Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz des H1–Flüssigargon–Kalorimeters mit kosmischen Myonen

22. Juli 1996

Diplomarbeit

vorgelegt von
Gerald Best

Lehrstuhl für
experimentelle Physik V
Fachbereich Physik
Universität Dortmund

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Hochenergiephysik beschäftigt sich mit der Untersuchung der elementaren Bausteine der Materie und deren Wechselwirkungen untereinander. Die bis heute gewonnenen Erkenntnisse basieren hauptsächlich auf Streuexperimenten und werden durch das sogenannte Standardmodell erfolgreich beschrieben. In der heutigen Zeit werden die Streuexperimente mit großen Beschleunigeranlagen durchgeführt, in denen ein Teilchenstrahl hoher Energie auf ein festes Ziel gelenkt oder mit einem weiteren Teilchenstrahl zur Kollision gebracht wird.

1.1 Der Speicherring HERA und der H1–Detektor

Bei der am DESY (Deutsches Elektronen–Synchrotron) betriebenen Beschleunigeranlage HERA (Hadron–Elektron–Ringanlage) gelangen erstmals Elektronen und Protonen zur Kollision[1]. Die Elektronen und Protonen durchlaufen zunächst die

---

[1] In den Jahren 1994 und 1995 wurde der Beschleuniger mit Positronen anstelle der Elektronen betrieben. Auch diese sind im folgenden gemeint, wenn von Elektronen die Rede ist.

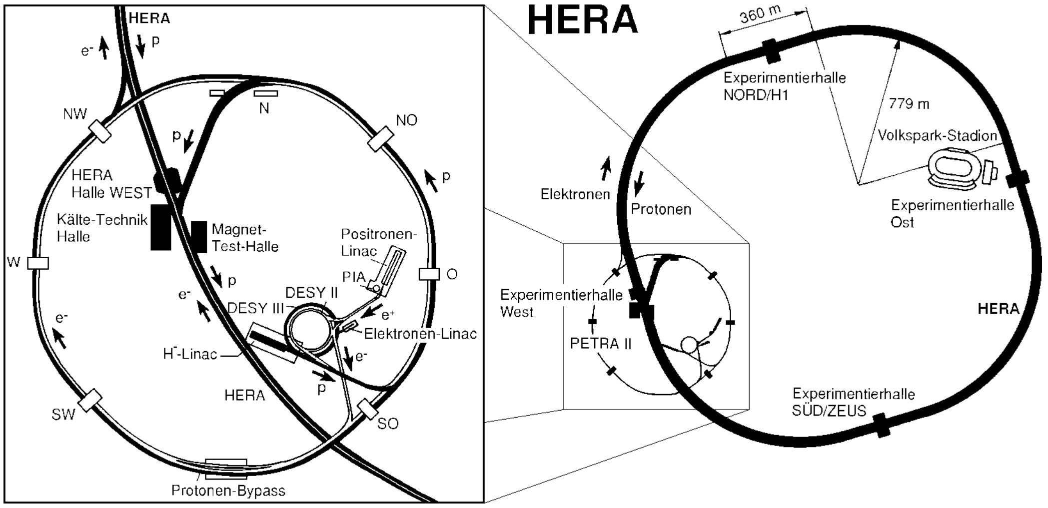

Abbildung 1.1: Skizze des Speicherrings HERA (rechts) und Ausschnittsvergrößerung des Vorbeschleunigersystems (links).

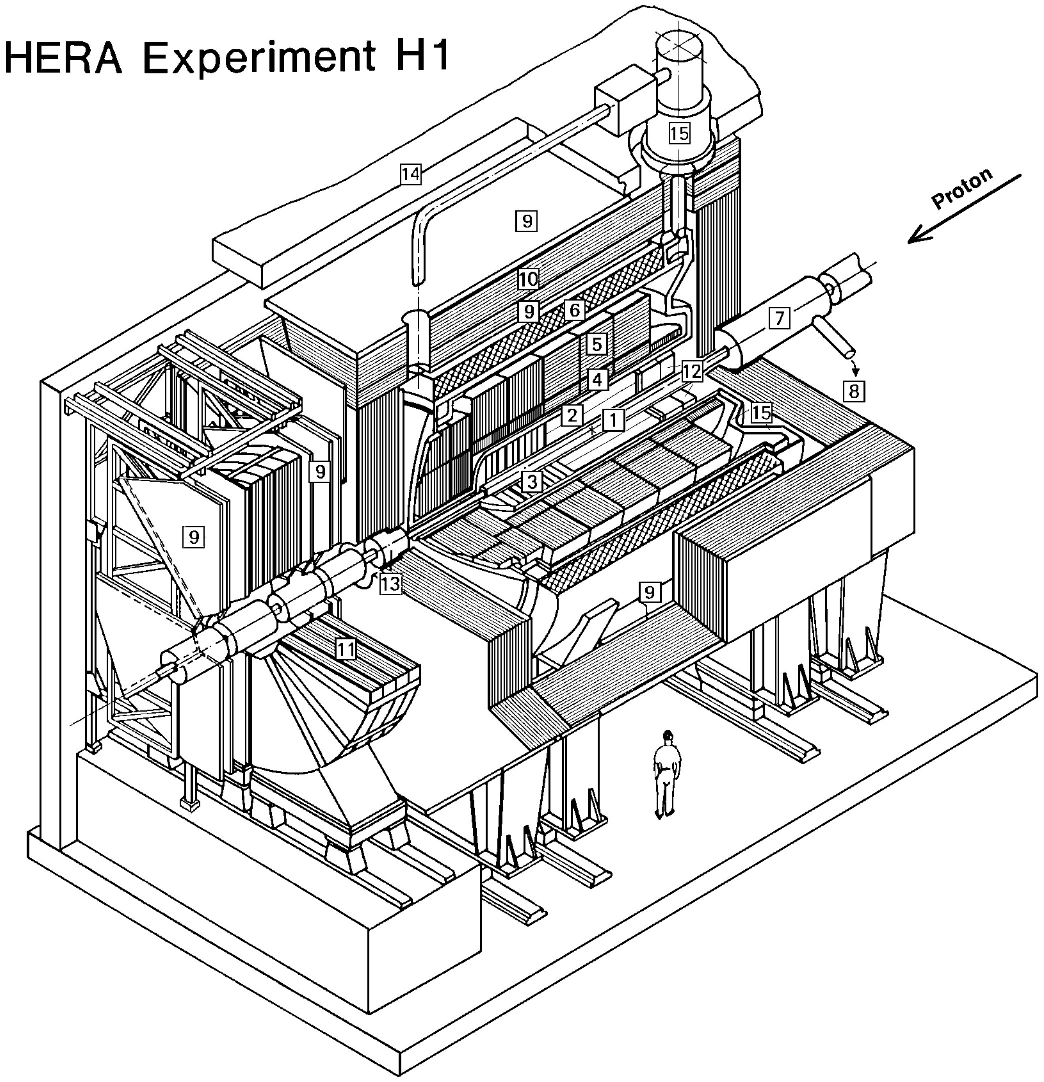

Abbildung 1.2: Perspektivische Ansicht des H1–Detektors, Erklärungen zu den Ziffern im Text

in Abbildung 1.1 gezeigten Vorbeschleuniger und werden mit einer Energie von 12 GeV bzw. 40 GeV in Teilchenpaketen dem Speicherring HERA zugeführt und dort auf ihre Endenergie beschleunigt. Diese beträgt für die Protonen 820 GeV, während der Elektronenring in den Jahren 1992/93 mit 26,7 GeV und 1994/95 mit 27,5 GeV betrieben wurde. Die weitestgehend in separaten Strahlrohren umlaufenden Teilchenpakete werden an zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. An diesen Wechselwirkungspunkten befinden sich hermetische Detektoren (ZEUS und H1), die sowohl das gestreute Elektron, als auch die in der Wechselwirkung entstandenen Teilchen, zumeist Hadronen, nachweisen können.

In Abbildung 1.2 ist der H1–Detektor gezeigt, dessen asymmetrischer Aufbau den stark unterschiedlichen Strahlenergien Rechnung trägt. Der Wechselwirkungspunkt (1) ist von einem vorderen (3) und einem zentralen Spurkammersystem (2) umschlossen. Die Vorwärtsrichtung ist dabei durch die Protonstrahlrichtung definiert. Hier werden die Spuren geladener Teilchen in allen drei Raumrichtungen vermessen. Das Spurkammersystem ist im zentralen und vorderen Bereich von einem elektromagnetischen (4) und hadronischen (5) Flüssigargon–Kalorimeter umgeben, das zur Bestimmung der Energie neutraler und geladener Teilchen dient. Ergänzt wird das Flüssigargon–Kalorimeter im rückwärtigen Bereich durch ein Blei–Szintillator– (12) und im vorderen Bereich durch ein Kupfer–Silizium–Kalorimeter (13). Die das Kalorimeter umgebende, supraleitende Spule erzeugt ein nahezu homogenes Magnetfeld von 1,15 T. Die durch das Magnetfeld entstehende Krümmung der Flugbahnen geladener Teilchen erlaubt durch die Vermessung ihrer Spuren im Spurkammersystem ihre Impulsbestimmung. Zur Rückführung des magnetischen Flusses dient ein Eisenjoch (10), das mit Streamer–Röhren (9) instrumentiert ist und die Energiemessung hochenergetischer Teilchen, die nicht vollständig im Kalorimeter absorbiert werden, ergänzt. Der Kompensationsmagnet (7) gleicht den Einfluß des Magnetfeldes auf die Strahlführung aus. In Protonrichtung befindet sich hinter dem Eisenjoch ein Myonsystem, das sich aus einem Toroid–Magneten (11) und Myonkammern (9) zusammensetzt. Es ermöglicht die Impulsbestimmung von Myonen, die den Wechselwirkungspunkt unter kleinen Winkeln bezüglich der Protonstrahlrichtung verlassen. Das Flüssigargon–Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten (15), in dem das flüssige Argon mittels flüssigen Stickstoffs unter einem Druck von 1,35 bar auf eine Temperatur von 88,8 K gekühlt wird. Eine detaillierte Beschreibung des H1–Detektors ist in [H196a] zu finden.

1.2 Ziel dieser Arbeit

Erst durch eine genaue Energiebestimmung der Reaktionsprodukte eines Streuexperimentes ist es möglich, die beteiligten physikalischen Prozesse der Wechselwirkung zu analysieren.

Im H1–Experiment wird die Energie der Hadronen und der elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen mit einem hochgranularen Flüssigargon–Kalorimeter gemessen. Ein Teil der von den Teilchen deponierten Energie wird dabei als elektrische Ladung in den Ionisationskammern des Kalorimeters nachgewiesen. Die Kalibrationskonstanten, die den Zusammenhang zwischen deponierter Energie und Ionisationsladung herstellen, wurden in Teststrahlexperimenten mit Prototypmodulen am CERN[2] ermittelt [H193a, H194]. Im allgemeinen ist die gemessene Ladung z.B. aufgrund von Verunreinigungen des flüssigen Argons geringer als die Ionisationsladung. Dieser Effekt wird durch die Ladungssammlungseffizienz ausgedrückt. Die Kalibrationskonstanten aus den Teststrahlmessungen sind für eine ideale Ladungssammlungseffizienz von 1 definiert. Ihre Übertragung auf das H1–Flüssigargon–

---

[2] Europäisches Kernforschungszentrum in Genf

Kalorimeter ist daher nur möglich, falls dessen Ladungssammlungseffizienz bekannt ist.

In einer Analyse aus dem Jahre 1992 wurde diese bereits unter Verwendung kosmischer Myonen bestimmt. Bei der damaligen Analyse waren umfangreiche Korrekturen mit Hilfe von Simulationsrechnungen erforderlich. Darüberhinaus konnte die Ladungssammlungseffizienz für das elektromagnetische Kalorimeter nicht direkt bestimmt werden, da ein Nachweis der Myonen dort unmöglich war.

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung einer Analysemethode, die gänzlich auf die Verwendung von Simulationsrechnungen verzichtet und somit eine alternative Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz für das hadronische Kalorimeter erlaubt. Zudem soll mit dieser Analysemethode der Nachweis der Myonen auch im elektromagnetischen Kalorimeter erzielt und für dieses erstmalig die Ladungssammlungseffizienz direkt ermittelt werden.

Im folgenden soll die Gliederung der Arbeit kurz dargestellt werden: Das zweite Kapitel erläutert die physikalischen Grundlagen der Entstehung von kosmischen Myonen und deren Wechselwirkungen mit Materie, sowie die Funktionsweise von Flüssigargon–Kalorimetern. Im dritten Kapitel wird auf die speziellen Eigenschaften des H1–Flüssigargon–Kalorimeters eingegangen und der Aufbau der anderen zu dieser Analyse herangezogenen Detektorkomponenten vorgestellt. Das vierte Kapitel beschreibt die Methode der Bestimmung des Myonsignals und enthält die in diesem Zusammenhang notwendige detaillierte Untersuchung des Kalorimeterrauschens. Die Ermittlung der Ladungssammlungseffizienz wird im fünften Kapitel ausgeführt. Eine Diskussion der Ergebnisse und ein Vergleich mit der vorhergehenden Analyse bildet im sechsten Kapitel den Abschluß der Arbeit.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

2.1 Kalorimetrie

Die Physik totalabsorbierender Detektoren zur Energiemessung von Teilchen ist Gegenstand der Kalorimetrie. Ein Teilchen deponiert seine Energie nahezu vollständig in dem Absorbermaterial eines solchen Detektors bzw. Kalorimeters. In den Energieverlustprozessen entstehen oberhalb einer kritischen Energie Sekundärteilchen, die wiederum weitere Teilchen erzeugen können, so daß es zu einem Teilchenschauer kommt. Letztlich wird der meist größere Teil der deponierten Energie in Wärme umgesetzt, während der andere Teil ein nachweisbares Signal z.B. Szintillationslicht, Čerenkovlicht oder Ionisationsladung erzeugt. Über den bekannten Zusammenhang zwischen gemessenem Signal und Energie des zu detektierenden Teilchens wird dessen Energiebestimmung möglich.

Derzeit werden in der Hochenergiephysik zur Energiemessung von Teilchen üblicherweise Kalorimeter eingesetzt, da sie im Gegensatz zu Magnetspektrometern in der Lage sind, die Energie neutraler Teilchen zu messen. Zudem verbessert sich die relative Energieauflösung σ_E/E eines Kalorimeters proportional zu $1/\sqrt{E}$, wobei die Baugröße nur logarithmisch mit der Energie des Primärteilchens zunimmt. Eine feine Segmentierung eines Kalorimeters bewirkt eine gute Ortsauflösung, die sowohl die Ortsbestimmung des einfallenden Teilchens als auch die Auflösung des Schauerprofils erlaubt. Da Elektronen, Myonen und Hadronen sehr unterschiedliche Schauerprofile aufweisen, ist somit eine Teilchenidentifikation möglich [Fab85].

Im folgenden wird zunächst auf die Entstehung kosmische Myonen näher eingegangen, da sie als Teilchenquelle für die vorliegende Analyse dienen. Im Anschluß daran werden die Wechselwirkungen von Myonen mit Materie erläutert, die für deren Nachweis in Kalorimetern zu berücksichtigen sind.

2.2 Kosmische Myonen

Die primäre kosmische Strahlung stellt eine Teilchenquelle dar, die permanent zur Verfügung steht. Die Strahlung besteht überwiegend aus vollständig ionisierten Atomkernen, von denen nicht mehr als 2,5 % eine Kernladungszahl $Z \geq 3$ besitzen [Gru84]. Die Wasserstoffkerne haben dabei mit 85% den größten Anteil vor den Helium–Kernen mit etwa 12,5%. Neben den vollständig ionisierten Atomkernen

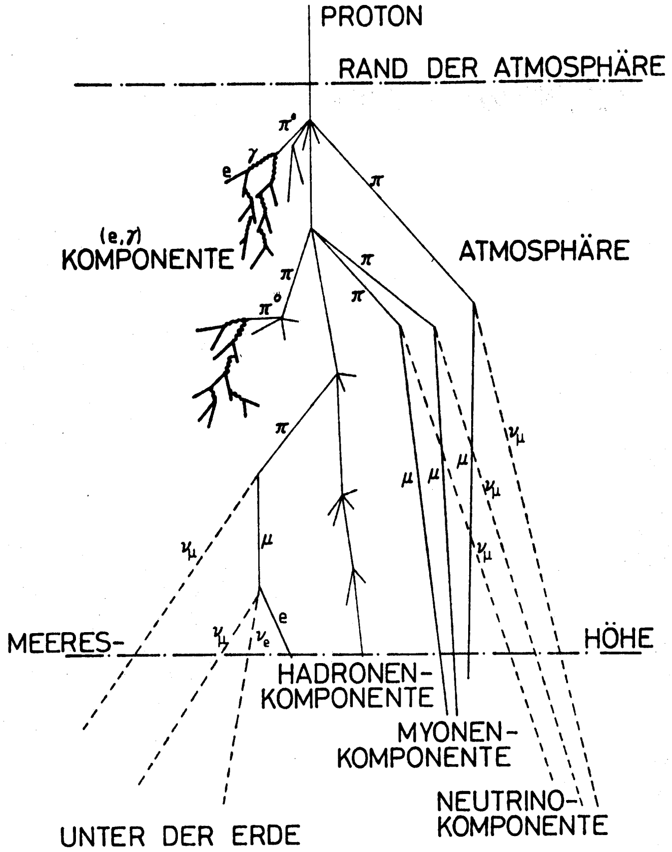

Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Teilchenkaskade in der Erdatmosphäre ausgelöst durch ein Proton der kosmischen Strahlung [Gru84]

besteht die Strahlung zu einem Anteil von 1% aus Elektronen.

Durchqueren die Protonen der kosmischen Strahlung die Erdatmosphäre, so entsteht in kaskadenartigen Wechselwirkungsprozessen eine Vielzahl neuer Teilchen (siehe Abbildung 2.1). Die hadronische Komponente dieser Teilchenkaskade enthält fast ausschließlich geladene Pionen, die nach einer mittleren Lebensdauer von $2,6 \cdot 10^{-8} s$ gemäß

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \overset{(-)}{\nu_{\mu}}$$

in (kosmische) Myonen zerfallen. Die Myonen besitzen ausreichend hohe Impulse, so daß sie trotz ihrer Lebensdauer von nur 2,2 μs infolge der Zeitdilatation die Erdoberfläche erreichen können. Aufgrund des geringen Energieverlustes der kosmischen Myonen in Materie lassen sich diese zum Teil noch in großen Tiefen unter der Erdoberfläche nachweisen, bevor sie in folgender Weise zerfallen:

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \overset{(-)}{\nu_{\mu}} + \overset{(-)}{\nu_{e}}$$

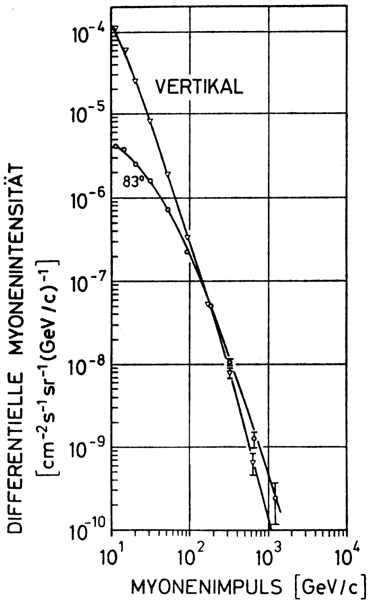

Abbildung 2.2: Impulsspektrum kosmischer Myonen mit unterschiedlichen Einfallsrichtungen.

Auf Meereshöhe beträgt der gesamte Fluß kosmischer Myonen I_μ etwa 200 $m^{-2}s^{-1}$, der sich in einer Tiefe von 1000 m unter der Erdoberfläche auf zwei kosmische Myonen pro Quadratkilometer und Jahr reduziert.

Infolge der unterschiedlich langen Wegstrecken der Myonen durch die Erdatmosphäre zeigt der gesamte Myonfluß $I_\mu(\theta)$ folgende Abhängigkeit vom Zenitwinkel θ:

$$I_\mu(\theta) \sim cos^2\theta \ , \tag{2.1}$$

wobei θ als der Winkel zwischen der Myonspur und der Vertikalen definiert ist. Das Impulsspektrum der kosmischen Myonen ist für zwei verschiedene Zenitwinkel in Abbildung 2.2 gezeigt.

Bedingt durch den positiven Ladungsüberschuß der primären kosmischen Strahlung wird ein Ladungsverhältnis der kosmischen Myonen von

$$\frac{N(\mu_+)}{N(\mu_-)} = 1,25 \pm 0,05$$

beobachtet, das nahezu unabhängig von der Myonenergie ist.

2.3 Wechselwirkungen von Myonen mit Materie

Die Wechselwirkungsprozesse von Myonen mit Materie beruhen im wesentlichen auf der elektromagnetischen Wechselwirkung und werden durch die QED[1] beschrieben.

---

[1] Quantenelektrodynamik

Kosmische Myonen geben ihre Energie primär durch Ionisations– und Anregungsprozesse an die durchquerte Materie ab. Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke dE/dx durch Bremsstrahlungsprozesse und direkte Paarerzeugung ist für Myonen mit Energien von etwa 20 GeV um zwei Größenordnungen geringer als der durch Ionisation und Anregung [Loh85]. Treten Bremsstrahlungsprozesse und direkte Paarerzeugung auf, so kommt es im allgemeinen zu elektromagnetischen Schauern (siehe Abschnitt 2.5).

2.3.1 Ionisation und Anregung

Durchquert ein geladenes Teilchen Materie, so wechselwirkt es mit dem Coulombfeld der Hüllenelektronen der Atome. Dabei kann es zur Ionisation der Atome oder zur Anregung ihrer Atomhüllen kommen:

$$\text{Teilchen}^{\pm} + \text{Atom} \;\rightarrow\; \text{Teilchen}^{\pm} + \text{Atom}^{*(+)}\;(+e^{-})$$

Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke dE/dx wurde von Bethe und Bloch erstmalig quantenmechanisch berechnet. Die folgende Gleichung enthält noch zusätzliche Korrekturen $(*)$ und gilt für relativistische, schwere Teilchen mit $m \gg m_e$ und $\beta > 0.1$ [Leo94]:

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Ion} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\Bigg\{\ln\frac{2m_e c^2\beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \underbrace{-\frac{C}{Z} - \frac{\delta}{2}\Bigg\}(1+\nu)}_{(*)} \qquad (2.2)$$

mit

N_A = Avogadrokonstante = $6.022\cdot10^{23}$ mol^{-1}

r_e = klassischer Elektronenradius ($r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\cdot\frac{e^2}{m_e c^2}$ mit ϵ_0 - Dielektrizitätskonstante)

m_e = Ruhemasse des Elektrons

Z, A, ρ = Kernladungszahl, molare Masse [g/mol^{-1}] und Massendichte [g/cm^3] des Absorbermaterials

z = Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung e

β = v/c: Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c

Die Größen I, δ, C und ν haben folgende Bedeutung:

- Das Ionisationspotential I beschreibt die Bindungsstärke der Hüllenelektronen an die Atome des Mediums. I läßt sich nach [Ste82] parametrisieren durch:

$$\frac{I}{Z} = \left(12 + \frac{7}{Z}\right)\text{eV} \quad Z < 13$$

$$\frac{I}{Z} = \left(9,76 + 58,8Z^{-1,19}\right)\text{eV} \quad Z \geq 13$$

	Flüssigargon Ar	Eisen Fe	Blei Pb
Z	18	26	82
Z/A	0.45059	0.46556	0.39575
ρ [g/cm^3]	1.393	7.874	11.350
I [eV]	188.0	286.0	823.0
$-C$	5.217	4.291	6.202
Y_0	0.201	-0.001	0.378
Y_1	3.000	3.153	3.807
a	0.196	0.147	0.094
ω	3.000	2.963	3.161

Tabelle 2.1: Konstanten zur Dichte– und Schalenkorrektur [Loh85]

- Die Dichtekorrektur δ berücksichtigt die vom einfallenden Teilchen erzeugte Polarisation des durchquerten Mediums. Sie nimmt mit der Energie des Teilchens zu und führt zur Abschwächung des anregenden elektrischen Feldes. Die folgende Parametrisierung wurde von Sternheimer [Ste84] und Lohmann [Loh85] an verschiedene Materialien angepaßt:

$$\delta(\beta) = \begin{cases} 0 & Y < Y_0 \\ 4.606Y + K + a(Y_1 - Y)^\omega & Y_0 < Y < Y_1 \\ 4.606Y + K & Y_1 < Y \end{cases}$$

  Dabei ist Y=log($\beta\gamma$) und K=$-2\ln(I/h\nu_p) - 1$ mit der Plasmafrequenz des Mediums ν_p. Y_0, Y_i, ω und a sind die anzupassenden Parameter (siehe Tabelle 2.1). Der Dichteeffekt führt für relativistische Teilchen mit $\gamma > 10$ zur Sättigung des Energieverlustes durch Ionisation.

- Die Schalenkorrektur C berücksichtigt Effekte, die bei Teilchengeschwindigkeiten in der Größenordnung der Geschwindigkeit der Hüllenelektronen relevant werden.

- Der Faktor $(1 + \nu)$ berücksichtigt u.a. Korrekturen quantenelektrodynamischer Prozesse, die mit 1% meist zu vernachlässigen sind [Ahl80, Ahl82].

Abbildung 2.3 zeigt für verschiedene Teilchensorten den Energieverlust durch Ionisationsprozesse als Funktion der Teilchenenergie. Bei $E \simeq 4mc^2$ ist der Energieverlust minimal, Teilchen dieser Energie nennt man minimalionisierend.

2.3.2 Bremsstrahlung

Ein weiterer Energieverlustprozeß geladener relativistischer Teilchen, insbesondere der Elektronen, tritt durch Wechselwirkung mit dem Coulombfeld eines Atomkerns

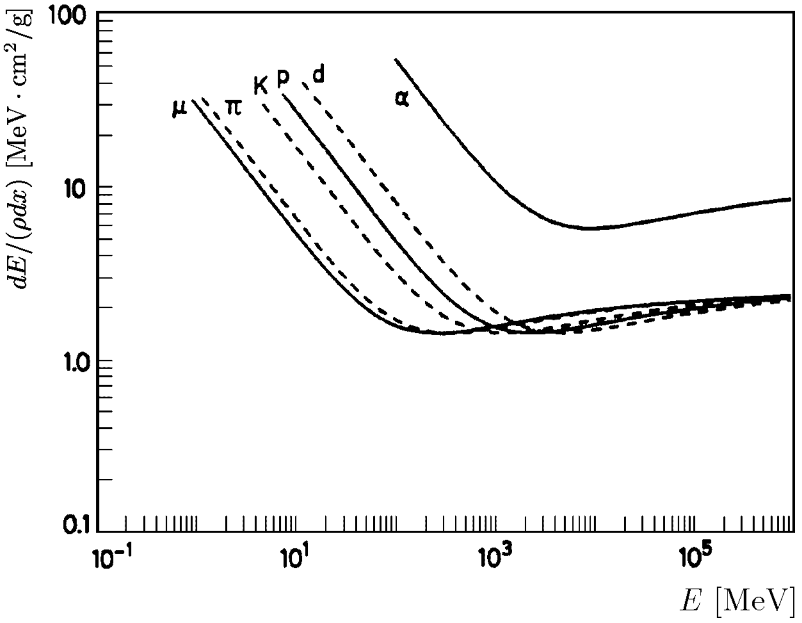

Abbildung 2.3: Energieverlust schwerer, geladener Teilchen durch Ionisation als Funktion der Teilchenenergie [Leo94].

und dessen Hüllenelektronen auf. Das einfallende Teilchen verliert dort unter Emission von Bremsstrahlung einen Teil seiner kinetischen Energie:

$$\text{Teilchen}^{\pm} + \text{Kern} \;\rightarrow\; \text{Teilchen}^{\pm} + \gamma + \text{Kern}$$

Den differentiellen Wirkungsquerschnitt findet man bei Petrukhin und Shestakov [Pet68]. Der mittlere Energieverlust dE pro Wegstrecke dx [g/cm^2] durch Bremsstrahlung wird nach Segrè [Seg65] beschrieben durch:

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Brems} = 4\alpha N_A \rho \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot z^2 r_e^2 \cdot \left(\frac{m_e}{m}\right)^2 \cdot E \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) = \frac{E}{X_0}$$

mit der elektromagnetischen Feinstrukturkonstante α, Energie (E) und Masse (m) des wechselwirkenden Teilchens und den in Gleichung 2.2 bereits erklärten Größen. X_0 wird als Strahlungslänge bezeichnet und gibt die mittlere Strecke an, auf der sich die Energie E_0 des einfallenden Teilchens auf E_0/e reduziert. Die Strahlungslänge ist eine Materialkonstante und wird im allgemeinen für Elektronen angegeben. Eine kompakte Parametrisierung findet man in [Par94]:

$$X_0 = \frac{716,4\ [\text{g/cm}^2] \cdot A}{Z(Z+1)\ln(287\sqrt{Z})} \tag{2.3}$$

Der Wirkungsquerschnitt bzw. der Energieverlust pro Weglänge dE/dx verhält sich proportional zu $1/m^2$, so daß der Bremsstrahlungsprozeß für Myonen gegenüber

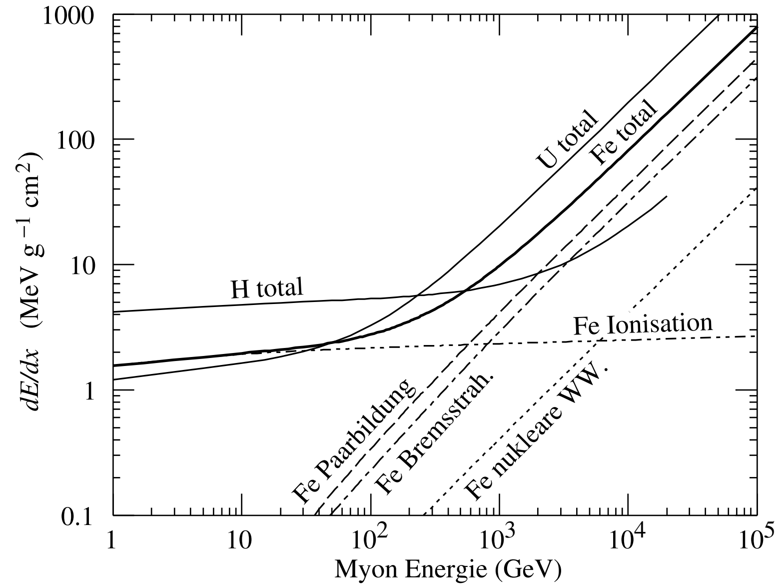

Abbildung 2.4: Mittlerer Energieverlust dE [MeV] pro Wegstrecke dx [g/cm^2] in Eisen (Fe), Uran (U) und Wasserstoff (H) als Funktion der Myonenergie; am Beispiel Eisen Darstellung der verschiedenen Energieverlustprozesse: Ionisation, Bremsstrahlung, Paarbildung und nukleare Wechselwirkung [Par94].

dem für Elektronen um den Faktor $\approx 1/40000$ unterdrückt ist. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist daher für kosmische Myonen mit Energien $\lesssim$ 100 GeV vernachlässigbar klein, siehe Abbildung 2.4. Der Bremsstrahlungsprozeß weist jedoch große Fluktuationen des Energieübertrages auf, so daß es in Einzelereignissen zu einer Abstrahlung hochenergetischer Photonen kommen kann.

2.3.3 Direkte Paarerzeugung

Geladene relativistische Teilchen können über den Austausch eines virtuellen Photons mit Atomkernen unter Produktion eines Elektron–Positronpaares inelastisch wechselwirken. Der Energieverlust pro Wegstrecke dE/dx in einem Medium ist dabei in der gleichen Größenordnung wie der der Bremsstrahlung und verhält sich ebenfalls proportional zur Energie. Der Paarbildungsprozeß eines $\mu^+\mu^-$ Paares ist stark unterdrückt und der Anteil dieses Prozesses am totalen Energieverlust beträgt für Myonen mit Energien $\leq$ 10 TeV weniger als 0,01% [Loh85]. Eine vollständige Berechnung des Wirkungsquerschnittes für den direkten e^+e^- Paarbildungsprozeß findet man bei Kelner und Kotov [Kel68].

2.3.4 Vielfachstreuung

Neben den bisher beschriebenen Energieverlustprozessen finden auch elastische Streuungen geladener Teilchen an dem Coulombfeld der Kerne und sekundär an dem der Hüllenelektronen statt. Die elastische Streuung am Kernfeld ist dabei der wesentliche Prozeß, der in einem Medium zu einer Vielfachstreuung unter zumeist kleinen Winkeln führt. Die Streutheorie von Molière beschreibt die mittlere Ablenkung relativistischer Teilchen, die diese nach Zurücklegen der Strecke x in einem Medium bezüglich der Einfallsrichtung erfahren. Die Winkelverteilung kann für kleine Streuwinkel, $\theta \ll 1$ rad, durch eine Gaußverteilung approximiert werden. Die Breite der in eine fixe Ebene projizierten Streuwinkelverteilung wird von Highland und Lynch [Par94] angegeben durch

$$\theta_{proji} := \sqrt{\langle\theta^2\rangle}\Big|_{ebene} = \frac{13,4MeV}{\beta cp}\sqrt{\frac{x}{X_0}} \cdot \left[1 + 0,038\ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right], \qquad (2.4)$$

wobei die Projektionsebene die Einfallsgerade der Teilchen enthält. Die der Breite der Verteilung entsprechende Abweichung b der Teilchen von der Einfallsgeraden beträgt dabei nach Zurücklegen der Strecke x [Par94]:

$$b = \frac{1}{\sqrt{3}} x\theta_{proji} \qquad (2.5)$$

2.4 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie

In den Energieverlustprozessen eines Myons kann es durch Bremsstrahlung zur Emission von Photonen kommen, deren wichtigste Wechselwirkungen mit Materie hier kurz vorgestellt werden.

Da Photonen über statistische Prozesse mit Materie wechselwirken, läßt sich die Abnahme der Intensität eines Photonenstrahls in der Materieschicht dx über den Wirkungsquerschnitt σ [cm^2] beschreiben durch:

$$\frac{dI}{dx} = -n \cdot \sigma \cdot I$$

bzw.

$$I = I_0 \cdot e^{-n\cdot\sigma\cdot x}$$

mit $n = \frac{\rho \cdot N_A}{A}$ der Teilchendichte des durchquerten Mediums mit der molaren Masse A und der Dichte ρ.

Der totale Wirkungsquerschnitt hängt stark von der Photonenergie ab und setzt sich im wesentlichen aus den Wirkungsquerschnitten der folgenden Prozesse zusammen, vergleiche Abbildung 2.5:

Paarbildung: Für hochenergetische Photonen mit Energien oberhalb von 100 MeV ist die Paarbildung der dominierende Absorptionsprozeß:

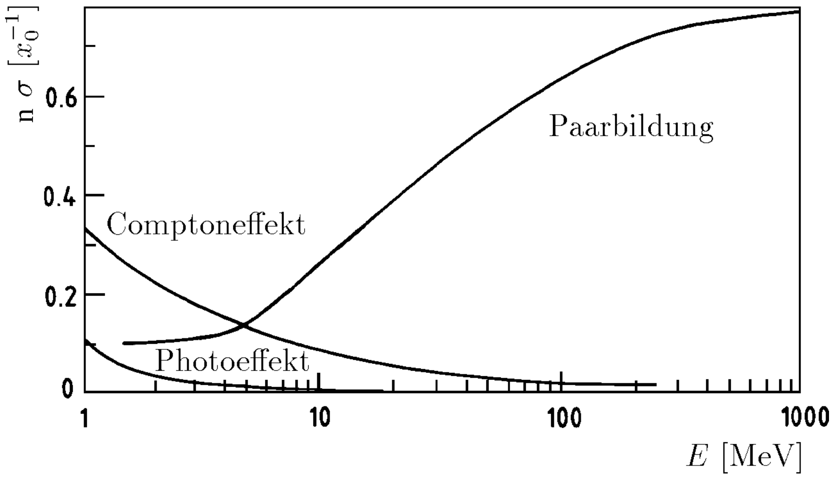

Abbildung 2.5: Reziproke Absorptionslänge $n\sigma$ der Photonabsorption in Blei, gemessen in inversen Strahlungslängen X_0^{-1}, als Funktion der Photonenergie [Par90].

$$\gamma + \text{Kern} \ \rightarrow \ e^+ + e^- + \text{Kern}$$

Im Coulombfeld eines Kerns kann ein e^+e^- Paar erzeugt werden, wenn das Photon die Schwellenenergie von $E_\gamma > 2m_ec^2$ überschreitet. Die Rückstoßenergie auf den Kern kann aufgrund der großen Massendifferenz $m_{Kern} \gg m_e$ bei der Schwellenenergie vernachlässigt werden.

Comptoneffekt: Der Comptoneffekt beschreibt die elastische Streuung des Photons an einem Hüllenelektron eines Atoms unter Vernachlässigung der Bindungsenergie:

$$\gamma + e^- \ \rightarrow \ \gamma + e^-$$

Für Photonen mit Energien 0.01 MeV $< E_\gamma <$ 1 MeV ist der dominierende Wechselwirkungsprozeß der Comptoneffekt .

Photoeffekt: Niederenergetische Photonen wechselwirken mit Materie durch Ionisation der Atome oder Anregung der Hüllenelektronen:

$$\gamma + \text{Atom} \ \rightarrow \ e^- + \text{Atom}^+$$

2.5 Teilchenschauer

In den Wechselwirkungen von Teilchen und Strahlung mit Materie kann es, wie im Abschnitt 2.1 erwähnt, zu einer kaskadenartigen Vermehrung der Teilchen kommen, die als Teilchenschauer bezeichnet wird. Man unterscheidet je nach beteiligten Teilchen und Wechselwirkungen zwischen hadronischen und elektromagnetischen

Schauern. Elektromagnetische Schauer enthalten ausschließlich geladene Leptonen und Photonen und werden auch nur durch diese verursacht. Hadronische Schauer entstehen durch inelastische Wechselwirkungen von Hadronen mit Atomkernen, in denen es zur Entstehung weiterer Hadronen und Strahlung kommt. Der Anteil der Strahlung führt zu einer elektromagnetischen Schauerkomponente in einem hadronischen Schauer. Im weiteren wird nur auf elektromagnetische Schauer eingegangen, da nur sie für den Nachweis von Myonen in Materie von Interesse sind.

In elektromagnetischen Schauern verursachen Bremsstrahlungs– und Paarbildungsprozesse die Vermehrung der Teilchen und der Strahlung, solange die Energie der erzeugten Teilchen oberhalb der kritischen Energie E_{krit} liegt. Die kritische Energie E_{krit} ist eine Materialkonstante und als diejenige Energie definiert, bei der der Energieverlust eines Elektrons durch Bremsstrahlung und Ionisation gleich groß ist:

$$-\frac{dE}{dx}\bigg|_{Brems,krit.} = -\frac{dE}{dx}\bigg|_{Ion,krit.}$$

Für Absorptionsmedien mit Z>13 läßt sich E_{krit} näherungsweise parametrisieren durch [Ama81]:

$$E_{krit} = \frac{550\mathrm{MeV}}{Z} .$$

Unterhalb der kritischen Energie ist die Bremsstrahlung nicht mehr der dominierende Energieverlustprozeß, so daß die Sekundärteilchen der letzten Generation im wesentlichen nur noch durch Ionisation und Anregung mit dem Absorbermaterial wechselwirken. Es kommt so zum Abklingen des Schauers.

Die longitudinale Schauerentwicklung wird nach der analytischen Berechnung von Rossi [Ros64] allein durch die Strahlungslänge X_0 und die Energie des einfallenden Teilchens bestimmt.

Die transversale Schauerentwicklung beruht im wesentlichen auf Vielfachstreuung der Elektronen und Positronen und wird durch den Molièreradius ρ_M [Mol47] beschrieben, der nach [Par94] näherungsweise durch

$$\rho_M = \frac{21.2\mathrm{MeV}}{E_{krit}} X_0$$

angegeben werden kann. Die Messungen von Bathow [Bat70] haben gezeigt, daß näherungsweise 92% bzw. (95%) der gesamten Energie eines Schauers in einem Zylinder mit einem Radius ρ_M bzw. ($2\rho_M$) um die Schauerachse deponiert werden.

Elektromagnetische Schauer sind in den Energieverlustprozessen der kosmischen Myonen durch den geringen Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung stark unterdrückt. Es kann jedoch in seltenen Fällen aufgrund der statistischen Natur des Bremsstrahlungsprozesses zu einem sogenannten Aufschauern der Myonen kommen.

2.6 Funktionsweise eines Kalorimeters

Die Energiebestimmung eines Teilchens in einem Kalorimeter beruht auf dessen vollständiger Absorption und der Umwandlung seiner Energie in ein meßbares Signal. Als Meßsignal stehen die in Ionisationsprozessen bzw. Schauern entstandenen freien Ladungsträger oder Photonen in Form von Szintillationslicht oder Čerenkovlicht zur Verfügung. Je nach der Art des genutzten Meßsignals werden unterschiedliche Auslesemedien mit entsprechenden Ausleseverfahren eingesetzt. Beispiele hierfür sind NaJ(Tl) Kristalle, in denen Szintillationslicht erzeugt wird, oder Bleigläser für den Nachweis von Čerenkovlicht sowie Halbleiter und Ionisationskammern, in denen freie Ladungsträger nachgewiesen werden [Gru93]. Wird die Energie ausschließlich in dem Auslesemedium deponiert, so spricht man von homogenen Kalorimetern. Die im allgemeinen großen Strahlungs– und nuklearen Absorptionslängen des Auslesematerials führen jedoch bei homogenen Kalorimetern zu großen Detektorvolumina und entsprechend hohen Kosten. Eine Möglichkeit, diesen Nachteil zu umgehen, bietet die kompakte Bauweise der Samplingkalorimeter. In Samplingkalorimetern wechseln sich Auslesemedien und passive Absorptionsmaterialien geringer Strahlungs– und nuklearer Absorptionslängen ab. Das Signal wird somit nur stichprobenartig entnommen, so daß es zu sogenannten Samplingfluktuationen kommt, die die Energieauflösung eines solchen Kalorimeters verschlechtern. Die Samplingfluktuationen σ_{samp} zeigen dabei folgende Energieabhängigkeit [Wig87]:

$$\frac{\sigma_{samp}}{E} \sim \sqrt{\frac{\Delta E(MeV)}{E(GeV)}}$$

Hier ist ΔE die im Mittel deponierte Energie im Auslesemedium. Die Proportionalitätskonstante hängt von der Wahl der verwendeten Absorber– und Auslesemedien und deren Dicke ab.

Bei dem im H1–Experiment eingesetzten Flüssigargon–Kalorimeter handelt es sich um ein Samplingkalorimeter auf dessen Funktionsweise im folgenden näher eingegangen wird.

2.7 Flüssigargon–Kalorimeter

Flüssigargon–Kalorimeter werden als Sandwich–Kalorimeter gefertigt, in denen sich passives Absorptionsmaterial mit Schichten flüssigen Argons abwechselt. Als Absorptionsmaterialien werden häufig Stahl oder Blei mit den in Tabelle 2.2 gezeigten nuklearen Absorptions– und Strahlungslängen verwandt. Das flüssige Argon dient als signalsensitives Medium, das folgende Vorzüge aufweist [Wil74]:

- Flüssiges Argon besitzt aufgrund seiner hohen Dichte relativ geringe Absorptions– und Strahlungslängen,

Material	λ $[g \cdot cm^{-2}]$	X_0 $[g \cdot cm^{-2}]$	ρ $[g \cdot cm^{-3}]$
Flüssigargon (Ar)	117.2	19.55	1.40
Eisen (Fe)	131.9	13.84	7.87
Blei (Pb)	194.0	6.37	11.35

Tabelle 2.2: nukleare Absorptionslänge λ, Strahlungslänge X_0 und Dichte ρ für verschiedene Absorptionsmedien

- es weist eine hohe Elektronenbeweglichkeit auf, die für eine zügige Signalauslese von großem Nutzen ist,
- es besitzt als Edelgas eine geringe Elektronenaffinität,
- es ist chemisch nahezu inaktiv und im Gegensatz zu Szintillatoren strahlungsfest und nicht brennbar.

Den Vorzügen stehen folgende Nachteile gegenüber:

- Das Argon muß unter seine Siedetemperatur (87.5 K bei Normaldruck) gekühlt werden.
- Die ansonsten gute Signalausbeute des flüssigen Argons wird stark von der Konzentration elektronegativer Substanzen beeinflußt, die nicht bei der Betriebstemperatur ausgefroren werden.

2.7.1 Signalerzeugung

Die Signalauslese eines Flüssigargon–Kalorimeters beruht auf dem Funktionsprinzip einer Ionisationskammer. Das flüssige Argon befindet sich zwischen einer positiv geladenen Hochspannungsplatte und einer geerdeten Ausleseplatte, die zusammen einen Kondensator bilden. Die von einem ionisierenden Teilchen freigesetzten Elektronen bewegen sich bei einer Feldstärke von 1kV/mm mit einer typischen Driftgeschwindigkeit von 5 mm/μs auf die Hochspannungsplatte zu [Mil68]. Dabei induzieren die freigesetzten Elektronen in der Ausleseplatte ein dem mittleren Strom in der Argonschicht entsprechendes Signal, das über einen Kondensator mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker ausgelesen wird. Die positiv geladenen Argonionen tragen innerhalb der Auslesezeit nicht zum Signal bei, da ihre mittlere Driftgeschwindigkeit um vier Größenordnungen kleiner ist als die der Elektronen. Die entlang einer Teilchenspur freigesetzten Elektronen bilden eine Linienladung, aus der sich der folgende signalerzeugende Strom für den Zeitraum t_d der Ladungssammlung ergibt [Wil74]:

$$I_{lin}(t) = N \cdot e \frac{1}{t_d} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right)$$

Hierbei ist N die Anzahl der in der Argonschicht erzeugten Elektronen und e die Elementarladung. Aufgrund der linearen Ladungsverteilung und der konstanten Driftgeschwindigkeit nimmt die Anzahl der in der Argonschicht vorhandenen Ladungsträger linear mit der Zeit ab. Nach der Zeit t_d wird demnach in der Ausleseplatte eine Ladungsmenge der Größe

$$Q_0^{lin} = \int_0^{t_d} I_{lin}(t)dt = \int_0^{t_d} N \cdot e\frac{1}{t_d}\left(1 - \frac{t}{t_d}\right) dt = \frac{1}{2}N \cdot e \tag{2.6}$$

induziert, d.h. die maximal meßbare Ladung beträgt gerade die Hälfte der Ladung der freigesetzten Elektronen im Argon.

Wird die Ionisationsladung Ne hingegen durch Teilchen erzeugt, deren Reichweite gegenüber der Schichtdicke des Argons vernachlässigbar ist, z.B. niederenergetische Teilchen mit hoher Ionisationsdichte, kann die Ionisationsladung als Punktladung angesehen werden, die die Schicht im Zeitraum t_d durchquert. Der resultierende signalerzeugende Strom $I_p = Ne/t_d$ ist dann konstant und für die maximal meßbare Ladung Q_0^p ergibt sich:

$$Q_0^p = \int_0^{t_d} \frac{Ne}{t_d}dt = Ne \tag{2.7}$$

Im allgemeinen wird die im Experiment gemessene Ladung von der unter idealen Bedingungen maximal meßbaren Ladung Q_0 abweichen. Dem wird durch die im folgenden beschriebene Effizienz der Ladungssammlung Rechnung getragen.

2.7.2 Ladungssammlungseffizienz

Die Ladungssammlungseffizienz ε ist definiert als Quotient der gemessenen Ladung Q zur maximal meßbaren Ladung Q_0

$$\varepsilon = \frac{Q}{Q_0}\ . \tag{2.8}$$

ε wird durch Anlagerung der freigesetzten Elektronen an im Argon vorhandene elektronegative Substanzen, sowie durch Rekombination mit positiv geladenen Argonionen reduziert. Dieser Effekt ist um so kleiner, je größer der Betrag der elektrischen Feldstärke $|\vec{E}|$ ist. Führt man die mittlere freie Weglänge λ für Anlagerung oder Rekombination ein, so erhält man für linienartige Ladungsverteilungen im Argon [Hil37]:

$$\varepsilon = \frac{Q}{Q_0} = 2\frac{\lambda}{d}\left[1 - \frac{\lambda}{d}\left(1 - e^{-d/\lambda}\right)\right] \tag{2.9}$$

Unter der Annahme, daß λ linear von $|\vec{E}|$ und der Verunreinigung P abhängt

$$\lambda = \alpha\frac{|\vec{E}|}{P}, \tag{2.10}$$

wurde von Hofmann et al. [Hof76] die Konstante α zu $\alpha = (0.15 \pm 0.03)\frac{\mathrm{ppm\ cm^2}}{\mathrm{kV}}$ bestimmt. Geht man davon aus, daß die elektrische Feldstärke $|\vec{E}|$ in der Argonschicht konstant ist, so läßt sich $|\vec{E}| = U_{HV}/d$ durch die angelegte Hochspannung U_{HV} und die Dicke der Argonschicht d ausdrücken. Die Ladungssammlungseffizienz ε hängt dann von den Größen U_{HV}, d und der Verunreinigung P ab.

Für Ionisationsladungen, die durch hochionisierende Teilchen erzeugt wurden, muß ein stärkerer Einfluß der Rekombination berücksichtigt werden. Thomas et al. [Tho87] geben einen zusätzlichen Faktor $1/\xi\ \ln(1+\xi)$ für die Ladungssammlungseffizienz ε an. Dieser muß bei der in Kapitel 6 diskutierten Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz mittels spezieller Meßeinheiten, die α– bzw. niederenergetische β–Strahler enthalten, angewendet werden. Hierbei wird im H1–Experiment die folgende Parametrisierung für ε benutzt:

$$\varepsilon = \frac{Q}{Q_0} = \frac{1}{\xi}\ln(1+\xi)\frac{\lambda}{d}\left(1 - e^{-d/\lambda}\right) \tag{2.11}$$

mit

$$\xi|\vec{E}| = \begin{cases} 560\ [\mathrm{kV/cm}] & \text{für } \alpha\text{–Strahlung} \\ 0.84\ [\mathrm{kV/cm}] & \text{für } \beta\text{–Strahlung} \end{cases}$$

Der zweite Term in Gleichung 2.11 ergibt sich dabei analog zu Gleichung 2.9 unter der Annahme einer punktförmigen Ladungsverteilung in der Argonschicht.

Kapitel 3

Detektorkomponenten

In diesem Kapitel werden nur diejenigen Komponenten des H1–Detektors vorgestellt, die in der vorliegenden Analyse Verwendung gefunden haben.

3.1 Das H1–Flüssigargon-Kalorimeter

3.1.1 Aufbau

Das H1–Flüssigargon–Kalorimeter setzt sich aus 120 Modulen zusammen, die in acht selbsttragenden Ringen um die Strahlachse (z–Achse) angeordnet sind, vergleiche Abbildung 3.1. Die dem Wechselwirkungspunkt zugewandten Module bilden dabei das elektromagnetische Kalorimeter und die sich radial anschließenden Module das hadronische Kalorimeter. Beide Kalorimeter befinden sich in einem Kryostaten, der das auf 88,8 K gekühlte, flüssige Argon enthält. Für das elektromagnetische Kalorimeter wurde als Absorbermaterial Blei gewählt, das mit einer Strahlungslänge X_0 von nur 0,56 cm eine kompakte Bauweise erlaubt. Die elektromagnetischen Kalorimetermodule sind so konstruiert worden, daß Teilchen, die aus dem Wechselwirkungspunkt kommen, etwa 20 bis 30 Strahlungslängen durchqueren, so daß elektromagnetische Teilchenschauer nahezu vollständig absorbiert werden. Die Module des hadronischen Kalorimeters enthalten als Absorptionsmaterial Stahl mit einer nuklearen Absorptionslänge von λ=16,6 cm. Ihre Baugröße wurde so gewählt, daß sich zusammen mit dem elektromagnetischen Kalorimeter eine Tiefe von 4,5 bis 8 nuklearen Absorptionslängen ergibt.

Die Samplingschichten der Module sind so orientiert, daß die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen diese möglichst senkrecht durchqueren. Im zentralen Kalorimeter, im folgenden als CB–Kalorimeter[1] bezeichnet, sind daher die Samplingschichten parallel zur Strahlachse orientiert, während in allen anderen Kalorimetermodulen die Samplingschichten orthogonal zur Strahlachse verlaufen. Da die kosmischen Myonen den Detektor bevorzugt unter kleinen Zenitwinkeln erreichen, beschränkt sich die vorliegende Analyse auf das CB–Kalorimeter, das im weiteren näher beschrieben wird.

Das CB–Kalorimeter besteht aus drei Ringen CB1, CB2 und CB3, deren hadronische bzw. elektromagnetische Module jeweils die gleiche Materialstruktur aufweisen.

---

[1] CB = Central Barrel, Barrel = engl. Faß, Tonne

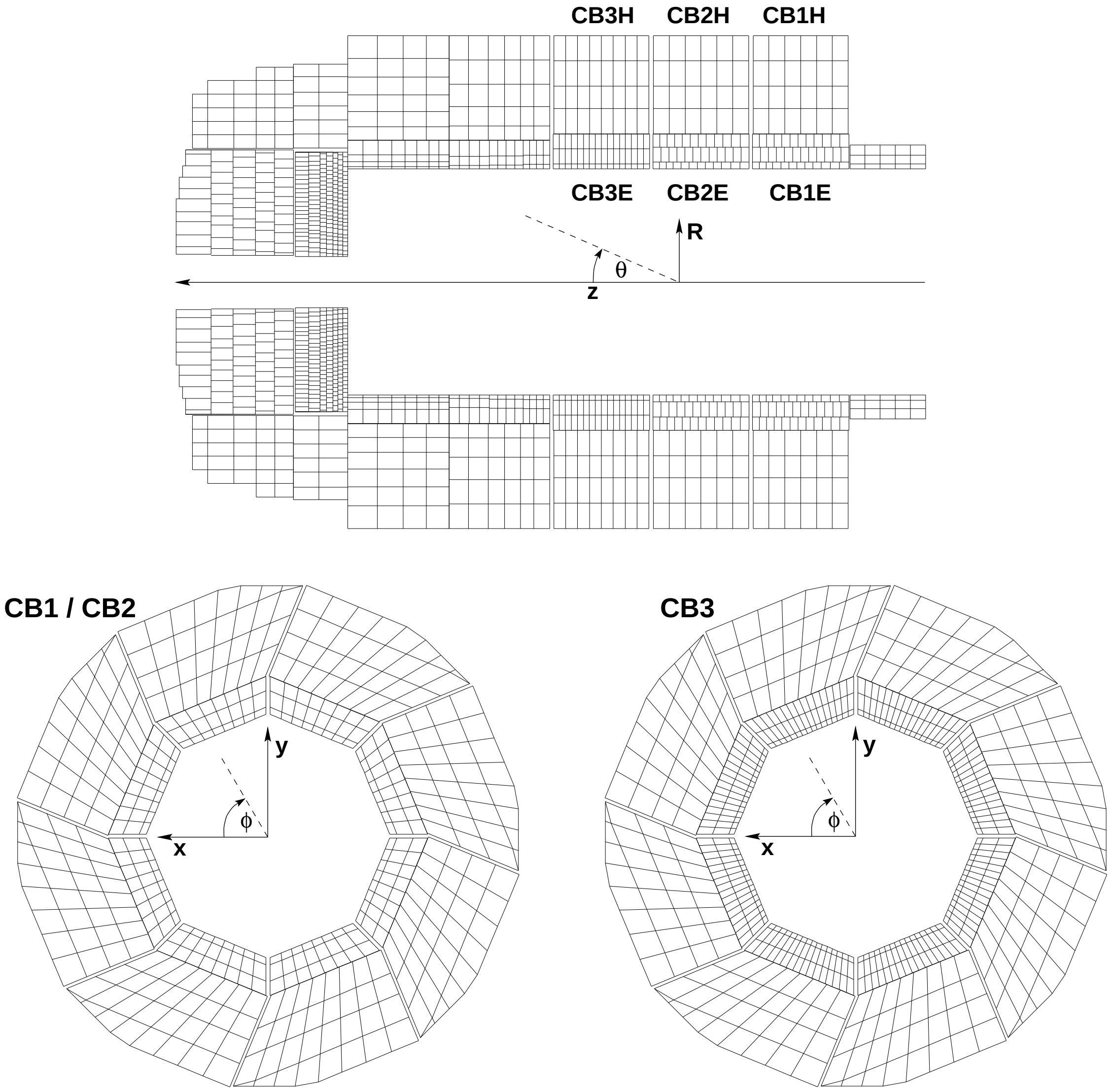

Abbildung 3.1: Zellsegmentierung des H1–Flüssigargon–Kalorimeters in R–z– und x–y–Richtung für das CB1– bzw. CB2– und CB3–Kalorimeter.

Der Aufbau der CBE– bzw. CBH–Kalorimetermodule wird im folgenden anhand von Abbildung 3.2 erläutert. Hier sei angemerkt, daß mit der Bezeichnung CBE bzw. CBH alle Module des elektromagnetischen bzw. hadronischen CB–Kalorimeters gemeint sind. Die Bemaßung der einzelnen Komponenten der Samplingschichten ist ebenfalls Abbildung 3.2 zu entnehmen.

Abbildung 3.2: Aufbau einer Samplingschicht im CBE– (oben) und CBH–Kalorimeter (unten), entnommen aus [H193b], alle Maße in μm.

Aufbau der CBE–Module

Die Module des CBE–Kalorimeters sind in radialer Richtung aus 42 Samplingschichten aufgebaut, die je zur Hälfte aus einer Hochspannungs– und einer Ausleseplatte bestehen. Jede Hochspannungs– und Ausleseplatte enthält als Kern eine Bleischicht, auf die mit einem Spezialkleber (Prepreg) zur mechanischen Stabilisierung beidseitig eine G10–Platine aufgebracht ist. Die G10–Platinen bestehen aus einem glasfaserverstärkten Kunststoff und tragen auf beiden Seiten eine Kupferschicht. Die äußere Kupferschicht der Ausleseplatten dient als Elektrode, an denen das Signal der freigesetzten Elektronen abgegriffen wird. Auf die G10–Platine der Hochspannungsplatten ist mit einer weiteren Schicht Prepreg eine Kaptonfolie aufgebracht, die als isolierendes Trägermaterial für die die Betriebsspannung von 1500 V führende HRC–Beschichtung[2] benutzt wird. Die HRC–Schicht besteht aus einer Ruß–Epoxydharz–Mischung, die aufgrund ihres hohen Widerstandes von mehr als 5 MΩ/cm^2 die Ausleseelektronik vor zu großen Strömen schützt und das Übersprechen

---

[2] HRC = High Resistive Coating

des Signals auf benachbarte Kanäle vermindert [Fla87]. Die Samplingschichten werden durch Stahlstangen fixiert, die die Auslese– bzw. Hochspannungsplatten an verschiedenen Punkten senkrecht durchstoßen und mit den Modulrahmen verbinden. Mit Hilfe von Distanzringen (Spacer) um die Stahlstangen wird die mittlere Dicke der Argonschicht zwischen der Auslese– und Hochspannungsplatte von 0,235 cm festgelegt.

Aufbau der CBH–Module

Die Module des CBH–Kalorimeters bestehen aus 31 Samplingschichten, die sich jeweils aus einer Stahlplatte und einer mechanisch eigenständigen Ausleseeinheit zusammensetzen. Die Ausleseeinheiten sind von Stahlplatten umschlossen, auf deren Innenseite mit Prepreg eine Kaptonfolie[3] aufgeklebt ist. Die Außenseite der Kaptonfolie ist mit einer Kupferschicht überzogen, die als Hochspannungselektrode für die Betriebsspannung von 1500 V dient. Zwischen den Hochspannungselektroden befindet sich eine Ausleseplatte aus G10–Material, deren äußere Kupferschichten die Ausleseelektroden bilden. Die Ausleseeinheiten werden im Abstand von ca. 10 cm von Nieten zusammengehalten, die mit Distanzringen versehen sind. Die Distanzringe legen den Abstand der Ausleseplatte zu den Hochspannungselektroden fest, zwischen denen sich je eine auszulesende Schicht flüssigen Argon befindet. Die mittlere Schichtdicke des Argons wurde in Kapazitätsmessungen zu 0,229 cm bestimmt.

Segmentierung der CBE– und CBH–Module

Die Aufteilung der CBE– und CBH–Module in getrennt auslesbare Zellen wird durch eine Segmentierung der Kupferschicht der Ausleseplatten erreicht. Dabei sind mehrere Flächensegmente radial hintereinander liegender Ausleseplatten leitend miteinander verbunden, die zusammen eine Zelle bilden. Die Zellgrößen ergeben sich somit zum einen aus der Anzahl zusammengefaßter Flächensegmente in radialer Richtung und zum anderen aus der in Tabelle 3.1 angegebenen Segmentierung der Kupferschichten in z– und ϕ–Richtung, siehe Abbildung 3.1. Die Größe der Zellen des elektromagnetischen Kalorimeters wurde so gewählt, daß sich die lateralen Schauerprofile der aus dem Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen noch mit einer Genauigkeit von ein bis zwei Molièreradien auflösen lassen und in drei bzw. vier radialen Schichten gemessen werden können. Für das hadronische Kalorimeter wurden Zellgrößen gewählt, die in analoger Weise die räumliche Ausdehnung hadronischer Schauer berücksichtigen.

Das CB–Kalorimeter setzt sich somit aus 15872 der insgesamt 44351 Zellen des Flüssigargon–Kalorimeters zusammen.

---

[3] in Abbildung 3.2 (unten) mit POLYAMID FILM bezeichnet

	CB1E, CB2E	CB3E	CB1H, CB2H	CB3H
Segmentierung in ϕ–Richtung	8	16	8	8
Segmentierung in z–Richtung	12	12	16	16
Segmentierung in R–Richtung	3	3	4	4

Tabelle 3.1: Segmentierung der Kalorimetermodule in R–, ϕ– und z–Richtung

3.1.2 Elektronische Signalauslese

Die auf den Ausleseplatten der Zellen induzierten Signale werden auf möglichst kurzem Wege ladungssensitiven Vorverstärkern zugeführt, die direkt an der Außenseite des Kryostaten montiert sind. Die von ihnen aufbereiteten Signale werden über Multiplexer an die Analog–Digital–Wandler weitergeleitet, in denen sie digitalisiert werden.

Mit Hilfe nachgeschalteter digitaler Signalprozessoren wird unter Anwendung einer Kalibrationsfunktion die in den Kalorimeterzellen induzierte Ladung Q bestimmt. Die Kalibrationsfunktion stellt hierbei den Zusammenhang zwischen der Ladung Q und dem digitalen Signalwert X her. Da sowohl die Vorverstärker als auch die Analog-Digital-Wandler Nichtlinearitäten aufweisen, wird als Kalibrationsfunktion ein Polynom dritten Grades verwendet:

$$Q = p_{1,i}(X - p_{0,i}) + p_{2,i}(X - p_{0,i})^2 + p_{3,i}(X - p_{0,i})^3 \qquad (3.1)$$

Die Parameter der Kalibrationsfunktion $(p_{0,i}, p_{1,i}, p_{2,i}, p_{3,i})$ werden mit Hilfe der im folgenden Kapitel beschriebenen Ladungskalibration für jede Auslesezelle i bestimmt.

3.1.3 Ladungskalibration

Um definierte Ladungen in die gesamte Auslesekette einspeisen zu können, sind die Signalleitungen jeder Kalorimeterzelle noch vor den Vorverstärkern mit einem sogenannten Koppelkondensator verbunden, dessen zweiter Anschluß aus dem Kryostaten herausgeführt ist. Die Koppelkondensatoren besitzen eine auf ±1% genau bekannte Kapazität, so daß durch Spannungspulse verschiedener Höhe entsprechende Ladungsmengen präzise erzeugt werden können.

Im ersten Schritt der Ladungskalibration wird das Rauschniveau bestimmt. Dabei wird das mittlere Rauschsignal $p_{0,i}$ für jede Zelle aus 1000 Einzelmessungen ermittelt, bei denen ohne Einspeisung einer Ladung das Signal zu einem willkürlichen Zeitpunkt ausgelesen wird. Das mittlere Rauschsignal $p_{0,i}$ wird im folgendem als Kalibrationsnullpunkt bezeichnet. Aus der Breite der Verteilung dieser Signale wird die

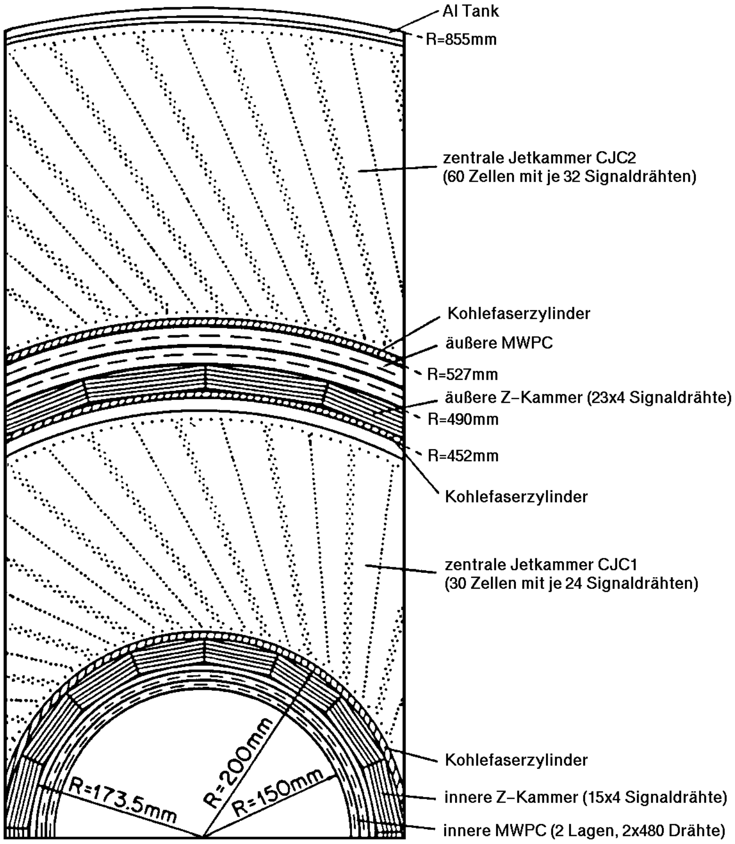

Abbildung 3.3: Radiale Ansicht der zentralen Spurkammer

Größe des elektronischen Rauschens $\sigma_{Q,i}^{kalibr}$ einer jeden Kalorimeterzelle bestimmt. Dieser Wert wird während der endgültigen Rekonstruktion des Kalorimetersignals zur Rauschunterdrückung herangezogen, wie in Kapitel 4.2.3 näher erläutert wird.

Danach werden Messungen bei unterschiedlich hohen Spannungspulsen des elektronischen Pulsers durchgeführt. Diese Meßpunkte werden unter Einbeziehung des Rauschsignals entsprechend Gleichung 3.1 parametrisiert. Dabei werden die Konstanten $p_{1,i}, p_{2,i}$ und $p_{3,i}$ für jede Zelle bestimmt.

3.2 Das zentrale Spurkammersystem

Das zentrale Spurkammersystem ist zylindersymmetrisch um die Strahlachse aufgebaut und setzt sich aus sechs unabhängigen Spurdetektoren zusammen, die einen Polarwinkelbereich von $25^o < \theta < 155^o$ abdecken. Der radiale Querschnitt des zentralen Spurkammersystems ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Die innere und die äußere Vieldrahtproportionalkammer[4], CIP und COP[5], bestehen aus je zwei Anodendrahtlagen mit 2 × 480 bzw. 2 × 288 zur Signalauslese benutzten Kathodenflächen. Hauptaufgabe dieser Kammern ist die Bereitstellung eines kurz nach dem Teilchendurchgang verfügbaren Signals, das zur Entscheidung herangezogen werden kann, ob dieses Ereignis aufgezeichnet werden soll.

Die zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2[6] dienen zur Orts– und Impulsmessung der Teilchen und sind nach dem Jetkammerprinzip konstruiert. Die innere CJC1–Kammer besteht aus 30, die äußere CJC2–Kammer aus 60 gleichartigen Driftzellen. Die Signaldrähte der Driftzellen verlaufen parallel zur Strahlachse, woraus eine gute Ortsauflösung in der R–ϕ–Ebene resultiert. Sie werden an beiden Enden ausgelesen, so daß aus der Differenz der Signale zusätzlich Information über die z–Position der Spur gewonnen werden kann. Die Ortsauflösung in der R–ϕ–Ebene beträgt dabei 170 μm und in der z–Richtung 22 mm. Die Signaldrahtebenen der Driftzellen sind um 30^o gegen die radiale Richtung geneigt. Auf diese Weise läßt sich der Lorentzwinkel, das ist der durch das Magnetfeld verursachte Winkel zwischen der Driftrichtung der Elektronen und der Richtung des elektrischen Feldes, teilweise kompensieren, wodurch eine bessere Spurauflösung hochenergetischer Teilchen erreicht wird. Zudem können aus der Verkettung der Spursegmente der Driftzellen sogenannte Spiegelspuren erkannt werden, die sich aufgrund der fehlenden Ortsinformation in ϕ–Richtung der gemessenen Ionisationsladung an einem Signaldraht ergeben.

Zur Verbesserung der Ortsauflösung in z–Richtung enthält das zentrale Spurkammersystem die innere und äußere z–Kammer, CIZ und COZ[7], die ebenso wie die zentrale Spurkammer nach dem Driftkammerprinzip aufgebaut sind. Die Signaldrähte der z–Kammern verlaufen in vier Lagen polygonförmig um die Strahlachse, so daß sich die im Kammergas erzeugten Ionisationsladungsträger in z–Richtung bewegen. Mit diesem Aufbau wird eine Ortsauflösung in z–Richtung von 0,26 mm in der CIZ–Kammer und von 0,20 mm in der COZ–Kammer erreicht.

Weitere Informationen zum zentralen Spurkammersystem sind [H196a] zu entnehmen.

3.3 Das instrumentierte Eisenjoch

Die supraleitende Spule des H1–Detektors ist zur Rückführung des Magnetfeldes von einem Eisenjoch umgeben, das im Innern des Detektors ein nahezu homogenes mittleres Magnetfeld von 1,15 T erzeugt. Die Instrumentierung des Eisenjochs mit Streamer-Röhren ermöglicht zudem die Bestimmung des Energieanteils der Hadronen, der nicht im hadronischen Kalorimeter deponiert werden konnte. Eine weitere,

---

[4] in Abbildung 3.3 als MWPC bezeichnet, engl. multiwire proportional chamber

[5] CIP (COP) = Central Inner (Outer) Proportional chamber

[6] CJC = Central Jet Chamber

[7] CIZ (COZ) = Central Inner (Outer) Z chamber

in dieser Analyse genutzte Funktion des instrumentierten Eisenjochs ist die Spurbestimmung durchquerender Teilchen, speziell die der Myonen.

Das Eisenjoch ist in einer Sandwichbauweise gefertigt, in der sich Eisenplatten mit lagenweise angeordneten Streamer-Röhren abwechseln. Die Streamer-Röhren werden sowohl über den geerdeten Anodendraht, als auch über die Kathoden mit einer nominellen Spannung von 4500 V ausgelesen. Die Auslesekathoden sind in Rechteckflächen und Streifen segmentiert und so orientiert, daß sich aus der Kombination mehrerer Ausleseschichten eine möglichst hohe Ortsauflösung bei einer akzeptablen Anzahl an Auslesekanälen ergibt.

Die Spurinformation wird aus allen Ausleseeinheiten gewonnen. Insbesondere werden dazu die Anodendrähte und die senkrecht zu ihnen verlaufenden Kathodenstreifen mit einer Ortsauflösung von 3-4 mm bzw. 10-15 mm herangezogen.

Weitere Einzelheiten des Aufbaus und des Ausleseverfahrens werden in [H196a] beschrieben.

3.4 Trigger

Die Entscheidung, ein Ereignis aufzuzeichnen oder es zu verwerfen, muß frühzeitig während der Datennahme fallen. Im H1–Experiment sind ingesamt vier Entscheidungsebenen (L1 bis L4) vor der Aufzeichnung und eine Entscheidungsebene (L5) nach der Aufzeichnung der Daten vorgesehen. Auf der Basis von Triggersignalen aus den einzelnen Detektorkomponenten, sogenannten Triggerelementen, sorgt die erste Entscheidungsebene L1 dafür, daß Ereignisse, an denen Interesse besteht, zuverlässig ausgewählt werden. Die Aufgabe der nachgeschalteten Entscheidungsebenen besteht darin, Untergrundereignisse synchron zur Datenauslese herauszufiltern und zu verwerfen. Ereignisse, die die Entscheidungsebenen L1 bis L4 passiert haben, werden aufgezeichnet und stehen einer späteren Analyse zur Verfügung.

Kosmische Myonen können unter Zuhilfenahme des instrumentierten Eisenjochs und der inneren zentralen Proportionalkammer CIP effizient ausgewählt werden. Ferner ist bei der Analyse kosmischer Myonen das Rauschverhalten des Kalorimeters zu berücksichtigen. Dazu wird ein Zufallstrigger eingesetzt. Diese bei der Messung kosmischer Myonen verwendeten Trigger werden im folgenden beschrieben.

3.4.1 Myontrigger des instrumentierten Eisenjochs

Durchquert ein kosmisches Myon das instrumentierte Eisenjoch, so erzeugt es entlang seiner Spur in den Streamer–Röhren ein Signal. Fünf Lagen der Streamer–Röhren werden zur Triggerentscheidung herangezogen. Wenn zwei dieser Lagen ansprechen, wird dem zentralen Trigger ein Signal, das sogenannte Triggerelement 'MUBAR', bereitgestellt. Die typische Rate dieses Triggerelements ist etwa 3 kHz. Da in der Analyse insbesondere Wert darauf gelegt wird, daß die kosmischen Myonen den Zentralbereich des Detektors durchqueren, ist eine weitere Triggerbedingung nötig.

3.4.2 Trigger der inneren zentralen Proportionalkammer

Dieser Trigger basiert auf dem Triggersignal der inneren Proportionalkammer CIP. Für den Fall, daß vier Auslesekathoden (zwei in der oberen und zwei in der unteren Halbschale) angesprochen haben, wird ein Signal, das sogenannte Triggerelement 'CIP4', gesetzt. Die Rate dieses Triggerelements beträgt etwa 170 Hz. Über die Koinzidenz des Triggerelements 'CIP4' und des im vorherigen Abschnitt beschriebenen Triggerelements 'MUBAR' werden insbesondere diejenigen kosmischen Myonen ausgewählt, die auch den zentralen Detektorbereich durchqueren. Die Koinzidenzrate dieser beiden Triggerelemente beträgt etwa 3 Hz.

3.4.3 Zufallstrigger

Zur Kontrolle der Detektorfunktion dienen zufällig ausgewählte Ereignisse. Hierzu wird zu einem willkürlichen Zeitpunkt die Auslese der H1–Detektorkomponenten gestartet.

Bei der Datennahme der kosmischen Myonen wurde darauf geachtet, daß etwa 25% der aufgezeichneten Ereignisse durch den Zufallstrigger ausgewählt wurden, was einer Rate von etwa 1 Hz entspricht.

Kapitel 4

Methode zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz

Die Ladungssammlungseffizienz ε hängt, wie in Abschnitt 2.7.2 beschrieben, im wesentlichen von dem Abstand d der Ausleseplatten, der angelegten Spannung U sowie von der Verunreinigung des flüssigen Argons ab. Die in Gleichung 2.9 vorgestellte Parametrisierung erlaubt es, aus der Messung der in Abhängigkeit von der Spannung U nachgewiesenen Ionisationsladung Q die Ladungssammlungseffizienz ϵ und damit den Anteil elektronegativer Substanzen zu bestimmen. Es muß bei dieser Messung gewährleistet werden, daß die zu messende Ionisationsladung Q_0 im Mittel bei jedem Meßvorgang gleich groß ist. Kosmische Myonen erfüllen diese Bedingung, da sie überwiegend als minimalionisierende Teilchen wechselwirken. Als minimalionisierende Teilchen erzeugen sie unabhängig von ihrer Energie eine im Mittel konstante Anzahl freier Ladungsträger pro Wegstrecke in Materie. Die Ereignisse, in denen die kosmischen Myonen einen elektromagnetischen Schauer auslösen und somit nicht mehr minimalionisierend wechselwirken, sind daher zu verwerfen (siehe Abschnitt 4.3).

Aufgrund des geringen Energieverlustes dE/dx ist das zu messende Signal minimalionisierender Myonen sehr klein und in der gleichen Größenordnung wie das Detektorrauschen. Werden die Myonsignale im ungünstigsten Fall bei einer Hochspannung U_{HV}= 250 V ausgelesen, so beträgt das Signal–Rauschverhältnis im hadronischen Kalorimeter etwa 3 und im elektromagnetischen nur etwa 1,5. Hieraus ergibt sich die Notwendigkeit, den Einfluß des Rauschens auf das zu messende Signal eingehend zu untersuchen und zu berücksichtigen.

Die vorliegende Analyse beschränkt sich auf die Untersuchung des CB–Kalorimeters, da nur dort die Ausleseplatten senkrecht zur mittleren Einfallsrichtung der kosmischen Myonen orientiert sind (siehe Abbildung 1.2). Bei einem zu flachen Einfallswinkel bezüglich der Ausleseplatten ist die Bestimmung der Wegstrecke eines Myons durch das flüssige Argon aufgrund der zu geringen Ortsauflösung mit hinreichender Genauigkeit nicht mehr möglich.

	Hochspannungen [V]						
	1500	250	500	750	1000	1250	1500
Anzahl Myonereignisse	6603	6891	6696	6797	6637	6622	7845
Anzahl Zufallsereignisse	1578	1508	1548	1606	1507	1497	1856

Tabelle 4.1: Anzahl im Text näher erklärter Ereignisse für verschiedene Hochspannungen. Die Daten wurden in der Abfolge von links nach rechts in der Tabelle aufgezeichnet.

4.1 Datennahme

Im Juni 1995 wurden in aufeinanderfolgenden Datennahmesätzen Ereignisse kosmischer Myonen mit verschiedenen Hochspannungen (siehe Tabelle 4.1) aufgezeichnet. Eine Datennahmeperiode unter konstanten äußeren Bedingungen wie z.B. Hochspannung, Triggerbedingungen und Temperatur wird als Run bezeichnet. Als Triggerbedingung wurde das Ansprechen des in Abschnitt 3.4 beschriebenen CIP4–Triggers in Koinzidenz mit dem MUBAR-Trigger gefordert. Durch die geometrische Anordung der zentralen inneren Proportionalkammer CIP bezüglich des Kalorimeters und durch die Winkelverteilung der Myonen bedingt, werden so in effizienter Weise Myonen ausgewählt, die primär das CB–Kalorimeter queren.

Zum Zeitpunkt der Datennahme war der supraleitende Magnet nicht in Betrieb, so daß die Myonen keine gekrümmten Bahnen beschrieben und eine Impulsmessung daher nicht möglich war.

Zur Untersuchung des Rauschens wurden parallel zu den Myonereignissen Zufallsereignisse mit einer Rate von 1 Hz aufgezeichnet, die durch den Zufallstrigger ausgewählt wurden (siehe Tabelle 4.1).

4.2 Rekonstruktion der Daten

Die auf Magnetbändern gespeicherten Meßdaten des Detektors werden mit Hilfe des Rekonstruktionsprogramms H1REC [She93] soweit aufbereitet, daß den Meßwerten physikalische Inhalte, wie z.B. Energie, Impuls und Ortsinformation, zugeordnet werden.

Im weiteren wird auf die Teile des Rekonstruktionsprogramms H1REC näher eingegangen, die für die vorliegende Analyse relevant sind.

4.2.1 Rekonstruktion der Teilchenspuren in der zentralen Driftkammer

Das Rekonstruktionsprogramm H1REC parametrisiert die Spur eines geladenen Teilchens durch eine Helix, die über fünf Parameter eindeutig bestimmt ist. Da zum

Zeitpunkt der Datennahme kein Magnetfeld vorhanden war, wurden die als Helix rekonstruierten Myonspuren als Geraden parametrisiert. Um sicherzustellen, daß es sich um geradlinige Spuren handelt, wird in der Analyse ein Schnitt auf den inversen Krümmungsradius κ, welcher in der r–ϕ–Ebene definiert ist, angewandt.

4.2.2 Rekonstruktion der Teilchenspuren im instrumentierten Eisenjoch

Im instrumentierten Eisenjoch basiert die Spurrekonstruktion auf den an den Kathodenstreifen und Anodendrähten abgegriffenen Signalen. Kommt es zu Signaleinstreuungen in benachbarten Kathodenstreifen (Überspechen), so werden zusätzlich die Signale der rechteckigen Kathodenflächen genutzt (siehe Abschnitt 3.3). Zu Beginn der Rekonstruktion werden in H1REC aus den Signalen aller 16 Anodendrahtebenen Spurkandidaten bestimmt. Diese werden sodann mit den Spurkandidaten aus den Signalen der Kathodensteifen verglichen. Aus diesen Spurkandidaten wird eine als Gerade parametrisierte Spur bestimmt. Treten Mehrdeutigkeiten auf, so werden die aus den rechteckigen Kathodenflächen ausgelesenen Signale berücksichtigt.

Die rekonstruierte Spurgerade wird durch einen Aufpunkt und ihre Richtung festgelegt. Dabei liegt der Aufpunkt in der innersten Lage der Streamer–Röhren, die ein Signal für die Spurrekonstruktion bereitgestellt hat.

4.2.3 Rekonstruktion der Energiedeposition im Kalorimeter

Die zu rekonstruierenden Daten des Kalorimeters enthalten bereits durch die Ladungskalibration die gemessene Ladung jeder Zelle. Aufgabe der Rekonstruktion bei der Physikanalyse ist es, aus der gemessenen Ladung Q_i in den Kalorimeterzellen die deponierte Energie E_{dep} des Primärteilchens zu berechnen.

Energierekonstruktion auf elektromagnetischer Skala

Zu Beginn der Rekonstruktion wird angenommen, daß die Energie in einem idealen Kalorimeter deponiert wird, das keine Bautoleranzen, Rauschen oder Verunreinigungen des Argons aufweist. Unter dieser Annahme wird eine ideale elektromagnetische Energieskala E_0 definiert, die derjenigen Energie entspricht, die ein Elektron bei einer gemessen Ladung Q^{id} im Mittel im Kalorimeter deponiert:

$$E_0 = c_{em}^{id} \cdot Q^{id} \; .$$

Der Kalibrationsfaktor c_{em}^{id} wurde in Testmessungen am CERN mit baugleichen Kalorimetermodulen bestimmt und mit Hilfe von Simulationsrechnungen auf das H1–Kalorimeter übertragen [H193a, H194]. In Tabelle 4.2 sind die Kalibrationsfaktoren der elektromagnetischen Skala für das CBH– und CBE–Kalorimeter aufgeführt.

	c^{id}_{em} [GeV/pC]
CBE	3,582
CBH	7,583

Tabelle 4.2: Kalibrationsfaktoren der elektromagnetischen Skala für die einzelnen Module [Lap92].

Im ersten Schritt der Rekonstruktion wird der tatsächlich gemessenen Ladung Q_i jeder Zelle unter Berücksichtigung des Ladungssammlungsverlustes $1/\epsilon$ der Energiewert der idealen elektromagnetischen Skala zugewiesen:

$$E^i_0 = c^{id}_{em} \cdot \frac{1}{\epsilon} \cdot Q_i \ . \tag{4.1}$$

In den sich anschließenden Rekonstruktionsschritten werden die Energiewerte der elektromagnetischen Skala als Referenzskala verwendet, bezüglich der die tatsächlich deponierte Energie im Kalorimeter berechnet wird.

Da die Ladungssammlungseffizienz ϵ direkt die absolute Energieskala des Kalorimeters beeinflußt, ist ihre Bestimmung mit einer möglichst hohen Genauigkeit von großem Interesse.

Behandlung des Kalorimeterrauschens

Zur Unterdrückung des Rauschens werden Schnitte angewendet, die das Signal einer Zelle unterhalb eines Schwellwertes verwerfen. Die Schwellwerte werden in Einheiten des Kalibrationsrauschens $n_{schnitt}\ \sigma^{kalibr}_{Q,i}$ (siehe Abschnitt 3.1.3) festgelegt, so daß das Rauschverhalten jeder Zelle berücksichtigt wird. Die Schwellwertkonstante $n_{schnitt}$ hängt von der Art des Rauschschnittes und der Größe des mittleren Rauschens in einem Kalorimeterteil ab. Es werden zwei Arten von Rauschschnitten angewandt:

- Im globalen Rauschschnitt werden alle Zellen verworfen, deren Signal vom Betrag her kleiner als $n_g\ \sigma^{kalibr}_{Q,i}$ ist. Die Schwellwertkonstante n_g ist vom Kalorimetermodul abhängig und besitzt im CB–Kalorimeter den Wert 2,0.

- Der topologische Rauschschnitt bewirkt, daß eine Zelle, deren Signal unterhalb von $-4\sigma^{kalibr}_{Q,i}$, bzw. deren Signal oder das Signal einer ihrer direkt benachbarten Zellen über $+4\sigma^{kalibr}_{Q,i}$ liegt, berücksichtigt wird.

Das Verfahren eines relativen Rauschschnittes bezüglich des Kalibrationsrauschens erfordert es, daß die Größe des Rauschens $\sigma^{kalibr}_{Q,i}$ aller Zellen bei jeder Kalibration überprüft wird. Übersteigt $\sigma^{kalibr}_{Q,i}$ einen bestimmten absoluten Schwellwert, so wird die Zelle als defekt ausgewiesen.

Im Abschnitt 4.4.2 wird näher auf das Rauschen des Kalorimeters eingegangen.

	Anteile	Selektionschnitte
a	67%	Existenz einer Myonspur in der zentralen Spurkammer
b	95%	inverser Krümmungsradius der als Helix parametrisierten Myonspur $\kappa < 0,01$ m^{-1}
c	80%	Existenz einer Spur im unteren Eisenjoch
d	99,9%	weniger als 5 Spuren im Eisenjoch
e	99,9%	weniger als 3 Spuren in der zentralen Spurkammer
f	52%	a $\wedge$ b $\wedge$ c $\wedge$ d $\wedge$ e $\wedge$ f
g	50%	a $\wedge$ b $\wedge$ c $\wedge$ d $\wedge$ e $\wedge$ f $\wedge$ Abstände D_{oben}, D_{unten} zu allen Spuren des instr. Eisenjochs kleiner als 30 cm

Tabelle 4.3: Anteile der Myonereignisse, die die in Abschnitt 4.3 beschriebenen Selektionsschnitte erfüllen.

4.3 Ereignisselektion

Aus der Forderung nach Ereignissen, in denen ein einzelnes kosmisches Myon möglichst als minimalionisierendes Teilchen mit dem Kalorimeter wechselwirkt, ergeben sich folgende Selektionsschnitte. Die den Selektionschnitten entsprechenden Anteile ausgewählter Ereignisse entnimmt man Tabelle 4.3. Ein typisches Ereignis ist in Abbildung 4.1 gezeigt.

4.3.1 Spur in der zentralen Spurkammer

Notwendige Bedingung zur Identifizierung des Myonsignals im Kalorimeter ist die Existenz einer rekonstruierten Myonspur in der zentralen Spurkammer. Das Rekonstruktionsprogramm des Spurkammersystems verfügt über eine spezielle Spurrekonstruktion für kosmische Myonen, die darauf optimiert ist, aus allen rekonstruierten Spurelementen eine durchgehende Spur zu extrahieren. Um die Spuren in guter Näherung als Geraden behandeln zu können, werden Ereignisse gefordert, die eine Spur mit einem inversen Krümmungsradius κ kleiner als 0,01 m^{-1} aufweisen, was einer Abweichung von 2 cm bei einer Spurstrecke von 2 m gegenüber einer Geraden entspricht. Auf diese Weise werden nach Abbildung 4.2 alle Ereignisse innerhalb von $3\sigma_\kappa$ selektiert.

4.3.2 Vollständiger Durchgang des Myons durch den Detektor

Weiterhin muß gefordert werden, daß die kosmischen Myonen den Detektor vollständig durchqueren, da das gemessene Signal andernfalls nicht der berechneten Spurlänge durch das flüssige Argon entspricht. Diese Bedingung läßt sich durch die Forderung einer Spur im unteren Eisenjoch erfüllen. Da die Spurrekonstruktion von

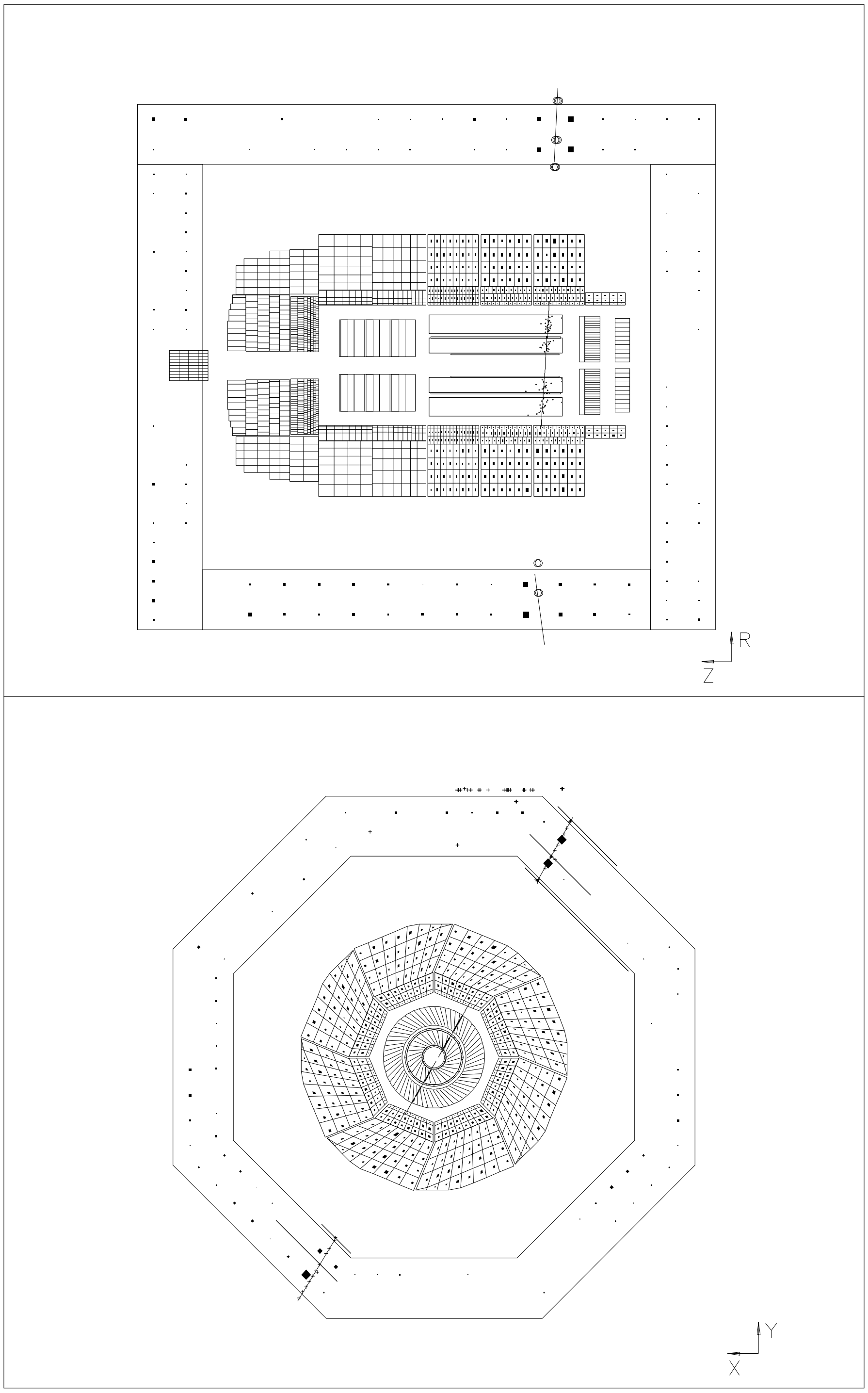

Abbildung 4.1: Schematische Darstellung eines nach den in Abschnitt 4.3 beschriebenen Selektionsschnitten verbliebenen Myonereignisses. Da bei der Rekonstruktion des Ereignisses kein Rauschschnitt angewandt wurde, enthalten alle Zellen des CB–Kalorimeters ein Signal

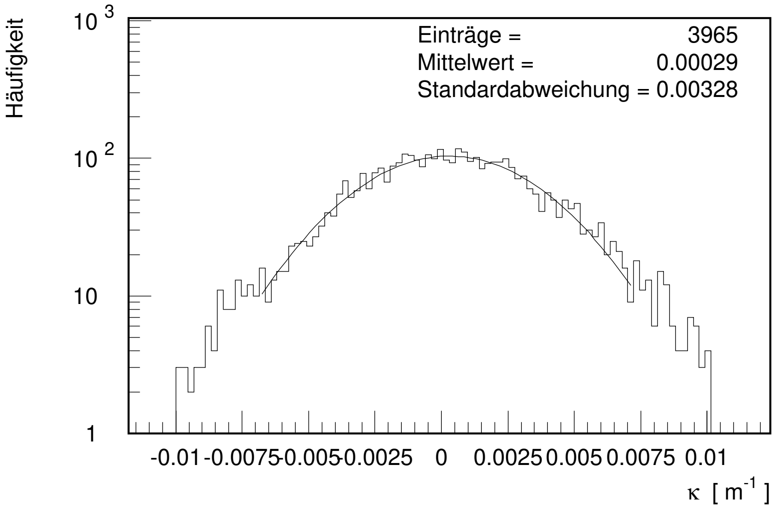

Abbildung 4.2: Verteilung der inversen Krümmungsradien κ der rekonstruierten Spuren kosmischer Myonen, die dem in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Selektionsschnitt von $\kappa < 0{,}01\,m^{-1}$ genügen.

Myonen dort erst ab einer Energie von 2 GeV mit einer hoher Effizienz[1] möglich ist, werden auf diese Weise niederenergetische Myonen verworfen.

4.3.3 Multi–Myon–Ereignisse

Zur Unterdrückung der Ereignisse, in denen mehrere Myonen den Detektor durchqueren, wurden folgende Eigenschaften aus der Spurrekonstruktion gefordert:

- Bei der Sichtung der Ereignisse wurden im instrumentierten Eisenjoch eng benachbarte Spuren gefunden, die aus dem Signal eines einzelnen kosmischen Myons rekonstruiert wurden. Daher ist es möglich, daß für ein einzelnes Myon insgesamt bis zu vier Spuren rekonstruiert werden, zwei im unteren und zwei im oberen Eisenjoch. Aus dieser Tatsache wurde die Forderung nach maximal vier rekonstruierten Spuren im instrumentierten Eisen abgeleitet.
- Es dürfen nicht mehr als zwei durchgehende Spuren in der zentralen Spurkammer rekonstruiert werden. Der Grund für diese Forderung wird im folgenden erläutert.

In 4% aller Ereignisse wurden zwei ähnliche, durchgehende Spuren in der zentralen Spurkammer rekonstruiert, die sich auf den Durchgang eines Myons zurückführen

---

[1] Für kosmische Myonen mit einer Energie von 2 GeV beträgt die Rekonstruktionseffizienz 89 % [H196a].

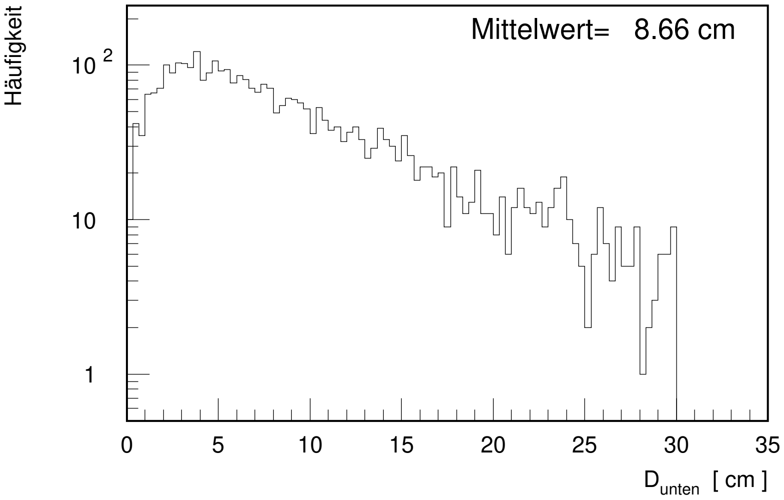

Abbildung 4.3: Abstände D_{unten} zwischen der verlängerten Spur der zentralen Driftkammer und dem Aufpunkt der unteren Spur im instrumentierten Eisenjoch

lassen, wenn alle weiteren Selektionskriterien berücksichtigt werden. Es wurde diejenige Spur als Myonspur angenommen, die die geringste quadratische Abstandssumme D zu den nächstgelegenen Aufpunkten der Spuren im instrumentierten Eisenjoch aufweist:

$$D = \sqrt{D_{oben}^2 + D_{unten}^2}$$

Die Abstände D_{oben} bzw. D_{unten} werden aus der verlängerten Spur der zentralen Spurkammer und den Aufpunkten der oberen bzw. unteren Eisenspur berechnet (vergleiche Abbildung 4.3). Die gemessenen Spurabstände lassen sich, wie im folgendem Abschnitt erklärt wird, auf Vielfachstreuprozesse der Myonen zurückführen.

4.3.4 Vielfachstreuung

Die Abstände D_{oben} bzw. D_{unten} der Spuren lassen sich zu einem großen Teil auf Vielfachstreuprozesse der Myonen in den durchquerten Detektorkomponenten zurückführen. Aus den Gleichungen 2.4 und 2.5 läßt sich der mittlere Abstand $\langle B \rangle$ berechnen, den ein Teilchen aufgrund von Vielfachstreuung nach Zurücklegen der Strecke x in einem Medium bezüglich seiner Einfallsgeraden besitzt:

$$\langle B \rangle = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot x \cdot \theta_{proji}$$

Dabei resultiert der Faktor $\frac{\pi}{\sqrt{2}}$ aus der Mittelung über den räumlichen Abstand B, während Gleichung 2.5 in einer fixen Ebene definiert ist. Die mittlere Energie kosmischer Myonen, die im unteren Eisenjoch nachgewiesen werden, läßt sich mit etwa $(3,0 \pm 0,5)$ GeV in der Detektormitte abschätzen, da die Myonen erst ab einer Energie von etwa 2 GeV im unteren Eisenjoch effizient nachgewiesen werden können und sie auf dem Weg durch die untere Hälfte des Kalorimeters etwa 1 GeV Energie verlieren. Hinzu kommt, daß das Energiespektrum der kosmischen Myonen zu großen Energien hin steil abfällt und die Mehrzahl der Myonen daher eine Energie nahe der Schwelle besitzt.

Auf dem Weg vom äußeren Rand der zentralen Spurkammer durch den unteren Teil des Detektors zum Eisenjoch durchqueren die kosmischen Myonen im Mittel etwa 66 Strahlungslängen, das entspricht etwa 2,95 m. Daraus ergibt sich ein mittlerer Abstand $\langle B_{unten} \rangle = 7,5 \pm 1,2$ cm an der Innenseite des Eisenjochs bezüglich der Einfallsgeraden. In den Myonereignissen wurde nach Abbildung 4.3 ein mittlerer Abstand $\langle D_{unten} \rangle = 8.66$ cm gemessen. Der Vergleich von $\langle B_{unten} \rangle$ und $\langle D_{unten} \rangle$ zeigt, daß die gemessenen Abstände D_{unten} sich auf die Vielfachstreuungsprozesse der kosmischen Myonen zurückführen lassen.

Wird für alle Abstände $\langle D_{oben} \rangle$ bzw. $\langle D_{unten} \rangle$ ein maximaler Abstand D_{max} gefordert, so lassen sich Ereignisse unterdrücken, in denen die Spur eines kosmischen Myons im Eisenjoch nicht mehr von der verlängerten Spur der zentralen Spurkammer beschrieben wird. Hierzu wurde ein Abstand D_{max}= 30 cm angenommen, dem eine Abweichung der Myonspur von der Spur der zentralen Spurkammer von 3,3 cm bzw. 13,0 cm in den parallel zur Strahlachse orientierten äußeren Begrenzungsflächen des CBE– bzw. CBH–Kalorimeters entspricht.

Weiterhin beinhaltet dieser Selektionsschnitt die Unterdrückung aller Ereignisse, in denen zwei Spuren in der zentralen Spurkammer von mehr als einem Myon erzeugt wurden.

4.4 Untersuchung des Kalorimeterrauschens

Das Kalorimeterrauschen hat auf die Messung kleiner Signale wie die der Myonen einen starken Einfluß, der bei der Rekonstruktion des Myonsignals zu berücksichtigen ist. Aus diesem Grund werden die Ergebnisse aus der Untersuchung des Kalorimeterrauschens nachfolgend vorgestellt.

Zur Untersuchung des Rauschens wurden die in Abschnitt 4.1 beschriebenen Zufalls– bzw. Rauschereignisse ohne globalen und topologischen Rauschschnitt rekonstruiert und mit dem zugehörigen Kalibrationsrauschen verglichen. Die Zellenergien auf elektromagnetischer Skala wurden nach der Rekonstruktion nach Gleichung 4.1 in die gemessene Ladung Q_i^{zufall} zurückgerechnet, um einen direkten Vergleich mit der gesammelten Ladung aus den Myonereignissen zu ermöglichen. In der Rekonstruktion wurden 149 von 15872 Zellen des CB–Kalorimeters als defekt oder stark rauschend ausgewiesen, die in der Analyse unberücksichtigt bleiben.

4.4.1 Kalibrationsrauschen

In Abbildung 4.4 a) ist das Kalibrationsrauschen $\sigma_{Q,i}^{kalibr}$ (siehe 3.1.3) für alle Zellen des CB–Kalorimeters gezeigt. Es ist zu erkennen, daß $\sigma_{Q,i}^{kalibr}$ für Zellen unterschiedlicher Kalorimetermodule stark variiert. Der Vergleich des Kalibrationsrauschens $\sigma_{Q,i}^{kalibr}$ mit den Kapazitäten der Zellen C_i in Abbildung 4.4 b) zeigt, daß zwischen der Größe $\sigma_{Q,i}^{kalibr}$ und den Zellkapazitäten eine Korrelation besteht. Das Kalibrationsrauschen einer Zelle hängt sowohl von der Kapazität der Zelle C_i, als auch von der Verstärkerkapazität C_v ab. Letztere muß für alle Zellen den gleichen Wert haben, da alle Vorverstärker baugleich sind. Für ein rein kapazitives Rauschen wird erwartet, daß der Proportionalitätsfaktor

$$\frac{\sigma_{Q,i}^{kalibr}}{C_i + C_v}$$

für alle Zellen den gleichen Wert besitzt. In Abbildung 4.4 c) ist gezeigt, daß mit einem abgeschätzten Wert von C_v= 4 nF näherungsweise ein für alle Zellen übereinstimmender Proportionalitätsfaktor erhalten wird.

4.4.2 Rauschverhalten in Zufallsereignissen

Zur Untersuchung des Rauschverhaltens in den Zufallsereignissen wurde aus allen N gemessenen Zufallsereignissen eines Runs für jede Zelle die zum Kalibrationsrauschen $\sigma_{Q,i}^{kalibr}$ analoge Rauschgröße

$$\sigma_{Q,i}^{zufall} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N}\left(Q_{i,j}^{zufall} - \langle Q_i^{zufall}\rangle\right)^2} \tag{4.2}$$

berechnet. Dabei ist das mittlere Rauschsignal

$$\langle Q_i^{zufall}\rangle = \frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N} Q_{i,j}^{zufall} \tag{4.3}$$

mit seinem Fehler

$$\sigma_{\langle Q,i\rangle}^{zufall} = \frac{1}{\sqrt{N}}\sigma_{Q,i}^{zufall} . \tag{4.4}$$

Abbildung 4.5 zeigt für den ersten Run (siehe Tabelle 4.1) die Verteilung des Quotienten $\sigma_{Q,i}^{zufall}/\sigma_{Q,i}^{kalibr}$ für alle Zellen im CB–Kalorimeter. Die Verteilung folgt über mehr als zwei Größenordnungen einer Gaußverteilung und es läßt sich in den Zufallsereignissen ein im Mittel (1,8 ± 0,2)% geringeres Rauschen feststellen. Hierfür konnte keine zufriedenstellende Erklärung gefunden werden.

Zur Überprüfung der zeitlichen Stabiltät des Kalibrationsnullpunktes von der durchgeführten Ladungskalibration bis zur Datennahme wurde das mittlere Rauschsignal des Kalorimeters in den Zufallsereignissen untersucht. Für ein ideal kalibriertes Kalorimeter wird erwartet, daß das mittlere Rauschsignal $\langle Q_i^{zufall}\rangle$ innerhalb seines Fehlers $\sigma_{\langle Q,i\rangle}^{zufall}$ mit Null verträglich ist.

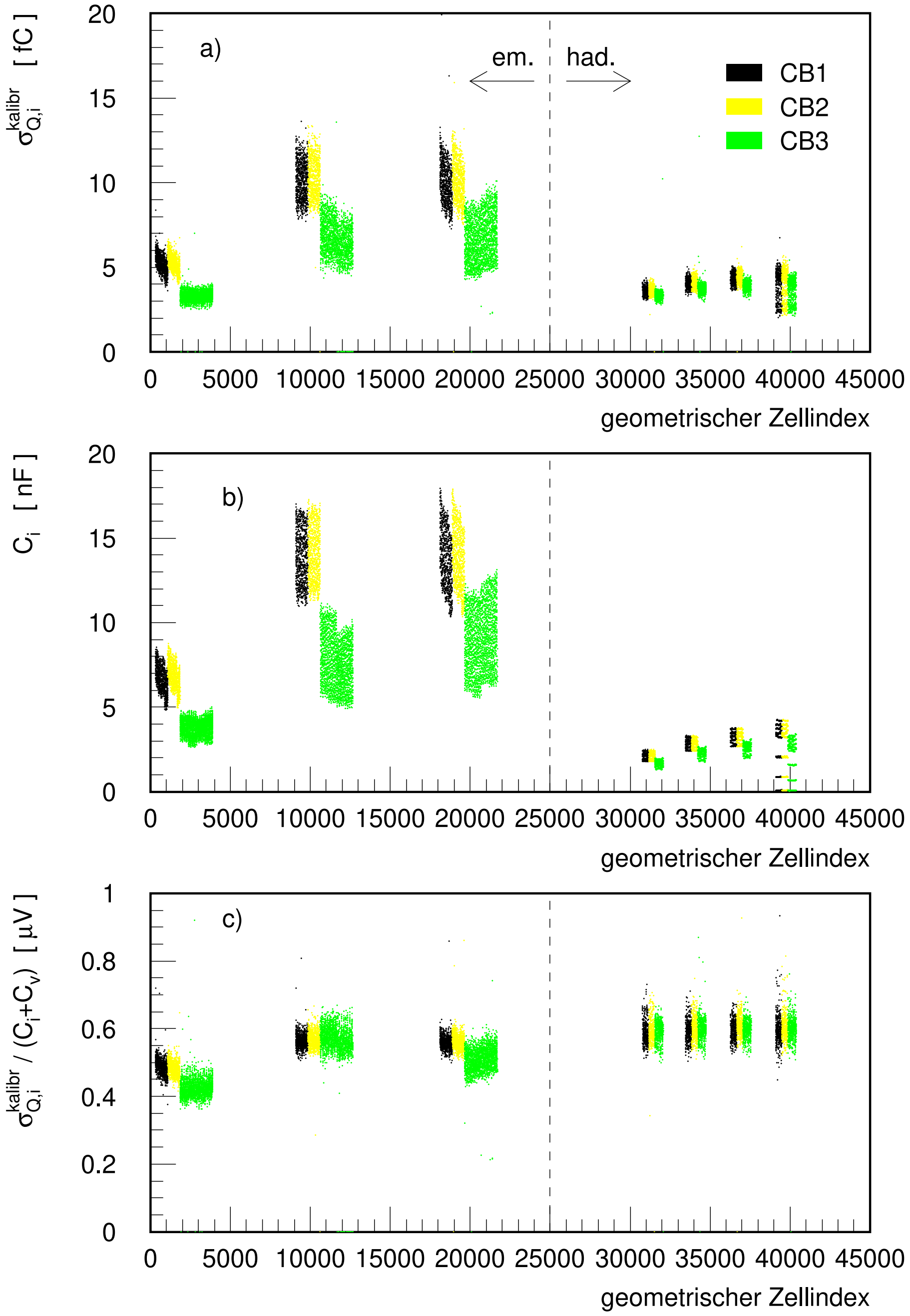

Abbildung 4.4: a) Größe des Kalibrationsrauschens $\sigma_{Q,i}^{kalibr}$ für jede Zelle des CBH– und CBE–Kalorimeters in Einheiten der gesammelten Ladung. b) Kapazität der Zellen C_i. c) Proportionalitätsfaktor der einzelnen Zellen mit $C_v = 4\,\mathrm{nF}$ (siehe Text).

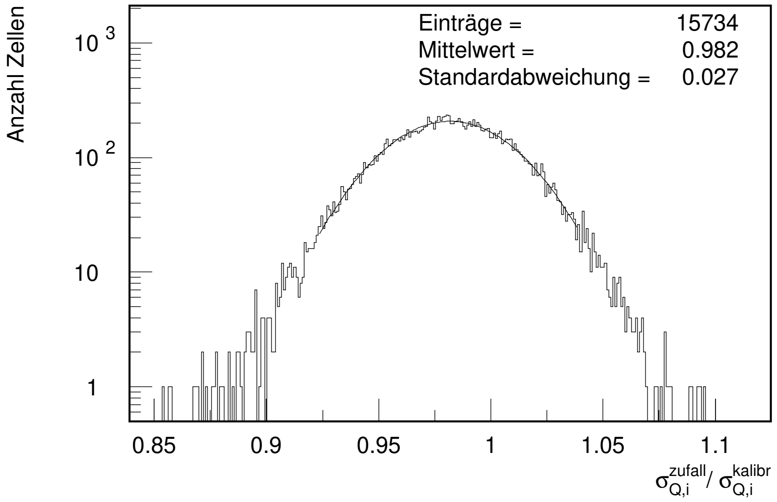

Abbildung 4.5: Breite des Rauschens aus Zufallsereignissen $\sigma_{Q,i}^{zufall}$ in Einheiten des Kalibrationsrauschens $\sigma_{Q,i}^{kalibr}$ für alle Zellen des CB–Kalorimeters.

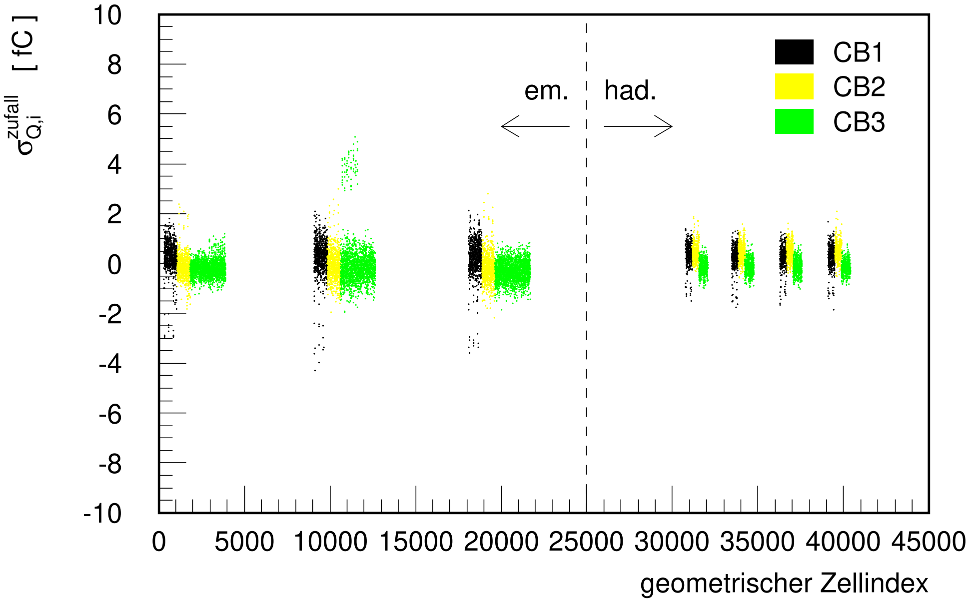

Abbildung 4.6: Mittleres Rauschsignal $\langle Q_i^{zufall} \rangle$ in Zufallsereignissen für alle Zellen des CB–Kalorimeters

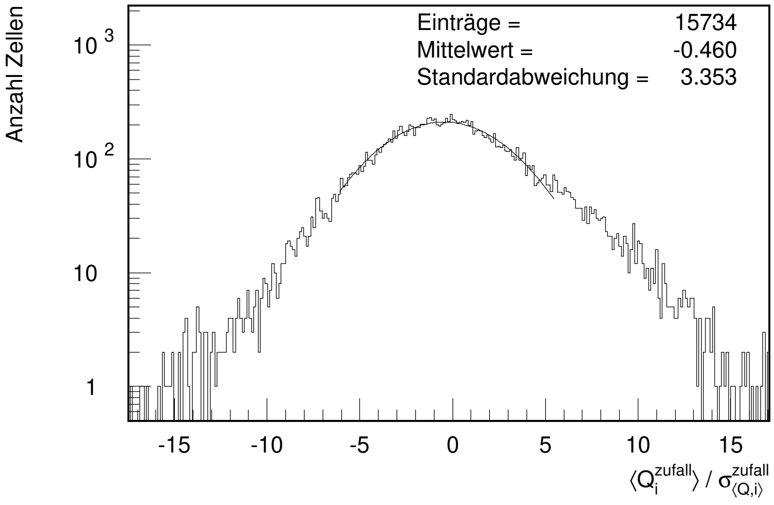

Abbildung 4.7: Abweichung des mittleren Rauschsignals $\langle Q_i^{zufall} \rangle$ vom Kalibrationsnullpunkt in Einheiten seines Meßfehlers $\sigma_{\langle Q,i \rangle}^{zufall}$ für alle Zellen des CB–Kalorimeters in Zufallsereignissen.

Das mittlere Rauschsignal $\langle Q_i^{zufall} \rangle$ aller Zellen des CB–Kalorimeters ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Zellen des CB3E–Kalorimeters mit einer Rauschgröße $\langle Q_i^{zufall} \rangle > 2$ fC lassen sich einer defekten Gruppe von Vorverstärkern zuordnen.

Anhand der in Abbildung 4.7 gezeigten Verteilung ist es möglich, die Abweichung des mittleren Rauschsignals $\langle Q_i^{zufall} \rangle$ vom Kalibrationsnullpunkt in Einheiten seines Fehlers $\sigma_{\langle Q,i \rangle}^{zufall}$ zu untersuchen. Dieser ergibt sich aus der Anzahl der Zufallsereignisse im untersuchten ersten Run zu $1/\sqrt{1578}\sigma_{Q,i}^{zufall}$. Die Breite der gezeigten Verteilung sollte im Fall eines ideal kalibrierten Kalorimeters gerade eins betragen. Der Kalibrationsnullpunkt wird jedoch nur aus 1000 Einzelmessungen bestimmt, so daß dieser einen entsprechenden Fehler von $1/\sqrt{1000}\sigma_{Q,i}^{kalibr}$ besitzt. Berücksichtigt man $\sigma_{Q,i}^{kalibr} \approx \sigma_{Q,i}^{zufall}$ so ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung eine zu erwartende Breite von $\approx 1,6$. Die gemessene Breite von $3,353 \pm 0,004$ bedeutet, daß sich der Kalibrationsnullpunkt vieler Zellen im Zeitraum zwischen der elektronischen Kalibration und der Datennahme verschoben hat. Der Zentralwert $-0,46 \pm 0,027$ der Verteilung zeigt, daß die Kalibrationsnullpunkte aller Zellen systematisch verschoben sind. Das entspricht einer Fehlkalibration von $(1,15 \pm 0,07)\%$ des Kalibrationsrauschens $\sigma_{Q,i}^{kalibr}$. Für Myonereignisse, bei denen die Myonsignale und das Rauschen in gleicher Größenordnung vorliegen, spielt diese im allgemeinen als gering anzusehende Fehlkalibration eine nicht mehr zu vernachlässigende Rolle.

Die zeitliche Stabilität des Kalibrationsnullpunktes während der Datennahme kann durch die Untersuchung der Differenz des mittleren Rauschsignals im ersten und letzten Run $\langle Q_i^{zufall,1} \rangle - \langle Q_i^{zufall,7} \rangle$ geprüft werden. Abbildung 4.8 zeigt die-

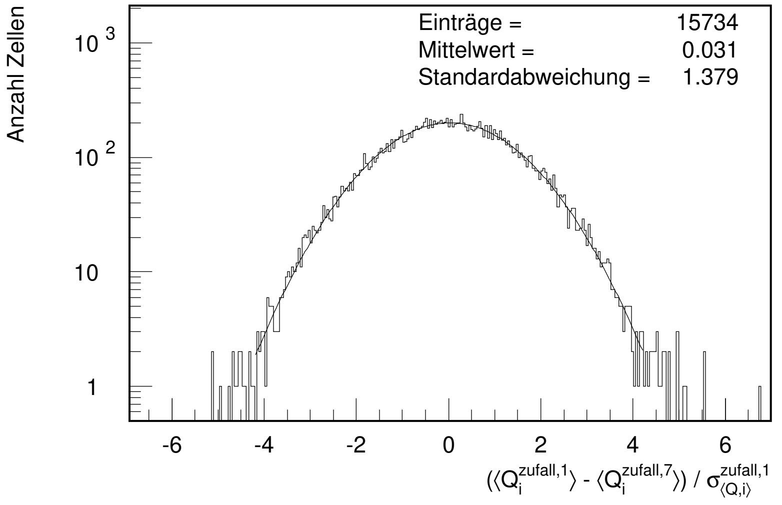

Abbildung 4.8: Differenz des mittleren Rauschsignals aus Zufallsereignissen des ersten und letzten Runs $\langle Q_i^{zufall,1}\rangle - \langle Q_i^{zufall,7}\rangle$ in Einheiten des Fehlers des mittleren Rauschsignals $\sigma_{\langle Q_i^{zufall,1}\rangle}$.

se Größe in Einheiten von $\sigma_{\langle Q_i^{zufall,1}\rangle}$. Analog zur im vorhergehenden Absatz ausgeführten Überlegung sollte die Breite der Verteilung 1,36 betragen. Die gemessene Breite von $1,37 \pm 0,01$ kann dahingehend interpretiert werden, daß sich die Kalibrationsnullpunkte der einzelnen Zellen im Zeitraum der Datennahme nicht signifikant verändert haben. Der Zentralwert von $0,03 \pm 0,01$ zeigt, daß nur eine sehr geringe systematische Verschiebung aller Kalibrationsnullpunkte in diesem Zeitraum vorlag.

Die hier durchgeführte Untersuchung verdeutlicht, daß die Meßgenauigkeit kleiner Zellsignale erheblich verbessert werden kann, wenn aus einer hinreichenden Anzahl an Zufallsereignissen ein neuer Kalibrationsnullpunkt bestimmt wird. Bei der Rekonstruktion der Myonsignale wurde daher eine entsprechende Korrektur des Kalibrationsnullpunktes durchgeführt.

4.5 Rekonstruktion des Myonsignals

In diesem Kapitel wird die Rekonstruktionsmethode zur Bestimmung des Myonsignals in den nach der Ereignisselektion verbleibenden Ereignissen vorgestellt.

Aufgrund der geringen Signalhöhe der Myonen bezüglich des Kalorimeterrauschens wurden die Meßdaten des Kalorimeters ohne globalen und topologischen Rauschschnitt rekonstruiert.

Um den Einfluß der verschobenen Kalibrationsnullpunkte auf das Myonsignal zu vermeiden, wurden die mittleren Rauschsignale $\langle Q_i^{zufall}\rangle$ in den Zufallsereignissen jedes Runs als neue Kalibrationsnullpunkte angenommen. Die gemessene Ladung Q_i jeder Zelle wird somit um $\langle Q_i^{zufall} \rangle$ korrigiert:

$$Q_i^{korr} = Q_i - \langle Q_i^{zufall} \rangle \tag{4.5}$$

Mit dieser Korrektur kann der durch die Fehlkalibration (siehe Abschnitt 4.4.2) zu erwartende systematische Fehler bei der Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz ausgeschlossen werden.

Wegen der geringen Signalhöhe der Myonen in den Kalorimeterzellen ergibt sich die Schwierigkeit, daß das Signal so stark vom Rauschen überdeckt wird, daß es nicht möglich ist, die Zellen, in denen ein Myon Ionisationsladung erzeugt hat, aufgrund ihrer Signalhöhe eindeutig zu identifizieren. Es ist daher notwendig, die Zellen, die ein Signal eines Myons enthalten, durch die Extrapolation der rekonstruierten Spur der zentralen Spurkammer zu identifizieren.

Das Signal der Myonen wird hierbei aus der Summe der Signale aller Zellen gewonnen, die innerhalb eines Zylinders um die extrapolierte Spur der zentralen Spurkammer liegen. Hierzu wird der Abstand aller Zellmittelpunkte zur Spur der zentralen Spurkammer berechnet und die Zellen mit einem Abstand D_{zelle} kleiner als der Zylinderradius R aufsummiert:

$$q_{zyl} = \sum_{D_{zelle,i}<R} Q_i^{korr} \tag{4.6}$$

Bei einer geeigneten Wahl des Zylinderradius werden auf diese Weise alle möglichen Zellen berücksichtigt, in denen ein Myon Ionisationsladung erzeugt hat. Die Zellen innerhalb des Zylinders, die kein Signal eines Myons enthalten, tragen im Mittel nicht zur Signalhöhe bei, jedoch verbreitern sie aufgrund des Rauschens das gemessene Signal erheblich. Aus der Untersuchung des Myonsignals in Abhängigkeit vom Zylinderradius, siehe Abschnitt 5.1, läßt sich diejenige Zylindergröße bestimmen, bei der der Zylinder das vollständige Myonsignal enthält und die Anzahl aufsummierter Zellen ohne Myonsignal minimal ist.

Um den Einfluß der Signalverluste in den Übergangsbereichen der Module auszuschalten, werden die Myonsignale getrennt in einzelnen Kalorimetermodulen untersucht. In Kapitel 5.1 wird gezeigt, daß Zylinderradien von 10 cm bzw. 16 cm im CBE– bzw. CBH–Kalorimeter eine vollständige Aufsammlung des Myonsignals gewährleisten. Daher werden innerhalb der selektierten Ereignisses nur die Signale in denjenigen Modulen berücksichtigt, in denen der Zylinder mit zuvor genanntem Radius um die Spur keine Zellen benachbarter CB–Module enthält. Hierbei muß beachtet werden, daß die CB1– und CB3–Module in z–Richtung zu jeweils einer Seite hin keine benachbarten CB–Module besitzen. Daher wird zusätzlich gefordert, daß der Abstand der Spur zu allen Begrenzungsebenen eines Moduls in der r-z-Ebene und senkrecht zur Strahlachse einen Wert von 8 cm nicht unterschreitet. Dieser geforderte Mindestabstand entspricht einem Zylinderradius von mindestens 10 cm bzw. 14 cm im CBE– bzw. CBH–Kalorimeter, wenn man den Abstand

	CB1E	CB2E	CB3E	CB1H	CB2H	CB3H
Anzahl N	809	1550	1297	525	985	729

Tabelle 4.4: Anzahl selektierter Myonsignale in den Kalorimetermodulen der einzelnen Ringe des CBE– und CBH–Kalorimeters bestimmt aus 3167 von 6603 nach der Ereignisselektion verbliebenen Ereignisse. (siehe auch Tabelle 4.1).

der Zellmittelpunkte zu ihrer Zelloberfläche berücksichtigt. Es kann somit in guter Näherung ein Signalverlust in den Modulübergangen ausgeschlossen werden. Zudem wird gewährleistet, daß die Myonen die Kalorimetermodule vollständig in radialer Richtung durchqueren, so daß die Fluktuationen des Myonsignals möglichst gering gehalten werden.

Das Myonsignal eines Moduls ergibt sich somit zu

$$q_{mod}(R) = \sum_{D_{zelle,i}<R} Q_i^{korr}, \tag{4.7}$$

wobei jeweils nur über Zellen der CBE– bzw. der CBH–Kalorimetermodule summiert wird. Für Zylinderradien größer als 10 cm bzw. 16 cm enthält $q_{mod}(R)$ aufgrund obiger Forderung auch Zellsignale benachbarter Module des CBE– bzw. CBH–Kalorimeters. Hierdurch ist es möglich, das Myonsignal auch für entsprechend größere Zylinderradien zu untersuchen.

Tabelle 4.4 zeigt die Anzahl selektierter Myonsignale in den Kalorimetermodulen der einzelnen Ringe des CBE– und CBH–Kalorimeters bestimmt aus 3167 von 6603 nach der Ereignisselektion verbliebenen Ereignissen. Abbildung 4.1 zeigt ein Myonereignis, bei dem ein Modul des CBH– und zwei Module des CBE–Kalorimeters ein ausgewähltes Signal enthalten.

Da das Myonsignal q_{mod} abhängig von der durchquerten Strecke d_{mod} der Myonen durch das flüssige Argon in einem Modul ist, wird im folgenden stets das auf d_{mod} normierte Myonsignal Q_{mod} betrachtet:

$$Q_{mod}(R) = \frac{q_{mod}}{d_{mod}} \tag{4.8}$$

Zur Bestimmung von d_{mod} werden die Durchstoßpunkte der Spur der zentralen Spurkammer in den Begrenzungsflächen der Kalorimetermodule bestimmt. Der Abstand der Durchstoßpunkte ist dann gleich der im Modul zurückgelegten Strecke D_{mod}. Mit der anteiligen Dicke der Flüssigargonschicht an der Gesamtdicke einer Samplingschicht wird aus D_{mod} die im flüssigen Argon zurückgelegte Strecke d_{mod} bestimmt.

Die Verteilungen der Wegstrecken d_{mod} in den Modulen des CBE– und CBH–Kalorimeters sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Die minimalen Wegstrecken von 9,92 cm bzw. 14,20 cm entsprechen dem senkrechten Durchgang der Spuren durch die Ausleseplatten. Da jeweils alle Module des CBE– bzw. CBH–Kalorimeters unabhängig von der unterschiedlichen Größe der Zellen den gleichen radialen Aufbau

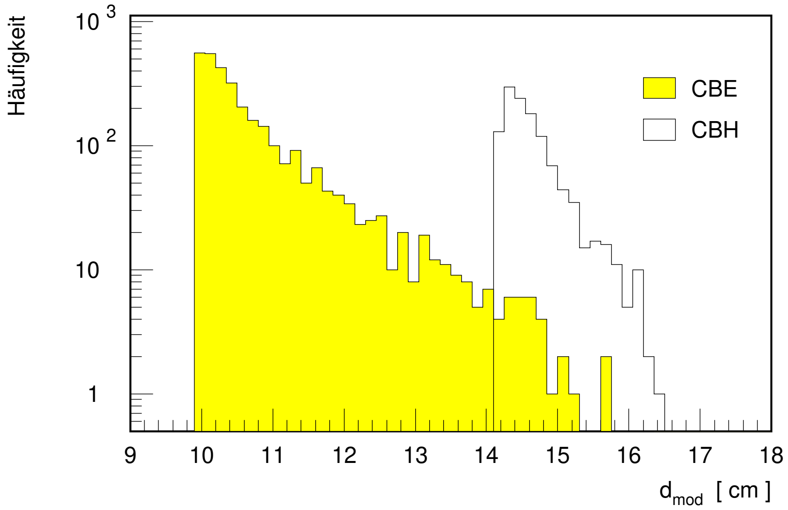

Abbildung 4.9: Weglängen der Myonen d_{mod} durch das flüssige Argon im CBH– und CBE–Kalorimeter.

besitzen, ergeben sich keine Unterschiede in der Größe der minimalen Wegstrecken. Die Breite der Verteilung zu größeren Wegstrecken d_{mod} ist bestimmt durch die Raumwinkelverteilung der Myonspuren und deren Durchgang durch die innere Vieldrahtproportionalkammer CIP aufgrund des geforderten CIP4–Triggerelements.

Mit der hier vorgestellten Rekonstruktionsmethode werden somit in jedem Ereignis diejenigen Kalorimetermodule ausgewählt, in denen das Myonsignal in guter Näherung vollständig enthalten ist, so daß eine differenzierte Analyse der verschiedenen Kalorimeterteile möglich ist.

Kapitel 5

Ergebnisse

5.1 Das Myonsignal

In Abbildung 5.1 ist exemplarisch das Signalspektrum Q_{mod} der Myonen in den Modulen des CB2E– und CB2H–Kalorimeters für verschiedene Zylinderradien bei einer Hochspannung U_{HV}= 1500 V gezeigt. An die Signalspektren wurde jeweils eine Gaußfunktion in einem Intervall von 2 Standardabweichungen um den Mittelwert angepaßt, die eine recht gute Übereinstimmung innerhalb des zur Anpassung verwendeten Intervalls mit den Verteilungen zeigt. Die Ausläufer zu hohen Signalwerten, die nicht mehr durch die angepaßten Gaußfunktionen beschrieben werden,

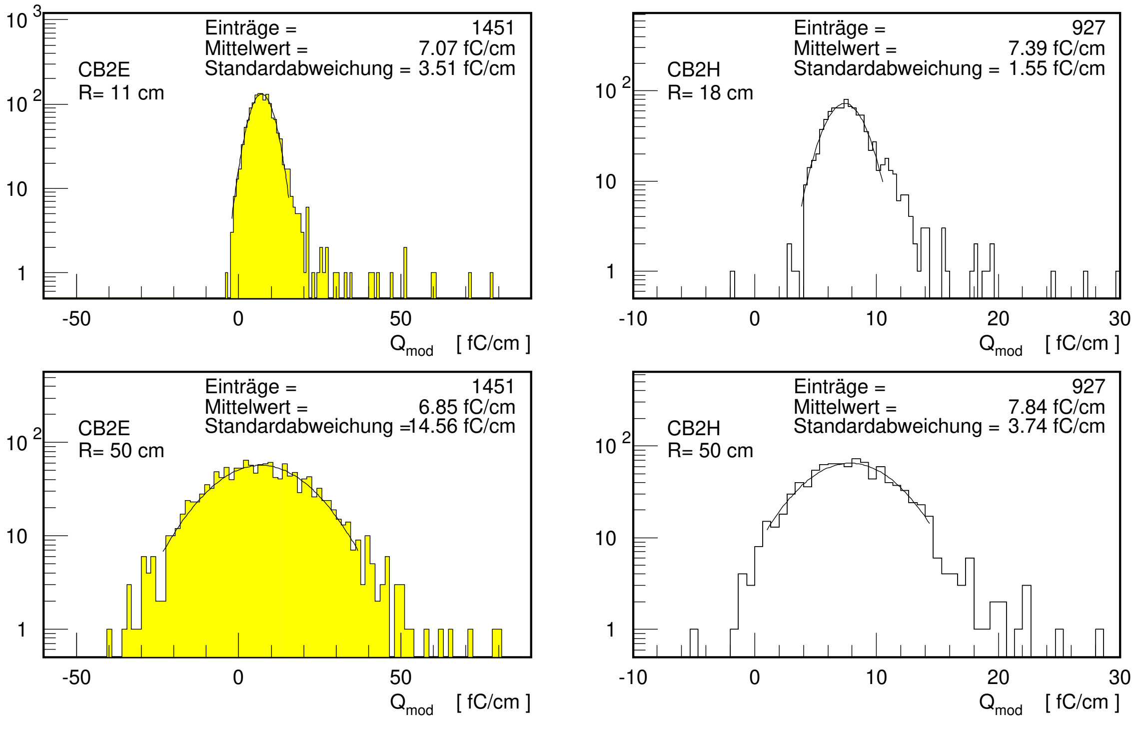

Abbildung 5.1: Signalspektren der rekonstruierten Myonsignale Q_{mod} im CB2E– und CB2H–Kalorimeter für verschiedene Zylinderradien R bei einer Hochspannung U_{HV}= 1500 V.

lassen sich auf Ereignisse zurückführen, in denen ein Myon einen elektromagnetischen Schauer ausgelöst hat oder ein hochenergetisches δ–Elektron freigesetzt wurde. Als mittleres Myonsignal $\langle Q_{mod}(R)\rangle$ werden die Zentralwerte der angepaßten Gaußfunktionen angenommen. Man erkennt schon an diesen Verteilungen, daß die Breite des Signalspektrums stark vom gewählten Zylinderradius abhängt. Dieser Zusammenhang soll im folgenden im Detail erläutert werden.

Die Abhängigkeit des mittleren Myonsignals $\langle Q_{mod}(R)\rangle$ vom Zylinderradius R für die verschiedenen Ringe des CBE– und CBH–Kalorimeters bei den Hochspannungen U_{HV} von jeweils 250 V und 1500 V ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Erwartungsgemäß nimmt das mittlere Myonsignal $\langle Q_{mod}(R)\rangle$ bei kleinen Zylinderradien mit wachsendem Zylinderradius solange zu, bis das Myonsignal bei einem Zylinderradius R^{μ}_{mod} vollständig im Zylinders enthalten ist. Für Zylinderradien R größer als R^{μ}_{mod} erreicht das mittlere Myonsignal einen Sättigungswert, da die Zellen außerhalb eines Zylinder mit dem Radius R^{μ}_{mod} nur noch Rauschsignale enthalten. Die mittleren Myonsignale $\langle Q_{mod}(R)\rangle$ ähnlicher Radien sind stark korreliert, da sie zu einem großen Anteil dieselben Zellsignale enthalten. Dies läßt sich an den Schwankungen des mittleren Myonsignals im Sättigungsbereich beobachten. Dennoch zeigt $\langle Q_{mod}(R)\rangle$ einen recht konstanten Sättigungsverlauf, insbesondere wenn man die weniger korrelierten Werte $\langle Q_{mod}(R)\rangle$ stark unterschiedlicher Zylinderradien miteinander vergleicht.

Der unterschiedliche Anstieg des mittleren Myonsignals $\langle Q_{mod}\rangle$ bei kleinen Zylinderradien R in den verschiedenen Kalorimeterteilen kann mit der unterschiedlichen Zellgröße dort erklärt werden. Unter der Annahme, daß die Abweichung h der Myonspur von der Spur der zentralen Spurkammer klein gegenüber der Zellgröße ist und die Myonen die Ausleseplatten senkrecht durchqueren, sollte der Sättigungswert bei einem Zylinderradius R^{s}_{mod} erreicht werden, bei dem mindestens eine Zelle pro durchquerter Zellage im Zylinder enthalten sein muß. Wie aus Abbildung 5.3 hervorgeht, ist dies der Fall, wenn der Zylinderradius gerade die Hälfte der Zelldiagonale S annimmt.

In Tabelle 5.1 sind die mittleren Abmessungen einer Zelle in der jeweils dritten Zellage in radialer Richtung eines Kalorimetermoduls mit der entsprechenden Zelldiagonalen in ϕ– und z–Richtung angegeben. Der Zylinderradius R^{s}_{mod}, für den das mittlere Myonsignal $\langle Q_{mod}(R)\rangle$ mit wachsenden Zylinderradien gerade den Sättigungsbereich erreicht, wurde aus Abbildung 5.2 entnommen und ist ebenfalls in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Aus dem mittleren Abstand $\langle D_{unten}\rangle$ der Spuren im unteren Eisenjoch und denen der zentralen Spurkammer läßt sich eine mittlere Abweichung h der Myonen von der Spur der zentralen Spurkammer für die entsprechenden Zellen abschätzen.

Aus Tabelle 5.1 entnimmt man, daß die Zylinderradien R^{s}_{mod} der einzelnen Kalorimeterteile außer für das CB3E–Kalorimeter sehr gut innerhalb der Abweichung h mit der halben Zelldiagonalen $S/2$ übereinstimmen. Der im Vergleich zu $S/2$ zu große Zylinderradius R^{s}_{mod} im CB3E–Kalorimeter beruht darauf, daß h nicht mehr klein gegen $S/2$ ist. Dies führt darüberhinaus zu dem weniger scharfen Übergang in den Sättigungsbereich. Der im Vergleich zu den CB1E– und CB2E–Modulen klei-

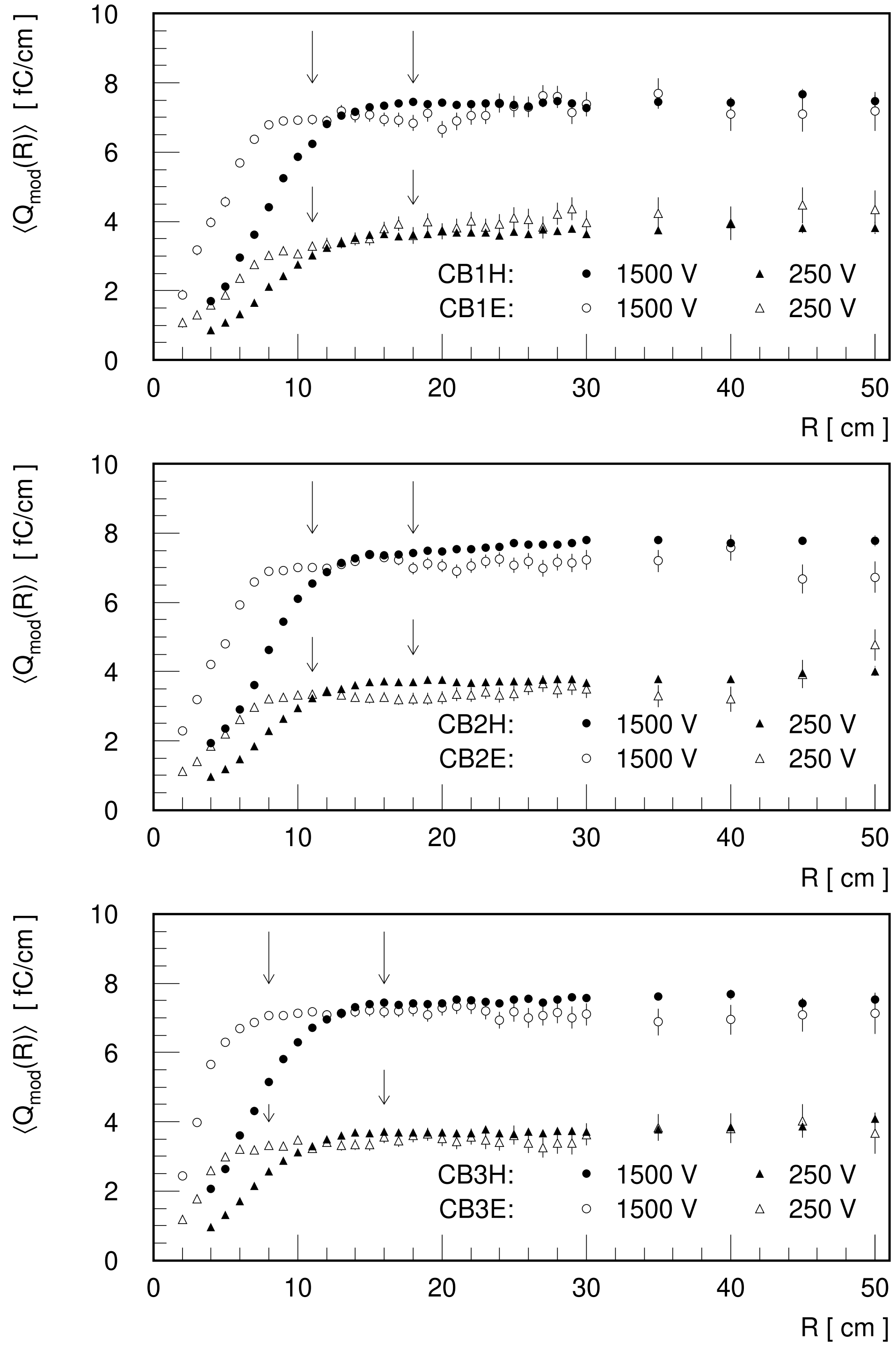

Abbildung 5.2: Mittleres Myonsignal $\langle Q_{mod} \rangle$ bei einer Hochspannung U_{HV}= 1500 V und U_{HV}= 250 V in Abhängigkeit vom Zylinderradius R, gemessen in den drei Ringen des CBE– bzw. CBH–Kalorimeters. Die Pfeile markieren die ausgewählten Zylinderradien R^{μ}_{mod} im CBE– (linke Pfeile) und CBH–Kalorimeter (rechte Pfeile).

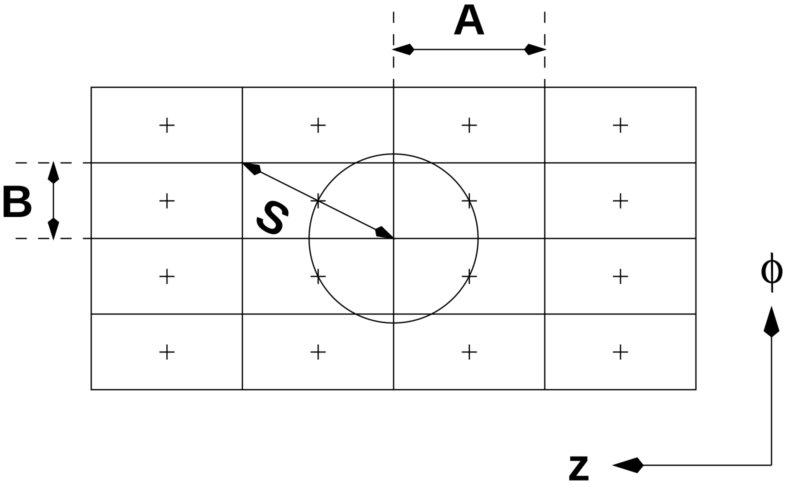

Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Aufteilung des Kalorimeters in der $z-\phi$-Ebene. A und B bezeichnen die Ausdehnung der Zellen in z– bzw. ϕ–Richtung (siehe auch Tabelle 5.1). Der Kreis stellt einen Zylinder mit einem Radius dar, der gerade mindestens eine Zelle enthält.

Kalorimeterteil	A [cm]	B [cm]	$S/2$ [cm]	h [cm]	R^s_{mod} [cm]
CB1E, CB2E	11,6	7,3	6,8	0,9	8
CB3E	5,8	5,5	4,0	0,9	7
CB1H, CB2H	19,9	14,6	12,3	3,4	14
CB3H	19,9	10,9	11,3	3,4	14

Tabelle 5.1: Mittlere Zellabmessungen der Zellen in der jeweils dritten Lage in radialer Richtung: A= Ausdehnung in z–Richtung, B= Ausdehnung in ϕ–Richtung, $S=\sqrt{A^2+B^2}$. Abgeschätzte Abweichung h der Myonspur von der Spur der zentralen Spurkammer, Zylinderradius R^s_{mod}, bei dem $Q_{mod}(R)$ den Sättigungsbereich erreicht.

nere Wert von $S/2$ begründet zwangsläufig den steileren Anstieg des Myonsignals in Abhängigkeit vom Zylinderradius. Da $S/2$ für alle Ringe des CBH- Kalorimeters etwa den gleichen Wert hat, ist dieser Effekt hier nicht zu beobachten.

Abbildung 5.2 zeigt weiterhin, daß in den Modulen des CBH–Kalorimeters ein höheres mittleres Myonsignal $\langle Q_{mod}(R)\rangle$ als in denen des CBE–Kalorimeters zu beobachten ist. Der Unterschied beträgt im Sättigungsbereich bei einer Hochspannung $U_{HV}=1500\,\mathrm{V}$ etwa 6%. Die Differenz der Signalhöhen läßt sich nur unbefriedigend erklären, da im Rahmen dieser Arbeit aus Zeitgründen keine Simulationsrechnungen durchgeführt wurden. Aufgrund der unterschiedlichen Dicke der Ausleseschichten von $d = 0,235$ cm und $d = 0,229$ cm im CBE– und CBH–Kalorimeter erwartet man im CBH–Kalorimeter ein zumindest um 1% höheres Signal als im CBE–Kalorimeter. Dies ergibt sich aus dem höheren Ladungssammlungsverlust nach Gleichung 2.9, den die freigesetzten Elektronen aufgrund der dickeren Ausleseschicht im CBE–Kalorimeter erleiden. Ein weiterer Beitrag zur unterschiedlichen Signalhöhe des mittleren Myonsignals $\langle Q_{mod}(R) \rangle$ im CBE– und CBH–Kalorimeter ist eventuell in dem unterschiedlichen Aufbau der Module hinsichtlich der verschiedenen Materialien zu suchen, die einen Einfluß auf den Transition–Effekt haben. Zur Klärung dieser Frage müßten jedoch Untersuchungen mit Simulationsrechnungen durchgeführt werden.

Vergleicht man das mittlere Myonsignal $\langle Q_{mod}(R) \rangle$ im Sättigungsbereich in den einzelnen Ringen getrennt für das CBE– und CBH–Kalorimeter miteinander, so zeigt sich eine gute Übereinstimmung, die sich auf, abgesehen von der Zellgröße, gleichen Aufbau der CBE– bzw. CBH–Kalorimetermodule zurückführen läßt.

Um die Fehler des mittleren Myonsignals diskutieren zu können, wird im weiteren erst auf die Breite der in Abbildung 5.1 gezeigten Signalspektren näher eingegangen.

Die Breite der Signalspektren σ_Q^{mod} wird sowohl durch die Fluktuation des Myonsignals, als auch durch das Rauschverhalten der Zellen verursacht. Zudem hängt die Signalbreite σ_Q^{mod} in einem erheblichen Maß von der Anzahl aufsummierter Zellsignale ab.

Vernachlässigt man zunächst den Einfluß der Fluktuation der Myonsignale, so erwartet man eine Breite des Myonsignals, die sich aus der Überlagerung der Rauschspektren aller aufsummierten Zellsignale zusammensetzt. Überlagert man N gaußförmige Rauschverteilungen, so ergibt sich aus den Signalbreiten $\sigma_{q,i}^{rausch}$ der einzelnen Zellen eine Signalbreite σ_q^{sum} der aufsummierten Zellsignale von

$$\sigma_q^{sum} = \sqrt{\sum_i^N \left(\sigma_{q,i}^{rausch}\right)^2} \tag{5.1}$$

Nimmt man für alle N Zellen ein gleiches Rauschverhalten an, so daß $\sigma_{q,i}^{rausch} \approx \sigma_q^{rausch}$ gilt, vereinfacht sich Gleichung 5.1 zu:

$$\sigma_q^{sum} = \sqrt{N} \cdot \sigma_q^{rausch} \tag{5.2}$$

Die Signalbreite σ_q^{sum} nimmt daher linear mit der Wurzel der Anzahl aufsummierter Zellsignale zu und ist proportional zur Breite der Rauschsignale σ_q^{rausch}.

Im folgenden soll nun die Signalbreite der Myonen im CB2–Kalorimeter mit der für reine Rauschereignisse erwarteten Signalbreite σ_q^{sum} verglichen werden. Sinnvollerweise wird hierzu nicht das auf die Weglänge normierte Q_{mod}, sondern die in Gleichung 4.7 beschriebene absolute Ladung q_{mod} bzw. deren Signalbreite σ_q^{mod} zum Vergleich mit σ_q^{sum} herangezogen.

Für die Breite des Rauschsignals σ_q^{rausch} in Gleichung 5.2 wurde die aus den Untersuchungen des Kalibrationrauschens ermittelte mittlere Größe des Rauschens

	Zylinderradien					
	11 cm	18 cm	30 cm		45 cm	
	CB2E	CB2H	CB2E	CB2H	CB2E	CB2H
$\sqrt{N}$	3,9	4,2	10,8	6,9	18,8	10,3
σ_q^{sum}	32,96	16,58	90,21	27,44	157,72	41,08
σ_q^{mod}	35,26	21,99	92,70	34,92	151,11	49,14
$\sigma_q^{mod}/\sigma_q^{sum}$	1,07	1,33	1,03	1,27	0,96	1,20

Tabelle 5.2: Wurzel der Anzahl der im Signal $Q_{mod}(R)$ enthaltenen Zellsignale $\sqrt{N}$; Signalbreiten σ_q^{sum} und σ_q^{mod} für verschiedene Zylinderradien R.

von 8,38 fC im CB2E– und 3,98 fC im CB2H–Kalorimeter angenommen. Mit der Wurzel der Anzahl aufsummierter Zellsignale $\sqrt{N(R)}$ in Abhängigkeit vom Zylinderradius ergeben sich die in Abbildung 5.4 dargestellten Signalbreiten σ_q^{sum}. Der lineare Zuwachs von σ_q^{sum} mit dem Zylinderradius entspricht gerade der quadratisch mit dem Zylinderradius zunehmenden Anzahl aufsummierter Zellsignale N.

Weiterhin entnimmt man Abbildung 5.4 die Signalbreiten σ_q^{mod} der nichtnormierten Myonsignale. Die Signalbreite σ_q^{mod} zeigt oberhalb eines Zylinderradius von 7 cm bzw. 14 cm die nach obiger Überlegung erwartete Proportionalität zu $\sqrt{N}$. Das bei kleinen Zylinderradien nichtlineare Verhalten von σ_q^{mod} ist auf den im Vergleich zur Zellgröße geringeren Zylinderradius zurückzuführen. Für diese Zylinderradien zeigt sich eine größere Fluktuation in der Anzahl aufsummierter Zellsignale, so daß die Signalspektren σ_q^{mod} erheblich verbreitert werden.

In Tabelle 5.2 sind die in Abbildung 5.4 gezeigten Signalbreiten σ_q^{mod} und σ_q^{sum} für verschiedene Zylinderradien explizit aufgeführt. Betrachtet man das Verhältnis $\sigma_q^{mod}/\sigma_q^{sum}$, so wird deutlich, daß sich die Signalbreite σ_q^{mod} im CB2E–Kalorimeter im Gegensatz zu der im CB2H–Kalorimeter im wesentlichen aus dem Rauschverhalten der aufsummierten Zellsignale zusammensetzt. Aufgrund des um ca. 50 % geringeren Rauschens im CB2H–Kalorimeter wird hier der Einfluß der Fluktuation des Myonsignals auf die Signalbreite σ_q^{mod} erheblich deutlicher sichtbar, was auch an den weniger gaußförmigen Signalspektren in Abbildung 5.1 zu erkennen ist.

Um im weiteren den Vergleich der Breite des Myonsignals mit dem mittleren Myonsignal $\langle Q_{mod}(R)\rangle$ zu ermöglichen, sind in Abbildung 5.4 unten die entsprechenden Signalbreiten σ_Q^{mod} der auf d_{mod} normierten Signalspektren dargestellt. Erwartungsgemäß zeigen die Signalbreiten σ_Q^{mod} und σ_q^{mod} ein gleiches zum Zylinderradius proportionales Verhalten.

Aus den in Abbildung 5.2 gezeigten mittleren Myonsignalen und den in Abbildung 5.4 dargestellten Signalbreiten σ_Q^{mod} lassen sich diejenigen Radien R_{mod}^{μ} entnehmen, bei denen der Zylinder das gesamte Myonsignal bei einer möglichst geringen relativen Signalbreite σ_Q^{mod} enthält. Die ausgewählten Zylinderradien R_{mod}^{μ} für die verschiedenen Kalorimeterteile sind in den Abbildung 5.2 durch Pfeile kenntlich ge-

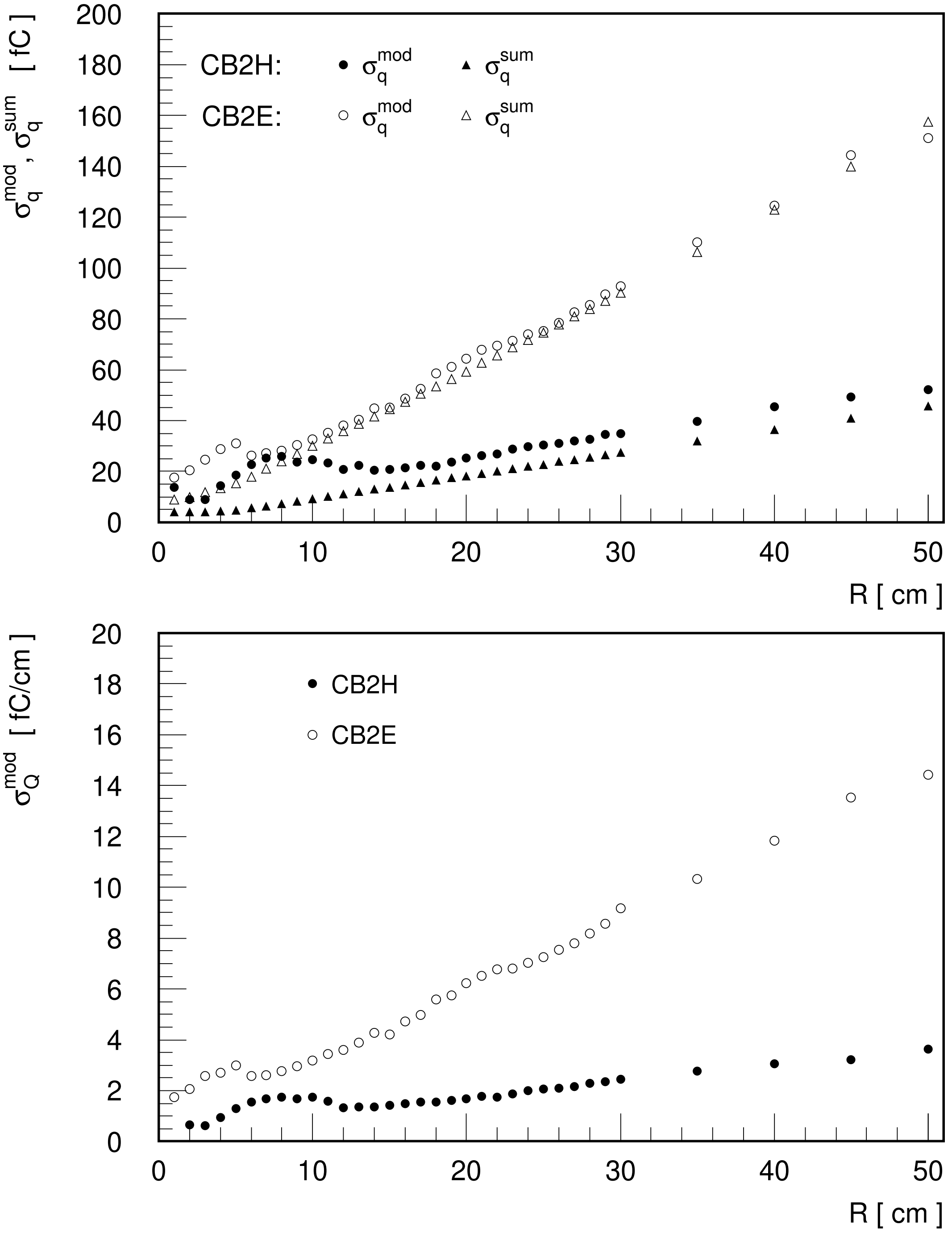

Abbildung 5.4: Signalbreiten σ_q^{mod}, σ_q^{sum} und σ_Q^{mod} (siehe Text) im CB2–Kalorimeter für eine Hochspannung U_{HV}= 1500 V in Abhängigkeit vom Zylinderradius R

	CB1E	CB2E	CB3E	CB1H	CB2H	CB3H
R^{μ}_{mod}	11cm	11cm	8cm	18cm	18cm	16cm

Tabelle 5.3: Zylinderradien R^{μ}_{mod} für die verschiedenen Module des CB–Kalorimeters.

macht und in Tabelle 5.3 aufgeführt.

Das mittlere Myonsignal

$$\langle Q_{mod}(U_{HV})\rangle := \langle Q_{mod}(R^{\mu}_{mod}, U_{HV})\rangle$$

eines Zylinderradius R^{μ}_{mod} entspricht somit der im Mittel gemessenen Ionisationsladung der kosmischen Myonen bei einer entsprechen Hochspannung U_{HV}.

In Abbildung 5.1 oben sind die Verteilungen der Myonsignale in Zylindern mit den Radien R^{μ}_{mod} beispielhaft für das CB2–Kalorimeter bei einer Hochspannung von U_{HV}= 1500 V dargestellt. Wie oben bereits diskutiert, unterscheiden sich die Signalbreiten im CB2E– und CB2H–Kalorimeter dem Rauschverhalten der Zellsignale entsprechend ganz erheblich. Die relativen Fehler der Zentralwerte von 1,3 % im CBE– und 0,7 % im CB2H–Kalorimeter sind jedoch hinreichend klein, um trotz der hohen Signalbreiten ein signifikant von Null verschiedenes Signal zu messen. Dies gilt auch für die im Mittel gemessene Ionisationsladung der Myonen bei einer Hochspannung U_{HV} von nur 250 V, wie man den entsprechenden Signalspektren in Abbildung 5.5 entnehmen kann. Die Fehler der Mittelwerte betragen für letztere Signalspektren 2,5 % bzw. 1,1 % im CB2E– bzw. CB2H–Kalorimeter.

Die um 9 % bzw. 18 % geringeren Breiten der in Abbildung 5.5 gezeigten Signalspektren gegenüber denen in Abbildung 5.1 erklären sich durch den mit der Signalhöhe abnehmenden Einfluß der Fluktuation des Myonsignals auf die Signalspektren bei niedrigeren Hochspannungen.

Im folgendem Abschnitt wird untersucht, ob die Rauschsignale das Myonsignal verfälschen, oder lediglich dessen Verbreitung bewirken.

5.2 Einfluß des Rauschens auf das mittlere Myonsignal

Um den Einfluß des Rauschens auf das mittlere Myonsignal abschätzen zu können, wurde das Rauschverhalten in Kalorimetermodulen untersucht, die aufgrund ihrer Lage kein Myonsignal enthalten. Die Auswahl der Kalorimetermodule erfolgte mit Hilfe des zur Bestimmung des Myonsignals verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus in folgender Weise: Zu der in den Myonereignissen rekonstruierten Myonspur g wurde eine Ersatzspur g' ermittelt, die sich aus der Spiegelung der Originalspur g an der y–z–Ebene und einer anschließenden Verschiebung um 60 cm entlang der z–Achse ergibt. Dabei wird die Originalspur g in positive bzw. negative z–Richtung

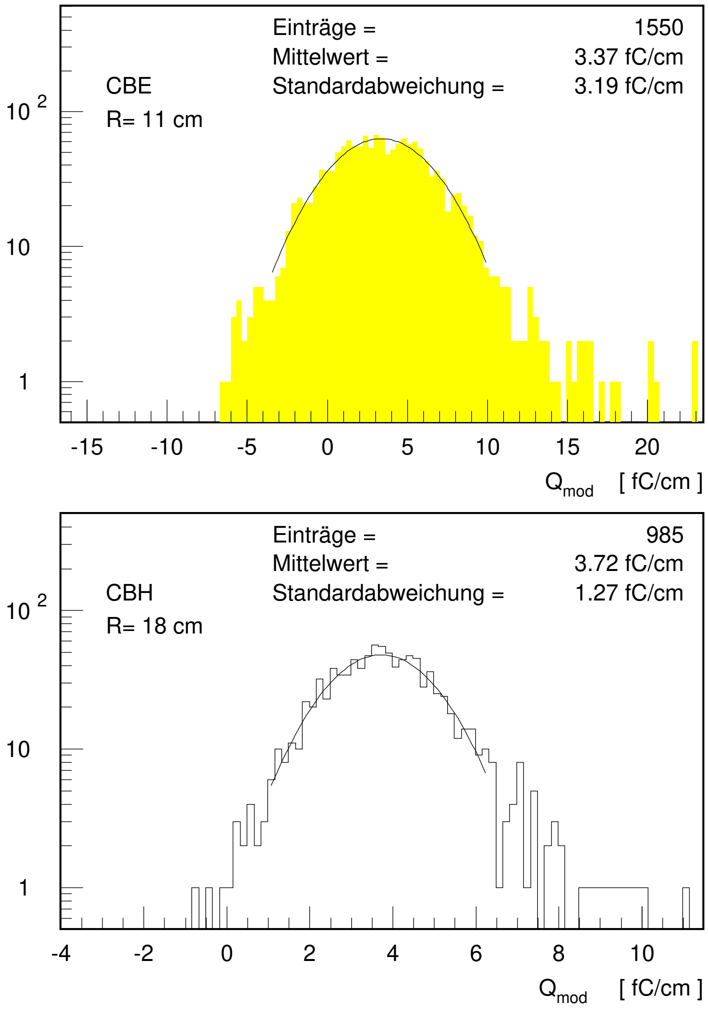

Abbildung 5.5: Signalspektren der rekonstruierten Myonsignale Q_{mod} im CB2E– und CB2H–Kalorimeter für eine Hochspannung U_{HV}= 250 V mit den in Abbildung 5.1 oben gezeigten gleichen Zylinderradien R.

verschoben, falls der Spurpunkt von g mit dem geringsten Abstand zur Strahlachse eine negative bzw. positive z–Koordinate hat. Aufgrund dieser Symmetrieoperation bezüglich des Ursprungs war es möglich, einen vergleichbaren Satz an Kalorimetermodulen zu selektieren, wie sie in den Myonereignissen ausgewählt werden.

Mit Hilfe der Ersatzspur g' wurde gemäß Gleichung 4.7 und 4.8 eine dem Myonsignal vergleichbares Rauschsignal Q_{mod}^{rausch} bestimmt:

$$Q_{mod}^{rausch}(R) = \frac{1}{d_{mod}} \sum_{D_{zelle,i}<R} Q_i^{korr} \tag{5.3}$$

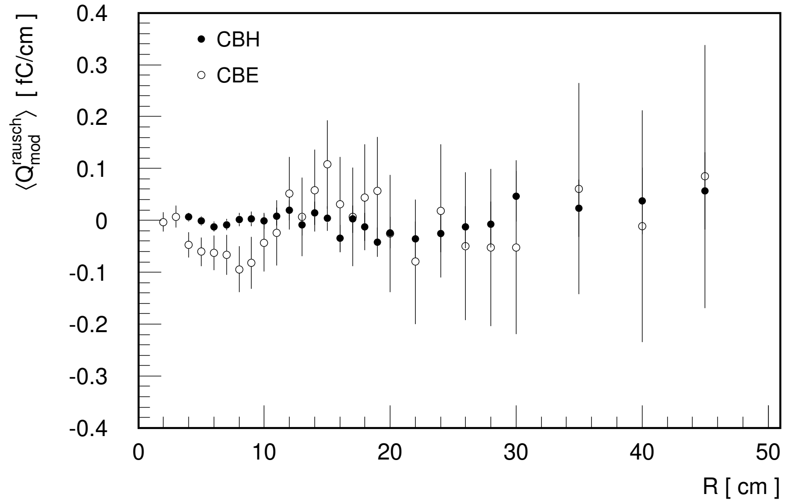

Abbildung 5.6: Mittleres Rauschsignal $\langle Q_{mod}^{rausch} \rangle$ im CBE– bzw. CBH–Kalorimeter bei einer Hochspannung U_{HV}= 1500 V in Abhängigkeit vom Zylinderradius R

Hierbei ist D'_{zelle} der Abstand der Zellmittelpunkte zur Ersatzspur g'. Das mittlere Signalrauschen $\langle Q_{mod}^{rausch} \rangle$ wurde in analoger Weise zum Myonsignal aus den Signalspektren von Q_{mod}^{rausch} durch Anpassen einer Gaußfunktion bestimmt. In Abbildung 5.6 ist das mittlere Signalrauschen $\langle Q_{mod}^{rausch} \rangle$ in Abhängigkeit vom Zylinderradius R bei einer Hochspannung von U_{HV}= 1500 V aufgetragen. Ebenso wie beim Myonsignal zeigt das mittlere Signalrauschen $\langle Q_{mod}^{rausch} \rangle$ ein stark korreliertes Verhalten für Zylinderradien ähnlicher Größe. Die Abweichungen des mittleren Signalrauschens $\langle Q_{mod}^{rausch} \rangle$ von Null sind mit etwa 0,5 % bis 1 % des mittleren Myonsignals $Q_{mod}^{\langle \mu \rangle}$ jedoch sehr gering und innerhalb ihrer Fehler mit Null verträglich.

Da das Signalrauschen Q_{mod}^{rausch} in analoger Weise zum Myonsignal rekonstruiert wurde, kann nach obigem Ergebnis ein systematischer Einfluß des Rauschens auf das mittlere Myonsignal und somit auf die Ladungssammlungseffizienz ausgeschlossen werden.

5.3 Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz

Aus den in Abschnitt 4.1 beschriebenen Datensätzen wurde mithilfe der entwickelten Rekonstruktionsmethode die gemessene Ionisationsladung $Q_{mod}^{\langle \mu \rangle}$ der kosmischen Myonen für die verschiedene Ringe des CBE– und CBH–Kalorimeters bestimmt. Die rekonstruierten mittleren Myonsignale $Q_{mod}^{\langle \mu \rangle}$ sind in Abbildung 5.7 in Abhängigkeit von der Hochspannung U_{HV} aufgetragen und in Tabelle 5.4 aufgeführt. Die in der Tabelle 5.4 ausgewiesenen Fehler $\sigma_{\langle Q \rangle}^{mod}$ der mittleren Myonsignale $\langle Q_{mod} \rangle$ werden in

		CB1E	CB2E	CB3E	CB1H	CB2H	CB3H
U_{HV}= 250 V	$\langle Q_{mod}\rangle$	3.14	3.26	3.32	3.62	3.69	3.69
	$\sigma^{mod}_{\langle Q\rangle}$	0.10	0.08	0.08	0.07	0.04	0.05
U_{HV}= 500 V	$\langle Q_{mod}\rangle$	4.97	5.02	5.10	5.16	5.32	5.35
	$\sigma^{mod}_{\langle Q\rangle}$	0.12	0.08	0.09	0.07	0.05	0.06
U_{HV}= 750 V	$\langle Q_{mod}\rangle$	5.87	5.95	5.87	6.18	6.32	6.28
	$\sigma^{mod}_{\langle Q\rangle}$	0.11	0.08	0.09	0.07	0.05	0.06
U_{HV}= 1000 V	$\langle Q_{mod}\rangle$	6.27	6.28	6.41	6.68	6.86	6.79
	$\sigma^{mod}_{\langle Q\rangle}$	0.11	0.08	0.09	0.08	0.05	0.06
U_{HV}= 1250 V	$\langle Q_{mod}\rangle$	6.51	6.73	6.89	6.86	7.24	7.17
	$\sigma^{mod}_{\langle Q\rangle}$	0.12	0.08	0.09	0.07	0.06	0.06
U_{HV}= 1500 V	$\langle Q_{mod}\rangle$	6.89	6.91	7.07	7.29	7.39	7.30
	$\sigma^{mod}_{\langle Q\rangle}$	0.12	0.09	0.10	0.08	0.06	0.07
U_{HV}= 1500 V	$\langle Q_{mod}\rangle$	6.69	6.83	7.12	7.12	7.41	7.48
	$\sigma^{mod}_{\langle Q\rangle}$	0.11	0.08	0.08	0.06	0.05	0.06

Tabelle 5.4: Mittleres Myonsignal $\langle Q_{mod}\rangle$ und dessen Fehler $\sigma^{mod}_{\langle Q\rangle}$ in den drei Ringen des CBE– bzw. CBH–Kalorimeters für die verschiedenen Hochspannungen U_{HV}.

Kalorimeterteil	ε(1500 V)	σ_ε	Q_0 [fC/cm]	σ_{Q_0} [fC/cm]	P [ppm]	σ_P [ppm]	χ^2/n_f
CB1H	0,836	0,010	8,621	0,086	2,460	0,085	1,7
CB2H	0,825	0,0085	8,966	0,065	2,524	0,059	0,96
CB3H	0,828	0,0093	8,923	0,072	2,509	0,065	0,94
CB1E	0,816	0,020	8,32	0,14	2,53	0,14	1,4
CB2E	0,817	0,014	8,41	0,11	2,47	0,10	1,4
CB3E	0,813	0,014	8,72	0,12	2,62	0,11	0,46

Tabelle 5.5: Ergebnisse aus der an die Meßwerte $\langle Q_{mod}\rangle$ angepaßten Parametrisierung für die verschiedenen Teile des CB–Kalorimeters.

Abbildung 5.4 durch die Symbolgröße der Meßpunkte vollständig überlagert und treten daher dort nicht in Erscheinung.

Zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz am Arbeitspunkt bei U_{HV}= 1500 V wurde die in Gleichung 2.9 angegebene Parametrisierung von Hofmann et. al. an die jeweiligen Meßpunkte angepaßt. Das Ergebnis der angepaßten Parametrisierung entnimmt man Tabelle 5.5. Die in den einzelnen Ringen des CBE– bzw. CBH–Kalorimeters bestimmten Ladungssammlungseffizienzen zeigen innerhalb ihrer Fehler von rund 1 % eine sehr gute Übereinstimmung. Die um etwa 1 % höhere La-

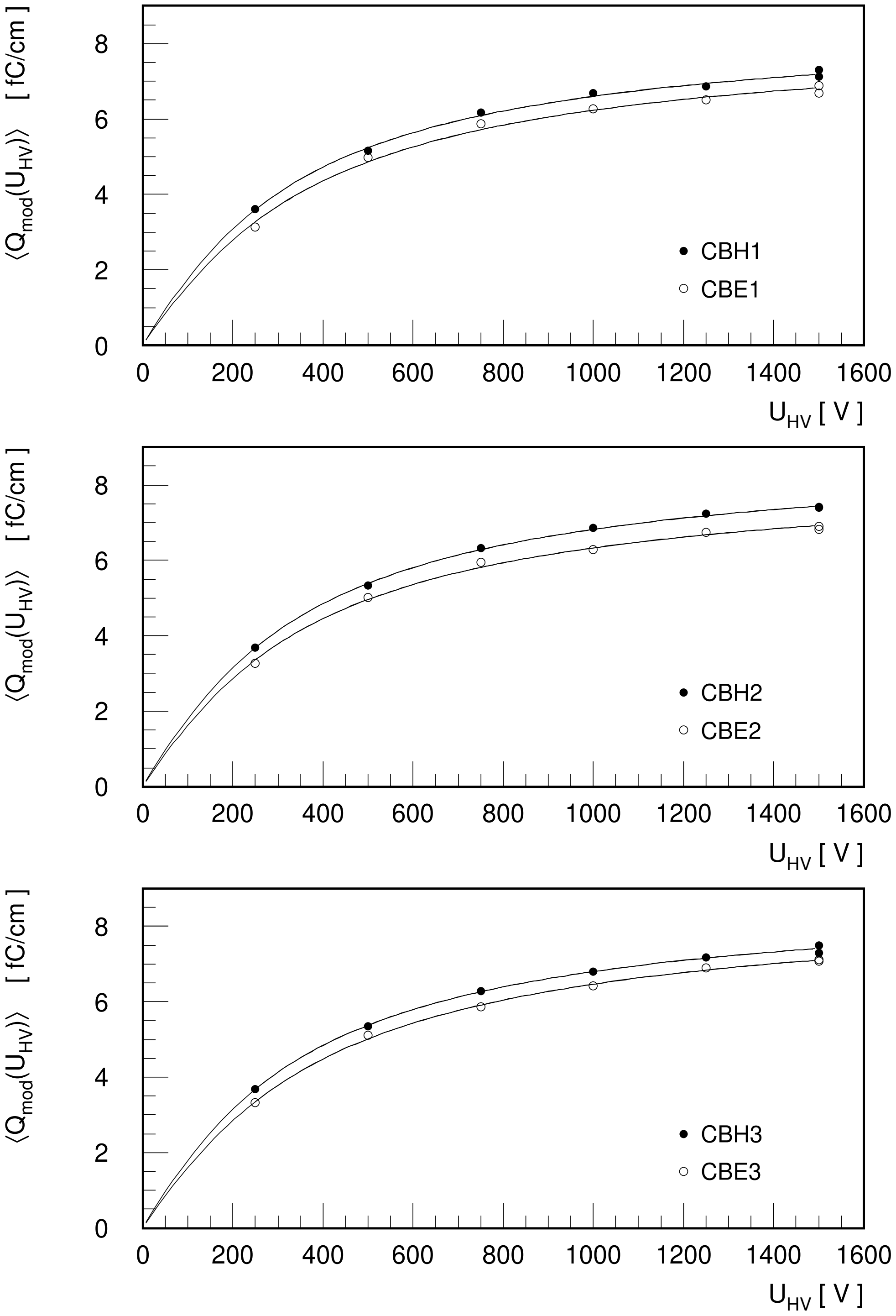

Abbildung 5.7: Mittleres Myonsignal $\langle Q_{mod} \rangle$ in Abhängigkeit von der Hochspannung U_{HV} für die drei Ringe des CBE– bzw. CBH–Kalorimeters.

dungssammlungseffizienz im CBH–Kalorimeter gegenüber der im CBE–Kalorimeter ergibt sich aus der geringeren Dicke der Ausleseschichten flüssigen Argons im CBH–Kalorimeter. Wie bereits in Kapitel 5.1 besprochen, beträgt der Unterschied der Ladungssammlungseffizienz im elektromagnetischen und hadronischen Teil des CB–Kalorimeters mit der hier bestimmten Konzentration elektronegativer Substanzen P nach Gleichung 2.9 gerade 1 %. Hieraus wird deutlich, daß es mit der entwickelten Rekonstruktionsmethode möglich ist, die Ladungssammlungseffizienz in Kalorimeterteilen mit unterschiedlichen Ausleseeinheiten in gleicher Weise zu bestimmen.

Die ermittelten Konzentrationen elektronegativer Substanzen P zeigen in den unterschiedlichen Kalorimeterteilen innerhalb ihrer Fehler von 2 % bis 6 % ebenfalls eine recht gute Übereinstimmung. Da jedoch für die Konzentration elektronegativer Substanzen P in der Parametrisierung von Hofmann ein Fehler von 20 % angeben wird, ist eine absolute Bestimmung von P nur bedingt sinnvoll. Zudem läßt sich P nicht eindeutig auf eine bestimmte verunreinigende Substanz zurückführen, so daß P von verschiedenen Substanzen bestimmt wird, die einen unterschiedlichen Einfluß auf die Ladungssammlungseffizienz haben können.

Weiterhin ist der angepaßten Parametrisierung die von den kosmischen Myonen im Argon erzeute Ionisationsladung $2Q_0$ zu entnehmen. Die Ionisationsladung $2Q_0$ soll im folgenden mit der Anzahl erzeugter Ladungspaare verglichen werden, die aus dem Energieübertrag $dE/dx|_\mu$ der kosmischen Myonen auf die Argonatome zu erwarten ist.

Die Energie der kosmischen Myonen kann mit (3 ± 0.5) GeV in der Detektormitte abgeschätzt werden, siehe auch Abschnitt 4.3.4. Aus den in [Loh85] tabellierten Werten für den mittleren Energieverlust pro Weglänge im flüssigen Argon ergibt sich damit ein $dE/dx|_\mu$ von $(2,52 \pm 0,08)$ MeV/cm.

Die zur Erzeugung eines Ladungspaares aufzuwendende Energie E_{Ar}^{paar} wurde von Miyayima et al. [Miy74] zu $(23,6 \pm 0,6)$ eV bestimmt. Hiermit ergibt sich eine erwartete Ladung pro Wegstrecke von

$$\frac{\text{Ladung}}{\text{Wegstrecke}} = \frac{e}{E_{Ar}^{paar}} \left.\frac{dE}{dx}\right|_\mu = (17,11 \pm 0,54)\ \text{fC/cm}\ ,$$

die eine gute Übereinstimmung mit der oben bestimmten primären Ionisationsladung von $2Q_0$ zeigt.

Um einen systematischen Einfluß der gewählten Zylinderradien, siehe Tabelle 5.3, auf die ermittelten Ladungssammlungseffizienzen ausschließen zu können, wurde die Analyse mit jeweils um 2 cm vergrößerten Zylinderradien durchgeführt. Die erhaltenen Ladungssammlungseffizienzen bzw. alle Parameter der angepaßten Parametrisierung zeigten keine statistisch signifikanten Unterschiede zu den zuvor ermittelten.

Aufgrund der sehr guten Übereinstimmung der Ladungssammlungseffizienzen in den einzelnen Ringen des CBE– bzw. CBH–Kalorimeters läßt sich für alle Module des CBE– bzw. CBH–Kalorimeters eine gemeinsame Ladungssammlungseffizienz bestimmen. Aus den in den einzelnen Kalorimetermodulen gemessenen Ladungssammlungseffizienzen wurden die gewichteten Mittelwerte gebildet. Für das CBE–Kalorimeter ergibt sich eine Ladungssammlungseffizienz am Arbeitspunkt von

$$\varepsilon_{CBE}(1500\mathrm{V}) = 0,815 \pm 0,001$$

und für das CBH–Kalorimeter von

$$\varepsilon_{CBH}(1500\mathrm{V}) = 0,829 \pm 0,003 \ .$$

Dieses Ergebnis zeigt, daß die Ladungssammlungseffizienz für das CBE– und CBH–Kalorimeter signifikant unterschiedlich ist. Dieser durch den differierenden Abstand der Ausleseplatten bedingte Effekt wird im H1–Experiment nicht berücksichtigt. Die hier bestimmten Ladungssammlungseffizienzen müssen mit der für das H1–Kalorimeter zum Zeitpunkt der Datennahme angenommenen globalen Ladungssammlungseffizienz $\varepsilon_{H1}(1500V) = (0,87 \pm 0,01)$ verglichen werden. Hierzu wird im folgenden Kapitel zunächst kurz erläutert, auf welche Weise die Ladungssammlungseffizienz ε_{H1} bisher bestimmt wurde, um anhand der methodischen Unterschiede das Ergebnis dieser Analyse diskutieren zu können.

Kapitel 6

Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden zunächst die in einer vorhergehenden Analyse angewandten Methoden zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz des H1–Flüssigargon–Kalorimeters kurz dargestellt. Im Anschluß daran erfolgt ein Vergleich der Methoden mit den in dieser Arbeit entwickelten.

6.1 Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz des Flüssigargon–Kalorimeters zu Beginn des H1–Experimentes

Auf der Basis der in den Jahren 1991 und 1992 aufgenommenen Myonereignisse wurde eine erste Ladungskalibration des H1–Kalorimeters vorgenommen [Sti92]. Die Daten wurden dabei mit einem Rauschschnitt aufgezeichnet. Während der Rekonstruktion der Daten erfolgte eine Zusammenfassung topologisch zusammenhängender Zellen zu Gruppen, sogenannten Clustern [Gör91].

Das Myonsignal ergab sich in der damaligen Analyse aus den Clustern und wurde in Abhängigkeit von der Hochspannung bestimmt. Der durch den Rauschschnitt und den Clusteralgorithmus verursachte Signalverlust wurde durch eine mit Hilfe von Simulationsrechnungen bestimmte Korrekturfunktion kompensiert. An die so korrigierte Hochspannungskurve wurden die in den Gleichungen 2.9 und 2.11 angegebenen Parametrisierungen angepaßt.

Für die Ladungssammlungseffizienz ergab sich 1991 und 1992 im CBH–Kalorimeter ein Wert von $\varepsilon_{H1} = 0,93 \pm 0,01$ mit einem abgeschätzten systematischen Fehler von 6%. Für das CBE–Kalorimeter konnte keine zuverlässige Analyse des Myonsignals vorgenommen werden, da der Signalverlust im CBE–Kalorimeter aufgrund des im Verhältnis zum Signal doppelt so großen Rauschens nicht hinreichend genau korrigiert werden konnte.

6.2 Überwachung der Ladungssammlungseffizienz bei H1

Eine zeitliche Veränderung der Reinheit des flüssigen Argons führt zwangsläufig zu einer Veränderung der Ladungssammlungseffizienz. Im Laufe der Zeit ist eine zunehmende Verunreinigung des Argons z.B. durch undichte Ventile oder auch Ausgasungen der im Argon befindlichen Materialien zu erwarten. Das daher notwendige Überwachungssystem soll im folgenden beschrieben werden.

Das H1–Kalorimeter verfügt über ein Meßsystem, das den Reinheitsgrad des flüssigen Argons und somit die Stabilität der Ladungssammlungseffizienz überwacht. Es basiert auf unabhängigen Meßeinheiten, die sich an verschiedenen Stellen im Kalorimeter befinden. Diese Meßeinheiten sind als Ionisationskammern aufgebaut, die über eine vom Kalorimeter unabhängige Hochspannung versorgt werden. Als Teilchenquelle dient der β–Strahler ^{207}Bi mit einer Aktivität von 10^4 Bq. Die Ausleseschicht flüssigen Argons der Meßeinheiten beträgt 4 mm bzw. 6 mm in einem elektrischen Feld von 1 kV/mm zwischen den Ausleseplatten. Das Meßsignal wird über einen gekühlten Vorverstärker auf einen Vielkanalanalysator gegeben, der das Energiespektrum der β–Proben aufzeichnet. Das gemessene Signal wird mit Hilfe eines Spannungspulsers über einen Kondensator mit 10 pF kalibriert. Aus der abfallenden Flanke des Energiespektrums bei etwa 1050 keV wird der Halbwert bestimmt und auf seine zeitliche Stabilität überprüft. Die Messung wird stündlich durchgeführt und dient somit als Warnsystem zur frühzeitigen Erkennung von Verunreinigungen. Weitere Information zum Aufbau des Meßsystems finden sich in [H193b].

Um etwaige Veränderungen der Ladungssammlungseffizienz zu bestimmen, werden mehrmals pro Jahr mit den Meßeinheiten die in Abb 6.1 gezeigten Hochspannungskurven vermessen. An diese Hochspannungskurven wird die in Gleichung 2.11 gezeigte Parametrisierung angepaßt. Die Messungen zeigen mit der verwendeten Parametrisierung übereinstimmende Ergebnisse der relativen Änderung der Ladungssammlungseffizienz für verschiedene Proben.

Aufgrund der unterschiedlichen Bauart der Meßeinheiten sind jedoch die Absolutwerte dieser Messung mit der Ladungssammlungseffizienz des Kalorimeters nicht direkt vergleichbar. Es ist daher mit der vorgestellten Meßapparatur nur eine relative, nicht aber eine absolute Messung der Ladungssammlungseffizienz möglich. Als Referenzwert wird die von J. Stier [Sti92] ermittelte Ladungssammlungseffizienz benutzt. Die im H1–Experiment verwendete Ladungssammlungseffizienz beruht somit zum einen auf der zu Beginn des Experimentes durchgeführten Ladungskalibration (siehe Abschnitt 6.1) und zum anderen auf der Extrapolation des Wertes mittels der in diesem Abschnitt beschriebenen Messungen. In Abbildung 6.2 sind die Meßergebnisse des Anteils elektronegativer Substanzen im flüssigen Argon seit Beginn des Experimentes im Jahre 1991 bis heute gezeigt, die eine Abnahme der Ladungssammlungseffizienz von $\varepsilon_{h1} = 0,93$ auf $\varepsilon_{h1} = 0,87$ im Zeitraum von 1991 bis 1995

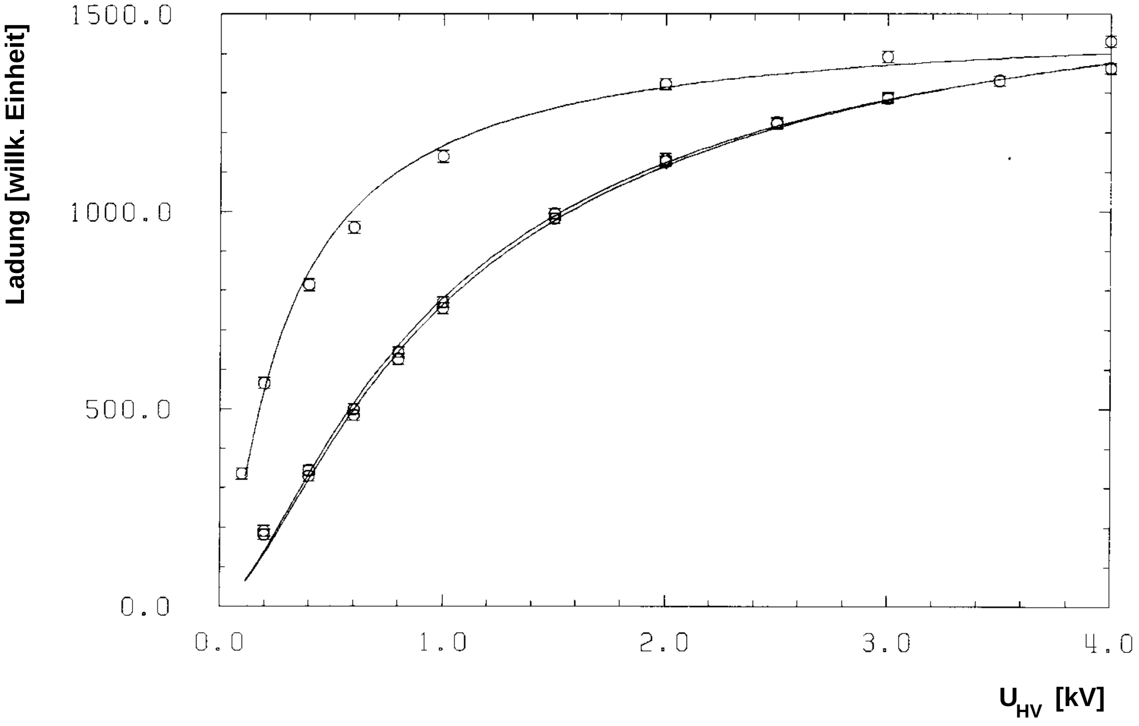

Abbildung 6.1: Gezeigt sind die mit den im Text beschriebenen Meßeinheiten bestimmten Hochspannungskurven. Die obere Kurve wurde zu Beginn des Experiments im Jahre 1991 bestimmt, die beiden unteren zeigen die Ergebnisse der letzten Messungen [Bab96].

zur Folge haben [Bab96]. Hierzu ist anzumerken, daß in jüngster Zeit eine Temperaturabhängigkeit dieser Meßmethode festgestellt wurde [Coz95], die in Abbildung 6.2 nicht berücksichtigt ist.

6.3 Vergleich der Methoden

Aus der zeitlichen Extrapolation der Ladungssammlungseffizienz von 1992, dem Zeitpunkt der Bestimmung des Referenzwertes, bis 1995, dem Zeitpunkt der Datennahme der hier analysierten Daten, ergibt sich ein Wert von $\varepsilon_{H1} = 0,87 \pm 0,01$ mit einem systematischen Fehler von mindestens 6%. Obwohl dieser Wert innerhalb seines systematischen Fehlers mit dem in der vorliegenden Analyse verträglich ist, werden die wesentlichen methodischen Unterschiede und Probleme, die zu der beobachteten Diskrepanz von etwa 4% führen können, hier diskutiert.

- Behandlung des Kalorimeterrauschens:
  Bei den der Analyse von 1992 zugrundeliegenden Daten wurde bei der Datennahme ein Rauschschnitt auf die Signale des Kalorimeters angewendet.

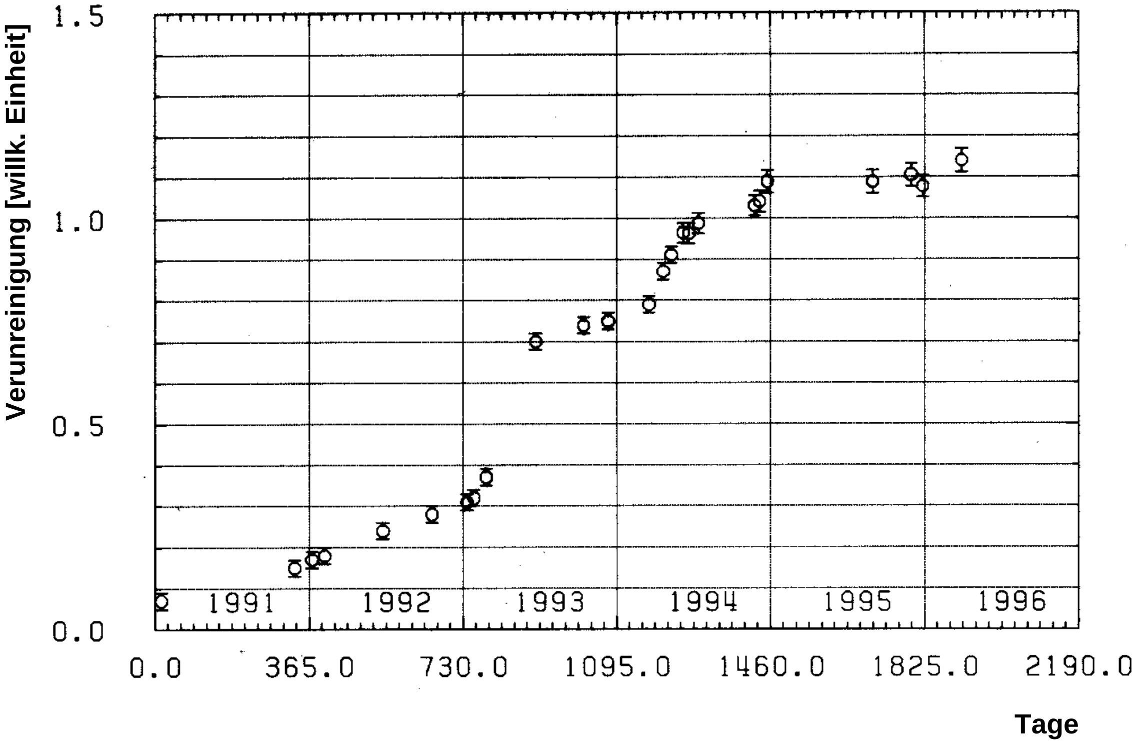

Abbildung 6.2: Gezeigt ist der Anteil elektronegativer Substanzen im flüssigen Argon seit Beginn des Experimentes bis heute, dem eine Abnahme der Landungssammlungseffizienz des Kalorimeters von 6.5% in diesem Zeitraum entspricht. Dabei sind die Einheiten der Ordinate willkürlich gewählt [Bab96].

Hierdurch werden Zellen, die einen kleinen Anteil des Myonsignals tragen, verworfen und das Myonsignal verfälscht. Dies wurde in der Analyse mithilfe von Simulationsrechnungen korrigiert.

Für die vorliegende Analyse wurden die Daten ohne Rauschschnitt aufgezeichnet, so daß das vollständige Myonsignal in der Analyse berücksichtigt wird. Korrekturen sind daher nicht notwendig.

- Identifikation der Myonen:
  In der Analyse von 1992 wurden die Myonen mithilfe des Flüssigargon–Kalorimeters selbst identifiziert. Dies führt aufgrund des angewandten Rauschschnittes dazu, daß insbesondere bei niedrigen an das Kalorimeter angelegten Hochspannungen bevorzugt diejenigen Myonen gefunden werden, die eine überdurchschnittlich hohe Ladung im Kalorimeter erzeugen. Es kann daher nicht von einer Signalquelle ausgegangen werden, die unabhängig von der Hochspannung ein konstantes mittleres Ladungssignal im Kalorimeter erzeugt. Auch dieser Einfluß wurde in der Analyse unter Zuhilfenahme von Simulationsrechnungen korrigiert.

In der vorliegenden Analyse werden die Myonen durch vom Flüssigargon–Kalorimeter unabhängige Detektorkomponenten identifiziert. Die Identifikation der Myonen ist daher unabhängig von der an das Kalorimeter angelegten Hochspannung und die Annahme einer im Mittel konstanten Signalquelle ist gerechtfertigt. Korrekturen sind nicht erforderlich.

- Zeitliche Extrapolation der Ladungssammlungseffizienz:
  Bei der zeitlichen Extrapolation der Ladungssammlungseffizienz ist der Einfluß der Temperatur des flüssigen Argons während der einzelnen Messungen nicht berücksichtigt worden. Auch hier ist ein Fehler nicht auszuschließen.

Die vorgestellten Argumente führen zu dem Schluß, daß die in der vorliegenden Arbeit entwickelte Methode zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz eine höhere Präzision und einen geringeren systematischen Fehler besitzt. Die hierbei erhaltenen Ergebnisse dürfen jedoch nicht dahingehend interpretiert werden, daß die Energiekalibration des Flüssigargon–Kalorimeters über den von der H1–Kollaboration angegebenen systematischen Fehler hinaus fehlerhaft ist. Vielmehr wird in physikalischen Analysen bestätigt, daß die Energiekalibration innerhalb eines systematischen Fehlers von ±3% im elektromagnetischen und ±4% im hadronischen Kalorimeter korrekt ist [H196b]. Daher muß davon ausgegangen werden, daß die Diskrepanz in der Ladungssammlungseffizienz durch andere Korrekturen oder Inkonsistenzen innerhalb der Rekonstruktionskette von der gemessenen Ladung zur rekonstruierten Teilchenenergie kompensiert wird.

Zusammenfassung

Die im Flüssigargon–Kalorimeter deponierte Energie eines Teilchens wird auf der Basis der im Argon erzeuten Ionisationsladung rekonstruiert. Die zu berücksichtigende Signalausbeute der Ionisationsladung wird durch die Ladungssammlungseffizienz beschrieben. Eine genaue Kenntnis dieser Größe ist daher für die Eichung der absoluten Energieskala wichtig.

In der vorliegenden Arbeit dienten kosmische Myonen als Teilchenquelle zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz. Hierzu wurde eine neue Methode zur Rekonstruktion der Myonsignale entwickelt. Wegen der geringen Signalhöhe der Myonen in der Größenordnung des Kalorimeterrauschens wurden die Kalorimetersignale ohne Rauschunterdrückung analysiert. In diesem Zusammenhang wurde das Rauschverhalten der Kalorimetermodule detailliert untersucht und berücksichtigt. Dabei wurde für jede Kalorimeterzelle der Kalibrationsnullpunkt aus den mittleren Rauschsignalen in Zufallsereignissen neu bestimmt.

Zum Auffinden der Myonsignale im Kalorimeter dienten die Spurinformationen aus der zentralen Spurkammer und dem instrumentierten Eisenjoch. Das Myonsignal wurde aus der Summe aller Zellsignale innerhalb eines angepaßten und optimierten Zylinders um die aus der zentralen Spurkammer heraus verlängerte Spur gewonnen.

Das Ansprechverhalten des Kalorimeters wurde in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung bestimmt. Mithilfe der an diese Hochspannungskurve angepaßten von Hofmann et. al. verwendeten Parametrisierung wurden die Ladungssammlungseffizienzen für die drei Ringe des CBE– bzw. CBH–Kalorimeters getrennt bestimmt. Die gemessenen Werte sind jeweils für das CBE– und CBH–Kalorimeter innerhalb ihrer Fehler von 1% kompatibel. Die mittlere Ladungssammlungseffizienz ε beträgt im CBH–Kalorimeter $\varepsilon_{CBH} = (82,9 \pm 0,3)\%$. Für das CBE–Kalorimeter wurde erstmalig ein Wert von $\varepsilon_{CBE} = (81,5 \pm 0,1)\%$ bestimmt. Die Differenz der beiden Ladungssammlungseffizienzen kann auf die unterschiedlichen Dicken der Ausleseschichten im CBE– und CBH–Kalorimeter zurückgeführt werden. Daher erscheint die Einführung von unterschiedlichen Ladungssammlungseffizienzen für das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter sinnvoll.

Die besonderen Merkmale dieser Methode werden im folgenden genannt: Sie ist unabhängig von Simulationsrechnungen. Das Myonsignal wird nur aus Kalorimetermodulen gewonnen, die es vollständig enthalten, wodurch ein Signalverlust im Bereich der Modulübergänge ausgeschlossen wird. Weiterhin kann die Ladungssammlungseffizienz im CBE– und CBH–Kalorimeter auf dieselbe Weise bestimmt werden, trotz unterschiedlicher Zellgrößen und verschiedener Materialien. Hervorzuheben ist, daß diese Methode erstmals die Messung der Ladungssammlungseffizienz im CBE–Kalorimeter des H1–Detektors ermöglichte.

Die beobachtete Differenz zwischen den Signalhöhen der Myonen im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter gibt Anlaß zu weiterführenden Untersuchungen bezüglich des Ansprechverhaltens des Kalorimeters.

Literaturverzeichnis

[Ahl80] Steven P. Ahlen, *Theoretical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles*, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 121

[Ahl82] Steven P. Ahlen, *Calculation of the relativistic Bloch correction to stopping power*, Phys. Rev. A 25 (1982) 1856

[Ama81] U. Amaldi, *Fluctuations in Calorimetry Measurements*, Phys. Scripta 23 (1981) 409

[Bab96] A. Babajev, *Calorimeter group meeting* (3.4.1996)

[Bat70] G. Bathow et al., Nucl. Phys. B 20 (1970) 592

[Coz95] G. Cozzika, *Calorimeter group meeting* (2.3.1995)

[Fab85] C. W. Fabjan, *Calorimetry in High-Energy Physics*, CERN-EP/85-54 (1985)

[Fla87] W. Flauger, *Some Properties of High Resistive Coating (HCR)*, H1-1/87-56 (1987)

[Gör91] L. Görlich, H. P. Wellisch, *Documentation of the LAr clustering*, Interner Bericht H1–04/91–171 (1991)

[Gru84] Claus Grupen, *Neuigkeiten aus der Physik der kosmischen Strahlung*, Universität Siegen SI-84-7 (1984)

[Gru93] Claus Grupen, *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftsverlag Mannheim, Leipzig, Wien (1993)

[H193a] H1 Collaboration, *Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparisons with simulations*, Nucl. Instr. Meth. A 336 (1993) 499

[H193b] H1 Collaboration, *The H1 liquid argon calorimeter system*, Nucl. Instr. and Meth. A 336 (1993) 460

[H194] H1 Collaboration, *Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons*, Nucl. Instr. Meth. A 350 (1994) 57

[H196a] H1 Collaboration, *The H1 Detektor*, Interner Report DESY H1-96-01, Publikation vorgesehen in Nucl. Instr. Meth.

[H196b] H1 Collaboration, *A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function* $F_2(x, Q^2)$ *at HERA*, Nucl. Phys. B 470 (1996) 3

[Hil37] R. Hilsch, R. W. Pohl, *Eine quantitative Behandlung der stationären lichtelektrischen Primär– und Sekundärströme in Kristallen, erläutert am KH–K–Br–Mischkristall als Halbleitermodell*, Z. Physik 108 (1937) 55

[Hof76] W. Hofmann et al. *Production and transport of conduction electrons in a liquid argon ionization chamber*, Nucl. Instr. Meth. 135 (1976) 151

[Kel68] S. R. Kelner, Yu. D. Kotov, Sov. J. Nucl. Phys. 7 (1968) 237

[Lap92] J–F. Laporte, *Determination of the Electromagnetic Scale for the CB Calorimeters*, H1–04/92–218 (1992)

[Leo94] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag Berlin (1994)

[Loh85] W. Lohmann, R. Kopp, R. Voss, *Energy Loss of Myons in the Energy Range 1-10000 GeV*, CERN 85-03 (1985)

[Mil68] L. S. Miller, S. Hove, W. E. Spear, Phys. Rev. 166 (1968) 871

[Miy74] M. Miyajima et al. *Average Energy Expended per Ion Pair in Liquid Argon* , Phys. Rev. A9 (1974) 1439

[Mol47] G. Molière, *Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen*, Z. Naturforsch. 2a (1947) 133; Z. Naturforsch. 3a (1948) 78

[Par90] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Lett. B 239 (1990)

[Par94] Particle Data Group, *Particles and Fields*, Phys. Rev. D (1994)

[Pet68] A. A. Petrukhin, V. V. Shestakov , Can. J. Phys. 46 (1968) 377

[Ros64] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice Hall, New York (1964)

[Seg65] E. Segrè, *Nuclei and Particles*, Benjamin, New York (1965)

[She93] V. Shekelyan, *Simulation and Reconstruction in H1 Liquid Argon Calorimetry*, Interner Bericht H1–04/93–288 (1993)

[Ste84] R. M. Sternheimer, M. J. Berger, S. M. Seltzer, *Density Effect for the Ionization Loss of charged Particles in various Substances*, At. Data Nucl. Data Tabl. 30 (1984) 261

[Ste82] R. M. Sternheimer, S. M. Seltzer, M. J. Berger, Phys. Rev. B 26 (1982) 6067; erratum in B 27 (1983) 6971

[Sti92] J. Stier, *Kalibration des H1 Flüssig–Argon–Kalorimeters mit kosmischen Myonen*, Interner Bericht DESY FH1K–92–04 (1992)

[Tho87] J. Thomas and D. A. Imel, *Recombination of electron–ion pairs in liquid argon and liquid xenon*, Phys. Rev. A 36 (1987) 614

[Wil74] W. J. Willis and V. Radeka, *Liquid–Argon Ionization Chambers as Total–Absorption Detectors*, Nucl. Instr. Meth. 120 (1974) 221

[Wig87] R. Wigmans, *On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters*, Nucl. Instr. Meth. A 259 (1987) 389

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die interessante Aufgabenstellung und die hilfreiche und vor allem motivierende Betreuung bedanken.

Herrn Dr. P. Mättig danke ich für das Interesse an der Arbeit und die Bereitschaft, das Korreferat zu übernehmen.

Herrn Dr. M. Fleischer danke ich für das stetige Interesse an dem Fortschreiten meiner Arbeit, die sorgfältige Korrektur des Manuskripts und insbesondere für die umfassende Unterstützung und Hilfestellung auch in Zeiten, in denen sein 'Terminkalender' keine Lücken aufwies.

Bei Herrn J. Spiekermann möchte ich mich in ganz besonderer Weise für die ausgezeichnete Betreuung bedanken. Seine ständige Diskussionsbereitschaft und Unterstützung bei allen Soft– und Hardwareproblemen waren mir eine große Hilfe. Zudem danke ich ihm für das kritische Lesen des Manuskripts und die moralische Unterstützung.

Frau Ç. İşsever danke ich für die konstruktiv–kritische Durchsicht des Manuskripts und die zeitintensive Hilfestellung bei der Korrektur orthographischer Fehler. Ihr Beistand bei dieser Arbeit war mir eine große Hilfe.

Meinem Zimmerkollegen Herrn J. G. Contreras Nuño danke ich für seine stete Hilfsbereitschaft und vor allem für seine unzähligen humorvollen Bemerkungen.

Weiterhin danke ich allen Mitgliedern des Lehrstuhles für Experimentelle Physik V der Universität Dortmund für die freundliche Aufnahme in ihren Kreis und die äußerst angenehme Arbeitsatmosphäre.

Meinen Eltern gilt ein ganz persö(h)nlicher Dank für die materielle und immaterielle Unterstützung, durch die sie mir das Physik–Studium ermöglicht haben.

Weiterhin möchte ich all denen danken, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben und hier nicht namentlich genannt sind.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie unter der Nummer 056DO57P gefördert.