vernachlässigt.

2.3 Simulation elektromagnetischer Prozesse

Alle im Kapitel 1.2 besprochenen elementaren Wechselwirkungen, die bei der Entwicklung elektromagnetischer Schauer eine Rolle spielen, werden in GEANT3 berücksichtigt. In diesem Abschnitt sind ohne Angabe von Formeln für jeden einzelnen Prozeß die benutzten Wirkungsquerschnitte und Näherungen mit den zugehörigen Referenzen zusammengestellt.

Energieverlust durch Ionisation

Die Berechnung des Energieverlustes geladener Teilchen geschieht mit der grundlegenden Bethe-Bloch-Formel (vgl. Kapitel 1.1) in einer modifizierten Form von Sternheimer [14], um dem 'Dichteeffekt' (infolge der Polarisation des Mediums bei Durchgang geladener Teilchen sehr hoher Geschwindigkeit) Rechnung zu tragen. Ebenfalls berücksichtigt sind Schalenkorrekturen (aufgrund vernachlässigbarer Wahrscheinlichkeit von Stößen mit Elektronen innerer Schalen), für die eine semi-empirische Näherung von Barkas [15] benutzt wird. Der Ionisationsverlust für Elektronen und Positronen wird mit der auf der Bethe-Bloch-Formel beruhenden Formel von Berger und Selzer [16] mit den genannten Korrekturen bestimmt.

Vielfachstreuung

Richtungsänderung und seitliche Versetzung werden in einem lokalen Koordinatensystem aus einer Gaußverteilung ermittelt. Führt die Versetzung aus dem aktuellen Volumen heraus, wird sie vernachlässigt.

Bremsstrahlung und Paarbildung

Eine semi-empirische Formel für den totalen Wirkungsquerschnitt wurde bestimmt durch eine Anpassung an tabellierte Werte, die errechnet wurden gemäß der Coulomb-korrigierten Bethe-Heitler-Theorie mit empirischen Korrekturen [7]. Die Photon- bzw. e^+e^- -Energien werden aus dem differentiellen Coulomb-korrigierten Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt mit Hilfe von Zufallszahlen nach der Methode von Butcher und Messel [17] ermittelt. Der Azimutwinkel des erzeugten Photons (e^+e^- -Paares) bezüglich der Achse des ursprünglichen Elektrons (Photons) ist isotrop verteilt, für den Polarwinkel nimmt man den mittleren Wert $\theta = m/E$ (vgl. Kapitel 1.2).

Comptonstreuung

Für den totalen Wirkungsquerschnitt wird eine empirische Formel benutzt [18], die Meßdaten bis hinab zu Energien von 0.1 MeV gut beschreibt. Die Photonenergie wird aus der Klein-Nishina-Formel [19] bestimmt, ebenfalls nach der Methode von Butcher und Messel.

Photoeffekt

An die Daten von Storm und Israel [20] wurde eine empirische Formel für den Wirkungsquerschnitt angepaßt [18]. Ein Photoelektron wird erzeugt mit der Energie $E = E_\gamma - E_K(Z) + m_e$ ($E_K(Z)$ Energie des Grundzustandes) und dem Impuls in Richtung des ursprünglichen Photons.

e^+e^- -Annihilation in zwei Photonen

Totaler und differentieller Wirkungsquerschnitt werden bestimmt mittels der Heitler-Formel [21]. Die Azimutwinkel der Photonen bezüglich des Positrons werden isotrop verteilt, die Polarwinkel ergeben sich aus Energie- und Impulserhaltung.

δ -Strahlen

Totaler und differentieller Wirkungsquerschnitt werden bestimmt aus den Wirkungsquerschnitten für Møller- und Bhabha-Streuung [22]. Der Azimutwinkel ist isotrop verteilt bezüglich der Richtung des einfallenden Teilchens und der Polarwinkel ergibt sich wiederum aus Energie-Impuls-Erhaltung.

2.4 Simulation hadronischer Prozesse

In diesem Abschnitt wird die Simulation der einem Hadronschauer zugrunde liegenden inelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkung dargestellt, wie sie im Programm GHEISHA enthalten ist. Es kann dabei nur auf die wesentlichen Ansätze und Näherungen eingegangen werden. Detailliertere Informationen findet man in [12] und den dort angegebenen Referenzen. Die im Folgenden beschriebenen Methoden dürfen nicht als ein physikalisches Modell oder eine Theorie für die betrachteten Prozesse angesehen werden. Es handelt sich um eine auf Messungen basierende phänomenologische Beschreibung für Vorgänge, die sich einem genaueren theoretischen Verständnis bis heute entziehen.

Elastische und inelastische Wirkungsquerschnitte

Für die Streuung von π^\pm, K^\pm, K_L^0, p und \bar{p} an Protonen sind elastische und inelastische Wirkungsquerschnitte als Funktion des Impulses tabelliert. Die Wirkungsquerschnitte für die Streuung aller übrigen Teilchen an Protonen wurden ermittelt aus einer ladungsunabhängigen Näherung gemäß dem naiven Quark-Parton-Modell. Für Streuung an Neutronen werden die gleichen Wirkungsquerschnitte angenommen.

Die Wirkungsquerschnitte für Streuung an Kernen sind parametrisiert gemäß

$$\sigma_d = \sigma_{d0} A^{\alpha_d} \quad \text{Diffraktion}$$

$$\sigma_a = \sigma_{a0} A^{\alpha_a} \quad \text{Absorption}$$

wobei σ_d den elastischen und σ_a den inelastischen Wirkungsquerschnitt bezeichnet (vgl. 'optisches Modell'). Die Parameter $\sigma_{d0}, \sigma_{a0}, \alpha_d$ und α_a sind in Abhängigkeit von Teilchenimpuls und -art für $9 < A < 207$ an Kernstreuendaten angepaßt. Streuquerschnitte für Protonen und Neutronen mit niedriger Energie wurden im Rahmen des optischen Modells berechnet.

Inelastische Hadron-Nukleon-Wechselwirkung

1. Erzeugung der Sekundärteilchen

Die mittlere Multiplizität aller erzeugten Sekundärteilchen wird in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie der Hadronen mit einer empirischen Formel bestimmt

$$\langle n \rangle = 3.63 + 0.67 \ln E_s + \text{Terme höherer Ordnung}$$

mit $E_s = \sqrt{s} - 2m_p$ für pp -Streuung. Die Multiplizitätsverteilung wird durch die Kobayashi-Nielson-Olesen-Formel ausgedrückt

$$P(n) = \frac{1}{\langle n \rangle} \frac{n}{\langle n \rangle} \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{n}{\langle n \rangle} \right)^2 \right]$$

Bei sehr niedrigen Impulsen wird von dieser Verteilung abgewichen, um gemessene Wirkungsquerschnitte für einige exklusive Endzustände ($pp\pi^0$, $pn\pi^+$, $pp\pi^+\pi^-$, etc.) richtig wiederzugeben. Seltsame Teilchen werden in Paaren erzeugt mit der mittleren Multiplizität

$$\langle K\bar{K} \rangle = -0.033 + 0.085 \ln E_s$$

$$\langle K\bar{Y} \rangle = -0.069 + 0.085 \ln E_s$$

wobei K für ein Meson und Y für ein Baryon steht.

2. Erzeugung der Viererimpulse

Im Schwerpunktsystem der primären Hadronen werden zunächst Transversalimpulse p_T und Azimutwinkel erzeugt, so daß der Transversalimpuls erhalten ist in der Ebene senkrecht zur Richtung des einfallenden Teilchens. Die p_T -Verteilung wird erzeugt gemäß

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \sim \exp(-bp_T^2)$$

(b ist tabelliert aus Meßdaten). Die Longitudinalimpulse der Sekundärteilchen werden ermittelt im Rahmen eines Hadron-Fragmentationsschemas, das von der Fragmentation freier Quarks im Quark-Parton-Modell motiviert ist.

Intranukleare Kaskade

Die in der primären inelastischen Hadron-Nukleon-Wechselwirkung erzeugten Sekundärteilchen können im gleichen Kern nochmals wechselwirken. In GHEISHA ist dafür folgender Algorithmus gewählt. Die im Schwerpunktsystem beider Hadronen in Vorwärtsrichtung erzeugten Sekundärteilchen verlassen den Kern ohne weitere Wechselwirkung, während die in Rückwärtsrichtung erzeugten Teilchen eine intranukleare Kaskade auslösen. Die mittlere Anzahl der zusätzlich produzierten Teilchen ist parametrisiert gemäß

$$\langle n_{add} \rangle = \alpha(s)(A^{1/3} - 1)2n_b$$

mit $n_b =$ Anzahl der in Rückwärtsrichtung erzeugten Sekundärteilchen. α hängt schwach von der Schwerpunktsenergie der Reaktion ab:

$$\alpha(s) = 0.312 + 0.200 \ln(\ln s) + 0.00017s^{1.5}$$

Für die Verteilung von n_{add} um den Mittelwert wird eine Poissonverteilung angenommen. Den erzeugten Teilchen werden Pion- bzw. Nukleonmassen zugewiesen. Bei sehr niedrigen Energien ist die Pionproduktion unterdrückt, wogegen bei hohen Energien etwa zu 70% Pionen und zu 30% Nukleonen erzeugt werden. Die Viererimpulse werden nach einer ähnlichen Methode erzeugt wie bei der inelastischen Hadron-Nukleon-Wechselwirkung.

Nukleares Abdampfen

Die mittlere Anzahl der bei dem Zerfall des hochangeregten Zustandes erzeugten Teilchen (Nukleonen, Deuterium, Tritium, α -Teilchen) wird parametrisiert gemäß

$$\langle n \rangle = 1.50 + 1.35n_s$$

wobei n_s die Anzahl aller in der primären Wechselwirkung und der intranuklearen Kaskade erzeugten Teilchen ist. Die kinetische Energie der Sekundärteilchen ist $\leq 20 \text{ MeV}$ und die Richtungen der Impulse sind unabhängig von Kinematik der inelastischen Wechselwirkung isotrop verteilt im Laborsystem.

Energie-Impuls-Bilanz

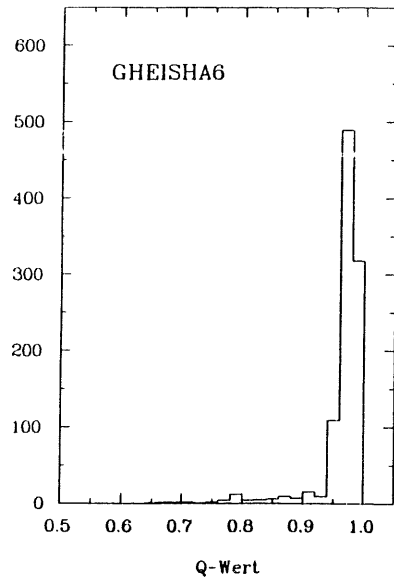
Bei der Simulation der inelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkung sind Effekte wie Fermibewegung der Nukleonen im Kern, Bindungsenergieverluste und Masseerzeugung zu berücksichtigen. Das führt dazu, daß sich die kinetische Energie des einfallenden Teilchens und die gesamte kinetische Energie aller Sekundärteilchen unterscheidet. Der Q -Wert einer inelastischen Wechselwirkung sei im Folgenden definiert als

$$Q = \frac{\sum \text{kinetische Energie der Sekundärteilchen}}{\text{kinetische Energie des primären Hadrons}}$$

Die Verteilung der Q -Werte für die inelastische Wechselwirkung von 200 GeV Pionen mit einem Bleikern ist in Abbildung 2.2 gezeigt für die Programmversion GHEISHA6 und die Nachfolgeversion GHEISHA7. Der Mittelwert beider Verteilungen liegt nahe bei 1, wie man es erwartet aufgrund der Tatsache, daß die oben genannten Effekte Beiträge liefern auf der für Kernreaktionen typischen Energieskala von einigen MeV . Die Q -Werte-Verteilung für GHEISHA6 hat jedoch Einträge bis hin zu Q -Werten von 0.7. Bei einer kleinen Anzahl von Ereignissen ist nach der inelastischen Wechselwirkung ein beträchtlicher Teil der Energie nicht mehr vorhanden, was physikalisch keinen Sinn macht. Dieser Fehler ist in GHEISHA7 offensichtlich korrigiert.

In die schließlich zur Q -Werte-Verteilung führende, aus mehreren Schritten bestehende Simulation des Endzustandes einer inelastischen Wechselwirkung geht eine Reihe von Parametern ein, wovon nur ein Teil durch Anpassung an Kernstreudaten bestimmt werden kann. Die für die Energie-Impuls-Bilanz entscheidenden Parameter bei der Erzeugung der Sekundärimpulse sind an Kalorimeter-Meßdaten angepaßt und können daher nicht nur falsche Modellannahmen, sondern auch systematische Fehler dieser Daten widerspiegeln. Kalorimeter-Response und -auflösung für Hadronschauer werden entscheidend beeinflusst durch Schwerpunkt und Breite der Q -Werte-Verteilung über den gesamten Energiebereich, sind also insofern nicht Voraussagen des Programms aufgrund einer realistischen Simulation der Elementarprozesse, sondern Ergebnis einer umfassenden Anpassung von Modellparametern an Kalorimeter-Meßdaten.

Einträge (normiert)



Einträge (normiert)

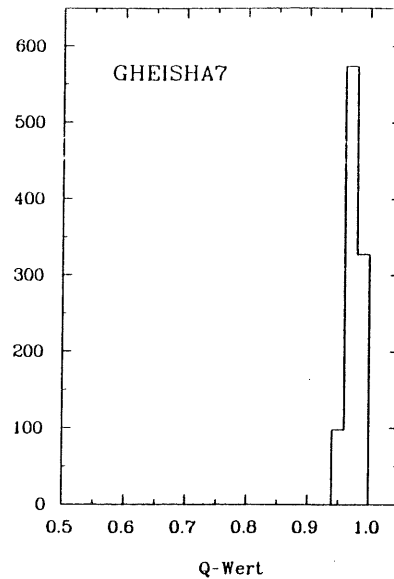


Abbildung 2.2: Q-Werte-Verteilung für inelastische Wechselwirkung von 200 GeV Pionen mit einem Bleikern

Kapitel 3

Vergleich von Monte-Carlo-Voraussagen mit Meßdaten

Im Folgenden sollen Messungen mit dem CDHS-Eisen-Szintillator-Testkalorimeter, so wie sie in [23] veröffentlicht sind, den Ergebnissen von Monte-Carlo-Rechnungen für dieses Kalorimeter gegenübergestellt werden, um die Voraussagekraft der Simulationsprogramme abzuschätzen. Im einzelnen werden diskutiert die Energieauflösung für elektromagnetische Schauer im Energiebereich von 10 – 50 GeV, die Energieauflösung und die mittlere Schauertiefe für Hadronschauer im Energiebereich von 10 – 140 GeV, sowie das Verhältnis der deponierten Energie für Elektronen und Pionen. Zur Simulation der hadronischen Wechselwirkung werden die Versionen 6 und 7 des Programmpaketes GHEISHA benutzt, so daß zusätzlich ein Vergleich zwischen beiden Programmversionen möglich ist. Die ebenfalls in [23] vorgeschlagene Methode zur Korrektur der π^0 -Fluktuationen in Hadronschauern wird auf die Monte-Carlo-Daten angewendet.

3.1 Testaufbau, Kalibration und Datenselektion

Das Testkalorimeter besteht aus $60 \times 60 \text{ cm}^2$ großen und 2.5 cm dicken Eisenplatten, jeweils gefolgt von 0.5 cm dicken Szintillatorebenen, die je in vier 15 cm breite Streifen unterteilt sind. Das Licht von fünf entlang der Strahlachse aufeinanderfolgenden Szintillatorstreifen gelangt über Lichtleiter auf einen Photomultiplier. Zu einer Zelle, bestehend aus fünf Absorber- und Szintillatorschichten, gehören also vier Photomultiplier. Die Szintillatorebenen sind abwechselnd horizontal und vertikal unterteilt (Abb. 3.1). Insgesamt besteht das Kalorimeter aus 16 identischen Zellen, was 115 Strahlungslängen und etwa 12 Absorptionslängen entspricht.

Die Pulshöhen der 64 Elemente des Testkalorimeters wurden mit Strahlmuonen geeicht. Als Muontrigger diente eine zusätzliche Szintillatorebene nach weiteren 1.5 m Eisen hinter dem Kalorimeter (Abb. 3.1). Bei der Selektion der Muonereignisse wurde gefordert, daß jeweils genau ein Photomultiplier pro Zelle ein Signal liefert und die Szintillatorstreifen in einem Abstand von höchstens 15 cm von der Mitte getroffen werden. An das Pulshöhenspektrum für jeden Photomultiplier wurde eine mit einer Gaußfunktion gefaltete Landau-Verteilung angepaßt, deren Maximum die Pulshöhe für ein 'äquivalentes Teilchen' definiert. Die Anzahl der äquivalenten Teilchen ist dann ein Maß für die deponierte Energie. Der systematische Fehler in der Bestimmung der deponierten Energie aufgrund der Unsicherheiten in der Definition

eines äquivalenten Teilchens liegt in der Größenordnung von mehreren Prozent [23].

Bei der Selektion der Daten zur Untersuchung von Elektron- und Pionschauern wurden folgende Kriterien angewendet:

- Schauervertex innerhalb der ersten drei Zellen (um bei Hadronschauern möglichst vollständige Absorption der Schauer innerhalb des Kalorimeters zu gewährleisten)
- kein Signal im Frontszintillator (um Ereignisse mit vor dem Kalorimeter zusätzlich produzierten Teilchen und Ereignisse mit Rückstreuung vom Kalorimeter auszuschließen)
- kein Signal im hinteren Szintillator (um Muonereignisse auszuschließen).

Nach der Selektion blieben für jede Strahlenergie noch 5000 - 10000 Ereignisse übrig.

3.2 Simulation

Die Struktur des Testkalorimeters wird so simuliert wie oben beschrieben. Die Unterteilung der Szintillatorebenen senkrecht zur Strahlachse kann vernachlässigt werden, da die laterale Schauerentwicklung nicht untersucht wird. Maß für die deponierte Energie in der Monte-Carlo-Rechnung ist der aufsummierte Ionisationsverlust aller geladenen Schauerpartikelchen in den Szintillatorebenen. Die Vertexbedingung wird ebenfalls angewendet, wobei als Vertex die in der Simulation bekannte Position der ersten inelastischen Wechselwirkung mit Erzeugung geladener Sekundärteilchen definiert wird. Die Anzahl der bei verschiedenen Energien erzeugten Monte-Carlo-Ereignisse, die dieser Bedingung genügen, gibt Tabelle 3.1 an. Zur Bestimmung der Energieauflösung des Kalorimeters wird der Mittelwert und die Breite

E [GeV]	e-Schauer	π -Schauer GHEISHA6	π -Schauer GHEISHA7
10	557	725	759
20	560	619	616
50	449	497	563
100	-	470	513
140	-	506	557

Tabelle 3.1: Anzahl der erzeugten Monte-Carlo-Ereignisse für das CDHS-Testkalorimeter

der Verteilung der deponierten Energie durch Anpassen einer Gaußverteilung ermittelt. Im Gegensatz zum r.m.s.-Wert liefert eine Gaußanpassung auch bei vergleichsweise geringer Statistik ein stabiles Maß für Schwerpunkt und Breite der Verteilung.

3.3 Energieauflösung, e/ π -Verhältnis und Schauertiefe

Die Ergebnisse für die Energieauflösung des Testkalorimeters sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Zahlenwerte für Elektronen sind zusätzlich in Tabelle 3.2 aufgelistet. Angegeben ist immer $\sigma(E_{mes})/E_{mes} \cdot \sqrt{E_{beam}}$. Bei ausschließlich statistischem Ursprung der Fluktuationen würde man erwarten, daß diese Größe von der Energie unabhängig ist. Die Monte-Carlo-Voraussagen für Elektronschauer stimmen mit der gemessenen Auflösung auf 5 - 10 %

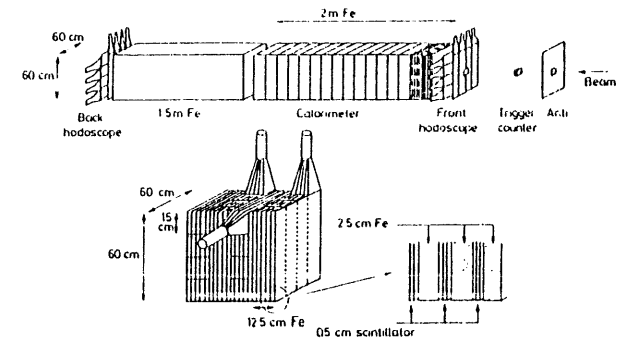


Abbildung 3.1: Aufbau für Testmessungen

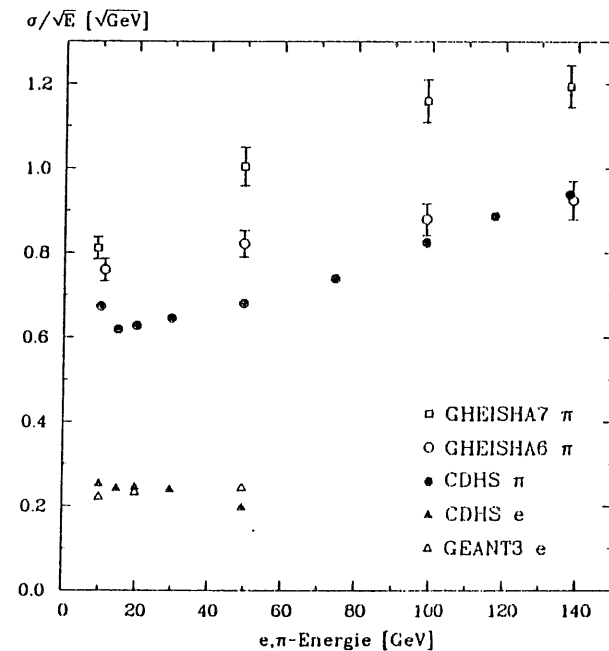


Abbildung 3.2: Energieauflösung des CDHS-Testkalorimeters für Elektronen und Pionen in Abhängigkeit von der Energie. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler im Monte-Carlo an.

überein. Lediglich bei 50 GeV liegt der gemessene Wert um 20% unterhalb der aufgrund des $1/\sqrt{E}$ -Verhaltens erwarteten Auflösung. Die Monte-Carlo-Ergebnisse zeigen in der Tendenz eine leichte Verschlechterung der Auflösung mit zunehmender Energie, die in den Daten nicht erkennbar ist.

E [GeV]	σ/\sqrt{E} [GeV ^{0.5}] CDHS	σ/\sqrt{E} [GeV ^{0.5}] GEANT3
10	0.253	0.221
20	0.245	0.232
50	0.197	0.243

Tabelle 3.2: Energieauflösung des CDHS-Testkalorimeters für Elektronen

Die Ergebnisse für Pionen zeigen eine beträchtliche Diskrepanz zwischen Meßdaten und Monte-Carlo. Für GHEISHA6 liegt die Energieauflösung im Bereich niedriger Energien etwa 20% oberhalb der gemessenen Werte, nähert sich aber mit zunehmender Energie an die experimentellen Werte an. Der in den Meßdaten beobachtete Anstieg von σ/\sqrt{E} , der in [23] als zunehmender Einfluß der π^0 -Fluktuationen interpretiert wird, ist in den GHEISHA6-Ergebnissen weniger ausgeprägt. Die mit GHEISHA7 bestimmte Energieauflösung liegt systematisch 20 – 40% oberhalb der Meßdaten, das Anwachsen von σ/\sqrt{E} mit der Energie ist in der Tendenz noch stärker als bei der gemessenen Auflösung.

Das Verhältnis der deponierten Energie von Elektronen und Pionen in Abhängigkeit von der Energie zeigt Abbildung 3.3. Die numerischen Werte sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt. GHEISHA6 reproduziert die gemessenen Werte auf 3% genau, während GHEISHA7 syste-

E [GeV]	e/π CDHS	e/π GHEISHA6	e/π GHEISHA7
10	1.36	1.32	1.56
20	1.28	1.24	1.39
50	1.20	1.17	1.32

Tabelle 3.3: Verhältnis der deponierten Energie von Elektronen und Pionen

matisch um 10 – 15% zu große Werte voraussagt. Das im Vergleich zur Messung zu große e/π -Verhältnis für GHEISHA7 erklärt in der Tendenz die Abweichung der mit GHEISHA7 ermittelten Energieauflösung von den gemessenen Werten als relativ größeren Beitrag der Schwankungen in der elektromagnetischen Komponente der Pionschauer.

Abbildung 3.4 zeigt die vom Schauervertex aus gemessene Tiefe des Schauerschwerpunktes in Abhängigkeit von der Energie. Numerische Ergebnisse für die Anpassung einer Abhängigkeit der Form

$$t_{cms}[\lambda] = a \ln E[\text{GeV}] + b$$

sind in Tabelle 3.4 aufgelistet. In den Daten zeigt sich in der Tendenz eine stärkere Energieabhängigkeit der Lage des Schauerschwerpunktes als im Monte-Carlo, wobei GHEISHA7 wiederum eine stärkere Abhängigkeit voraussagt als GHEISHA6.

	CDHS	GHEISHA6	GHEISHA7
a	+0.47	0.34	0.38
b	0.12	0.42	0.21

Tabelle 3.4: Abhängigkeit der mittleren Schauertiefe von der Energie - Ergebnisse der Anpassung

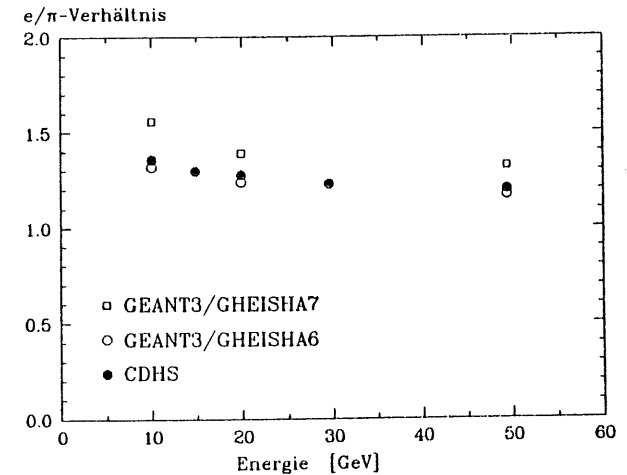


Abbildung 3.3: Verhältnis der deponierten Energie von Elektronen und Pionen

3.4 Korrektur der π^0 -Fluktuationen

Die sowohl in den Meßdaten als auch in den Monte-Carlo-Ergebnissen beobachtete Abweichung der Energieauflösung für Hadronenschauer von dem aufgrund der Statistik erwarteten $1/\sqrt{E}$ -Verhaltens wird dem zunehmenden Einfluß der Schwankungen in der elektromagnetischen Komponente der Schauer zugeschrieben. Bei Kalorimetern mit von 1 verschiedenem e/π -Verhältnis bewirken diese Schwankungen zusätzliche Fluktuationen in der deponierten Energie. Die in [23] dargestellte Korrekturmethode besteht darin, aufgrund der Topologie der Schauer einen hohen π^0 -Anteil innerhalb eines Schauers zu erkennen, und die in den entsprechenden Zellen des Kalorimeters deponierte Energie mit einem Dämpfungsfaktor zu versehen. Die Signatur für einen hohen π^0 -Anteil ist eine hohe lokale Energiedeposition im Kalorimeter (aufgrund der im Vergleich zur Absorptionslänge um eine Größenordnung kleineren Strahlungslänge, die die Entwicklung der elektromagnetischen Komponente bestimmt). Folgender von der CDHS-Kollaboration mit Erfolg benutzter simpler Algorithmus wird angewendet:

$$E_i' = E_i(1 - C E_i)$$

mit E_i = deponierte Energie in i -ter Zelle und E_i' = korrigierte Energie in i -ter Zelle. Es wird jedoch höchstens eine Verringerung der deponierten Energie um 30% zugelassen. Durch Einführung dieser Nichtlinearität erreicht man eine relativ stärkere Dämpfung von Zellen mit hoher deponierter Energie. Die Größe C , die die Stärke der Korrektur bestimmt, hängt von der Energie ab und wird parametrisiert gemäß:

$$C = \frac{C^*}{\sqrt{E_{mes}}}$$

wobei E_{mes} die gesamte im Kalorimeter deponierte Energie ist. Die Konstante C^* wird optimiert, so daß die relative Energieauflösung minimal wird (numerisches Ergebnis für GHEISHA6: $C^* = 0.19 \text{ MeV}^{0.5}$). Das Ergebnis der Korrektur ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Die Größe σ/\sqrt{E} zeigt sowohl in den Daten als auch im Monte-Carlo nur noch eine schwache Energieabhängigkeit, jedoch liegen die Monte-Carlo-Ergebnisse systematisch um etwa 25% oberhalb der korrigierten Meßwerte. Im Unterschied zu der hier angewendeten Korrektur auf der Basis der in den einzelnen Zellen deponierten Energie (longitudinale Segmentierung) wurde in [23] auch die transversale Segmentierung miteinbezogen und der Korrekturalgorithmus auf der Basis der in jedem Segment einer Zelle deponierten Energien durchgeführt. Aufgrund der Tatsache, daß sich sowohl in den Meßdaten als auch im Monte-Carlo die Werte für die Energieauflösung bei kleinen Energien vor und nach Korrektur nicht signifikant unterscheiden und daß der Anstieg mit der Energie von σ/\sqrt{E} im Monte-Carlo bereits durch Ausnutzung der longitudinalen Schauerinformation völlig kompensiert werden kann, erwartet man keine weitere signifikante Verbesserung der Auflösung im Monte-Carlo bei Hinzunahme der lateralen Schauerinformation. Die Verbesserung der relativen Energieauflösung im Monte-Carlo beträgt bei 140 GeV etwa 20%. Abbildung 3.6 verdeutlicht den Effekt der Korrektur: Die Korrelation zwischen der insgesamt deponierten Energie und der maximalen deponierten Energie in einer Zelle wird aufgehoben.

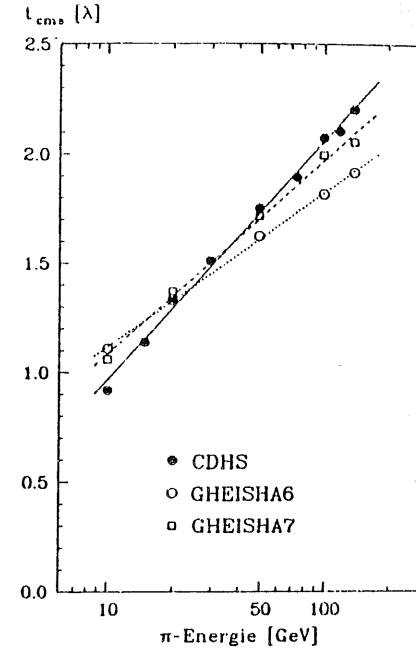


Abbildung 3.4: Lage des Schauerschwerpunktes in Abhängigkeit von der Energie

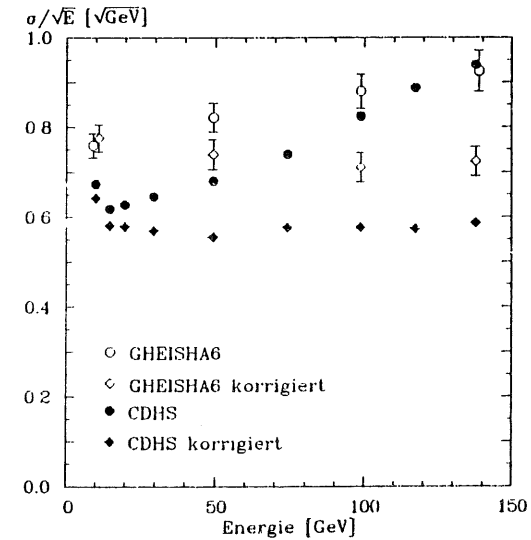


Abbildung 3.5: Energieauflösung des CDHS-Testkalorimeters nach Korrektur der π^0 -Fluktuationen

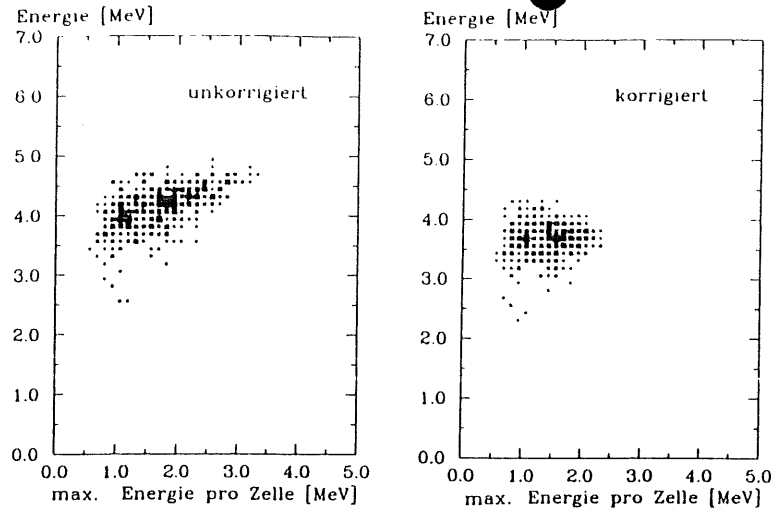


Abbildung 3.6: Korrelation zwischen maximaler deponierter Energie pro Zelle und insgesamt deponierter Energie für 140 GeV Pionschauer

3.5 Schlußfolgerungen

Das Programmsystem GEANT3/GHEISHA ist in der Lage, wesentliche in Testmessungen bestimmte Kenngrößen von Kalorimetern wie Energieauflösung und e/π -Verhältnis in Abhängigkeit von der Energie zu reproduzieren. Die Abweichung von den Meßdaten beträgt bis zu 20% bei Benutzung von GHEISHA6 und erreicht 40% bei GHEISHA7. Die Monte-Carlo-Ergebnisse liegen systematisch oberhalb der gemessenen Werte. Über ähnliche Erfahrungen mit GEANT3/GHEISHA6 wird in [24] berichtet. Vergleichbare Ergebnisse sind in [25] veröffentlicht; bei Benutzung von GHEISHA6 zusammen mit EGS zur Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkung findet man dort um 30% zu große Werte für die Energieauflösung des CDHS-Testkalorimeters.

Eine Abweichung der Energieauflösung für Hadronkalorimeter im Monte-Carlo von Testergebnissen spiegelt in erster Linie Probleme bei der Abstimmung der Modellparameter für die Simulation der hadronischen Wechselwirkung wieder (vgl. Kapitel 2). Diese Parameter wurden für GHEISHA unter Benutzung von EGS für die elektromagnetischen Prozesse eingestellt. Unabhängig von einer möglicherweise ungenauen Abstimmung ist es fraglich, ob diese Abstimmung übertragbar ist auf die Benutzung von GHEISHA im Rahmen von GEANT3. Da in GEANT3 die elektromagnetische Wechselwirkung, insbesondere der Ionisationsverlust, auf andere Weise simuliert werden, sind Auswirkungen auf das e/π -Verhältnis und damit auf die Energieauflösung für Hadronschauer nicht auszuschließen.

Für die im folgenden Kapitel dargestellten Rechnungen im Hinblick auf den H1-Detektor wird GEANT3 zusammen mit GHEISHA6 benutzt. GHEISHA6-Ergebnisse weichen weniger stark von den Meßdaten ab als GHEISHA7-Ergebnisse und das e/π -Verhältnis stimmt hier auf 3% mit den Messungen überein. Der Einfluß der π^0 -Fluktuationen auf die Energieauflösung ist in der Tendenz richtig wiedergegeben und eine Verbesserung der Auflösung durch Korrektur dieser Fluktuationen im Monte-Carlo ist möglich.

Kapitel 4

Simulation des H1-Kalorimeters

Monte-Carlo-Studien sind ein bedeutendes Hilfsmittel bei der Planung und Auslegung zukünftiger Detektoren für die Hochenergiephysik. In diesem Abschnitt werden Rechnungen im Rahmen der Vorbereitungen für den H1-Detektor an HERA dargestellt. Ziel ist die Bestimmung der Energieauflösung der Kalorimeter für Pionen und Hadronjets im Energiebereich von 10–350 GeV. Insbesondere wird gezeigt, daß der mit zunehmender Energie wachsende Einfluß der π^0 -Fluktuationen aufgrund des von 1 verschiedenen e/π -Verhältnisses durch einen einfachen Korrekturalgorithmus ausgeglichen werden kann. In die Untersuchungen sind sowohl das Flüssig-Argon-Kalorimeter als auch die ebenfalls als Kalorimeter dienende äußere Eisenstruktur des Detektors einbezogen (Gas-Kalorimeter). Um möglichst realistische Voraussagen machen zu können, ist für Spule und Kryostat das entsprechende Material berücksichtigt.

Im Folgenden wird zunächst die betrachtete Anordnung beschrieben und die Simulation von Pion- und Jet-Ereignissen erläutert. Anschließend wird die Vorgehensweise bei der Interkalibration der verschiedenen Komponenten des Kalorimeters und bei der π^0 -Korrektur dargelegt. Schließlich werden die Ergebnisse für die Energieauflösung angegeben. Alle in diesem Kapitel dargestellten Simulationsrechnungen sind mit GHEISHA6 durchgeführt worden.

4.1 Beschreibung der untersuchten Kalorimeteranordnungen

Es werden zwei für den H1-Detektor repräsentative Anordnungen untersucht. Die erste Anordnung entspricht der Vorwärtsrichtung des H1-Detektors ($\theta = 0^\circ$), die zweite Anordnung dem Zentralteil ($\theta = 90^\circ$). Abbildung 4.1 zeigt für beide Anordnungen die Abfolge der Kalorimeterkomponenten. Innerhalb des Kryostaten befinden sich der elektromagnetische und der hadronische Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Die Samplingstruktur für beide Komponenten ist in Abbildung 4.2 skizziert, Tabelle 4.1 enthält die Parameter für die in Vorwärtsrichtung und im Zentralbereich verschiedenen Anordnungen. Beide Teile des Flüssig-Argon-Kalorimeters sind in Strahlrichtung in die angegebene Anzahl von Zellen unterteilt. Die longitudinale Ausdehnung der einzelnen Zellen beträgt 7–9 Strahlungslängen. Im Zentralbereich folgt auf das Flüssig-Argon-Kalorimeter die Spule. Die Kryostat und Spule entsprechenden Materiemengen sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt. Das hintere Gas-Kalorimeter hat in Vorwärtsrichtung und im Zentralbereich die gleiche Struktur. Die Parameter für diese Komponente sind in Tabelle 4.3 aufgelistet. Beide Anordnungen sind zylindersymmetrisch definiert bezüglich der Strahlachse, die laterale Ausdehnung von der Strahlachse aus ist so gewählt, daß seitliche Leckverluste von Schauereteilchen vernachlässigbar sind. Die definierte

		# Sampling-Schichten	# X_0	# λ	# Zellen	# Sampling-Schichten pro Zelle
0°	e.m.	64	30	≈ 1.5	4	16/16/16/16
	had.	58	43	≈ 4.5	5	11/11/12/12/12
	Σ		73	≈ 6.0		
90°	e.m.	43	20	≈ 1.0	3	14/14/15
	had.	48	34	≈ 3.8	4	12/12/12/12
	Σ		73	≈ 6.0		

Tabelle 4.1: Parameter für das Flüssig-Argon-Kalorimeter

	Material	Dicke [mm]	# X_0	# λ
innere Kryostatwand	Al	36	0.4	≈ 0.1
äußere Kryostatwand	Fe	36	2.0	≈ 0.2
Spule (im Zentralteil)	Al	150	1.7	≈ 0.4

Tabelle 4.2: Materialdicke für Kryostat und Spule

	Absorbermaterial	Absorberdicke [mm]	Air-gap [mm]	# Sampling-Schichten	# X_0	# λ
vorderer Teil	Fe	50	20	9	25	≈ 2.6
hinterer Teil	Fe	100	20	3	17	≈ 1.8

Tabelle 4.3: Parameter für das Gas-Kalorimeter

Anordnung entspricht in Bezug auf Materiemenge, Sampling-Struktur und longitudinale Segmentierung genau der gegenwärtigen Planung für den H1-Detektor in [1].

4.2 Simulation von π -Ereignissen und Jets

Die Anzahl der bei verschiedenen Energien erzeugten Ereignisse ist in Tabelle 4.4 aufgelistet.

E[GeV]	Vorwärtsbereich		Zentralbereich	
	π -Ereignisse	Jet-Ereignisse	π -Ereignisse	Jet-Ereignisse
5			594	
10	1000	279	525	343
20			262	288
30	607	313		
50				324
80	571	258		
170	511	295		
350		246		

Tabelle 4.4: Anzahl der erzeugten Monte-Carlo-Ereignisse für das H1-Kalorimeter

Der abgedeckte Energiebereich entspricht dem in Vorwärtsrichtung bzw. im Zentralteil aufgrund der Kinematik der ep -Kollision relevanten Bereich. Jets werden in einem Abstand von 3 m (Vorwärtsbereich) bzw. 1 m (Zentralbereich) von der Front des elektromagnetischen Kalorimeters erzeugt, entsprechend den Dimensionen des H1-Detektors (vgl. Abbildung .1). Bei den Jets handelt es sich um u -Quark-Jets, deren Fragmentation mit dem Lund-Modell [26] beschrieben ist. Um zu gewährleisten, daß der gesamte Jet im Kalorimeter absorbiert wird, werden alle Teilchen vernachlässigt, deren Impulsrichtung mit der Jetachse einen Winkel von mehr als 45° einschließt. Um danach einen Zustand definierter Energie zu haben, wird die Energie der verbleibenden Teilchen so skaliert, daß die gesamte Energie des Jets wieder der Nominalenergie entspricht. Durch dieses Verfahren bewirkte Änderungen von Jetkenngrößen

E_{Jet} [GeV]	(Multiplizität)	(γ -Anteil)	(Faktor)
10	9.2 / 4.5	0.28 / 0.28	1.265
20	11.7 / 06.9	0.28 / 0.28	1.114
30	13.3 / 10.3	0.30 / 0.31	1.040
50	15.2 / 10.3	0.28 / 0.27	1.047
80	17.5 / 14.3	0.31 / 0.31	1.015
170	20.2 / 17.0	0.30 / 0.30	1.007
350	23.0 / 19.9	0.29 / 0.29	1.003

Tabelle 4.5: Jetkenngrößen. Angegeben sind für die mittlere Multiplizität und den mittleren γ -Anteil die entsprechenden Werte vor (links) und nach (rechts) der im Text beschriebenen Prozedur (Schnitt und Skalierung)

sind in Tabelle 4.5 aufgezeigt. Bei Jet-Energien größer als 20 GeV beträgt die durch die Skalierung bewirkte Änderung der Energie der Teilchen im Mittel weniger als 5% (Spalte 4 in Tabelle 4.5 enthält den mittleren Skalierungsfaktor).

Entsprechend dem Vorgehen im vorangegangenen Kapitel wird als meßbare Energie für jede Komponente (Zelle) immer bezeichnet der aufsummierte Energieverlust aller geladenen Schauerteilchen im aktiven Medium (fl. Argon, Luft) des jeweiligen Kalorimeters. Mittelwert und Breite der Verteilung der meßbaren Energie werden durch Gaußanpassung ermittelt.

4.3 Containment, Interkalibration und π^0 -Korrektur

Die Materialdicke des Flüssig-Argon-Kalorimeters reicht nicht aus, um bei allen Ereignissen die gesamte Energie der Hadronschauer zu absorbieren. Bei einem Teil der Ereignisse wird ein beträchtlicher Teil der Energie erst im hinteren Gas-Kalorimeter deponiert. Aufgrund des größeren Samplings dieser Komponente und der zusätzlichen Fluktuationen im gasförmigen Auslesemmedium (vgl. Abschnitt 1.2) wird dieser Anteil der Energie mit einem sehr viel größeren Fehler bestimmt als der im Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessene Anteil. Die erwartete Energieauflösung für das hintere Gas-Kalorimeter allein liegt bei $\sigma/\sqrt{E} \approx 110\%$ [1]. Um die Energieauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters unabhängig von Leakage-Beiträgen zu bestimmen und den Einfluß der π^0 -Korrektur, die wegen der dafür notwendigen longitudinalen Segmentierung nur im Flüssig-Argon-Teil angewendet werden kann, auf die Energieauflösung zu untersuchen, werden Ereignisse selektiert, bei denen die im Gas-Kalorimeter deponierte Energie weniger als 2% der Energie des Ereignisses beträgt. Durch diese Selektion werden tendenziell zwar Ereignisse mit hohem π^0 -Anteil bevorzugt, weil solche Ereignisse im Mittel kürzer sind, die Korrelation zwischen elektromagnetischer Komponente der Hadronschauer und der im Gas-Kalorimeter gemessenen Energie ist jedoch gering (Abb. 4.3). Die für die Auflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters angegebenen Werte beziehen sich nur auf solche Ereignisse, die dieser Bedingung genügen. Den Anteil von Ereignissen in Abhängigkeit von der Energie, für den man diese Auflösung erreicht, zeigen die Abbildungen 4.4 und 4.5 für Vorwärts- und Zentralteil.

Um von der in den verschiedenen Kalorimeterkomponenten meßbaren Energie (Ionisationsverlust im Nachweismedium) auf die interessierende, in der entsprechenden Komponente deponierte Energie (in Absorber- und Samplingmedium) zurückzuschließen und die Energieauflösung zu ermitteln, müssen für die verschiedenen Komponenten Kalibrationskonstanten bestimmt werden. Diese Größen hängen nicht nur vom Verhältnis der Materialdicken von Absorber- und Nachweismedium ab, sondern a priori auch von der Energie der einfallenden Teilchen bzw. dem Stadium des Schauers in der betreffenden Komponente. Im Monte-Carlo lassen sich diese Konstanten für jede Komponente und Energie ermitteln aus dem Verhältnis zwischen der bestimmbar insgesamt deponierten Energie und der meßbaren Energie. Im Experiment lassen sich diese Größen nur durch Teststrahlungsmessungen festlegen.

Die Kalibrationskonstante für das Gas-Kalorimeter wurde aus dem genannten Verhältnis für die erzeugten Ereignisse bestimmt. Eine signifikante Abhängigkeit dieser Größe von der Energie zeigt sich nicht, die Werte für verschiedene π - und Jet-Energien schwanken innerhalb von 5% um ihren Mittelwert (numerisches Ergebnis für das Verhältnis: $1.2 \cdot 10^3$). Dieser Wert wurde auch zur Selektion der nahezu vollständig im Flüssig-Argon-Kalorimeter absorbierten Ereignisse benutzt.

Zur Bestimmung der relativen Energieauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters für die selektierten Ereignisse reicht es aus, ein einziges relatives Gewicht α für die im hadronischen

Teil meßbare Energie E_{mes}^{had} gegenüber der im elektromagnetischen Teil meßbaren Energie E_{mes}^m zu ermitteln, so daß dann für die gesamte meßbare Energie gilt:

$$E_{mes} = E_{mes}^m + \alpha E_{mes}^{had}$$

Im Monte-Carlo läßt sich α bestimmen als Quotient der Kalibrationsfaktoren für den elektromagnetischen und den hadronischen Teil des Kalorimeters. Die auf diese Weise ermittelte Größe α zeigt bis auf Schwankungen um 2% keine Energieabhängigkeit. Die Abhängigkeit der Energieauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters von der relativen Kalibrationskonstanten α ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Der mittlere Wert von α im Monte-Carlo stimmt überein mit dem Wert, für den die Energieauflösung minimal wird. Die Energieauflösung ist unempfindlich gegenüber Schwankungen von α im Bereich von 2%. Für Teststrahlungsmessungen hat diese Tatsache die Konsequenz, daß die relative Kalibration beider Komponenten des Flüssig-Argon-Kalorimeters im Experiment durch Minimierung der Energieauflösung bestimmt werden kann. Für alle folgenden Untersuchungen wird α festgehalten ($\alpha = 2.66$).

Die Korrektur der π^0 -Fluktuationen erfolgt mit dem in Kapitel 3 bereits angewendeten Algorithmus:

$$E'_i = E_i(1 - CE_i)$$

mit E_i = meßbare Energie und E'_i = korrigierte Energie in der i -ten Zelle. Die Stärke der Korrektur in Abhängigkeit von der Energie wird parametrisiert gemäß

$$C = \frac{C^*}{\sqrt{E_{mes}}}$$

mit E_{mes} = gesamte im Flüssig-Argon-Kalorimeter meßbare Energie. Verschiedene Konstanten C^* für den elektromagnetischen und den hadronischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters werden durch Minimierung der Energieauflösung für Pionschauer bestimmt. Die numerischen Ergebnisse sind

$$C_{e.m.}^* = 0.203 [MeV^{0.5}]$$

$$C_{had.}^* = 0.341 [MeV^{0.5}]$$

für das Vorwärtskalorimeter. Die für Pionschauer optimalen Korrekturparameter minimieren ebenfalls die Energieauflösung für Jet-Ereignisse. Abbildung 4.7 zeigt für diese Anordnung die Verteilung der meßbaren Energie für Pionschauer vor und nach der π^0 -Korrektur. Zum einen bewirkt die Korrektur eine Verschiebung des Mittelwertes der gemessenen Energie zu niedrigeren Energien hin und zum anderen eine Verschmälerung der Verteilung. Die Abhängigkeit der mittleren meßbaren Energie von der Pionenergie ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Während das Verhältnis von meßbarer Energie und Einschußenergie mit der Einschußenergie zunimmt (infolge des höheren mittleren π^0 -Anteils der Hadronschauer) erreicht man durch die Korrektur ein lineares Verhalten mit der Energie. Zur weiteren Verdeutlichung der Wirkungsweise der π^0 -Korrektur zeigen die Abbildungen 4.9 und 4.10 für elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter die Korrelation zwischen der maximalen meßbaren Energie in einer Zelle und der insgesamt im Flüssig-Argon-Kalorimeter meßbaren Energie (vgl. Abbildung 3.6) für 170 GeV Pionschauer im Vorwärtsstil. Wie im Falle des CDHS-Kalorimeters wird die deutliche Korrelation zwischen beiden Größen aufgehoben. Abbildung 4.11 zeigt für 350 GeV-Jets die Korrelation zwischen der meßbaren Energie und der elektromagnetischen Komponente der Jets. Durch die Korrektur wird wiederum die Korrelation beider Größen beseitigt.

Zur Bestimmung der Energieauflösung unter Einbeziehung des hinteren Gas-Kalorimeters wird für das Flüssig-Argon-Kalorimeter mit Hilfe der Responsefunktion (Abb. 4.8) aus der

meßbaren Energie die deponierte Energie ermittelt und die mit der entsprechenden Kalibrationskonstanten multiplizierte im Gas-Kalorimeter meßbare Energie hinzuaddiert. Die für die gesamte Anordnung angegebenen Werte für die Energieauflösung beziehen sich auf die Gesamtmenge der erzeugten Ereignisse.

4.4 Ergebnisse für die Energieauflösung

Die Energieauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters in Vorwärtsrichtung für nahezu vollständig absorbierte Pionschauer ist in Abbildung 4.12 gezeigt in Abhängigkeit von der Pionenergie. Angegeben im Folgenden ist immer die Größe $\sigma(E_{mes})/E_{mes} \cdot \sqrt{E_{beam}}$. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an. Ohne Korrektur ist eine deutliche Verschlechterung der Auflösung gegenüber dem $1/\sqrt{E}$ -Verhalten zu beobachten, was sich durch die bei wachsender Energie gegenüber den intrinsischen Schauerfluktuationen zunehmenden π^0 -Fluktuationen erklärt. Die Größe σ/\sqrt{E} steigt von 62% bei 10 GeV auf 103% bei 170 GeV. Durch die erläuterte Korrektur läßt sich dieser Anstieg weitgehend kompensieren. Nach der Korrektur wächst σ/\sqrt{E} nur noch schwach mit der Energie von 60% bei 10 GeV auf 72% bei 170 GeV. Bei 170 GeV Pionschauern bewirkt die π^0 -Korrektur somit eine Verbesserung der Energieauflösung um 30%.

Die Energieauflösung der gesamten Anordnung in Vorwärtsrichtung unter Einbeziehung des Gas-Kalorimeters ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Hier sind insbesondere auch solche Schauer mit einbezogen, die einen Teil ihrer Energie erst im hinteren Gas-Kalorimeter deponieren. Aufgrund der größeren Sampling-Fluktuationen im hinteren Gas-Kalorimeter im Vergleich zum Flüssig-Argon-Kalorimeter ist die Auflösung der gesamten Anordnung deshalb schlechter als die Auflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters alleine unter Ausschluß von Ereignissen mit Leakage. Die unkorrigierte Energieauflösung liegt insbesondere bei hohen Energien, wo der mittlere im Gas-Kalorimeter deponierte Energieanteil groß ist, deutlich über der Energieauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Auch nach der π^0 -Korrektur ist noch ein Anstieg von σ/\sqrt{E} zu beobachten. Für den im hinteren Gas-Kalorimeter deponierten Anteil der Energie können π^0 -Fluktuationen aufgrund der nicht vorhandenen longitudinalen Schauerinformation nicht korrigiert werden.

Die Energieauflösung für Jets in Vorwärtsrichtung ist in Abbildung 4.14 dargestellt für das Flüssig-Argon-Kalorimeter und in Abbildung 4.15 für die gesamte Anordnung. Es ist qualitativ das gleiche Verhalten von σ/\sqrt{E} zu beobachten wie im Falle von Pionschauern, die Jetauflösung liegt insbesondere bei hohen Energien jedoch deutlich unterhalb der Auflösung für Pionen gleicher Energie. Der Anstieg von σ/\sqrt{E} mit der Energie aufgrund der Schwankungen in der elektromagnetischen Komponente der Jets ist allerdings weniger stark ausgeprägt als bei Pionschauern, läßt sich aber durch die Korrektur ebenfalls weitgehend kompensieren. Die erreichbare Auflösung für das Flüssig-Argon-Kalorimeter liegt zwischen 58% bei 10 GeV und 70% bei 350 GeV. Die Verschlechterung der Energieauflösung unter Einbeziehung des Gas-Kalorimeters ist ebenfalls weniger deutlich als bei Pionen. Jets deponieren im Mittel weniger Energie im hinteren Gaskalorimeter als Pionen gleicher Energie. Die Energieauflösung der gesamten Anordnung in Vorwärtsrichtung für Jets liegt nach der Korrektur in Abhängigkeit von der Energie zwischen 60%/√E bei 10 GeV und 78%/√E bei 350 GeV.

Die Ergebnisse für die Auflösung der Kalorimeter im Zentralteil des H1-Detektors sind in den Abbildungen 4.16 und 4.17 zusammengefaßt. Im Unterschied zum Vorwärtsbereich liegt im Zentralteil des Detektors zwischen Flüssig-Argon-Kalorimeter und Gas-Kalorimeter die Spule. Der schwankende Anteil der im Spulenmaterial deponierten Schauerenergie, der

kein meßbares Signal erzeugt, stellt einen zusätzlichen Beitrag zu Fluktuationen in der gemessenen Energie dar. Die Korrekturmethode liefert im relevanten Energiebereich nur eine Verbesserung der Auflösung innerhalb der statistischen Fehler, im Folgenden sind daher nur die unkorrigierten Werte für σ/\sqrt{E} dargestellt. Abbildung 4.16 zeigt die Auflösung für Pionen im Energiebereich von 5 – 20 GeV. Für Ereignisse, die nahezu vollständig im Flüssig-Argon-Kalorimeter enthalten sind, erreicht man eine Energieauflösung zwischen 58%/√E und 65%/√E. Für die gesamte Anordnung verschlechtert sich die Auflösung bis zu 84%/√E bei 20 GeV. Abbildung 4.17 zeigt die entsprechenden Werte für Jets. Die Ergebnisse für Flüssig-Argon-Kalorimeter und gesamte Anordnung unterscheiden sich für Jets nur innerhalb der statistischen Fehler und liegen zwischen 70%/√E bei 10 GeV und 80%/√E bei 50 GeV.

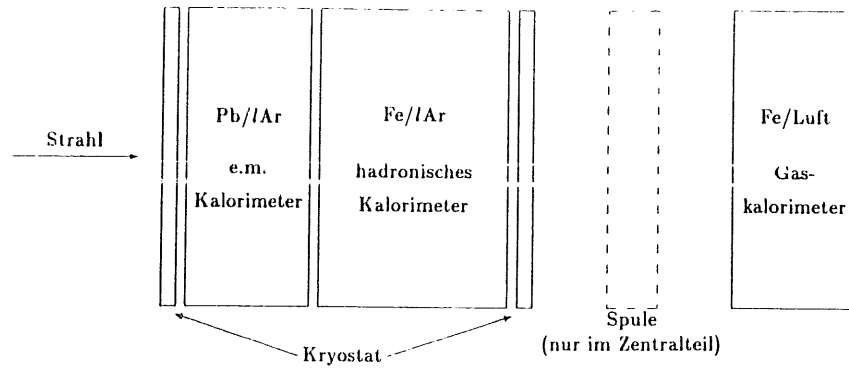


Abbildung 4.1: Anordnung der Kalorimeterkomponenten

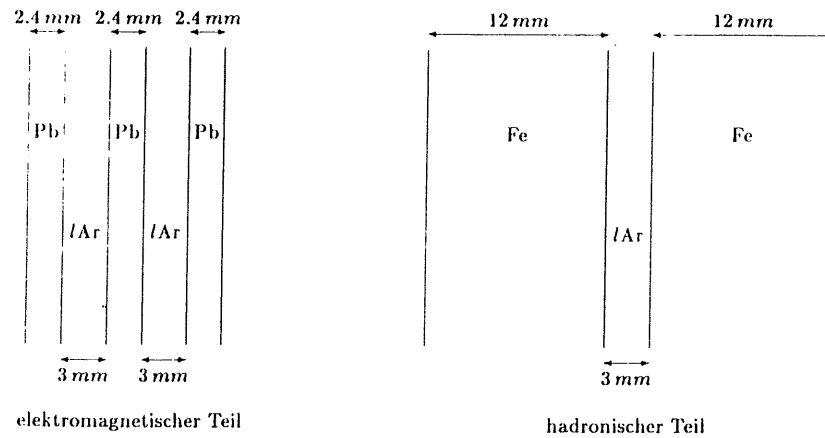


Abbildung 4.2: Samplingstruktur des Flüssig-Argon-Kalorimeters

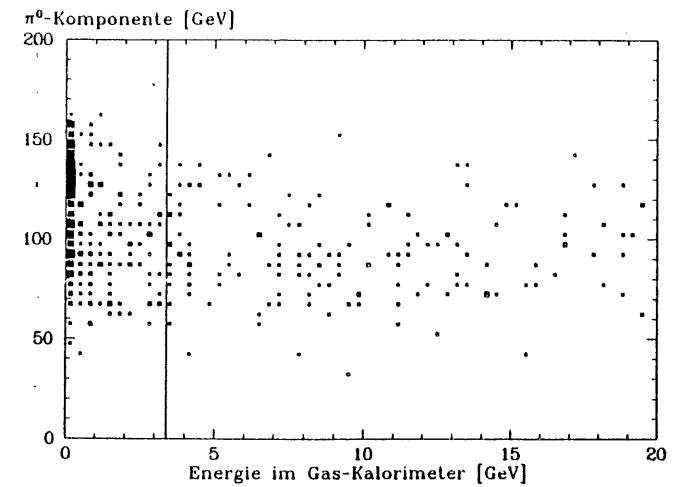


Abbildung 4.3: Korrelation zwischen der im hinteren Gas-Kalorimeter deponierten Energie und dem π^0 -Anteil im Schauer für 170 GeV Pionschauer im Vorwärtskalorimeter

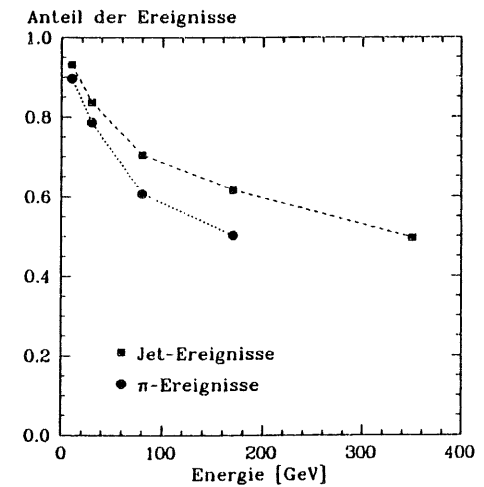


Abbildung 4.4: Anteil von Ereignissen in Vorwärtsrichtung mit weniger als 2% der Energie im hinteren Gas-Kalorimeter

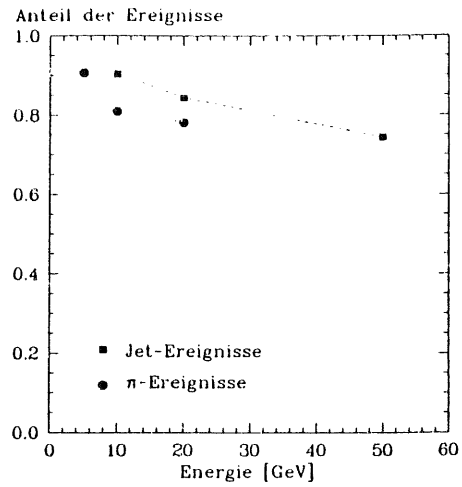


Abbildung 4.5: Anteil von Ereignissen im Zentralteil mit weniger als 2% der Energie im hinteren Gas-Kalorimeter

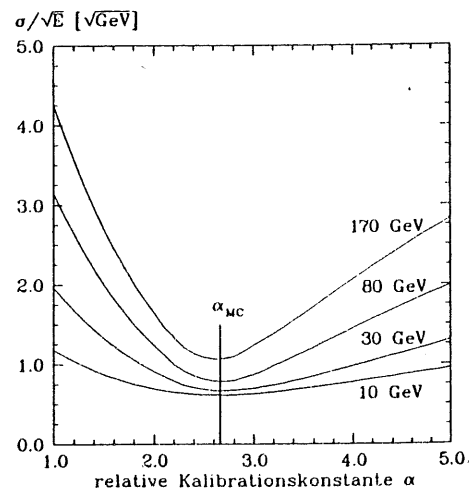


Abbildung 4.6: Abhängigkeit der Energieauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters von der relativen Kalibrationskonstanten α

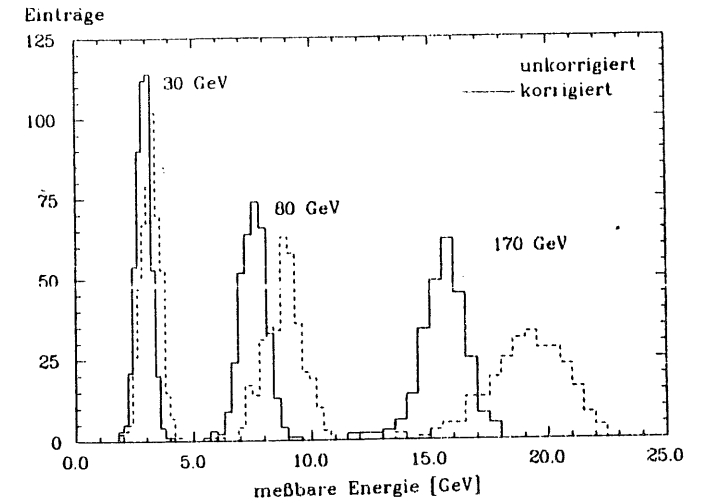


Abbildung 4.7: Verteilung der meßbaren Energie im Vorwärtskalorimeter vor und nach der π^0 -Korrektur

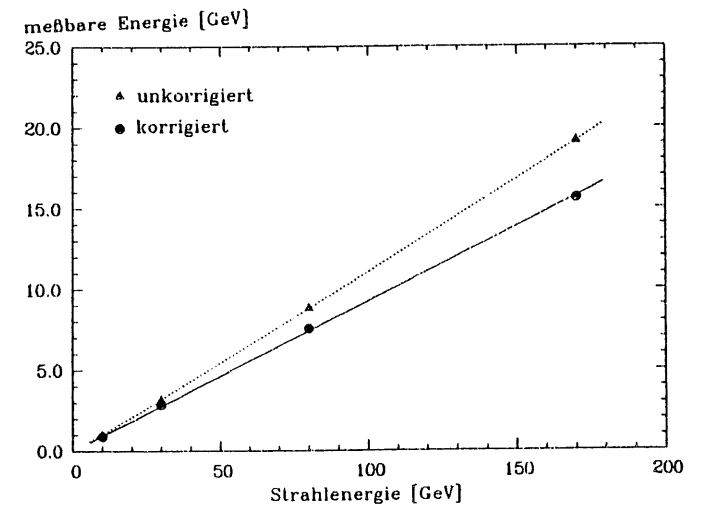


Abbildung 4.8: Mittlere meßbare Energie in Abhängigkeit von der Strahlenergie für π -onschauer im Vorwärtsbereich

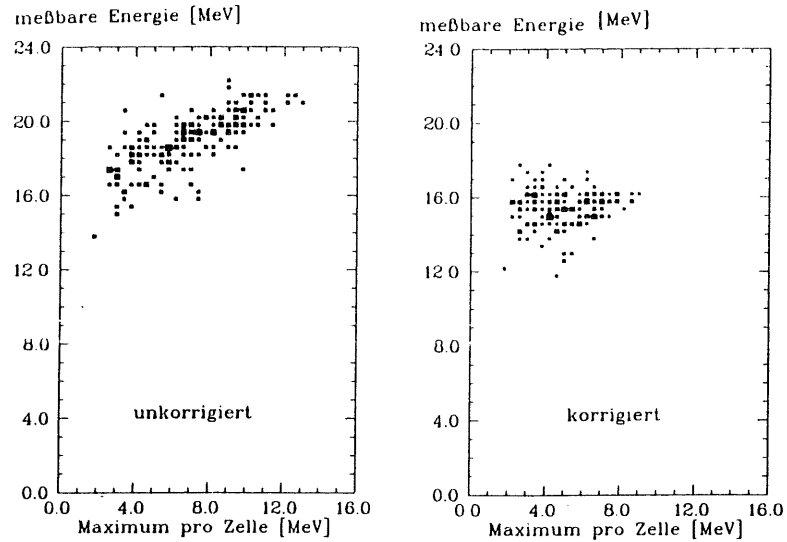


Abbildung 4.9: Korrelation zwischen maximaler meßbarer Energie pro Zelle im elektromagnetischen Teil und der gesamten im Flüssig-Argon-Kalorimeter meßbaren Energie für 170 GeV Pionschauer im Vorwärtskalorimeter

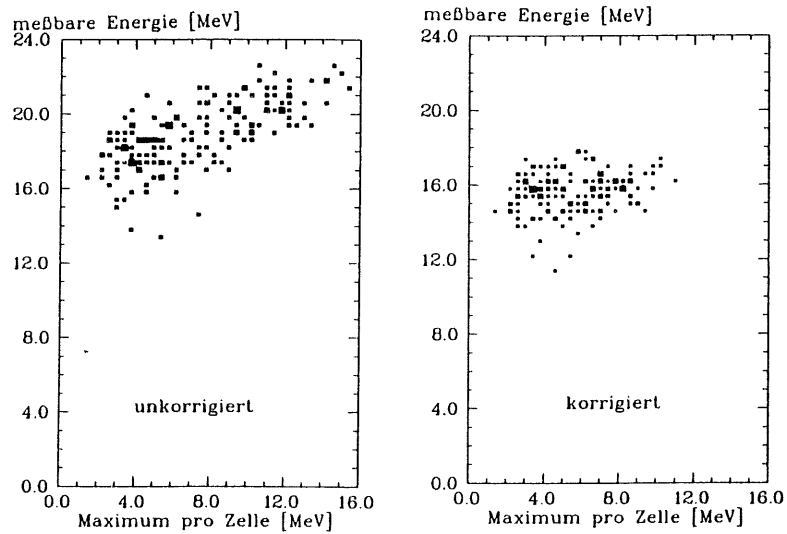


Abbildung 4.10: Korrelation zwischen maximaler meßbarer Energie pro Zelle im hadronischen Teil und der gesamten im Flüssig-Argon-Kalorimeter meßbaren Energie für 170 GeV Pionschauer im Vorwärtskalorimeter

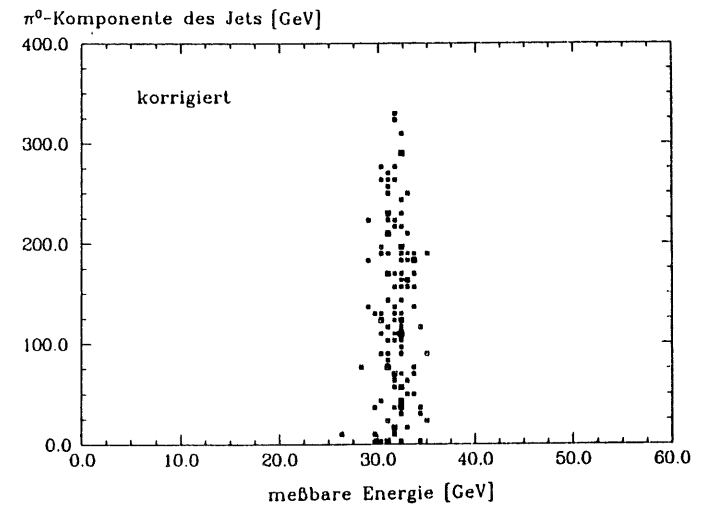
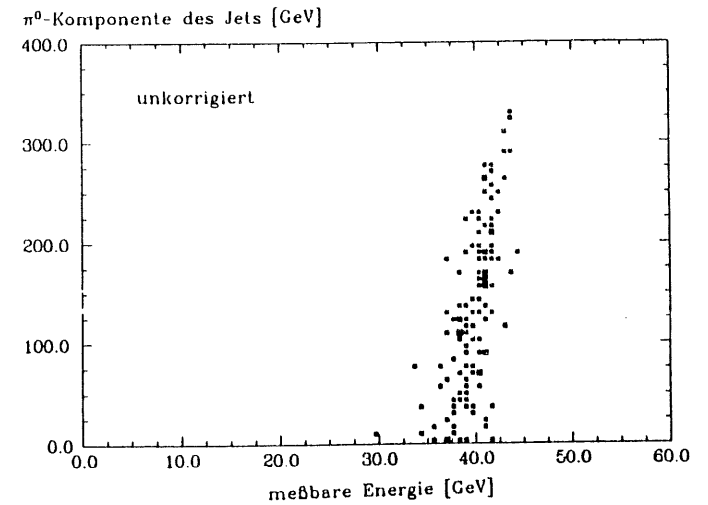


Abbildung 4.11: Korrelation zwischen meßbarer Energie und π^0 -Anteil der Jets für 350 GeV Jets

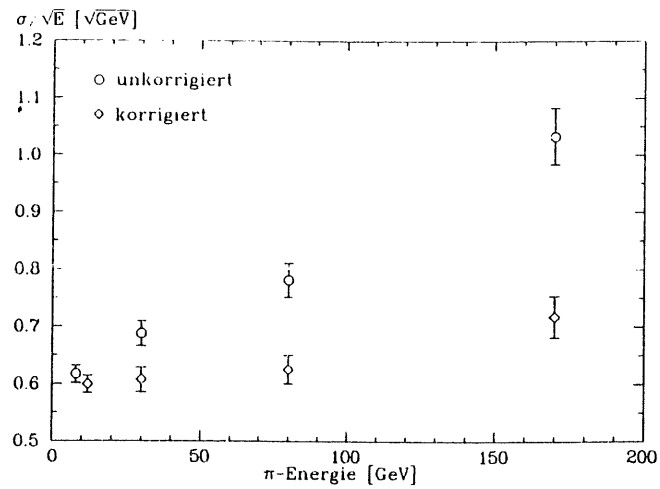


Abbildung 4.12: Energieauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters in Vorwärtsrichtung für π -Schauer

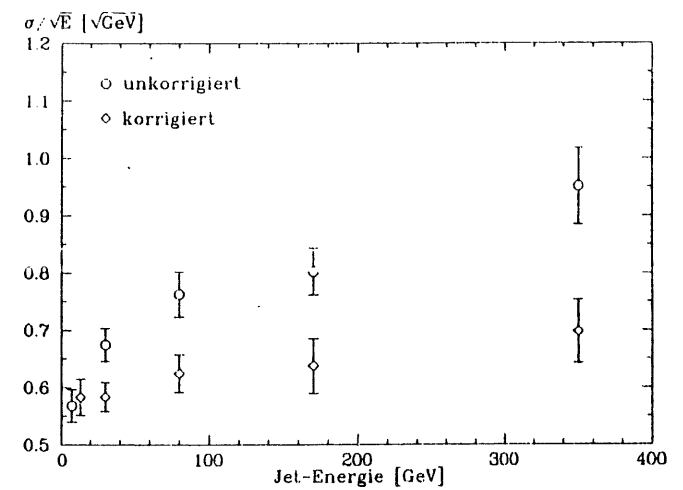


Abbildung 4.14: Energieauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters in Vorwärtsrichtung für Jets

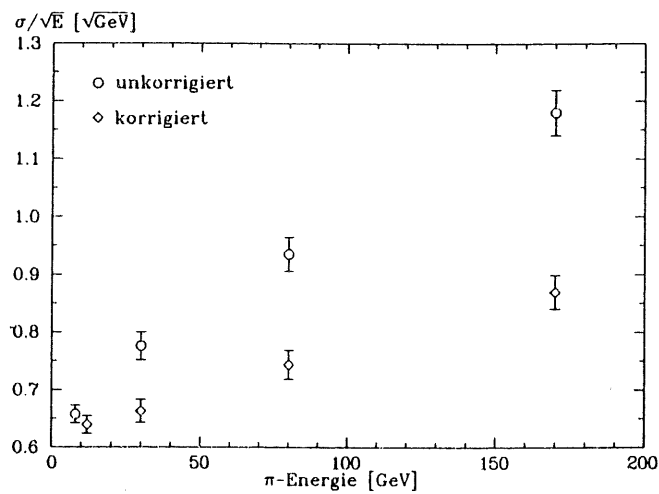


Abbildung 4.13: Energieauflösung in Vorwärtsrichtung für π -Schauer

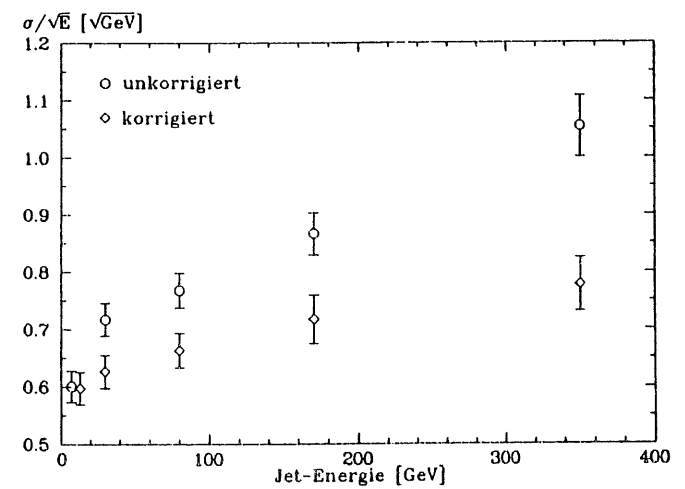


Abbildung 4.15: Energieauflösung in Vorwärtsrichtung für Jets

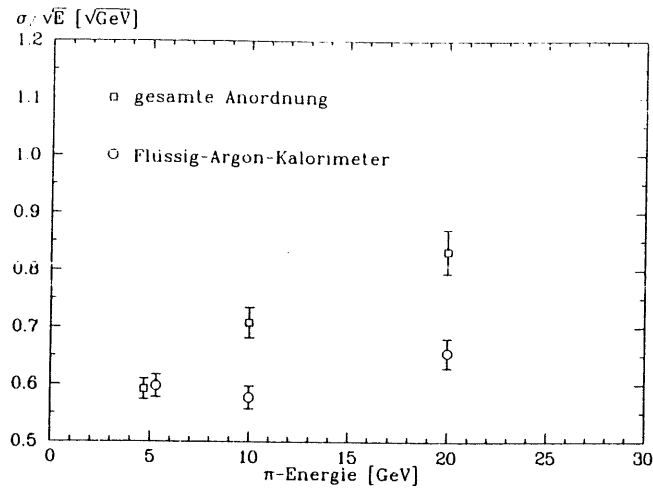


Abbildung 4.16: Energieauflösung im Zentralteil für Pionen

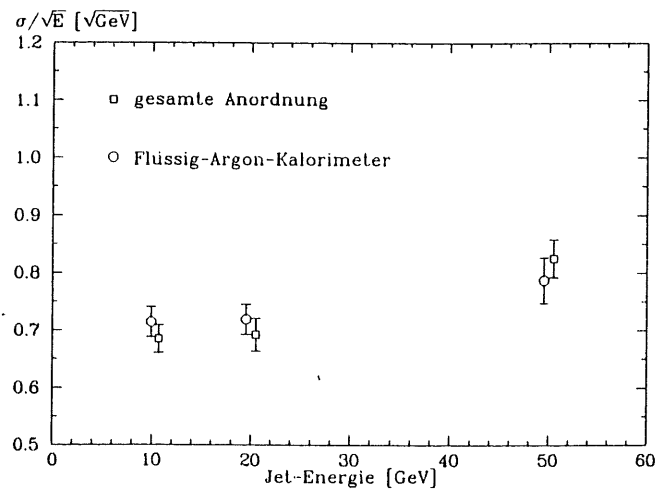


Abbildung 4.17: Energieauflösung im Zentralteil für Jets

Zusammenfassung

Das Kalorimeter des von der H1-Kollaboration vorgeschlagenen Detektors für den Einsatz am ep -Speicherring HERA besteht aus einem Flüssig-Argon-Teil mit Blei (elektromagnetisches Kalorimeter) bzw. Eisen (hadronischer Teil) als Absorber und aus der äußeren Eisenstruktur des Detektors (Gas-Kalorimeter). In dieser Arbeit wurde die Energieauflösung des Kalorimeters im Vorwärtsbereich und im Zentralteil mit Monte-Carlo-Methoden bestimmt. In dem für die geplanten Experimente relevanten Energiebereich bis zu einigen hundert GeV ergibt die Monte-Carlo-Rechnung eine Verschlechterung der relativen Auflösung σ/E von dem erwarteten $1/\sqrt{E}$ -Verhalten, die durch den mit wachsender Energie zunehmenden Einfluß der Fluktuationen in der elektromagnetischen Komponente der Schauer erklärt werden kann. Durch Anwendung eines einfachen Korrekturalgorithmus war es möglich, die Energieauflösung wesentlich zu verbessern. Das Prinzip der Korrektur besteht darin, einen hohen elektromagnetischen Anteil im Schauer zu erkennen an der hohen *lokalen* Energiedeposition in einzelnen Zellen und die in den entsprechenden Zellen deponierte Energie mit einem Dämpfungsfaktor zu versehen. Neben einer Verbesserung der Energieauflösung um bis zu 30% wurde durch die Korrektur auch ein lineares Verhalten der Kalorimeter mit der Energie erreicht.

Die Energieauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters für Jets, bestimmt mit solchen Ereignissen, die nahezu vollständig im Flüssig-Argon-Teil absorbiert werden, ergibt sich nach Korrektur zu $60 - 70\%/\sqrt{E}$ im Energiebereich von $10 - 350$ GeV. Die für inklusive Messungen maßgebende Auflösung der gesamten Anordnung unter Einbeziehung des Gas-Kalorimeters für die Gesamtmenge der erzeugten Ereignisse ergibt sich zu $60 - 80\%/\sqrt{E}$ im Bereich von $10 - 350$ GeV.

Im Vergleich zwischen Meßdaten und Monte-Carlo-Voraussagen des GEANT3/GHEISHA6-Systems stellte sich heraus, daß die Monte-Carlo-Ergebnisse in der Tendenz eine zu schlechte Auflösung vorhersagen. In Anbetracht dieser Untersuchungen scheint für das Flüssig-Argon-Kalorimeter alleine bei Ausschluß von Leakage eine Energieauflösung im Bereich um $55\%/\sqrt{E}$, wie sie im Technischen Proposal der H1-Kollaboration angestrebt wird, durchaus realistisch. Für die gesamte Anordnung läßt sich diese Auflösung bei hohen Energien mit dem hier benutzten Korrekturalgorithmus auf der Basis der longitudinalen Segmentierung alleine nicht erreichen. Eine weitere Verbesserung der Energieauflösung scheint bei Berücksichtigung der lateralen Segmentierung möglich.

Literatur

- [1] H1 Collaboration, Technical Proposal for the H1 Detector, Hamburg 1986
- [2] D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley Publishing Company, London 1982
- [3] U. Amaldi, Fluctuations in Calorimetry Measurements, Physica Scripta, Vol. 23, 409-424, 1981
- [4] C. W. Fabjan, Calorimetry in High Energy Physics, CERN-EP/85-54, 1985
- [5] Particle Data Group, Review of Particle Properties, 1984
- [6] B. Rossi, High Energy Particles, Prentice Hall, New York, 1964
- [7] EGS, R. L. Ford, W. R. Nelson, SLAC 210 UC-32 (1978)
- [8] Proc. Workshop on Shower Simulation for LEP Experiments, eds. A. Grant et al. CERN Report in Vorbereitung
- [9] J. Ranft, Particle Accelerators 3:129 (1972)
A. Baroncelli, Nucl. Instr. Meth. 118:445 (1974)
T. A. Gabriel et al. Nucl. Instr. Meth. 134:271 (1976)
- [10] R. Brun et al. CERN DD/EE/84-1
- [11] R. Brun et al. CERN DD/85/1
- [12] H. Fesefeldt, The Simulation of Hadronic Showers, PITHA 85/02
- [13] ZBOOK User's Guide, CERN DD/EE/85-4
- [14] R. M. Sternheimer, Phys. Rev. 88 (1952) 851, Phys. Rev. 103 (1956) 511
- [15] W. H. Barkas, UCRL-10292 (1962)
- [16] M. J. Berger, S. M. Selzer, NASA-SP-3012 (1964)
- [17] J. C. Butcher, H. Messel, Nucl. Phys. 20 (1960) 15
- [18] L. Urban, Modification in the Electromagnetic Part of the Program GEANT, LEP3 Internal Report, 28/08/78
- [19] O. Klein, Y. Nishina, Zeitschrift für Physik 52 (1929) 853
- [20] H. Storm, H. I. Israel, Nucl. Data Tables A7/1970/565
- [21] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Clarendon Press, Oxford (1954)
- [22] H. Messel, D. F. Crawford, Electron- Photon Shower Distribution Functions, Pergamon Press (1970)
- [23] H. Abramowicz et al. Nucl. Instr. Meth. 180:429 (1981)
- [24] R. Arora, Diplomarbeit, Hamburg 1986
- [25] R. J. Cashmore et al., Nucl. Instr. Meth. A242 (1985) 42-64
- [26] B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjostrand, Phys. Rep. 97, 31 (1983)

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich herzlich bedanken bei Herrn Prof. Dr. Volker Blobel für die Betreuung der Arbeit, die ständige Hilfsbereitschaft und viele anregende Diskussionen zum Thema.

Herrn Prof. Dr. Hartwig Spitzer danke ich für die Möglichkeit teilnehmen zu können am Workshop on Shower Simulation for LEP Experiments am CERN, an der Herbstschule für Hochenergiephysik 1985 in Maria Laach und an der Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 1986 in Heidelberg.

Bei Herrn Dipl. Phys. Michael Feindt bedanke ich mich herzlich für die Einarbeitung ins DESY-Rechnersystem und für seine stetige Hilfsbereitschaft.

Herrn Dr. Dieter Lueke danke ich für die Unterstützung bei der Benutzung des Rechenzentrums in Düsseldorf.

Erklärung

Ich versichere, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig und ausschließlich unter Benutzung der angegebenen Quellen angefertigt habe.

Hamburg, 1. Mai 1986