Untersuchungen zur Messung der Energie von Elektronen und geladenen Pionen mit dem Flüssigargon-Kalorimeter des Detektors H1

Vom Fachbereich Physik
der Universität Dortmund
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften

genehmigte

DISSERTATION

von

Diplom–Physiker Matthias Korn
aus Nürnberg

Dortmund
Juli 1994

Tag der mündlichen Prüfung:	7. September 1994
Referent:	Prof. Dr. D. Wegener
Korreferent:	Prof. Dr. H. Kolanoski

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

Am Deutschen Elektron-Synchrotron (DESY) in Hamburg befindet sich die Hadron–Elektron–Ring–Anlage (HERA), siehe [1]. Hier wird seit Mai 1992 die Streuung von Elektronen mit einer Energie von 26,7 GeV[1] und Protonen von 820 GeV aneinander experimentell untersucht. Abbildung 1.1 zeigt eine Skizze von HERA. Aus dem Speicherring PETRA werden vorbeschleunigte Elektronen und Protonen in voneinander unabhängig betreibbare Speicherringe von 6,3 km Umfang injiziert. Hierin werden sie auf die oben genannten Kollisionsenergien gebracht. Die in Abbildung 1.1 angegebene Energie von 30 GeV der Elektronen in HERA ist der ursprüngliche Designwert. In den Experimentierhallen Nord und Süd befinden sich die Detektoren H1 ([2]) und ZEUS ([3]), mit denen Eigenschaften der Streuprodukte gemessen werden.

Neben der Untersuchung der Struktur des Protons in einem für Experimente mit ruhendem Target nicht zugänglichen kinematischen Bereich ermöglicht HERA u.a. den Test von Modellen der Quantenchromodynamik. Zudem ist bei HERA die Analyse der Photoproduktion möglich, d.h. der Teilchenerzeugung durch Wechselwirkung eines Konstituenten des Protons mit einem vom Elektron abgestrahlten Photon, das aufgrund des niedrigen Impulsübertrages des Elektrons auf das Proton als quasi reell angesehen werden kann. Eine aktuelle Übersicht über die Physik bei HERA findet sich in [4] und Referenzen darin.

Diese Dissertation befaßt sich mit dem zur Messung der Energie von Produkten der Elektron–Proton–Streuung im Detektor H1 eingesetzten Flüssigargon–Kalorimeter. Es werden Testmessungen des Signalverhaltens weitgehend baugleicher Prototypen von Komponenten dieses Kalorimeters bei Einschuß von Elektronen/Positronen und positiv geladenen Pionen analysiert. Die Resultate werden mit Simulationsrechnungen verglichen und Konsequenzen für die Energiemessung mit dem Detektor H1 untersucht.

Das Flüssigargon–Kalorimeter des Detektors H1 wird bereits seit Herbst 1991 betrieben. Die Rekonstruktion der Energie aus den Kalorimetersignalen birgt allerdings in zweierlei Hinsicht Abhängigkeiten von Simulationsrechnungen, die systematische Unsicherheiten nach sich ziehen können:

1. Das Flüssigargon–Kalorimeter des Detektors H1 besteht aus mehreren Modulen, die sich nach ihrer Bauart in zwei Klassen einteilen lassen. Nur die Module einer Klasse wurden bisher anhand von Teststrahlmessungen kalibriert. Mittels einer einfachen Modellannahme und Simulationsrechnungen wurden die hierfür gewonnenen Resultate auf die Module der anderen Klasse übertragen.

2. Zwischen den Modulen gibt es konstruktionsbedingte Spalte, die u.a. auch die Azimutalwinkelakzeptanz des Kalorimeters beeinträchtigen. Diesbezügliche Korrekturen wurden

[1] seit Mai 1994: 27,5 GeV

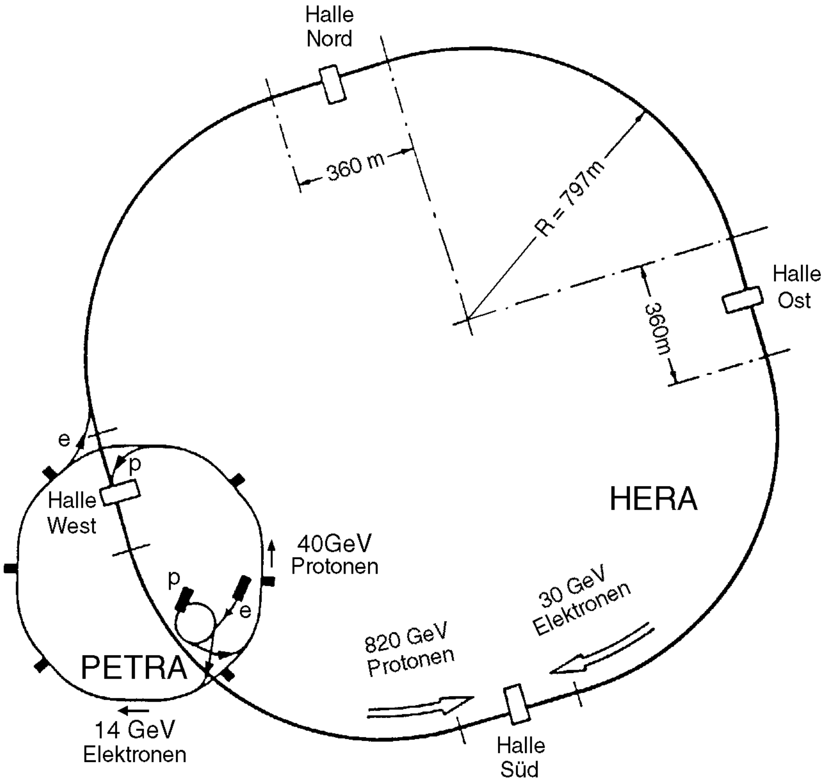


Abbildung 1.1: *Skizze zur Hadron–Elektron–Ring–Anlage HERA*

bisher allein aus Simulationsrechnungen ermittelt. Die Spalte sind z.B. in Abbildung 3.3 zu erkennen.

Die hier analysierten Testmessungen erlauben sowohl die experimentelle Kalibrierung von Modulen beider Klassen als auch experimentelle Untersuchungen zur Energierekonstruktion bei Teilcheneinschuß in Bereiche, wo sich azimutal Spalte zwischen den Modulen bemerkbar machen.

Die folgenden Abschnitte geben einen kurzen Überblick über die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung bei HERA, die Relevanz einer möglichst genauen Energiemessung für die Analyse der Ereignisse und den Aufbau des Detektors H1 sowie dessen Flüssigargon–Kalorimeters. Zum Abschluß dieses Kapitels wird genauer auf den Stand der Kalibrierung des Flüssigargon–Kalorimeters und auf den Zweck der hier analysierten Testmessungen eingegangen.

1.1 Tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung

Feynman–Graphen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung in niedrigster Ordnung sind in Abbildung 1.2 angegeben. Man unterscheidet zwischen zwei Klassen von Ereignissen: Solche, bei denen die Wechselwirkung durch Austausch eines ungeladenen Eichbosons (γ oder Z^0), auch *neutraler Strom, NC* genannt, vermittelt wird und solche, bei denen ein W–Boson, auch *geladener Strom, CC* genannt, ausgetauscht wird, wodurch das Elektron in ein Neutrino übergeht.

Das aus dem Proton herausgeschlagene Parton und die Proton–Bestandteile, die nicht direkt an der Wechselwirkung teilnehmen, fragmentieren in Prozessen ohne Gluon–

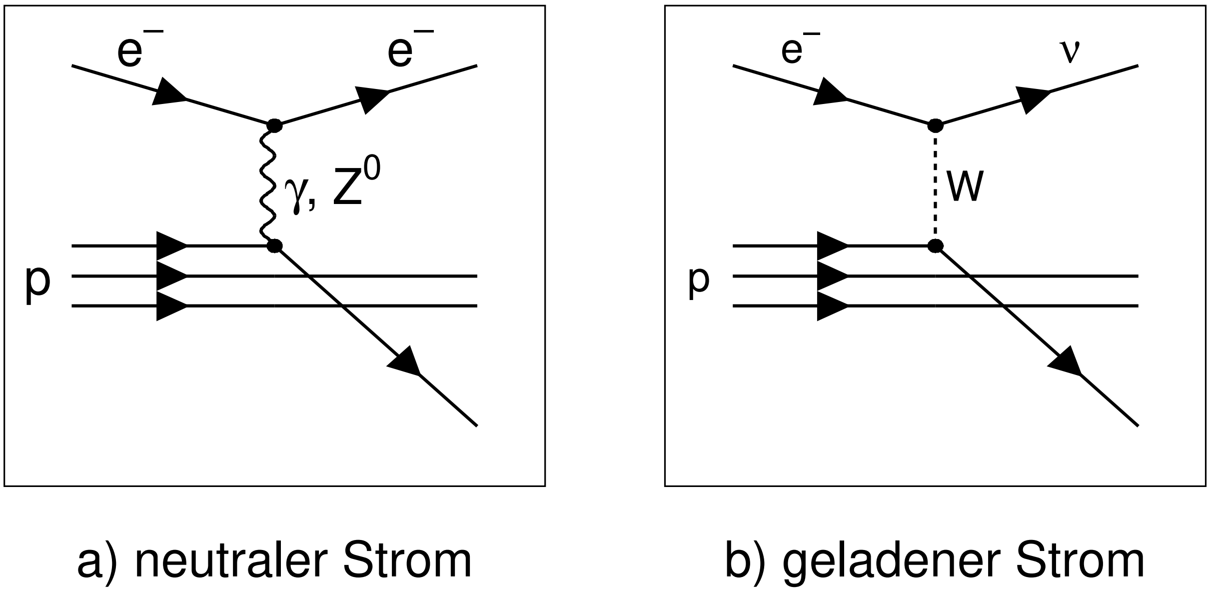


Abbildung 1.2: *Feynman–Graphen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung in niedrigster Ordnung.*

Abstrahlung in zwei Bündel von Teilchen, den *Strom–Jet* und den *Zuschauer–Jet*. Zusammen bilden sie den *hadronischen Endzustand* der Reaktion. Die Jets und – im Falle eines NC–Ereignisses – das gestreute Elektron sind im Detektor nachweisbar. Ein großer Teil des Zuschauer–Jets verläßt das Detektorvolumen in der Regel allerdings im Strahlrohr, was die Messung seiner gesamten Energie unmöglich macht.

1.1.1 Kinematik

Zur Beschreibung der Kinematik der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung werden die folgenden Variablen eingeführt[2], siehe z.B. [4]:

E_e, E_p	Elektron– und Proton–Strahlenergien
p_e, p_p	Viererimpulse von einlaufendem Elektron und Proton
E_ℓ, θ_ℓ	Energie und Winkel (bzgl. der Richtung des einlaufenden Protons) des auslaufenden Leptons
p_ℓ	Viererimpuls des auslaufenden Leptons
E_J, θ_J	Energie und Winkel (bzgl. der Richtung des einlaufenden Protons) des Strom–Jets
$s = (p_e + p_p)^2 \simeq 4E_eE_p$	Quadrat der Schwerpunktsenergie
$q = p_e - p_\ell$	Viererimpuls des ausgetauschten Bosons
$Q^2 := -q^2 = 2E_eE_\ell(1+\cos\theta_\ell)$	Betragsquadrat des Viererimpulsübertrags
$y = (q \cdot p_p)/(p_e \cdot p_p)$	Skalenvariable, Bedeutung siehe Text
$x = Q^2/(2q \cdot p_p) = Q^2/(ys)$	Skalenvariable nach Bjørken, siehe Text

Die Skalenvariablen x und y lassen sich wie folgt interpretieren: Das aus dem Proton herausgeschlagene Parton trägt den Anteil x am Impuls des Protons. Die Skalenvariable

[2]Zur einfacheren Lesbarkeit wird $\hbar c$, das Produkt aus Lichtgeschwindigkeit und Planckschem Wirkungsquantum, auf 1 gesetzt.

y gibt im Ruhesystem des Protons den Anteil des Energieübertrags an der Energie des einlaufenden Elektrons an. x und y können also Werte zwischen 0 und 1 annehmen.

Nach der Heisenbergschen Unschärferelation ist die Größe Δ der Strukturen, die im Proton aufgelöst werden, im Breit–System gegeben durch

$$\Delta \sim \hbar/Q, \tag{1.1}$$

wobei $\hbar$ das Plancksche Wirkungsquantum ist. Da der maximal mögliche Wert von Q gleich der Schwerpunktsenergie von etwa 300 GeV ist, können bei HERA Strukturen im Proton mit einer minimalen Größe von etwa 10^{-18} Metern aufgelöst werden.

Da die zu messenden Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen, siehe Abschnitt 1.1.2, von x und Q^2 abhängen, muß die Kinematik für jedes Ereignis möglichst genau bestimmt werden.

Die Kinematik eines Ereignisses ist bei gegebener Schwerpunktsenergie durch zwei der Variablen x, y, Q^2 festgelegt, die sich auf verschiedene Art und Weise aus direkt meßbaren Größen rekonstruieren lassen, wobei die Strahlenergien im Speicherring und damit auch die Schwerpunktsenergie als sehr genau bekannt gelten können:
Werden E_ℓ und θ_ℓ gemessen, ergibt sich:

$$y = 1 - \frac{E_\ell}{2E_e}(1 - \cos\theta_\ell), \qquad Q^2 = 2E_e E_\ell (1 + \cos\theta_\ell), \qquad x = \frac{Q^2}{ys} \tag{1.2}$$

und bei Messung von E_J und θ_J:

$$y = \frac{E_J}{2E_e}(1 - \cos\theta_J), \qquad Q^2 = {E_J}^2 \frac{\sin^2\theta_J}{1-y}, \qquad x = \frac{Q^2}{ys}. \tag{1.3}$$

Da Neutrinos im Detektor nicht nachweisbar sind, ist Gleichung 1.2 nur bei NC–Ereignissen anwendbar. So bleibt für CC–Ereignisse zunächst nur, die Kinematik nach Gleichung 1.3 zu bestimmen. Die dazu erforderliche Messung von E_J und insbesondere θ_J ist aber in der Regel wegen der weiträumigen Verteilung der Energie des Strom–Jets im Detektor problematisch.

Zur Bestimmung der Kinematik eines CC–Ereignisses wird daher in der Regel die *Jacquet–Blondel–Methode*, siehe [5], angewendet. Sie basiert auf der Annahme, daß der Transversalimpuls der Teilchen des hadronischen Endzustandes, die im Strahlrohr den Detektor verlassen, gegenüber dem gesamten Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes vernachlässigbar ist. Es ergibt sich in diesem Fall:

$$y = \frac{\sum_i (E_{h_i} - p_{h_i \|})}{2E_e}, \qquad Q^2 = \frac{\left(\sum_i p_{h_i \perp}\right)^2}{1-y}, \qquad x = \frac{Q^2}{ys}, \tag{1.4}$$

wobei E_{h_i} die Energie eines Teilchens h_i des hadronischen Endzustandes ist und $p_{h_i \|}$ und $p_{h_i \perp}$ dessen Impulskomponente parallel und senkrecht zur Richtung des einlaufenden Protons. Die Summationen erfolgen über alle nachgewiesenen Teilchen des hadronischen Endzustandes.

1.1.2 Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung durch den Austausch eines neutralen Vektor–Bosons ist gegeben durch

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[y^2 x F_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2) + \left(y - \frac{y^2}{y}\right) x F_3(x,Q^2)\right]. \tag{1.5}$$

Abbildung 1.3: *Kinematisch zugänglicher Bereich in der* (x,Q^2)*–Ebene bei HERA und den vorangehenden Experimenten nach [7]. In Analysen des gestreuten Elektrons (des hadronischen Endzustands) ist im diagonal (vertikal) schraffierten Bereich die Messung des Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einer systematischen Unsicherheit von weniger als 10 Prozent möglich. Die Begrenzungen der Flächen ergeben sich aus Detektoreffekten wie z.B. Akzeptanzen, Genauigkeit absoluter Kalibrierungen und Energieauflösungen.*

F_1, F_2 und F_3 sind die Strukturfunktionen des Protons. Sie hängen von x und Q^2 ab und werden durch die Messung von $\frac{d^2\sigma}{dx\,dy}$ bestimmt, siehe z.B. [6].

Bei HERA wird die Messung des Wirkungsquerschnitts und damit auch der Strukturfunktionen in einem bisher nicht zugänglichen kinematischen Bereich ermöglicht, der in Abbildung 1.3 eingezeichnet ist. Zusätzlich ist der bisher zugängliche Bereich markiert.

1.1.3 Relevanz der Energiemessung

Die Abbildungen 1.4 und 1.5 verdeutlichen die Relevanz der absoluten Kalibrierung des Kalorimeters für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts. Abbildung 1.4 zeigt zwei kinematische Bereiche in der (x,Q^2)–Ebene, in denen der Wirkungsquerschnitt mit einer

Abbildung 1.4: *Bereiche in der (x,Q^2)–Ebene, in denen bei HERA der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung allein aus der Analyse des gestreuten Elektrons genauer als auf 10 Prozent bestimmt werden kann, wenn der systematische Fehler der Messung der Elektronenergie maximal 1 bzw. 2 Prozent beträgt. Aus [7].*

besseren Genauigkeit als 10 Prozent bestimmt werden kann, wenn die Bestimmung allein aus einer Analyse des gestreuten Elektron erfolgt. Der größere (kleinere) der beiden Bereiche ergibt sich, wenn der systematische Fehler der Messung der Elektron–Energie maximal 1 (2) Prozent beträgt.

Abbildung 1.5 zeigt die entsprechenden Bereiche, die sich bei einer Analyse des hadronischen Endzustandes ergeben. Es werden systematische Fehler von 2 und 4 Prozent für die Messung der Energie des hadronischen Endzustandes in Betracht gezogen.

Bei der Bestimmung der Kinematik nach der Jacquet–Blondel–Methode, siehe Gleichung (1.4) ist der für y erhaltene Wert direkt proportional zur gemessenen Energie des hadronischen Endzustandes. Daher ist die ist es erforderlich, das Kalorimeter auch für die Messung der Energie von Hadronen möglichst genau zu kalibrieren.

Abbildung 1.5: *Bereiche in der (x,Q^2)–Ebene, in denen bei HERA der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung allein aus der Analyse des hadronischen Endzustandes genauer als auf 10 Prozent bestimmt werden kann, wenn der systematische Fehler der Messung der Energie des hadronischen Endzustandes maximal 2 bzw. 4 Prozent beträgt. Aus [7].*

1.2 Der Detektor H1

Eine detaillierte Darstellung der Detektors H1 findet sich in [2]. Dort werden Aufbau, Funktion und die erreichte Meßgenauigkeit aller seiner Komponenten dargestellt. Hier wird daher nur ein kurzer Überblick gegeben, in dem auf einige der wesentlichen Komponenten eingegangen wird. Abbildung 1.6 zeigt einen Längsschnitt durch die Komponenten des Detektors, die sich in der Nähe des Punktes befinden, an dem die in der Abbildung von links kommenden Elektronen mit den von rechts kommenden Protonen wechselwirken. Wegen des im Vergleich zu den Elektronen hohen Impulses der Protonen ist der Detektor H1 asymmetrisch ausgelegt. So kann der hadronische Energiefluß in der Hemisphäre, aus der die Elektronen zum Wechselwirkungspunkt gelangen, besonders gut gemessen werden. Diese Hemisphäre wird allgemein als *Vorwärtsrichtung* bezeichnet. Ihr gegenüber liegt die *Rückwärtsrichtung*. Der Bereich um die Grenze beider Hemisphären ist der *zentrale*.

Abbildung 1.6: *Längsschnitt durch die Komponenten des Detektors H1, die sich in der Nähe des Wechselwirkungspunktes befinden. Entnommen aus [8].*

Zur Vermessung der Spuren geladener Teilchen dienen die zentralen und vorwärtigen Spurkammern. Sie bestehen jeweils aus mehrern Modulen: Proportionalkammern, Driftkammern und einem Übergangsstrahlungsdetektor, der in Vorwärtsrichtung eingesetzt wird. Durch ein Magnetfeld der Stärke 1,2 Tesla parallel zur Achse der einlaufenden Elektronen und Protonen werden die Spuren der Teilchen gekrümmt. Aus dem Krümmungsradius der Projektion der Bahn eines Teilchens in die senkrecht zum Magnetfeld liegende (r,ϕ)–Ebene läßt sich der Impuls des Teilchens messen. Durch Ionisierung und Anregung des Gases, mit dem die Spurkammern gefüllt sind, verlieren die Teilchen kontinuierlich einen kleinen Teil ihrer Energie, siehe Abschnitt 2.1. Der daraus resultierende Energie–Verlust pro Weglänge wird ebenfalls gemessen. Da er außer vom Impuls auch von der Teilchenart abhängt, siehe z.B. Abbildung 2.1, läßt sich mit den Driftkammern innerhalb gewisser Grenzen auch eine Teilchenidentifizierung vornehmen.

Da die relative Impulsauflösung σ_p/p der Spurkammern proportional zum Impuls p ist, lassen sich hiermit nur Impulse von bis zu wenigen GeV/c hinreichend genau messen. Zudem sind die Spurkammern nicht sensitiv für ungeladene Teilchen. Daher umgibt die Spurkammern ein aus mehreren Teilen bestehendes Kalorimeter. Bei allen Teilen handelt es sich um Sampling–Kalorimeter, siehe Abschnitt 2.6. Den Hauptteil bildet das Flüssigargon–Kalorimeter ([8]), mit dessen Kalibrierung sich diese Arbeit befaßt. Es besteht, wie in Abbildung 1.6 angedeutet, aus einem inneren, dem elektromagnetischen Teil und einem äußeren, den hadronischen Teil. Im Kalorimeter wird die Energie der Produkte der Elektron–Proton–Wechselwirkung über die Schauer gemessen, die diese in ihm auslösen. Schauerentwicklung und Energiemessung mit Kalorimetern werden in Kapitel 2 behandelt. Die relative Energieauflösung des Kalorimeters verbessert sich mit zunehmender Energie, siehe z.B. Gleichung (2.26). Dadurch ist es bzgl. der Impuls–/ Energieauflösung eine ideale Ergänzung zu den Spurkammern. Der Aufbau des Flüssigargon–Kalorimeters wird in Abschnitt 3.3.1 beschrieben.

Um die Energiemessung mit dem Kalorimeter nicht zu behindern, befindet sich sich die Spule, mit der das für die Impulsmessung in den Spurkammern nötige Magnetfeld erzeugt wird, außerhalb der Kalorimeters.

Noch weiter außerhalb befindet sich mit Streamer–Tubes instrumentiertes Eisen, das als Rückflußjoch für den magnetischen Fluß dient. Zudem lassen sich damit Myonen und Ausläufer von Schauern hochenergetischer Teilchen aus dem Kalorimeter nachweisen. Der Myon–Identifizierung dient zudem das Spektrometer in Vorwärtsrichtung mit einem toroidalen Magnetfeld.

1.3 Ziele der vorliegenden Arbeit

Die Kalibrierung des H1–Flüssigargon–Kalorimeters basiert auf Messungen an einem Teststrahl, in dem Teilchenart und –energie bekannt sind. Bisher wurden Konstanten ermittelt, mit denen sich aus den im Kalorimeter gemessenen Ladungen die Energie in den von einem eintretenden Teilchen ausgelösten Schauern bestimmen läßt. Die Kalibrierung hat allerdings noch Schwachstellen, zu deren Behebung die vorliegende Arbeit beitragen soll:

- Die Konstanten zur Energierekonstruktion ließen sich bisher experimentell nur für den elektromagnetischen Teil des Flüssigargon–Kalorimeters bestimmen, da die Teilchen aus dem Teststrahl entsprechend der Situation im Detektor H1 stets direkt in den elektromagnetischen Teil eingeschossen wurden. Die Konstanten für den hadronischen Teil wurden anschließend durch den Vergleich von rechnersimulierten Schauern in beiden Kalorimeterteilen auf den hadronischen Teil übertragen, siehe [79]. Dies birgt unbekannte Unsicherheiten, da bei der Beschreibung der Geometrie im Simulationsprogramm Näherungen gemacht werden müssen, siehe Abschnitt 3.3.6.

Im hier analysierten Teststrahl–Experiment, dessen Aufbau und Durchführung in Kapitel 3 erläutert werden, war es erstmals möglich, den hadronischen Teil des Flüssigargon–Kalorimeters bei Einschuß von Teilchen direkt in diesen zu kalibrieren. Hierbei wurde, wie in Kapitel 5 gezeigt, tatsächlich eine deutliche Abweichung vom Ergebnis der Übertragung per Simulation festgestellt.

- Eine realistische Simulation von Schauern, die von Hadronen ausgelöst werden, ist äußerst problematisch. Sie wird aber benötigt, um z.B. Studien zur Entwicklung speziellen Signalgewichtungsverfahren zur Rekonstruktion der Energie von Hadronen durchführen zu können. Die Energiewerte, die sich mittels der oben erwähnten Konstanten aus den Ladungen ergeben, können mit diesen Verfahren nämlich noch erheblich verbessert werden.

  In Kapitel 6 wird daher die Rekonstruktion der Energie geladener Pionen diskutiert. Es werden Resultate verglichen, die sich experimentell und nach Simulationen mit zwei verschiedenen Programmen ergeben, die die physikalischen Prozesse bei der Schauerentwicklung auf unterschiedliche Art und Weise berücksichtigen. Die Vergleiche erlauben Rückschlüsse auf individuelle Schwächen der beiden Simulationsprogramme. Auch das von der H1–Kollaboration benutzte Signalgewichtungsverfahren wird erprobt.

- Das H1–Flüssigargon–Kalorimeter besteht aus vielen Modulen, zwischen denen es konstruktionsbedingt Spalte gibt. An den Rändern der Module kommt es gelegentlich zu geometrischen Unregelmäßigkeiten, die nicht sämtlich im Simulationsprogramm enthalten sind. So kommt es zu Signalverlusten, deren Höhe vom Ort, an dem ein Teilchen in das Kalorimeter eintritt, und von der Art des Teilchens abhängen.

  Zweck des Teststrahl–Experiments war daher die Untersuchung des Einflusses des für die Energiemessung kritischsten Spalts, nämlich dem zwischen azimutal benachbarten Modulen. Resultate hierzu sind in Kapitel 7 dargestellt.

Kapitel 2

Schauerentwicklung und Kalorimetrie

Nach dem Eindringen in einen hinreichend großen Materieblock verliert ein hochenergetisches Teilchen nach und nach seine Energie in einem begrenzten Volumen und wird dabei unter Umständen selbst vernichtet. Die ursprüngliche Energie E des eingedrungenen Teilchens, auch *Primärenergie* genannt, wird in die Entwicklung einer als *Schauer* bezeichneten Teilchenkaskade umgesetzt: Durch wiederholte Wechselwirkungen mit der Materie wird E zunächst auf immer mehr Teilchen verteilt, bis deren Energie zur weiteren Teilchenproduktion nicht mehr ausreicht und sie durch elastische Prozesse abgebremst werden. Aufgrund der so zeitlich wieder abnehmenden Anzahl der über einer niedrigen Energieschwelle liegenden Teilchen in der Kaskade bleibt diese räumlich begrenzt. Die Primärenergie wird schließlich in Wärme umgewandelt, was aber praktisch nicht meßbar ist[1].

Die in der Elementarteilchenphysik übliche *Kalorimetrie* macht sich daher die Schauerentwicklung selbst zur Messung von Teilchenenergien zunutze. So lassen sich beispielsweise durch die Lichterzeugung oder die ionisierende Wirkung der Teilchen im Schauer in geeigneten Apparaturen Signale erzeugen, die im Gegensatz zu den marginalen Temperaturänderungen gut meßbar sind. Solche Apparaturen werden *Kalorimeter* genannt.

In diesem Kapitel sollen die für das Verständnis der Kalorimetrie, insbesondere der mit Flüssigargon-Kalorimetern, nötigen Grundlagen dargestellt werden. Es gliedert sich wie folgt:

Wegen der großen Bedeutung vor und während der Schauerentwicklung wird mit einem Abschnitt über den Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisierung und Anregung von Atomen begonnen. Leptonen unterliegen nicht der starken Wechselwirkung. Zusammen damit, daß Hadronen aufgrund ihrer verglichen mit Elektronen und Positronen großen Masse kaum Strahlungsprozesse auslösen, führt dies zur Unterscheidung zweier Klassen von Schauern mit sehr unterschiedlichen Eigenschaften: den *elektromagnetischen* und den *hadronischen* Schauern. Deshalb schließt sich ein Abschnitt über den Energieverlust geladener Teilchen durch Bremsstrahlung an, welche zudem eine wichtige Rolle während der Entwicklung elektromagnetischer Schauer spielt.

Daraufhin werden Entwicklung und Eigenschaften elektromagnetischer und hadronische Schauer behandelt sowie deren Rechner-Simulation mit Monte–Carlo–Methoden. Solche Simulationen beinhalten das gesamte Verständnis der bei der Ausbildung der Teil-

[1] Ein Bleizylinder, der gerade groß genug ist, einen Schauer eines Elektrons von 10 GeV zu etwa 98 Prozent zu enthalten, erwärmt sich bei Zimmertemperatur infolge eines solchen Schauers um ungefähr $2 \cdot 10^{-8}\,K$. Hadronische Schauer führen aufgrund ihrer größeren räumlichen Ausdehnung zu erheblich kleineren Temperaturänderungen.

chenkaskaden ablaufenden Einzelprozesse und sind für die Entwicklung und Kalibrierung von Kalorimetern unerläßlich. Die Funktionsweise eines Kalorimeters gilt als verstanden, wenn die Simulationsrechnungen die experimentell gewonnenen Daten gut wiedergeben oder, wenn existierende Diskrepanzen auf in der Simulation nicht berücksichtigte Sachverhalte zurückgeführt werden können.

Abschließend wird darauf eingegangen, wie die Schauerentwicklung zur Energiemessung mit Sampling–Kalorimetern nutzbar gemacht wird. Insbesondere wird die prinzipielle Funktionsweise von Flüssigargon–Kalorimetern dargestellt.

2.1 Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisierung oder Anregung von Atomen

Der differentielle Energieverlust $-dE$ auf einem Wegelement dx ist für – verglichen mit Elektronen – schwere, geladene Teilchen gegeben durch ([9], nach [10] und [11]):

$$-\left.\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx}\right|_{\mathrm{IA}} \simeq 0,307\frac{\mathrm{MeV\,cm^2}}{\mathrm{g}}\cdot\frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[\ln\frac{2m_ec^2\beta^2}{I(1-\beta^2)}-\beta^2-\frac{\delta}{2}\right], \qquad (2.1)$$

mit ρ = Dichte des Absorbermaterials,
Z = Kernladungszahl des Absorbermaterials,
A = Massenzahl des Absorbermaterials,
z = Ladung des Teilchens in Einheiten der Elementarladung,
c = Vakuum–Lichtgeschwindigkeit,
β = Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten von c,
m_e = Ruhemasse des Elektrons,
I = Ionisierungsenergie des Absorbermaterials,
δ = Korrektur des *Dichte–Effektes* nach Sternheimer, siehe [11].

Gleichung (2.1), die *Bethe–Bloch–Formel*, gilt je nach Teilchenart und –geschwindigkeit mit einer Unsicherheit von wenigen Prozent. δ trägt der Verringerung des Energieverlustes hochrelativistischer Teilchen infolge der Abschirmung ihres transversalen elektrischen Feldes durch die Ladungsdichte der Atomhüllen–Elektronen Rechnung. Weitere, insbesondere für Elektronen und Positronen wichtige Korrekturen sind in [12] angegeben.

Der Verlauf von $-\left.\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx}\right|_{\mathrm{IA}}$ als Funktion des Impulses verschiedener Teilchen in Blei ist in Abbildung 2.1 aufgetragen. Mit steigender Energie sieht man für Pionen, Kaonen und Protonen zunächst einen steilen Abfall proportional zu $1/\beta^2$, dann folgt ein breites Minimum. Teilchen, deren Energie in diesem Bereich liegt, heißen *minimal ionisierend*. Ihre Energie entspricht etwa dem Vierfachen ihrer Ruhemasse. Der Anstieg nach dem Minimum wird aufgrund des Dichte–Effektes wieder abgeflacht. Für Elektronen ergibt sich im dargestellten Energie–Intervall aufgrund ihrer kleineren Ruhemasse bereits eine deutlich schwächere Energieabhängigkeit.

2.2 Energieverlust geladener Teilchen durch Bremsstrahlung

Infolge einer Wechselwirkung mit dem Coulomb–Feld eines Atomkerns oder Hüllenelektrons kann ein hochenergetisches, geladenes Teilchen durch Abstrahlung eines Photons Energie verlieren. Sowohl diesen Prozeß als auch die durch solche Prozesse erzeugten Photonen bezeichnet man als *Bremsstrahlung*.

Abbildung 2.1: *Gemessener (Punkte) und nach der Bethe–Bloch–Formel erwarteter (Linien) Energieverlust pro Wegestrecke für verschiedene Teilchen in Argon/Methan (80/20). Entnommen aus [13].*

Aufgrund der Massenabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für Bremsstrahlung, siehe z.B. [14], ist Bremsstrahlung für Teilchen, die deutlich schwerer sind als Elektronen, erst bei Energien oberhalb einiger 100 GeV oder gar einiger TeV relevant.

Die Anzahl $N_\gamma([E_\gamma, E_\gamma + dE_\gamma])$ der im Energieintervall $[E_\gamma, E_\gamma + dE_\gamma]$ abgestrahlten Photonen ist nach [15] in Born'scher Näherung proportional zu Z^2/E_γ. Bremsstrahlung tritt also bevorzugt in Materialien mit hoher Kernladungszahl Z auf und die abgestrahlten Photonen haben meist kleine Energien.

Der differentielle Energieverlust $-dE$ durch Bremsstrahlung auf einem Wegelement dx ist für Elektronen der Energie E gegeben durch ([16])

$$- \left.\frac{dE}{dx}\right|_{\mathrm{Brems}} = \frac{E}{X_0}. \tag{2.2}$$

Die komplizierte Materialabhängigkeit der als *Strahlungslänge* bezeichneten Konstanten X_0 läßt sich nach [9], zurückgehend auf [17], wie folgt parametrisieren:

$$X_0 \simeq 716,4 \frac{\mathrm{g\ cm^{-2}}}{\rho} \cdot \frac{A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})}. \tag{2.3}$$

Diese Näherung ist für alle Elemente außer He genauer als 2,5 Prozent. Die Integration von Gleichung (2.2) ergibt, daß auf einer Strahlungslänge die Energie eines hochenergetischen Elektrons durch Bremsstrahlung auf den e–ten Teil sinkt. Hierbei ist e die Euler'sche Zahl.

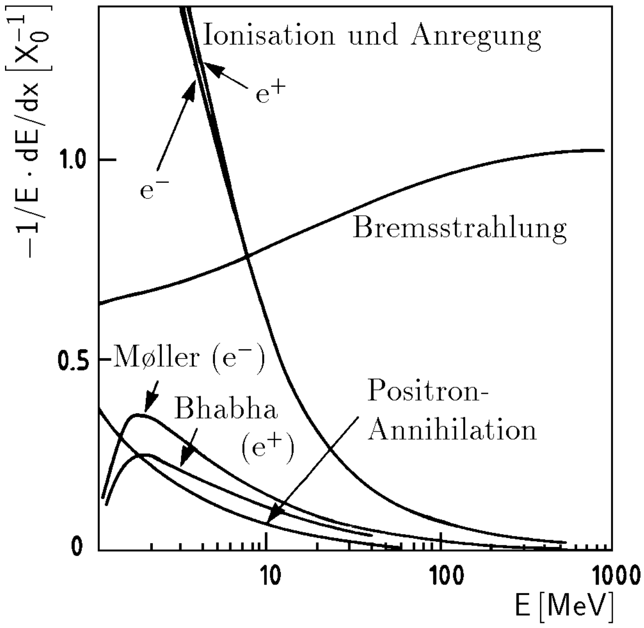


Abbildung 2.2: *Relativer Energieverlust pro Strahlungslänge für Elektronen und Positronen in Blei in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen. Nach [9].*

2.3 Elektromagnetische Schauer

Neben Ionisierung und Anregung sowie Bremsstrahlung lösen Elektronen und Positronen in Materie noch weitere Prozesse aus. Auf diese sowie auf die Wechselwirkung von Photonen mit Materie wird zunächst eingegangen, bevor die Eigenschaften elektromagnetischer Schauer dargestellt werden.

2.3.1 Wechselwirkung von Elektronen und Positronen mit Materie

Elektronen und Positronen wechselwirken außer durch Ionisierung und Anregung der Atome sowie durch Bremsstrahlung noch durch

Møller–Streuung: $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$,
Bhabha–Streuung: $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$,
Annihilation: $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$,
Vielfachstreuung: $e^\pm + Atomkern \rightarrow e^\pm + Atomkern$

mit Materie. Abbildung 2.2 zeigt die Energieabhängigkeit des Energieverlustes pro Strahlungslänge durch verschiedene Prozesse für Elektronen und Positronen in Blei. Die Energie, bei der der Energieverlust durch Ionisierung und Anregung der Atome gleich demjenigen durch Bremsstrahlung ist, heißt *kritische Energie* E_c. Nach [18] ist die kritische Energie gleich der Energie, die ein minimal ionisierendes Teilchen auf einer Strahlungslänge verliert:

$$E_c = -\left.\frac{dE}{dx}\right|_{\mathrm{IA,min}} \cdot X_0 \overset{\text{für } e^-}{\simeq} \frac{550\,\mathrm{MeV}}{Z}. \qquad (2.4)$$

So liest man also aus Abbildung 2.2 für Elektronen in Blei eine kritische Energie von etwa 7 MeV ab.

Abbildung 2.3: *Einzelne Beiträge und Gesamtwirkungsquerschnitt für Wechselwirkungen von Photonen in Blei. Nach [9].*

2.3.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Photonen wechselwirken mit Materie hauptsächlich durch die im folgenden aufgeführten Prozesse. Die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte ist in Abbildung 2.3 exemplarisch für Blei dargestellt. In Klammern sind die dort zur Kennzeichnung der Prozesse benutzten Symbole angegeben:

atomarer Photoeffekt	(τ)
Compton–Streuung, inkohärent	(σ_{INCOH})
Rayleigh–Streuung, kohärent	(σ_{COH})
Paarbildung im Kernfeld	(κ_n)
Paarbildung im Elektronfeld	(κ_e)
Kernphotoeffekt	$(\sigma_{PN.N.})$

Bei niedrigen Energien dominiert der Photoeffekt. Hochenergetische Photonen werden dagegen zum größten Teil durch die oberhalb von $2m_ec^2$ mögliche Produktion von Elektron-Positron-Paaren vernichtet. Die mittlere freie Weglänge λ_{Paar} für Paarbildung ergibt sich nach [19] zu

$$\lambda_{Paar} = 9/7\, X_0. \tag{2.5}$$

Daß λ_{Paar} ebenfalls mit der Strahlungslänge skaliert, liegt an der Analogie der Feynman–Graphen von Bremsstrahlung und Paarbildung.

2.3.3 Mechanismus der Schauerentstehung

Ein elektromagnetischer Schauer entwickelt sich durch wiederholtes Aufeinanderfolgen von Bremsstrahlung durch Elektronen und Positronen und Paarbildung durch hochenergetischen Photonen. Die Energiedeposition erfolgt letztlich dadurch, daß hauptsächlich

Abbildung 2.4: *Wert des Parameters b zur Parametrisierung des longitudinalen Profils eines elektromagnetischen Schauers nach Gleichung (2.6). Auf der Abszisse ist die Primärenergie in Einheiten der kritischen Energie aufgetragen. Aus [9].*

niederenergetische Elektronen und Positronen die Atome des Absorbermaterials ionisieren und anregen.

2.3.4 Longitudinale Schauerausdehnung

Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Paarbildung und der Energieverlust von Elektronen und Positronen durch Bremsstrahlung skalieren mit der zurückgelegten Wegstrecke in Einheiten der Strahlungslänge X_0. Daher ist es üblich, Wegstrecken x parallel zur Flugrichtung des primären Teilchens in Vielfachen t von X_0 anzugeben: $t := x/X_0$.

Als *longitudinales Schauerprofil* wird i.a. die pro Wegstreckenintervall dt deponierte Energie dE_{dep} in Abhängigkeit von der Tiefe t im Schauer bezeichnet. Nach [20] läßt sich das longitudinale Schauerprofil für $t > 2$ wie folgt gut parametrisieren:

$$\frac{dE_{dep}}{dt} = E\,\frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)}\,t^{\alpha}\,e^{-bt}. \tag{2.6}$$

α und b sind von E und der Kernladungszahl des Absorbermaterials abhängende Parameter.

Das Maximum der pro Wegstrecke deponierten Energie, auch *Schauermaximum* genannt, wird also $t_{max} = \alpha/b$ Strahlungslängen nach Eindringen des Primärteilchens in den Absorber erreicht. b ist von der Größenordnung 0,5, siehe Abbildung 2.4. α ergibt sich über

$$t_{max} = \alpha/b \simeq ln\frac{E}{E_c} + C_{e,\gamma}, \tag{2.7}$$

mit $C_{e,\gamma} = -0,5$ für elektroninduzierte Schauer und $C_{e,\gamma} = +0,5$ für photoninduzierte ([9]).

Abbildung 2.5: *Mittleres, longitudinales Profil des Schauers eines 30 GeV–Elektrons in Eisen nach einer Simulationsrechnung (Stufenlinie). Die glatte Kurve gibt eine Anpassung gemäß Gleichung (2.6) wieder. Die Kreise (Quadrate) geben die Anzahl der Elektronen (Photonen, dividiert durch 6,8) mit mehr als 1,5 MeV kinetischer Energie an, die die Ebene senkrecht zur Flugrichtung des primären Elektrons bei t durchqueren. Aus [9].*

Das mittlere, longitudinale Profil des Schauers eines 30 GeV–Elektrons in Eisen ist in Abbildung 2.5 dargestellt. t_{max} ist nur schwach von Z abhängig. Man erkennt, daß sich die Anzahlen von Elektronen und Photonen im Schauer unterschiedlich entwickeln. Da alle in Abbildung 2.5 dargestellten Verteilungen so normiert sind, daß die Flächen unter ihnen gleich sind, sieht man zudem, daß sich die Anzahl der Elektronen mit der Tiefe im Schauer anders entwickelt als die Anzahl der Photonen: Das Maximum der Elektronenzahl wird vor demjenigen der Photonenzahl erreicht.

Nach [18] beträgt die benötigte Tiefe, um 98 Prozent der Primärenergie zu absorbieren,

$$L_{0,98} = 3(t_{max} + 1,5)X_0. \tag{2.8}$$

Das Maximum eines elektroninduzierten Schauers liegt vor demjenigen eines photoninduzierten gleicher Primärenergie, da im Fall des letzteren meistens zunächst ein Paarbildungprozeß stattfindet (im Mittel nach $9/7\,X_0$), bevor sich die von Elektron und Positron induzierten Schauer mit jeweils kleinerer Energie als E überlagern.

2.3.5 Laterale Schauerausdehnung

Lateral wird die Schauerausdehnung durch zwei verschiedene Effekte bestimmt: Nahe der Schauerachse dominiert zu Beginn der Schauerentwicklung die Vielfachstreuung von Elektronen und Positronen mit Energien unterhalb von E_c an Atomkernen. Nach Molière ist der mittlere Ablenkwinkel θ_M eines geladenen Teilchens der Energie E nach Durchquerung einer Materieschicht der Dicke d gegeben durch ([21]):

$$\sqrt{\langle \theta_M{}^2 \rangle} = \frac{21,2\,\mathrm{MeV}}{E}\sqrt{\frac{d}{X_0}}. \tag{2.9}$$

Abbildung 2.6: *Mittleres, laterales Profil des Schauers eines 1 GeV–Elektrons in Blei nach einer in [23] dargestellten Simulation. Aufgetragen ist die Energieposition in willkürlichen Einheiten gegen den Abstand r von der Schauerachse. Die Kurven für sechs verschiedene Tiefen im Schauer sind auf zwei Diagramme verteilt.*

Weiter außerhalb des Schauerkerns und am Ende der longitudinalen Schauerentwicklung wird das laterale Schauerprofil durch niederenergetische Photonen, die in Materie eine große Reichweite haben, vergleiche Abbildung 2.3, deutlich stärker aufgeweitet.

Die Schaueraufweitung durch Richtungsänderungen bei Paarbildung und Bremsstrahlung kann wegen der hierbei auftretenden sehr kleinen Öffnungswinkel θ_B vernachlässigt werden: Nach [15] sind letztere im quadratischen Mittel gegeben durch

$$\sqrt{\langle {\theta_B}^2 \rangle} = \frac{m_e c^2}{E}. \tag{2.10}$$

Durch die Einführung des *Molière–Radius* R_M werden materialunabhängige Aussagen über die transversale Ausdehnung elektromagnetischer Schauer ermöglicht. Er ist definiert durch

$$R_M := \frac{21,2\,\mathrm{MeV}}{E_c} X_0. \tag{2.11}$$

Nach Messungen von Bathow et al. [22] werden energieunabhängig etwa 90 Prozent der Primärenergie in einem Zylinder mit Radius 1 R_M deponiert, innerhalb von 2 R_M etwa Prozent 95 und innerhalb von 3 R_M etwa 99 Prozent.

Abbildung 2.6, nach [23], zeigt die Abhängigkeit der Energiedeposition vom Abstand von der Schauerachse in verschiedenen Tiefen im Schauer. Die Kurven wurden für 1 GeV–Elektronen in Blei ermittelt. Der Abstand von der Schauerachse ist in Einheiten des Molière–Radius angegeben, die Tiefe im Schauer in Vielfachen der Strahlungslänge. Die oben geschilderten Auswirkungen von Vielfachstreuung und niederenergetischen Photonen sind deutlich zu erkennen.

Abbildung 2.7: *Ablauf der Teilchenproduktion in einem hadronischen Schauer. Entnommen aus [24].*

2.4 Hadronische Schauer

Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern existiert für hadronische keine analytische Beschreibung. Die elementaren Prozesse sind zwar ausreichend untersucht, aber zu vielfältig, so daß ihr Zusammenspiel in der Schauerentwicklung zu kompliziert ist, um analytisch beschrieben werden zu können. Mehr oder minder detaillierte Monte–Carlo–Simulationsrechnungen, basierend auf den gemessenen Wirkungsquerschnitten der elementaren Prozesse, siehe Abschnitt 2.5, ermöglichen nur bis zu einem gewissen Grad eine quantitative Beschreibung der von zahlreichen Parametern abhängenden Eigenschaften hadronischer Schauer.

Bis zur ersten inelastischen Wechselwirkung mit einem Kern des Absorbermaterials bewegt sich ein Hadron unter Energieverlust durch Ionisierung und Anregung von Atomen im Absorber, siehe hierzu Abschnitt 2.1. Die Wahrscheinlichkeit P_{WW}, daß nach einer Strecke der Länge x eine inelastische Hadron–Kern–Wechselwirkung stattfindet, ist gegeben durch

$$P_{WW} = 1 - e^{-x/\lambda_{abs}}. \tag{2.12}$$

Die hier auftretende *nukleare Absorptionslänge* λ_{abs} ist für Hadronen hinreichend hoher Energie und einen Absorber mit Massenzahl A und Dichte ρ nach [18] gegeben durch

$$\lambda_{abs} \simeq 35 A^{1/3} \mathrm{g\,cm^{-2}}/\rho. \tag{2.13}$$

λ_{abs} ist damit unabhängig von Art und Energie des Hadrons.

2.4.1 Ablauf der Teilchenproduktion im Schauer

Abbildung 2.7 zeigt schematisch den Ablauf der Teilchenproduktion in einem hadronischen Schauer.

Intranukleare und internukleare Kaskade

Nachdem ein Hadron in einen Kern eingedrungen und mit einem Nukleon kollidiert ist, entsteht eine *intranukleare Kaskade*, die, wie die Bezeichnung angibt, räumlich auf das Kernvolumen beschränkt ist. Bei den vielfältigen hier stattfindenden Wechselwirkungen können die beteiligten Nukleonen als frei angesehen werden. Zudem sind außer Wechselwirkungen mit Valenzquarks der Nukleonen sind auch solche mit Seequarks möglich.

Infolge einer intranuklearen Kaskade kommt es zur *Spallation* des Kerns, d.h. es werden einige Teilchen aus dem Kern herausgeschlagen. Eine ausführliche Darstellung gemessener und berechneter Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen einer Vielzahl möglicher Reaktionen findet sich in [25].

Die Sekundärteilchen, die nach der Spallation den Kern verlassen, sind hauptsächlich einige hochenergetische geladene und ungeladene Pionen sowie Neutronen und Protonen. In [18] ist die mittlere Hadron–Multiplizität zu ungefähr $A^{0,1} \ln(s/\mathrm{GeV}^2)$ angegeben. Hierbei ist s das Quadrat der Schwerpunktsenergie von einlaufendem Hadron und Kern.

Die hochenergetischen der durch die Spallation entstandenen Sekundärteilchen gehen nach einer gewissen Strecke wiederum eine inelastische Hadron–Kern–Wechselwirkung ein, usw. Hierdurch bildet sich die *internukleare Kaskade* aus. Zwischen den Hadron–Kern–Wechselwirkungen verlieren geladene Hadronen Energie durch Ionisierung und Anregung der Atome des Absorbermaterials.

Evaporation oder Spaltung mit anschließender Evaporation

Die Zeitskalen, auf denen Spallation (ca. 10^{-22}s) und Kernabregung (10^{-18}s bis 10^{-13}s) ablaufen, sind stark unterschiedlich, siehe [26], daher ist die Kernabregung unabhängig von der Spallation betrachtbar.

Im Fall leichter Kerne erfolgt die Abregung hauptsächlich durch *Evaporation*, das heißt durch Abdampfung einzelner Nukleonen oder kleiner Kernfragmente wie Deuteronen, Tritonen, ^{3}He–Kernen und α–Teilchen.

Bei schweren Kernen steht zunächst die Kernspaltung in starker Konkurrenz zur Evaporation. So ist das Verhältnis von P_S, der Wahrscheinlichkeit für Spaltung, zu P_E, derjenigen für Evaporation, bei Blei ungefähr 0,05, während bei Uran P_S/P_E etwa 0,8 beträgt, siehe [27]. Nach der Spaltung schwerer Kerne erfolgt die Evaporation der Bruchstücke.

2.4.2 Schauerzusammensetzung

Notation

Im folgenden bezeichnet F_{Index} den mittleren Anteil einer durch den Index spezifizierten Komponente an der gesamten, im hadronischen Schauer umgesetzten Energie. Dagegen steht f_{Index} für den mittleren Anteil einer Komponente an der in einer einzelnen inelastischen hadronischen Wechselwirkung umgesetzten Energie. Man beachte, daß es in der Literatur bezüglich der Verwendung von F und f keine einheitlich benutzte Konvention gibt.

Elektromagnetische Komponente, F_{elm}

Etwa ein Drittel der bei der Spallation erzeugten Pionen sind ungeladen. Das bedeutet nach der oben eingführten Schreibweise, daß f_{π^0} etwa 1/3 beträgt. Aus dem Zerfall der ungeladenen Pionen in 2 Photonen oder in ein Elektron–Positron–Paar und ein Photon resultiert mit F_{π^0} der Hauptbeitrag zu F_{elm}.

Ein vergleichsweise kleiner Beitrag zu F_{elm} ist zudem F_γ, der Anteil der Primärenergie, der von der Gammastrahlung angeregter Kerne getragen wird. Manche Autoren rechnen F_γ auch der hadronischen Komponente zu. Tatsächlich wird die Energie der erzeugten Photonen aber in elektromagnetischen Prozessen deponiert. Da F_γ aber kleiner als 2 Prozent ist, kann die Energiedeposition durch Gammastrahlung in den meisten Betrachtungen vernachlässigt werden.

Nach [28] wächst F_{π^0} logarithmisch mit der Primärenergie E. Für Primärenergien von einigen GeV bis einigen hundert GeV gilt demnach

$$F_{elm} \simeq F_{\pi^0} \simeq 0,1 \ln(E/\mathrm{GeV}). \tag{2.14}$$

Gleichung (2.14) wird oft als Faustformel herangezogen. Sie liefert aber für sehr niedrige und sehr hohe Energien unphysikalische Werte für F_{elm}, nämlich negative Werte für niedrige und Werte größer als 1 für hohe Energien. Im nächsten Abschnitt wird daher in Anlehnung an [29] ein aus einem einfachen Modell resultierender Zusammenhang zwischen E und F_{elm} dargestellt, siehe Gleichung (2.17).

F_{π^0} und damit F_{elm} fluktuieren stark von Ereignis zu Ereignis und werden hauptsächlich durch die erste inelastische Wechselwirkung des primären Hadrons bestimmt.

Hadronische Komponente, F_{had}

Im wesentlichen trägt alle Energie, die nicht durch Elektronen, Positronen oder Photonen deponiert wird, zur hadronischen Komponente eines hadronischen Schauers bei. In [30] wird unter Vernachlässigung von Bindungsenergieverlusten angegeben:

$$F_{had} \simeq (1 - f_{\pi^0})^{N_G}, \tag{2.15}$$

wobei N_G die Anzahl der Generationen intranuklearer Kaskaden in der internuklearen Kaskade ist. Da N_G mit zunehmender Primärenergie E ansteigt, fällt F_{had} mit zunehmender Primärenergie.

Weiter unten wird die Primärenergieabhängigkeit von F_{had} im Rahmen eines Modells genauer diskutiert. Auf diesem Modell basieren die in Abschnitt 6.3 dargestellten Untersuchungen zum e/h–Verhältnis des H1-Flüssigargon–Kalorimeters sowie zur Güte der für Simulationsrechnungen verwendeten Programme, siehe Abschnitt 2.5.

Zu F_{had} tragen verschiedene Summanden bei. Ihre Anteile an F_{had} sind in Abbildung 2.8 für Schauer, die von Protonen bzw. negativ geladenen Pionen in Eisen induziert werden, in Abhängigkeit von der Primärenergie aufgetragen. Die Summanden sind im einzelnen:

- Ionisierung und Anregung durch das primäre Teilchen vor der ersten inelastischen Wechselwirkung, F_{Prim},
- Ionisierung und Anregung durch sekundäre Protonen, F_p, und geladene Pionen, $F_{\pi^\pm}$,
- Ionisierung durch schwere Kern–Fragmente, F_{Frag}
- niederenergetische Neutronen mit Energien unterhalb der Schwelle zur π^0–Erzeugung, siehe unten, F_n,
- Bindungsenergieverluste, F_{Bind},
- Gammastrahlung angeregter Kerne, die in [30] der hadronischen Komponente zugerechnet wird, F_γ.

Abbildung 2.8: *Anteil an F_{had} der verschiedenen Beiträge zur hadronischen Komponente in Schauern, die Protonen (durchgezogene Linien) und negativ geladene Pionen (unterbrochene Linien) in Eisen auslösen, in Abhängigkeit von der Primärenergie nach [30]. Erklärung der Bezeichnungen siehe Text. Die Werte für 10 GeV sind nach Angabe der Autoren durch Unzulänglichkeiten im Simulationprogramm beeinflußt, siehe hierzu auch Abschnitt 2.5.2, Seite 28.*

Man sieht, daß F_p/F_{had} und $F_{\pi^\pm}/F_{had}$ einzeln zwar schwach von der Primärenergie und der Art des schauerauslösenden Teilchens abhängen, der Anteil ihrer Summe an F_{had} aber, also der gesamte Anteil der durch Ionisation deponierten Energie an F_{had}, ist weitgehend unabhängig von der Primärenergie und der Art des schauerauslösenden Teilchens. Diese Energieunabhängigkeit gilt ebenso für die übrigen Beiträge zur hadronischen Komponente.

F_{had} ist also proportional zur Energie $E_{h,ion}$, die von Hadronen durch Ionisation deponiert wird. Da jedes geladene Hadron ionisiert, bevor es eine Spallation auslöst, besteht außerdem eine Proportionalität zwischen $E_{h,ion}$ und der Anzahl N_{Sp} der Spallationen im Schauer. Dies ermöglicht die Ableitung der Energieabhängigkeit von F_{had} mit Hilfe eines einfachen Modells, siehe [29]:

$$F_{had}(E) = \left(\frac{E}{E_{S\pi^0}}\right)^{m-1} \tag{2.16}$$

und wegen $F_{had} + F_{elm} \simeq 1$

$$F_{elm}(E) = 1 - \left(\frac{E}{E_{S\pi^0}}\right)^{m-1} . \tag{2.17}$$

Abbildung 2.9: *Anteil F_{had} der hadronischen Komponente in pion– und nukleoninduzierten Schauern in Eisen in Abhängigkeit von der Primärenergie E. Ergebnisse von in [30] erläuterten Simulationrechnungen. Die Autoren führen die hohen Werte für E = 10 GeV auf Unzulänglichkeiten im Simulationsprogramm zurück, siehe hierzu auch Abschnitt 2.5.2, Seite 28.*

Der Skalenfaktor $E_{S\pi^0}$ kann wegen $F_{had}(E{=}E_{S\pi^0}) = 1$ als die Schwelle zur π^0–Erzeugung angesehen werden. Für Hadronen mit Energien unterhalb von $E_{S\pi^0}$ sind die Gleichungen (2.16) und (2.17) also nicht mehr gültig. Hier gilt vielmehr: $F_{had} = 1$ und $F_{elm} = 0$. Nach [29] sollte $E_{S\pi^0}$ von der Größenordnung 1 GeV sein.

Der Exponent in den Gleichungen (2.16) und (2.17) ist nach dem Modell aus [29] gegeben durch

$$m - 1 = \log_{n_h}(f_h), \tag{2.18}$$

wobei n_h die Multiplizität geladener Hadronen nach einer einzelnen Spallation und f_h den Anteil der bei der Spallation zur Erzeugung geladener Hadronen, also hauptsächlich Protonen und geladener Pionen, aufgewandten Energie an der Primärenergie bezeichnen. Ferner ergibt sich aus dem Modell für die Energieabhängigkeit der Anzahl der Spallationen im Schauer:

$$N_{Sp} \sim E^m \tag{2.19}$$

Abbildung 2.9 zeigt F_{had} als Funktion von E für Nukleonen und Pionen in Eisen. Die Ergebnisse von Anpassungen der Gleichung (2.16) an die aus Simulationsrechnungen gewonnenen Punkte durch Variation von $E_{S\pi^0}$ und m sind ebenfalls eingetragen. Man erkennt, daß m unabhängig von der Art des primären Hadrons ist, wohingegen $E_{S\pi^0}$ für Pionen deutlich größer ist als für Nukleonen. Weitere, in [30] diskutierte Resultate zeigen, daß m leicht mit der Kernladungszahl Z des Absorbers ansteigt. Dies führen die Autoren darauf zurück, daß f_{π^0} mit steigendem Z zu Lasten von f_h steigt.

Neutrinos und hochenergetische Myonen

Nach [30] wird etwa ein Prozent der ursprünglich von geladenen Sekundärpionen getragenen Energie über die Zerfallskette $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ zur Neutrino–Produktion aufgewandt.

2.4.3 Räumliche Ausdehnung

Nach [28] wurden experimentell folgende Eigenschaften der räumlichen Ausdehnung hadronischer Schauer ermittelt:

Longitudinale Ausdehnung

Die Lage des Schauermaximums skaliert mit der nuklearen Absorptionlänge λ_{abs}. Es wird nach einer Wegstrecke der Länge $N_{\lambda,max} \cdot \lambda_{abs}$ nach Eindringen des Hadrons in den Absorber erreicht. Für den Faktor $N_{\lambda,max}$ gilt in Materialien mit nicht zu hoher Kernladungszahl Z:

$$N_{\lambda,max} \simeq 0,7 + 0,2 \ln (E/\mathrm{GeV}). \tag{2.20}$$

In Materialien mit hoher Kernladungszahl ist $N_{\lambda,max}$ etwas kleiner, da hier aufgrund der kleineren Strahlungslänge die elektromagnetischen Subschauer eine kleinere Länge haben, siehe Gleichung (2.8).

Die gesamte longitudinale Ausdehnung $L_{0,95}$, innerhalb der 95% der Energie deponiert werden, ist gegeben durch

$$L_{0,95} \simeq (N_{\lambda,max} + 2,5(E/\mathrm{GeV})^{0,13})\lambda_{abs}. \tag{2.21}$$

Diese Näherung gilt mit einer Genauigkeit von 10 Prozent für Primärenergien von einigen GeV bis einigen hundert GeV. In Materialien mit hohem Z ist die Energieabhängigkeit etwas schwächer.

Laterale Ausdehnung

Form und Breite des lateralen Schauerprofils sind abhängig von der Tiefe im Schauer. Die Breite des hochenergetischen Schauerkerns auf halber Höhe beträgt etwa 0,1 bis 0,5 nuklearen Absorptionlängen. Der Radius des umgebenden Zylinders, der 95 Prozent der gesamten, im Schauer deponierten Energie enthält, mißt ca. $1\lambda_{abs}$.

2.5 Schauersimulation mit Monte–Carlo–Methoden

Es gibt eine Vielzahl von Programmen zur Schauersimulation. In der Hochenergiephysik weit verbreitet sind EGS, siehe [31], zur Simulation elektromagnetischer Schauer und GEANT, siehe [32], zur Simulation sowohl elektromagnetischer als auch hadronischer Schauer.

In beide Programme sind beliebige geometrische Strukturen und Materialzusammensetzungen implementierbar. Ein Nachteil von EGS gegenüber GEANT liegt darin, daß die Beschreibung von Geometrien, die komplexer sind als bloße Schichtfolgen, mit EGS sehr aufwendig und dadurch fehleranfällig ist. In GEANT lassen sich dagegen verschieden geformte Basisvolumina beliebig in der Größe variieren sowie an– und ineinandersetzen.

Für Simulationsrechnungen, siehe [33] und [34], zur hier dargestellten Analyse wurde ausschließlich GEANT benutzt, worauf auch das von der H1-Kollaboration für den gesamten Detektor benutzte Simulationprogramm beruht. In diesem Abschnitt wird daher die Simulation hadronischer und elektromagnetischer Schauer am Beispiel von GEANT beschrieben.

2.5.1 Teilchenverfolgung

Das Primärteilchen und alle im Schauer entstehenden Teilchen werden bis zu ihrer Vernichtung oder bis zu einer teilchenartabhängigen, unteren Energieschwelle verfolgt. Diese Energieschwellen sind erforderlich, um die benötigte Rechenzeit auf ein akzeptables Maß zu beschränken. Sie werden so gewählt, daß simulierte Schauer bei einer Absenkung der Schwellen keine bessere Übereinstimmung mit dem Experiment zeigen.

Der Algorithmus zur Teilchenverfolgung in GEANT läßt sich in etwa so darstellen: Die totalen Wirkungsquerschnitte aller implementierten Prozesse stehen in Abhängigkeit von der Teilchenenergie zur Verfügung. Durch Zufallszahlen, die die Verteilung der freien Weglängen wiedergeben, wird hieraus für jeden Prozeß eine Weglänge bestimmt, nach der er stattfinden könnte. Der Prozeß, für den so die kürzeste Weglänge ermittelt wurde, findet statt, nachdem die Flugbahn des Teilchens um die bestimmte Weglänge extrapoliert wurde. Bei der Extrapolation werden im Fall geladener Teilchen ein eventuell vorhandenes Magnetfeld und eine Verschmierung des Endpunktes durch Vielfachstreuung berücksichtigt.

Nur für den ausgewählten Prozeß wird für den nächsten Verfolgungsschritt eine neue Weglänge bestimmt, und wieder der Prozeß, für den nun die kürzesten Weglänge angegeben ist, wird simuliert. Usw.

In der Nähe von Grenzflächen erfolgt eine Modifikation des Algorithmus, siehe [32].

2.5.2 In GEANT implementierte Prozesse und Modelle

Bei der Simulation mit GEANT werden folgende Prozesse berücksichtigt:

- Für Photonen:
  Elektron–Positron–Paarbildung, Compton-Streuung, Photoeffekt, photoninduzierte Spaltung schwerer Kerne
- Für Elektronen und Positronen:
  Vielfachstreuung, Ionisierung einschließlich Erzeugung von δ–Elektronen, Bremsstrahlung, Annihilation von Positronen mit Elektronen
- Für Myonen:
  Zerfall, Vielfachstreuung, Ionisierung einschließlich Erzeugung von δ–Elektronen, Bremsstrahlung, direkte Elektron–Positron–Paarbildung, Kern–Wechselwirkung
- Für Hadronen:
  Zerfall, Vielfachstreuung, Ionisierung einschließlich Erzeugung von δ–Elektronen, hadronische Wechselwirkung

Die Endzustände nach den Prozessen werden mit Hilfe von Zufallszahlen bestimmt, die den differentiellen Wirkungsquerschnitten entsprechend verteilt sind. Lediglich die hadronischen Wechselwirkungen bilden hier eine Ausnahme, da ihr Ablauf, wie bereits in Abschnitt 2.4 angedeutet, für eine derartige Behandlung zu komplex ist.

Zur Simulation der hadronischen Wechselwirkung stellt GEANT in der Version 3.21 drei Programme zur Wahl, denen unterschiedliche Modellannahmen und Simulationsverfahren zugrunde liegen, nämlich GHEISHA, FLUKA und CALOR[2].

[2] Die genauen Bezeichnungen der Programmversionen sind GHEISHA8, FLUKA92 und GCALOR

GHEISHA

GHEISHA[3] arbeitet mit einer Vielzahl parametrisierter Verteilungen, die in [35] ausführlich dokumentiert sind. Nach [36] besitzt das Modell einen freien Parameter, durch dessen Variation sich die Ergebnisse der Simulation an experimentelle Daten anpassen läßt. Das Ziel ist weniger die korrekte Beschreibung der einzelnen inelastischen Wechselwirkungen sondern es soll erreicht werden, daß das nach der Simulation erwartete Kalorimetersignal gut mit dem tatsächlichen, experimentell gewonnenen übereinstimmt.

Vor der Simulation einer intranuklearen Kaskade wird die Energie des einlaufenden Hadrons um einen Betrag für Kernanregung und Erzeugung von Evaporationprodukten verringert. Die Nukleonen werden im folgenden als frei aufgefaßt.

Nur die erste Hadron–Nukleon–Wechselwirkung in einer intranuklearen Kaskade wird in Anlehnung an Streuexperimente an freien Nukleonen simuliert. Die Anzahl und Eigenschaften der in den weiteren Wechselwirkungen entstehenden Teilchen wird aus Parametrisierungen entnommen.

FLUKA

FLUKA, siehe [37], wurde in den diese Arbeit begleitenden Simulationsrechnungen, siehe [34], nur in Zusammenhang mit CALOR für Hadronen mit Energien oberhalb von 10 GeV eingesetzt. Das unterhalb von 5 GeV in FLUKA verwendete Modell zur Resonanzproduktion soll hier daher nicht erläutert werden.

Simulationen von Hadron–Kern–Wechselwirkungen bei Hadronenergien oberhalb von 5 GeV liegt das *Vielketten-Fragmentationsmodell* nach [38] zugrunde. Hierbei handelt es sich um eine Verallgemeinerung des von Capella und Tran Thanh Van für die inelastische Hadron–Hadron–Wechselwirkung entwickelten Zweiketten–Fragmentationsmodells, siehe [39], auf die Wechselwirkung eines Projektil-Hadrons mit mehreren Target-Hadronen im Kern.

Abbildung 2.10 zeigt eine schematische Darstellung einer im Vielketten–Fragmentationsmodell möglichen Wechselwirkung eines Projektil–Baryons P mit drei Target–Baryonen T_1 bis T_3. Nach rechts laufende Linien symbolisieren ein Quark, nach links laufende ein Antiquark. U–förmige Linien repräsentieren ein Quark–Antiquark–Paar aus dem See, die übrigen ein Valenzquark eines Baryons. x_B^V und $x_B^{S_i}$ bezeichnen den vom jeweiligen Valenzquark V oder Seequark S_i getragen Anteil des Impulses des Baryons B.

Die Valenzquarks der Baryonen werden in ein Quark und ein Diquark aufgeteilt. P wechselwirkt mit T_1 durch die Ausbildung zweier Ketten von Quark–Antiquark–Paaren zwischen seinen Valenz(di)quarks und denjenigen von T_1. Die Wechselwirkung mit den weiteren Target–Baryonen geschieht durch die Bildung je zweier Quark–Antiquark–Paar–Ketten zwischen deren Valenz(di)quarks und Seequarks von P. So können auch Teilchen mit s–, b– oder c–Quarks in einem pioninduzierten Schauer enthalten sein. Um der Tatsache gerecht zu werden, daß in vielen inelastischen Hadron–Nukleon–Wechselwirkungen das einlaufende Hadron seine Identität und zum größten Teil auch seine Energie behält, finden 30 Prozent der Hadron–Nukleon–Wechselwirkungen nur über die See-Quarks des Projektils statt.

Da Quarks in der Natur nicht frei auftreten, muß jedes der Kettenpaare in zwei *Jets* genannte Bündel von Mesonen und Baryonen übergehen. Diesen Übergang bezeichnet man als *Fragmentation.* Im Schwerpunktsystem jeder einzelnen Hadron–Hadron–Wechselwirkung laufen die je zwei Jets in entgegengesetzte Richtungen auseinander. Die Fragmentation der Ketten in beobachtbare Teilchen setzt voraus, daß jedes System aus

[3] Gamma–Hadron–Elektron–Interaktion–Schauer–Programm

Abbildung 2.10: *Schematische Darstellung einer Wechselwirkung eines Baryons P mit drei weiteren Baryonen* T_1 *bis* T_3 *im Vielkettenfragmentationsmodell nach [38]. Erläuterung siehe Text.*

über eine Kette verbundenen Quarks oder Diquarks im Sinne der Quantenchromodynamik farblos ist, da auch farbbehaftete Objekte in der Natur nicht frei vorkommen. Die Simulation der Fragmentation erfolgt mit dem Programm BAMJET, siehe [40]. Hierbei wird davon ausgegangen, daß die Jets dieselben universellen Eigenschaften haben wie die Jets, die die in Elektron–Positron–, Lepton–Hadron– und Hadron–Hadron–Kollisionen beobachtet wurden.

Die Anzahl der Nukleonen, mit denen ein Hadron im Kern wechselwirkt und die Impulsanteile der Quarks und Diquarks wird mit Hilfe von Zufallszahlen aus entsprechenden Verteilungen ermittelt. Da weder Bindungsenergieverluste in der intranuklearen Kaskade noch die Evaporation simuliert werden, wird pauschal ein gewisser Energiebetrag von der Energie des einlaufenden Hadrons subtrahiert. Der Fermi–Impuls der Target–Nukleonen wird berücksichtigt.

CALOR

Für Nukleonen (geladene Pionen) mit kinetischen Energien unterhalb von $E_s = 3{,}5$ GeV ($E_s = 2{,}5$ GeV) wird das *Intranuklearkaskaden–Evaporationsmodell* nach [25] benutzt. Dies erlaubt im Gegensatz zu GHEISHA eine Monte–Carlo–Simulation des Ablaufes der intranuklearen Kaskade mit anschließender Evaporation im eigentlichen Sinne. Das heißt, die hierbei stattfindenden einzelnen Zweiteilchenwechselwirkungen werden weitgehend auf der Basis gemessener Wirkungsquerschnitte simuliert.

Trifft ein Nukleon oder geladenes Pion mit einer kinetischen Energie zwischen E_s und 10 GeV auf einen Kern, so werden zunächst intranukleare Kaskade und Evaporation nach dem Intranuklearkaskaden–Evaporationsmodell so simuliert, als hätte das einlaufende Hadron nur die kinetische Energie E_s. Anschließend wird das Ergebnis zur Berücksichtigung der tatsächlich höheren Energie des einlaufenden Hadrons extrapoliert. Nach [41] geschieht dies durch Vergrößerung der Multiplizität der Evaporationsprodukte und eine der tatsächlichen Hadron–Energie entsprechende Skalierung ihrer Gesamtenergie.

Da diese Extrapolation mit steigender Energie zunehmend ungenauer wird, verwendet die in GEANT implementierte Version von CALOR oberhalb von 10 GeV kinetischer Energie zur Simulation von Hadron-Kern-Kollisionen FLUKA. Extrapolationsfehler machen sich beispielsweise bei den Punkten für $E = 10$ GeV in den Abbildungen 2.8 und 2.9 bemerkbar.

Durch die Verwendung von FLUKA zur Simulation von Hadron–Kern–Wechselwirkungen bei Hadronenergien oberhalb von 10 GeV entstehen in einem mit CALOR simulierten Schauer unter Umständen auch Teilchen mit Seltsamkeit. Deren weitere Wechselwirkungen werden auch bei Energien unterhalb von 10 GeV mit FLUKA simuliert.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß Neutronen mit kinetischen Energien unterhalb von 20 MeV bis 10^{-5} eV von einem speziell dafür entwickelten Programm namens MICAP, siehe [42], verfolgt werden, was für die später erläuterten Simulationsrechnungen für das H1–Flüssigargon–Kalorimeter aber kaum von Bedeutung ist.

2.6 Energiemessung mit Sampling–Kalorimetern

2.6.1 Grundprinzip

Zur Energiemessung mit *Sampling–Kalorimetern*[4] macht man sich die Schauerentwicklung zunutze: Das Schauerprofil wird mittels einer Kombination von Absorber– und Auslesemedien abgetastet. Als Absorber dient ein dichtes Material mit hoher Kernladungszahl. Hierin bildet sich der Schauer hauptsächlich aus. Das Auslesemedium hat geringe Dichte und niedrige Kernladungszahl. Manche Komponenten des Schauers erzeugen hierin ein meßbares Signal, dessen Höhe idealerweise proportional zur im Schauer deponierten Energie ist. Zu meßbaren Signalen führen z.B. das in einem Szintillator entstehende Licht oder die in einer Ionisationskammer freigesetzte Ladung.

Eine spezielle Bauart von Sampling–Kalorimetern sind die *Sandwich–Kalorimeter*. Hier bilden die Absorber– und Auslesemedien eine Schichtfolge.

2.6.2 Signalverhalten bei hadronischen Schauern

In hadronischen Schauern trägt typischerweise ein Drittel der umgesetzten Energie nicht zum Signal bei. Dies läßt sich zurückführen auf

- Bindungsenergieverluste bei Spallation, Evaporation und Spaltung,
- Kern–Rückstöße,
- Neutrinos, die i.a. im Detektor nicht wechselwirken,
- niederenergetische Neutronen, deren Energie zur π^0-Produktion nicht mehr ausreicht.

Sei S_e das durch elektromagnetische Schauer bzw. Subschauer erzeugte Signal relativ zur gesamten, in ihnen deponierten Energie. Und sei S_h das durch die übrigen Prozesse, an denen meistens Hadronen direkt beteiligt sind, erzeugte Signal relativ zur so deponierten Energie. Für das Signal S_π, das ein pioninduzierter Schauer relativ zu der in ihm

[4] to sample, engl.: eine Probe entnehmen

deponierten Energie erzeugt, folgt somit unter Ausnutzung von $F_{elm} + F_{had} \simeq 1$

$$S_\pi = F_{elm} S_e + (1 - F_{elm}) S_h \tag{2.22}$$

oder mit $\quad r_{e/\pi} := \frac{S_e}{S_\pi} \quad$ und $\quad r_{e/h} := \frac{S_e}{S_h}$:

$$r_{e/\pi} = \frac{r_{e/h}}{1 + (r_{e/h} - 1) F_{elm}}. \tag{2.23}$$

$r_{e/\pi}$ wird als *e/π–Verhältnis* und $r_{e/h}$ als *e/h–Verhältnis* bezeichnet. $r_{e/h}$ ist eine nur von der Bauart des Kalorimeters abhängige Konstante und führt, falls S_e und S_h nicht miteinander übereinstimmen ($r_{e/h} \neq 1$), über die Energieabhängigkeit von F_{elm} gemäß Gleichung (2.17) zu einem energieabhängigen e/π–Verhältnis[5]. Hierdurch wird die Rekonstruktion der Energie von Hadronen aus den gemessenen Signalen erheblich erschwert.

Kalorimeter mit $r_{e/h} = 1$ heißen *kompensierend*, solche mit $r_{e/h} > 1$ *unterkompensierend* und solche mit $r_{e/h} < 1$ *überkompensierend*. Die meisten der zur Zeit gebräuchlichen Kalorimeter sind nicht kompensierend.

Kompensation erzielte z.B. die ZEUS–Kollaboration mit einem Uran–Szintillator–Kalorimeter, siehe [43]. Die in hadronischen Schauern entstehenden Neutronen werden von den H–Atomen in den Szintillatorschichten gebremst und können so infolge der Uran–Spaltung nach Neutroneneinfang ebenfalls zum Signal beitragen. In [4] ist für $r_{e/\pi}$ des ZEUS-Kalorimeters ein Wert von 1,0 ± 0,03 angegeben, der für Primärenergien oberhalb von 3 GeV gilt. Darunter wird das ZEUS-Kalorimeter mit abnehmender Primärenergie zunehmend überkompensierend. Diese Energieabhängigkeit von $r_{e/\pi}$ ist möglich, da Gleichung (2.17) für dieses Kalorimeter nicht gilt: Hier ist F_n/F_{had}, vergleiche Abbildung 2.8, stark energieabhängig.

Mangelnde Kompensation führt nicht nur zu einer Differenz zwischen der bei elektromagnetischen und hadronischen Schauern gleicher Primärenergie gemessenen Signalhöhe, sondern sie verschlechtert gegenüber kompensierenden Kalorimetern auch die Energieauflösung für Hadronen, da in hadronischen Schauern der Anteil F_{elm} der in der elektromagnetischen Komponente deponierten Energie an der gesamten deponierten Energie stark von Ereignis zu Ereignis fluktuiert. Hierauf wird auch im nächsten Abschnitt eingegangen. Durch geeignete Signalgewichtung, s.u., kann im Mittel die Signalhöhendifferenz zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern ausgeglichen werden. Eine Verbesserung der Energieauflösung für Hadronen gelingt hierdurch aber in der Regel nur innerhalb gewisser Grenzen.

2.6.3 Energieauflösung

Zur mit Sampling-Kalorimetern erzielbaren Energieauflösung tragen bei:

- Intrinsische Fluktuationen:
  Hierunter wird die statistische Schwankung der Anzahl N_T der Teilchen im Schauer verstanden. Aufgrund der Poisson-Verteilung von N_T sind die intrinsischen Fluktuationen proportional zu $\sqrt{N_T}$. Da N_T proportional zur Primärenergie E ist, führen allein intrinsische Fluktuationen somit zu einer Energieauflösung, die proportional zu $\sqrt{E}$ ist. In elektromagnetischen Schauern sind die intrinsischen Fluktuationen sehr klein, in hadronischen tragen sie aber wegen der starken Fluktuationen von π^0–Komponente und Bindungsenergieverlusten deutlich zur Energieauflösung bei.

- Sampling–Fluktuationen:
  Diese entstehen dadurch, daß aufgrund der vom geometrischen Aufbau des Kalorimeters

[5] In der Literatur findet man mitunter auch die Bezeichnung *e/h–Verhältnis* für $r_{e/\pi}$, wohingegen $r_{e/h}$ *intrinsisches e/h–Verhältnis* genannt wird.

fest vorgegebenen Samplingstruktur die Anzahl der signalerzeugenden Teilchen von Schauer zu Schauer fluktuiert. In [18] wird gezeigt, daß für die Energieauflösung, die im Fall elektromagnetischer Schauer in Sandwich–Kalorimetern allein durch Sampling–Fluktuationen entsteht, gilt:

$$\sigma_E \sim \sqrt{\frac{d_Z}{X_{0,Z}} \cdot \frac{E}{\mathrm{GeV}}}. \tag{2.24}$$

Hier bezeichnet d_Z die Gesamtdicke einer *Sampling-Zelle*, also die Summe der Dicke d_{Abs} einer Absorberschicht und der Dicke d_{Aus} einer Ausleseschicht. $X_{0,Z}$ bezeichnet die für die gemittelt über alle Sampling-Zellen effektiv geltende Strahlungslänge, siehe auch Gleichung (2.25).
Da, wie bereits in Abschnitt 2.3.4 angesprochen, die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit durch Bremsstrahlung und Paarbildung proportional zur zurückgelegten Wegstrecke in Einheiten der Strahlungslänge sein soll, muß gelten:

$$\frac{d_Z}{X_{0,Z}} = \frac{d_{Abs}}{X_{0,Abs}} + \frac{d_{Aus}}{X_{0,Aus}}, \tag{2.25}$$

wobei $X_{0,Abs}$, die Strahlungslänge des Absorbers, kleiner ist als $X_{0,Aus}$, diejenige des Auslesemediums. Eine Vergrößerung von d_{Aus}/d_{Abs} führt bei konstanter Gesamtdicke d_Z einer Sampling-Zelle also zu einer Verbesserung der Energieauflösung.

- Durch die Art der Signalauslese bedingtes Rauschen:
  Derartiges Rauschen verschlechtert die Energieauflösung σ_E unabhängig von der Primärenergie.
- Leckverluste:
  Dadurch, daß ein Kalorimeter räumlich begrenzt ist, kommt es mit steigender Primärenergie zu immer größeren Fluktuationen der im Kalorimeter deponierten Energie. Nach [44] ist die allein durch Leckverluste bedingte Energieauflösung σ_E proportional zur Primärenergie. In [28] wird angegeben, daß sich σ_E durch Leckverluste um einen Faktor $(1 + 4F_L)$ verschlechtert, wobei F_L der Teil der Primärenergie ist, die nicht in ausgelesenen Bereichen des Kalorimeters deponiert wird. Dies gilt nach [28] für Werte von F_L bis 0,3.
- Mangelnde Kompensation (nur bei hadronischen Schauern):
  Wie bereits in Abschnitt 2.6.2 angesprochen, verschlechtert mangelnde Kompensation die Energieauflösung σ_E bei hadronischen Schauern. In Abbildung 2.11 ist der hieraus resultierende konstante Beitrag zur relativen Energieauflösung σ_E/E in Abhängigkeit von $r_{e/\pi}$ bei 10 GeV Primärenergie aufgetragen. Es handelt sich um Ergebnisse von Studien mit Simulationsrechnungen, siehe [45]. Einschränkend ist allerdings zu bemerken, daß der Autor von [45] einfachere Annahmen zur Zusammensetzung hadronischer Schauer macht als diejenigen, auf denen das in Abschnitt 2.4.2 erläuterte Modell beruht. So parametrisiert er beispielsweise die Energieabhängigkeit von F_{π^0} gemäß Gleichung (2.14).

Unter den Annahmen, daß alle oben genannten Beiträge zur Energieauflösung σ_E statistisch unabhängig voneinander sind und daß es keine weiteren Beiträge gibt, läßt sich die relative Energieauflösung σ_E/E wie folgt parametrisieren:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{{a_1}^2}{E} + \frac{{a_2}^2}{E^2} + {a_3}^2}. \tag{2.26}$$

Hierbei ist a_1 ein Maß für die Summe aus intrinsischen Fluktuationen und Sampling-Fluktuationen, a_2 gibt den Einfluß energieunabhängigen Rauschens wieder, und durch

Abbildung 2.11: *Konstanter Beitrag zur relativen Energieauflösung aufgrund mangelnder Kompensation in Abhängigkeit von $r_{e/\pi}$ bei 10 GeV Primärenergie. Aus [45], basierend auf einfachen Annahmen, siehe Text.*

a_3 werden Leckverluste und – im Fall hadronischer Schauer – mangelnde Kompensation berücksichtigt.

2.7 Flüssigargon–Kalorimeter

2.7.1 Funktionsprinzip

Die ersten *Flüssigargon–Kalorimeter* wurden Anfang der 70er–Jahre entwickelt, siehe [46] und [47]. Es handelt sich hierbei um Sandwich–Kalorimeter, in denen i.a. Platten aus Kupfer, Eisen oder Blei als Absorber eingesetzt werden, zwischen denen sich jeweils Flüssigargon als Ausleseschicht befindet. Dadurch, daß zwischen den Oberflächen zweier benachbarter Absorberplatten eine Hochspannung liegt, wirken die Flüssigargon–Schichten als Ionisationskammern.

Im Schauer befindliche geladene Teilchen ionisieren beim Durchqueren der Flüssigargon–Schichten einen Teil der Argon–Atome. Die dadurch entstehenden freien Elektronen wandern bei hinreichend hoher Feldstärke zur Anode. Da sie hierbei im Mittel die halbe Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode durchlaufen, wird auf der Kathode eine Ladung induziert, die halb so groß ist, wie die durch Ionisierung freigesetzte. Mittels ladungsempfindlicher Vorverstärker wird die auf den Kathoden induzierte Ladung gemessen. So entsteht ein Signal, dessen Höhe proportional zur gesamten im Kalorimeter deponierten Energie ist. Die Argon–Ionen tragen aufgrund ihrer niedrigen Driftgeschwindigkeit nicht zum Signal bei.

Flüssigargon–Kalorimeter sind in der Regel unterkompensierend. Dies liegt hauptsächlich daran, daß die hadronische Komponente hadronischer Schauer nicht vollständig zum Signal beiträgt: Beispielsweise führen Bindungsenergieverluste und Kernrückstöße nicht zu Ionisationen. Zudem wird das e/π–Verhältnis in geringem Maße auch dadurch beeinflußt, daß insbesondere schwere, niederenergetische geladene Hadronen in den Flüssigargon–Schichten wesentlich höhere Ionisierungsdichten als Elektronen erzeugen. Infolge der Rekombination führt dies bezogen auf die bei der Ionisierung deponierte Energie zu einem niedrigeren Signal als bei Elektronen, siehe [48].

Durch Unterteilung der Oberflächen der Kathoden in voneinander isolierte Teilflächen und leitende Verbindung einer gewissen Anzahl einander entsprechender Teilflächen aufeinanderfolgender Kathoden lassen sich *geometrische Auslesekanäle* bilden. Das Signal in ihnen wird jeweils separat registriert. Eine derartige Segmentierung in allen drei Raumrichtungen ermöglicht die Messung von Ort und Dichte der in einem Schauer deponierten Energie.

In Abschnitt 2.6.3 wurde für Sampling-Kalorimeter ein energieunabhängiger Beitrag zur Energieauflösung aufgeführt, der durch die Art der Signalauslese bedingt ist. Im Fall von Flüssigargon-Kalorimetern stammt dieser Beitrag aus elektronischem Rauschen. Dies entsteht hauptsächlich in den ladungsempfindlichen Vorverstärkern, da die daran angeschlossenen Auslesekanäle eine nicht zu vernachlässigende Eingangskapazität bilden. Die Breite der Verteilung der rauschbedingten Signalbeiträge steigt mit der Eingangskapazität, die wiederum abzüglich von Kabelbeiträgen proportional zur Gesamtfläche der Ausleseschichten des jeweiligen Kanals ist, siehe [49].

Durch die Segmentierung wird es u.a. möglich, den Einfluß des elektronischen Rauschens zu verringern, indem man zunächst aus der Breite der Verteilung der Rauschbeiträge in jedem einzelnen Auslesekanal eine für der jeweiligen Auslesekanal charakteristische Schwelle bestimmt. Bei der Summation über die Auslesekanäle zur Bestimmung der Gesamtenergie werden dann nur die Auslesekanäle berücksichtigt, deren Signal über dieser Schwelle liegt. Da die elektromagnetischen Subschauer eines hadronischen Schauers sehr kompakt sind, ermöglicht die Segmentierung zudem eine Signalgewichtung unter Berücksichtigung der Volumina der Auslesekanäle, um die mangelnde Kompensation, siehe Abschnitt 2.6.2, auszugleichen.

2.7.2 Kalibrierung und Energierekonstruktion

Hier wird in vielen Punkten auf das Vorgehen der Kalorimeter-Gruppe der H1–Kollaboration bei der Energierekonstruktion Bezug genommen. Daher ist dieser Abschnitt nicht für alle Flüssigargon–Kalorimeter gültig, da diese unter Nutzung einer Vielzahl unterschiedlicher Techniken und Methoden betrieben werden.

Notation

Ladungen (Energien), die sich auf einzelne Auslesekanäle des Kalorimeters beziehen, werden in dieser Arbeit mit kleinem Buchstaben q (e) bezeichnet, solche, die sich auf Summen über Teile oder die Gesamtheit der Auslesekanäle des Kalorimeters beziehen, mit großem Buchstaben Q (E).

Kalibrierung der Auslese–Elektronik

Zunächst muß der Zusammenhang zwischen dem nach Verstärkung, Pulsformung und Digitalisierung von der Auslese-Elektronik gelieferten Signal N_{ADC} und der tatsächlich im zugehörigen geometrischen Auslesekanal induzierten Ladung q ermittelt werden. Unter *Kalibrierung der Auslese–Elektronik* oder kurz *Elektronik–Kalibrierung* wird im folgenden das zur Ermittlung dieses Zusammenhangs nötige Vorgehen verstanden. Sie ist absolut und mit hoher Präzision durch das Einkoppeln von Spannungspulsen über Kondensatoren in die Auslesekanäle möglich und erfolgt individuell für jeden Auslesekanal. Bei Kenntnis der Kapazität der hierfür verwendeten Kondensatoren und der Höhe der Spannungspulse werden so wohldefinierte Ladungen q_{kal} in die Auslese-Elektronik injiziert. Bei geeigneter Pulsform und –dauer gilt der hieraus resultierende Zusammenhang zwischen N_{ADC} und q_{kal} auch für die Bestimmung der durch Teilchen in einem Schauer induzierten Ladung q.

Die genaue Vorgehensweise bei der Kalibrierung der Auslese–Elektronik für das hier analysierte Experiment ist in Abschnitt 4.1 beschrieben.

Messungen am Teststrahl

Die Messungen am Teststrahl dienen dazu, das Signal des Kalorimeters bei Kenntnis von Art, Primärenergie, Ort und Richtung der ins Kalorimeter eintretenden Teilchen zu messen. Unter Signal ist hier die Gesamtheit der in den einzelnen Auslesekanälen gemessenen induzierten Ladungen zu verstehen.

Bei den Teststrahl–Messungen für das H1–Flüssigargon–Kalorimeter steht zunächst nicht die Bestimmung der Primärenergie des eintretenden Teilchens im Vordergrund. Vielmehr kommt es darauf an, den Zusammenhang zwischen gemessener Ladung und der tatsächlich in aktiven Bereichen des Kalorimeters deponierter Energie zu bestimmen. Menge und räumliche Verteilung inaktiven Materials, das die Teilchen vor den Eintritt ins Kalorimeter durchqueren, lassen sich im Teststrahl–Experiment nämlich praktisch nicht den Verhältnissen im H1–Detektor angleichen.[6] Folglich verlieren Teilchen gleicher Primärenergie in Teststrahl–Experiment und H1–Detektor unterschiedlich viel Energie im Vormaterial und, falls bereits darin die Schauerentwicklung einsetzt, kommt es zu unterschiedlich breiten Verschmierungen des Eintrittsortes in das Kalorimeter, was zusätzlich das Signal in beiden Fällen unterschiedlich beeinflußt.

Das primäre Ziel der Durchführung von Teststrahl–Messungen ist also die Bestimmung der Proportionalitätskonstanten zwischen der in einem Auslesekanal gemessenen Ladung und der in ihm deponierten Energie, mit anderen Worten, die Kalibrierung des Kalorimeters auf die in seinen aktiven Bereichen deponierte Energie. Außerhalb des Kalorimeters sowie in Spalten zwischen einzelnen Modulen deponierte Energie wird durch Korrekturverfahren berücksichtigt, die bereits auf der Rekonstruktion der in den Auslesekanälen deponierten Energie basieren. Diese Korrekturverfahren lassen sich zum Teil unter Nutzung der am Teststrahl genommenen Daten entwickeln. Ihre Nutzung für das H1-Experiment bedarf aber stets der Verifikation durch detaillierte Simulationsrechnungen.

Simulationsrechnungen

Simulationsrechnungen bieten die einzige Möglichkeit, die tatsächlich in aktiven Bereichen der Kalorimeters deponierte Energie E_{dep} zu bestimmen. Nur die Energie, die durch Ionisation in den Flüssigargon–Schichten deponiert wird, trägt zum Signal des Kalorimeters bei. Sie wird daher als *sichtbare Energie* E_{vis} bezeichnet. Die sichtbare Energie unterliegt aufgrund ihrer Proportionalität zu der im Experiment gemessenen Ladung Q von Ereignis zu Ereignis denselben statistischen Fluktuationen wie diese.

Im Mittel über viele Ereignisse ist E_{vis} proportional zu E_{dep}. Von Bedeutung für die Kalibrierung des Kalorimeters auf die in elektromagnetischen Schauern deponierte Energie

[6] Inaktives Material innerhalb des Kalorimeters entsteht durch die mechanische Konstruktion zur Fixierung der Absorberplatten. Die Kryostatwand und die den Strahl definierende Detektoren tragen zum inaktiven Material vor dem Kalorimeter bei.

ist die Konstante c_{sim} mit

$$c_{sim} := \left\langle \frac{E_{dep}}{E_{vis}} \right\rangle, \tag{2.27}$$

wobei die spitze Klammer für die Mittelung über alle simulierten Ereignisse steht.

Energiekalibrierung unter Berücksichtigung des elektronischen Rauschens

Wie bereits in Abschnitt 2.7.1 erläutert, überlagert elektronisches Rauschen die experimentell gewonnenen Daten. Im Interesse einer guten Energieauflösung wird, wie dort bereits angedeutet, bei der Energierekonstruktion ein Schnitt gegen das Rauschen durchgeführt. Um Experiment und Simulation vergleichen zu können, muß das Rauschen auch bei der Auswertung der Ergebnisse der Simulation berücksichtigt werden. Zudem soll der später, bei der Energierekonstruktion, durchgeführte Schnitt gegen elektronisches Rauschen auch bei der Kalibrierung berücksichtigt werden. Daher wird wie folgt vorgegangen:

Im Experiment wird das Kalorimeter auch zu Zeiten ausgelesen, in denen sich kein Teilchenschauer im Kalorimeter befindet. Die hierbei in den einzelnen Auslesekanälen gemessenen Ladungen q_R sind allein auf das elektronische Rauschen zurückzuführen. Um Einflüsse des elektronischen Rauschens auch bei der Energierekonstruktion nach den Simulationsrechnungen berücksichtigen zu können, werden solche Ereignisse, bei denen nur das Rauschen zum Signal beiträgt, den Ereignissen aus der Simulation überlagert, vergleiche Gleichung (2.28). Die Höhe der Schwelle für den Schnitt gegen elektronisches Rauschen wird aus der Standardabweichung σ_R der Verteilung der gemessenen Werte von q_R individuell für jeden Kanal bestimmt.

Man unterscheidet den *asymmetrischen* und den *symmetrischer* Schnitt gegen elektronisches Rauschen. Bei ersterem wird ein Auslesekanal nur dann berücksichtigt, wenn sein Signal größer ist als $f_\sigma \cdot \sigma_R$, wobei f_σ eine positive, für alle Kanäle gleiche Zahl ist, die üblicherweise zwischen 2 und 4 liegt. Beim symmetrischen Schnitt gegen Rauschen werden zusätzlich solche Kanäle berücksichtigt, deren Signal kleiner ist als $-f_\sigma \cdot \sigma_R$. Der symmetrische Schnitt bietet gegenüber dem asymmetrischen den Vorteil, daß die negativen Signalbeiträge die über der positiven Schwelle liegenden Signalbeiträge, die rauschbedingt sind, im Mittel über viele Auslesekanäle oder viele Ereignisse in der Summe ausgleichen können.

Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle noch erwähnt, daß, um Signalverluste bei der Rekonstruktion der Energie in den räumlich weit ausgedehnten hadronischen Schauern zu vermeiden, von der H1–Kalorimeter–Gruppe der *topologische Schnitt gegen elektronisches Rauschen* entwickelt wurde: Hierbei werden nur die Auslesekanäle bei der Summation der Signale berücksichtigt, die nach einem härteren Schnitt, z.B. mit der Höhe $f_\sigma = 4$, verbleiben sowie deren geometrische Nachbarkanäle, die nach einem weniger harten Schnitt, etwa der Höhe $f_\sigma = 2$, verbleiben. Der härtere und der weniger harte Schnitt können jeweils symmetrisch oder asymmetrisch sein.

Die Bestimmung der Proportionalitätskonstanten c_{exp} zwischen der in einem Auslesekanal gemessenen Ladung q und der dort deponierten Energie e geschieht durch iterative Lösung der folgenden Gleichung:

$$\left\langle \overbrace{\sum_k (c_{sim} e_{vis,k} + c_{exp} q_{R,k})}^{E_{rek}^{sim}} \right\rangle = \left\langle \overbrace{\sum_k c_{exp} q_k}^{E_{rek}^{exp}} \right\rangle. \tag{2.28}$$

Hierbei erfolgen die Summationen über alle geometrischen Ausklesekanäle k, die nach dem Schnitt gegen elektronisches Rauschen verbleiben[7]. Nach der Kalibrierung soll also

[7]Der Schnitt erfolgt jeweils auf $(c_{sim} e_{vis,k} + c_{exp} q_{R,k})$ bzw. $c_{exp} q_k$.

$\langle E^{sim}_{rek} \rangle$, die rekonstruierte Energie gemittelt über alle Ereignisse aus der Simulation, gleich $\langle E^{exp}_{rek} \rangle$, der rekonstruierten Energie, gemittelt über alle Ereignisse aus dem Experiment, sein.

Elektromagnetische Skala und Signalgewichtung

Die Konstanten c_{exp} und c_{sim} legen die *elektromagnetische Skala* für das Experiment bzw. die Simulation fest. Die Bezeichnung dieser Energieskala rührt daher, daß sie nur im Fall elektromagnetischer Schauer die tatsächlich in den einzelnen Auslesekanälen deponierte Energie angibt. Werden c_{exp} bzw. c_{sim} zur Rekonstruktion der Energie in hadronischen Schauern benutzt, erhält man für jeden Auslesekanal eine Energie e_0 und deren Summe $E_{rek,0}$, die als die *auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierte Energie* bezeichnet werden.

Da, wie in Abschnitt 2.6.2 dargestellt, das e/h–Verhältnis konventioneller Flüssigargon–Kalorimeter größer als 1 ist, sind beim H1–Flüssigargon–Kalorimeter die Werte von e_0 bei hadronischen Schauern im Mittel etwa 30 Prozent kleiner als die tatsächlich in den einzelnen Auslesekanälen deponierte Energie. Zudem ist die Auflösung der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie wegen der starken Fluktuationen der in elektromagnetischen Subschauern deponierten Energie recht schlecht.

Um im Mittel die tatsächlich in der Auslesekanälen deponierte Energie zu erhalten und um die Energieauflösung zu verbessern, wird von der H1–Kollaboration ein aufwendiges Verfahren zur Signalgewichtung angewendet, siehe [50]. In diesem Verfahren werden die auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energien e_0 vor der Summation mit Gewichtungsfaktoren multipliziert, die sowohl wohl e_0 selbst als auch vom Volumen des jeweiligen Auslesekanals abhängen. Eine Darstellung der Grundzüge dieses Verfahrens findet sich in Abschnitt 6.4.1.

Kapitel 3

Aufbau und Durchführung des Experiments

3.1 Die Teststrahl–Anlage H6 am SPS des CERN

Die in dieser Arbeit analysierten Messungen wurden im November 1992 an der Teststrahl–Anlage H6, siehe [51], am SPS[1] des CERN[2] durchgeführt. Diese dient dazu, Elektronen/Positronen, Pionen, Kaonen und Myonen bekannter Energie zu produzieren, die für eine Vielzahl von Experimenten genutzt werden können.

3.1.1 Teilchenerzeugung

Protonen aus dem SPS mit einem Impuls von 450 GeV/c werden auf ein ruhendes Beryllium-Target gelenkt. Durch Wechselwirkung der Protonen mit den Beryllium–Kernen entsteht eine Vielzahl geladener und ungeladener Sekundärteilchen mit einem weiten Impuls-Spektrum. Die meisten der ungeladenen, massiven Teilchen zerfallen schnell in Photonen, die in einer Bleiwand in Elektron–Positron–Paare konvertieren. Mit Hilfe eines Dipolmagneten und eines Kollimators lassen sich daraufhin Teilchen mit bekannter Ladung in einem eng begrenzten Impulsintervall selektieren.

Dies sind die Teilchen der als *sekundärer Modus* bezeichneten Betriebsart der Teststrahl–Anlage. Sie werden direkt für das Experiment genutzt, falls Teilchen mit Energien oberhalb von 80 GeV bis 120 GeV benötigt werden. Im *tertiären Modus*, der für Teilchen niedrigerer Energie benutzt wird, werden Sekundärteilchen von 120 GeV Energie auf ein weiteres Target aus einem wählbaren Material gelenkt. Für die Messungen, auf denen diese Arbeit basiert, wurde Blei (Polyethylen) gewählt, um möglichst viele Elektronen/Positronen (geladene Pionen) zu erzeugen. Die Ladungs– und Impulsdefinition geschieht dann wiederum mittels Dipolmagnet und Kollimator.

Durch Quadrupol– und Sextupol–Magnete auf der 491 m langen Strecke vom ersten Target bis zum Experiment werden die Teilchen auf die Strahlachse fokussiert. Am Ort des Experiments hat das Strahlprofil unabhängig von der Projektionsrichtung senkrecht zur Strahlachse eine mit steigender Energie sinkende Breite auf halber Höhe von etwa 1,5 cm bis 0,8 cm.

Für die hier analysierten Messungen wurden Elektronen/Positronen von 20, 30, 50 und 80 GeV Energie sowie positiv geladene Pionen von 20, 30 und 50 GeV aus dem tertiären

[1] Super Proton Synchrotron

[2] Europäisches Labor für Elementarteilchen–Physik, Genf. Die Bezeichnung CERN geht zurück auf den 1952 gegründeten Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire.

Modus und positiv geladene Pionen von 80, 120 und 170 GeV aus dem sekundären Modus benutzt.

3.1.2 Impulsunsicherheit

Die Unschärfe $\delta p/\langle p\rangle$ des Impulses der Teilchen im Strahl hängt von der eingestellten Schlitzbreite der Kollimatoren ab. Sie beträgt nach [52] 0,2 Prozent bei der für Elektronen/Positronen typischerweise eingestellten Schlitzbreite von 5 mm und 0,6 Prozent bei der für Pionen größeren Schlitzbreite von 15 mm. Die Impulsunschärfe kann damit, wie später gezeigt wird, gegenüber der Energieauflösung des Kalorimeters vernachlässigt werden.

Bedingt durch Hystereseeffekte und andere Unsicherheiten in der Magnetsteuerung ist der Mittelwert $\langle p\rangle$ der Impulsverteilung nur mit endlicher Genauigkeit $\delta\langle p\rangle$ bekannt. Sie ist nach [53] gegeben durch

$$\frac{\delta\langle p\rangle}{\langle p\rangle} = 0,5\% \oplus \frac{150\,\mathrm{MeV/c}}{\langle p\rangle} \tag{3.1}$$

und trägt zum systematischen Fehler der zu bestimmenden Kalibrationskonstanten des Kalorimeters bei.

Die Teilchen im Strahl sind zeitlich und räumlich in *Bursts* genannte Gruppen gebündelt. Alle 14,4 Sekunden liefert das SPS einen Burst von 2,4 Sekunden Länge.

3.2 Der Trigger

Das Kalorimeter soll in der Regel nach Möglichkeit nur dann ausgelesen werden, wenn tatsächlich ein Teilchen der gewünschten Art nahe der Strahlachse einfällt. Dies wird durch den *Trigger* gewährleistet, einem System aus verschiedenen Detektoren, deren Signale logisch verknüpft werden. Ist die Trigger-Entscheidung positiv, wird nicht nur das Kalorimeter ausgelesen und dessen Signal auf Band geschrieben, sondern auch die Signale der einzelnen zum Trigger gehörenden Detektoren werden registriert. Hierdurch ist es möglich, in der späteren Datenauswertung unter bestimmten Aspekten schärfere Anforderungen an die in der Analyse berücksichtigten Ereignisse zu stellen. Als *Ereignis* wird jeder Satz von Daten bezeichnet, der aufgezeichnet wird, nachdem das Kalorimeter ausgelesen wurde.

Im folgenden werden die wesentlichen Aspekte zur Funktion des Triggers erläutert. Detailliertere Angaben, insbesondere zur Realisierung der logischen Verschaltung der einzelnen Triggersignale, finden sich in [54], wo ein für das hier analysierte Teststrahl–Experiment nur geringfügig modifizierter Trigger beschrieben wird.

Abbildung 3.1 zeigt eine Aufsicht auf den Aufbau des Experiments. In der Mitte ist der Kryostat mit den Kalorimetermodulen dargestellt, deren mechanischer Aufbau in Abschnitt 3.3 beschrieben wird. Die Teilchen treten in der mit z_{CERN} bezeichneten Richtung in den Kryostaten ein. Die Positionen einiger der für den Trigger benutzten Detektoren sind eingezeichnet. Die weit entfernt vom Kryostaten stehenden Detektoren fehlen. Hierbei handelt es sich um einen Čerenkov–Detektor, den die Strahlteilchen etwa 100 Meter vor dem Kryostaten durchqueren, sowie um die Kombination aus einem Szintillator B1 mit einer sensitiven Fläche von 3 cm $\times$ 3 cm und einer Vieldrahtproportionalkammer MWPC1, die die Teilchen etwa 22,5 m vor der zweiten derartigen Kombination B2–MWPC2 passieren. Im Gegensatz zu B2 und MWPC2, die, wie in Abbildung 3.1 angedeutet, auf einem höhenverstellbaren Tisch montiert sind, sind B1 und MWPC1 ortsfest.

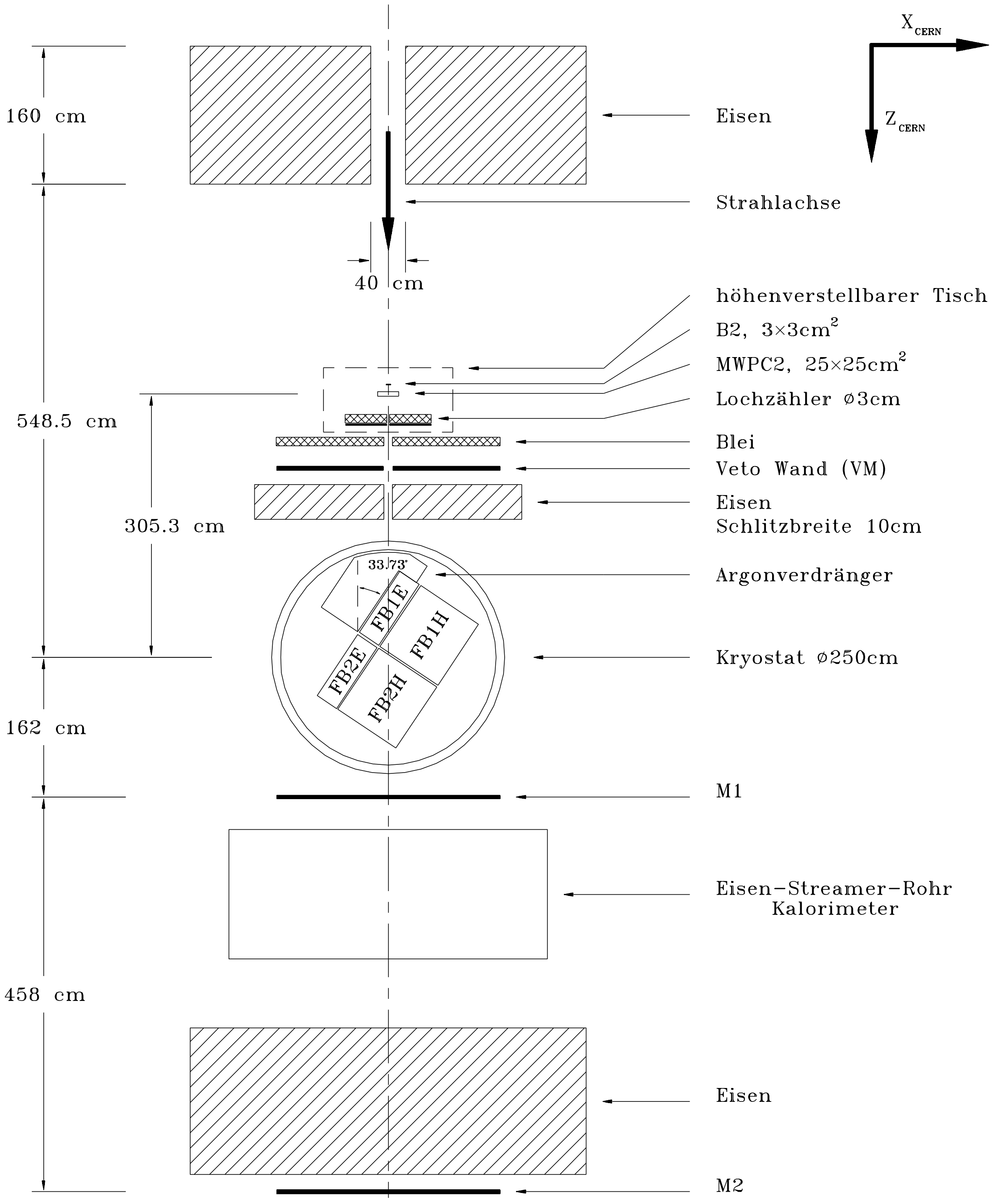


Abbildung 3.1: *Aufsicht auf den Aufbau des Experiments in Nähe des Kryostaten.*

3.2.1 Teilchentrennung

Die Trennung von Pionen und Elektronen erfolgt bei Impulsen bis etwa 80 GeV/c mit einem differentiellen Gas–Čerenkov–Detektor, siehe [55]. Das in der Gasfüllung, Helium, entstehende Čerenkov–Licht kann durch acht ringförmig um die Strahlachse angeordnete Photomultiplier nachgewiesen werden. Durch Variation des Gasdruckes wird der Brechungsindex verändert, was den Gas–Čerenkov–Detektor bei gegebenem Impuls auf Teilchen einer bestimmten Masse sensibilisiert.

Oberhalb von 80 GeV sind Elektronen im Gas–Čerenkov–Detektor nur noch schlecht von Pionen zu trennen. Hier wird zur Separation der unterschiedlich große Energieverlust durch Synchrotronstrahlung im Magnetfeld ausgenutzt: Am Ende einer Ablenkstrecke im Magneten besitzten Elektronen und Pionen aufgrund ihrer stark unterschiedlichen Massen verschiedene Impulse und Winkel, so daß die nicht benötigten Teilchen durch Kollimatoren ausgeblendet werden können.

Zur Identifizierung von Myonen, die den eigentlichen Strahl umgeben, dienen die großflächigen, in Abbildung 3.1 mit VM, M1 und M2 bezeichneten Szintillatorwände. Das zwischen M1 und M2 positionierte Eisen–Streamer–Rohr–Kalorimeter dient, entsprechend der Anordnung im Detektor H1, auch dazu, die Ausläufer hadronischer Schauer nachzuweisen, die nicht vollständig im Flüssigargon–Kalorimeter enthalten sind. Die Informationen aus dem Eisen–Streamer–Rohr–Kalorimeter wurden für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analysen allerdings nicht benötigt.

3.2.2 Definition der Teilchenbahn

Durch die Forderung eines Signals in der Szintillatoren B1 und B2 wird der nutzbare Teil des Strahlquerschnittes auf eine Fläche von 3 cm $\times$ 3 cm begrenzt. Ereignisse, bei denen mehrere Teilchen gleichzeitig in den Kryostaten eintreten, können auf zweierlei Art und Weise unterdrückt werden:

Weiter als 1,5 cm von der Strahlachse entfernte Teilchen, die gleichzeitig mit einem Teichen nahe der Strahlachse in den Kryostaten eintreten, werden von der Veto–Wand VM und dem *Lochzähler* erkannt. Hierbei handelt es sich um Szintillatoren. Der Lochzähler ist 20 cm breit und 1 m hoch und deckt den 10 cm breiten, vertikalen Schlitz in VM ab. In seiner Mitte besitzt er ein Loch von 3 cm Durchmesser, dessen Mittelpunkt genau auf der Strahlachse liegt. Beispielsweise durch Bremsstrahlung von Elektronen oder den Zerfall neutraler Pionen können auch Photonen im Strahl entstehen. Um auch sie nachweisen zu können, befinden sich Bleiplatten vor dem Lochzähler und der Veto–Wand. Hierin konvertieren die Photonen in Elektron–Positron–Paare und führen so in Veto–Wand oder Lochzähler ebenfalls zu Signalen.

Mehrere geladene Teilchen, die sich nahe der Strahlachse befinden, lassen sich mit Hilfe der Vieldrahtproportionalkammern erkennen. Diese weisen jeweils zwei Lagen von je 128 Signaldrähten von 25,4 cm Länge auf. In jeder Lage liegen die Drähte im Abstand von 2 mm parallel zueinander. Um eine zweidimensionale Ortsinformation zu erhalten, sind die Drähte jeweils in einer der Lagen horizontal und in der anderen vertikal angeordnet. Durch die zwei Punkte in MWPC1 und MWPC2, die mit einer Auslösung in horizontaler und vertikaler Richtung von jeweils 2 mm / $\sqrt{12}$ = 0,6 mm bekannt sind, ist die genaue Teilchenbahn definiert.

Vor MWPC1 stehen zwei Szintillator–Wände, W1 und W2, die die sensitive Fläche der Vieldrahtproportionalkammern von 25,4 cm $\times$ 25,4 cm genau abdecken[3]. Ein koinzi-

[3] Die verglichen mit B1 und B2 großen sensitiven Flächen von W1 und W2 ermöglichen Studien mit Strahl–Myonen, die hier allerdings nicht durchgeführt wurden.

dentes Signal in ihnen löst die Auslese von MWPC1 und MWPC2 aus.

3.2.3 Variation der Einschußposition

Unmittelbar vor B1 und MWPC1 befindet sich ein Dipolmagnet, mit dem der Strahl abgelenkt werden kann, um seinen Auftreffpunkt auf das Kalorimeter in vertikaler Richtung zu variieren. Der Lochzähler sowie B2 und MWPC2 werden auf einem höhenverstellbaren Tisch stehend entsprechend nachgefahren. Die Differenzen zwischen zwei eingestellten Tischhöhen sind auf 1 mm genau bekannt.

Horizontal wird der Auftreffpunkt durch Verschieben des hierfür auf Schienen gelagerten Kryostaten variiert. Die Kryostatposition senkrecht zur Strahlrichtung läßt sich auf 0,4 mm genau einstellen.

3.2.4 Auslesebedingungen und Ereignisauswahl

Verschiedene Kombinationen von Signalen der Trigger–Detektoren können dazu führen, daß das Kalorimeter ausgelesen wird. Die für die Ereignisse, die im Rahmen dieser Arbeit hauptsächlich analysiert wurden, relevante Kombination ist folgende: Mindestens sechs der acht Photomultiplier des Čerenkov–Detektors haben angesprochen und sowohl B1 als auch B2 signalisieren einen Teilchendurchgang. Zusätzlich wird von einem Rechner geprüft, ob es in jeder Drahtlage der Vieldrahtproportionalkammern mindestens einen getroffenen Draht gibt, bevor ein Ereignis tatsächlich auf Band geschrieben wird.

Um Ereignisse aussondern zu können, bei denen der zeitliche Abstand kleiner ist als 10 μs zum vorhergehenden und 3 μs zum nachfolgenden Ereignis, werden solche Ereignisse entsprechend markiert. Bei der Analyse kann dadurch sichergestellt werden, daß Ereignisse, bei denen sich die Signale mehrerer Teilchenschauer überlagern, nicht die Resultate verfälschen.

Wie bereits oben erwähnt, können Ereignisse mit Teilchen, die weiter als 1,5 cm von der Strahlachse entfernt ins Kalorimeter eintreten, durch die Forderung unterdrückt werden, daß Vetowand und Lochzähler keinen Teilchendurchgang signalisieren. Dies geschieht im Fall der hier analysierten Ereignisse ebenfalls erst während der Datenanalyse, wie auch die Unterdrückung von Ereignissen mit mehr als einem geladenen Teilchen. Letzteres ist, wie oben erwähnt, durch die Forderung möglich, daß in jeder Drahtlage genau 1 Draht oder zwei benachbarte Drähte angesprochen haben.

Die Anforderungen, die bei der Datenanalyse zusätzlich an die Trigger–Signale gestellt werden, bewirken, daß nur etwa die Hälfte bis zwei Drittel der aufgezeichneten Ereignisse in der Analyse berücksichtigt werden.

3.2.5 Reale, leere und Kalibrationsereignisse

Neben den *realen Ereignissen*, bei denen die Signale der Trigger–Detektoren dazu führten, daß das Kalorimeter ausgelesen wird, gibt es auch Ereignisse, bei denen das Kalorimeter an zufällig in einem Burst verteilten Zeitpunkten ausgelesen wurde, ohne daß der Trigger ein Strahlteilchen signalisierte. Hierbei handelt es sich um die *leeren Ereignisse* und um die *Kalibrationsereignisse*.

Liegt der Auslesezeitpunkt eines leeren Ereignisses hinreichend weit von den vorhergegangenen und nachfolgenden realen Ereignissen entfernt, was sich, wie in Abschnitt 3.2 erwähnt bei der Analyse aus den aufgezeichneten Trigger–Informationen ebenfalls prüfen läßt, ist davon auszugehen, daß das erhaltene Signal allein durch elektronisches Rauschen

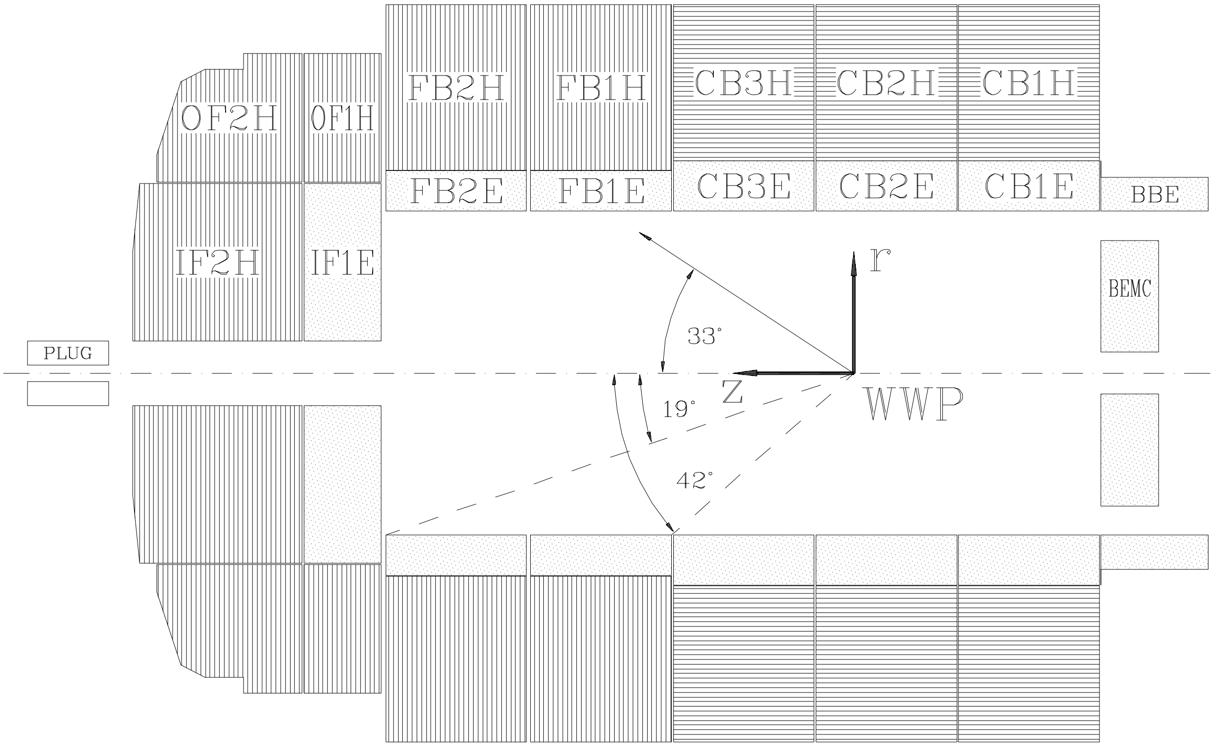


Abbildung 3.2: *Längsschnitt durch das Kalorimeter des Detektors H1. Horizontale bzw. vertikale Linien kennzeichnen die Orientierung der Absorberplatten, die auch in den jeweils inneren Modulen besteht. Weitere Erläuterung siehe Text.*

bedingt ist. Leere Ereignisse werden daher zur Bestimmung der Stärke des elektronischen Rauschens benutzt, siehe Abschnitt 2.7.2.

Kalibrationsereignisse dienen dazu, die Stabilität der Auslese–Elektronik zu überwachen. Unmittelbar vor dem Auslesen wird in jeden geometrischen Auslesekanal mittels Pulsgenerator und Kondensator, siehe Abbildung 3.14 eine konstante Ladungsmenge injiziert. Verhält sich die Auslese–Elektronik stabil, sollte in Kalibrationsereignissen keine Zeitabhängigkeit des Signals beobachtet werden. Eine Analyse hierzu wird in Abschnitt 4.3.3 dargestellt.

3.3 Der mechanische Aufbau des Kalorimeters

3.3.1 Das H1–Flüssigargon–Kalorimeter

Bei den Teststrahl–Messungen stand eine Nachbildungen eines Teils des Flüssigargon–Kalorimeters des Detektors H1 zur Verfügung. Abbildung 3.2 zeigt einen Längsschnitt durch das Kalorimeter des Detektors H1. In der Mitte verläuft horizontal das Strahlrohr, in dem Elektronen und Protonen am mit WWP markierten Wechselwirkungspunkt kollidieren. Der Vollständigkeit halber sind außer den Modulen des Flüssigargon–Kalorimeters noch das Kupfer–Silizium–Kalorimeter PLUG und das Blei–Szintillator–Kalorimeter BEMC eingezeichnet.

Das Flüssigargon–Kalorimeter, siehe [8], besteht aus Ringen von jeweils acht Modulen, die in– bzw. aneinandergesetzt sind. Die Module der inneren Ringe weisen Blei als Absorbermaterial auf. Da in ihnen aufgrund ihrer Tiefe von, je nach Polarwinkel, 20 bis

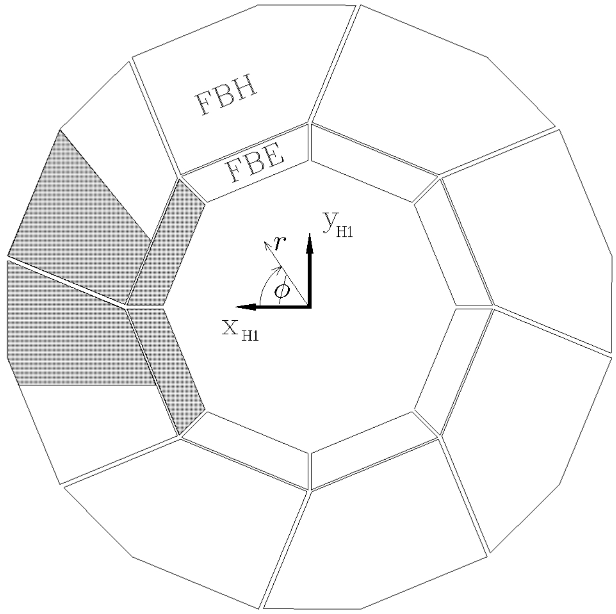


Abbildung 3.3: *Querschnitt durch das Kalorimeter des Detektors H1 in Höhe der FB–Ringe. Der schattierte Teil war bei den Teststrahl–Messungen vorhanden. Entnommen aus [34].*

30 Strahlungslängen elektromagnetische Schauer in der Regel fast vollständig enthalten sind, werden sie als *elektromagnetischer Teil* des Kalorimeters bezeichnet, was sich im letzten Buchstaben ihrer Bezeichnung, siehe Abbildung 3.2, niederschlägt. Mit einer Tiefe von etwa einer nuklearen Absorptionslänge reicht der elektromagnetische Teil nicht aus, hadronische Schauer nachzuweisen. Dies geschieht hauptsächlich mit den Modulen der äußeren Ringe, deren Bezeichnung auf H endet und in denen Edelstahl[4] als Absorbermaterial verwendet wird. Gemeinsam haben elektromagnetische plus hadronischer Teil eine Tiefe von 5 bis 7 nuklearen Absorptionslängen.

3.3.2 Die getesteten Module

Bei den hier analysierten Teststrahl–Messungen wurden die Module *FB1E*, *FB2E*, *FB1H* und *FB2H* untersucht[5]. Hier seien die Bezeichnungen *FBE* (*FBH*) für die Gesamtheit der Module vom Typ FB1E und FB2E (FB1H und FB2H) und *FB1* (*FB2*) für die Gesamtheit der Module vom Typ FB1E und FB1H (FB2E und FB2H) eingeführt. *FB* umfasse die Gesamtheit von FBE und FBH.

Bei den hier analysierten Teststrahl–Messungen befanden sich vier Module von FB1 und vier Module von FB2 im Kryostaten, siehe auch Abbildung 3.1. Abbildung 3.3 zeigt einen Querschnitt durch FB. Die bei den Teststrahl–Messungen vorhandenen Module sind schattiert. Aus Platzgründen wurde die Ausdehnung der Module von FBH für die Teststrahl–Messungen azimutal wie abgebildet beschnitten.

Wie Abbildung 3.3 zeigt, hat der Querschnitt eines FBE–Moduls die Form eines gleichschenkligen Trapezes. Die Spalte in azimutaler Richtung zwischen den FBE–Modulen fluchten genau auf die Strahlachse. Damit elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen nicht durch Spalte aus dem Kalorimeter entweichen können, ohne ein Signal zu erzeugen,

[4]Bezeichnung nach ISO: 403L

[5]FB steht für forward barrel.

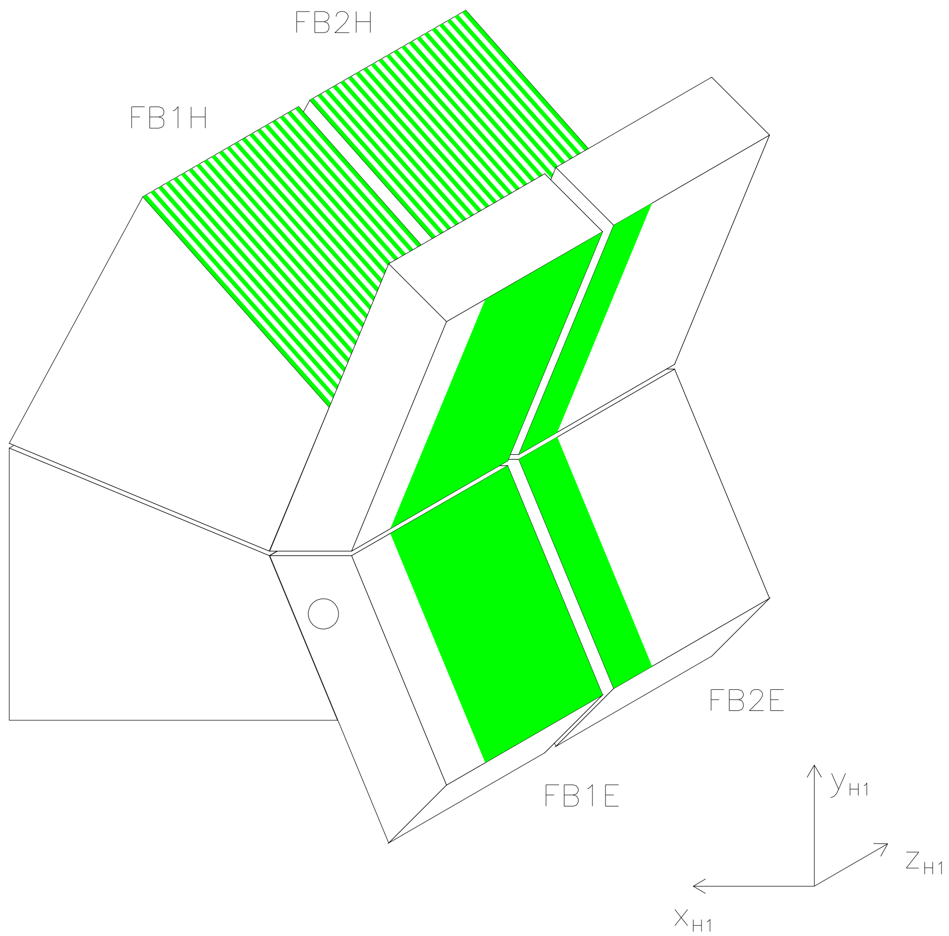


Abbildung 3.4: *Perspektivische Darstellung des Aufbaus der Module bei den Teststrahl–Messungen. Entnommen aus [34].*

sind die Spalte in azimutaler Richtung zwischen den FBH–Modulen um 22,5° gegenüber den Spalten zwischen den FBE–Modulen gedreht.

Abbildung 3.4 zeigt eine perspektivische Darstellung des Aufbaus der Module bei den Teststrahl–Messungen. Die Richtung der Strahlteilchen ist ungefähr senkrecht zur Zeichenebene. Der nicht schattierte Bereich von FBE war nicht mit Absorberplatten bestückt. Dies ermöglichte den direkten Einschuß der Primärteilchen in den hadronischen Teil. Siehe hierzu auch Abschnitt 3.3.5.

Die Explosionszeichnung in Abbildung 3.5 zeigt den Stahlrahmen eines FBE-Moduls. In diesen werden die Absorberplatten eingesetzt. Anschließend wird das gesamte Modul an ein in der Abbildung angedeutetes Modul von FBH angeschraubt. Der Aufbau der FBE– und FBH–Module wird in den beiden nächsten Abschnitten beschrieben.

3.3.3 Der elektromagnetische Teil

Die Sampling–Struktur

Abbildung 3.6 zeigt, wie die Absorberplatten im Stahlrahmen angeordnet sind. Ihrer Funktion nach unterscheidet man *Hochspannungsplatten* und *Ausleseplatten*, die abwechselnd aufeinanderfolgen. Die Oberflächen der ersteren werden an positive Hochspannung gelegt,

Abbildung 3.5: *Explosionszeichnung zur Ankopplung eines FBE–Moduls an ein FBH–Modul.*

so daß durch Teilchenschauer auf die auf 0 V liegenden Oberflächen der Ausleseplatten eine Ladung induziert wird, die ausgelesen wird, siehe Kapitel 2. Der Plattenabstand wird durch Distanzringe definiert, die von den in Abbildung 3.5 eingezeichneten Stahlstangen positioniert werden.

Die vorderen und mittleren Platten der Stahlrahmen stellen eine Störung der Folge der Absorberplatten dar. Diese wird durch spezielle Absorberplatten ohne Bleikern ausgeglichen. Monte–Carlo–Studien ([56]) zeigten, daß dadurch die Stahlplatten die rekonstruierte Energie nur noch um weniger als ein Prozent beeinflussen, was experimentell für FB2E bestätigt wurde, siehe [57].

Der überwiegende Teil der Absorberplatten enthält einen etwa 2,4 mm dicken Bleikern[6], der je nach Funktion der Absorberplatte unterschiedlich beschichtet ist. Abbildung 3.7 zeigt die Schichtstruktur einer Hochspannungs– und einer Ausleseplatte. Die eingetragenen Dicken der Schichten sind die Mittelwerte, die für die FB2E-Module im Detektor H1 gemessen wurden, siehe [58].

„HRC“[7] bezeichnet eine hochohmige Beschichtung mit einer Ruß–Epoxydharz–Mischung, die bei den Hochspannungsplatten im Siebdruckverfahren auf die äußeren der mit „Kapton“ bezeichneten, hochspannungsfesten Polyamid–Folie aufgebracht ist. Nur die HRC–Schichten tragen die für den Betrieb des Kalorimeters erforderliche

[6]Tatsächlich handelt es sich um eine Legierung mit einem etwa 1,5-prozentigen Antimon–Anteil ([58]), wodurch das Blei besser walzbar wird, was für die Herstellung der Bleiplatten von Bedeutung ist.

[7]high resistive coating, engl.: Hochwiderstandsbeschichtung.

Abbildung 3.6: *Anordnung der Absorberplatten im Stahlrahmen eines FBE–Moduls. HV und ROB bezeichnen Hochspannungs– und Ausleseplatten mit Bleikern. HV/2 und ROB–NOP sind spezielle Hochspannungs– und Ausleseplatten ohne Bleikern. Mit SPACER sind die Distanzringe markiert.*

Abbildung 3.7: *Schichtstruktur einer Hochspannungs– und einer Ausleseplatte der FBE-Module. Die Maße gelten nach [58] für die Mittelwerte der FB2E-Module im Detektor H1. Die Materialbezeichnungen sind im Text erläutert. Die Abbildung ist [59] entnommen.*

Hochspannung[8]. Der Oberflächenwiderstand[9] beträgt 1 $\mathrm{M}\Omega/\Box$ bis 20 $\mathrm{M}\Omega/\Box$, siehe [60]. So verhindert die hochohmige Beschichtung der Oberflächen der Hochspannungsplatten großflächige Feldstärkeeinbrüche bei hohen, lokalen Ionisationsdichten in einer Ausleseschicht. Dadurch wird eine Ursache für Übersprechen zwischen den Auslesekanälen ausgeschlossen, siehe [61].

G10 ist ein glasfaserverstärkter Kunststoff, der auch bei Platinen für elektronische Schaltungen Verwendung findet. Die G10–Platten sind beidseitig mit Kupfer kaschiert. Bei einer Ausleseplatte ist die äußere Kupferfläche in Segmente aufgeteilt, die zu der inneren Kupferfläche durchkontaktiert ist. So können hier erzeugte Signale über Leiterbahnen auf

[8] 1,5 kV im Detektor H1, 2,5 kV bei den Teststrahl–Messungen.

[9] Der *Oberflächenwiderstand* ist der Ohmsche Widerstand, der zwischen zwei schmalen Elektroden der Länge ℓ gemessen wird, die im Abstand ℓ voneinander auf die Oberfläche aufgepreßt sind. Da der Wert des Oberflächenwiderstands nach dieser Definition bei einer homogenen Oberfläche unabhängig von ℓ ist, wird er allgemein in $\Omega/\Box$ (Ohm auf einer quadratischen Fläche) angegeben.

	FB1E I	FB1E II	FB1E III	FB2E
d_0 [mm]	40	35	30	20
d_1 [mm]	120	115	110	60
d_2 [mm]	240	240	240	120
d_3 [mm]	—	—	—	240

Tabelle 3.1: *Höhen d_0 bis d_3 in radialer Richtung für die FB2E– und die drei Familien der FB1E–Ausleseplatten. Siehe auch Abbildung 3.8.*

der Innenseite zu Steckkontakten am Rand der Ausleseplatten geleitet werden.

Mit „Prepreg", epoxydharzgetränkten Glasfasermatten, wurden die einzelnen Schichten unter Druck bei 400 K miteinander verklebt. Damit der Kleber besser haftet, wurden die Bleiplatten zuvor aufgerauht und mit einem Epoxydharz, in Abbildung 3.7 mit „Primer" bezeichnet, beschichtet.

Um Überschläge der Hochspannung auf den auf Erdpotential liegenden Stahlrahmen oder die Absorberplatten von FBH zu verhindern, ist ein 4 mm breiter Rand der Hochspannungsplatten nicht mit HRC beschichtet. Zur Verringerung der Auswirkungen der dadurch entstehenden zusätzlichen inaktiven Bereiche, ist in diesen Randbereichen der Absorberplatten kein Bleikern vorhanden. Die Kupferbeschichtung der Ausleseplatten schließt am Rand ebenfalls bündig mit den HRC–Schichten und den Bleikernen ab.

Eine *elektromagnetische Auslesezelle*, bestehend aus einer halben Hochspannungsplatte, der Argon–Schicht und einer halben Ausleseplatte, mißt, wie in Abbildung 3.7 eingetragen, etwa 7 mm.

Geometrische Auslesekanäle

Die Segmentierung der Ausleseplatten ist in Abbildung 3.8 am Beispiel von FB2E gezeigt. Für FB1E gibt es drei Sorten von Ausleseplatten, die mit *Familie I*, *II* und *III* bezeichnet werden. Sie weisen im Unterschied zu den FB2E–Ausleseplatten nur drei statt vier *Lagen* von Ausleseflächen in radialer Richtung auf, deren Höhen, siehe Tabelle 3.1, von Familie zu Familie variieren. Diese Lagen von Ausleseflächen werden im folgenden als *r–Lagen* bezeichnet. In azimutaler Richtung (ϕ) sind die Ausleseplatten von FBE 16-fach segmentiert, so bilden sich 16 *ϕ–Lagen*.

Eine Besonderheit der FB2E–Absorberplatten ist, daß im Bereich der innersten r–Lage der Bleikern fehlt. An seine Stelle tritt im Fall der Hochspannungsplatten ein Streifen aus glasfaserverstärktem Kunststoff und im Fall der Ausleseplatten Flüssigargon. Dies hat den Zweck, den Energieverlust von Elektronen im Material, das diese vor dem Eintritt in FB2E durchqueren, auszugleichen, siehe [56]. Wegen der geringeren Menge an *Vormaterial*[10] ist eine derartige spezielle r–Lage für FB1E nicht erforderlich.

In der Richtung senkrecht zu den Absorberplatten sind jeweils einige der insgesamt 120 Ausleseschichten zu geometrischen Auslesekanälen zusammengeschaltet. Die geometrischen Auslesekanäle, die jeweils bezüglich ihrer mittleren z–Koordinate auf derselben Höhe liegen, bilden die *z–Lagen*. So entstehen in FB1E 12 und in FB2E 8 z–Lagen. Tabelle 3.2 gibt die Aufteilung der Ausleseschichten auf die z–Lagen an.

[10] Ungefähr eine Strahlungslänge vor FB1E verglichen mit etwa 2 Strahlungslängen vor FB2E, siehe [8].

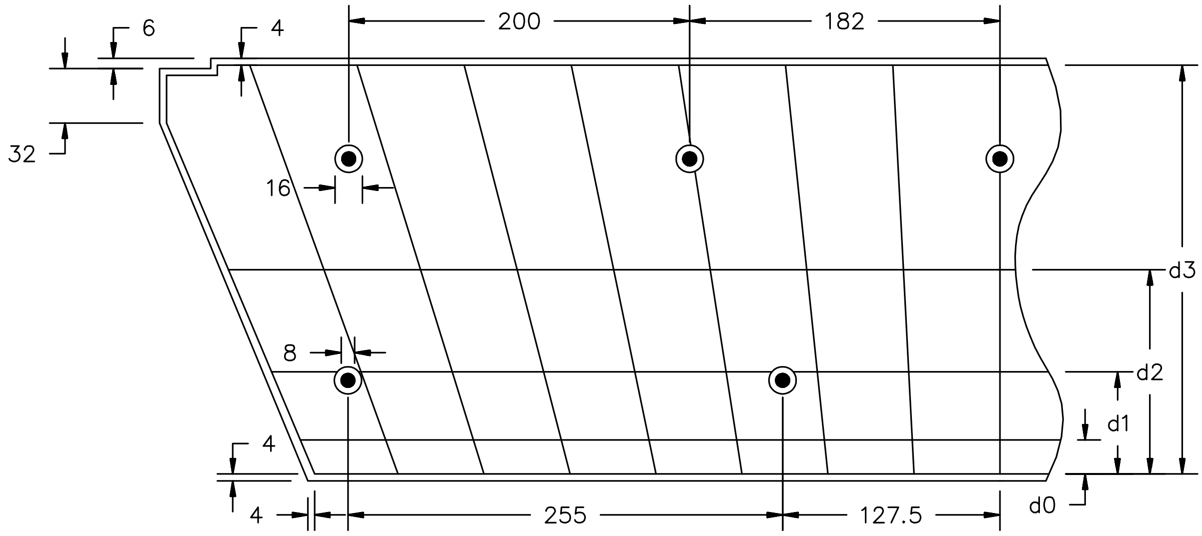


Abbildung 3.8: *Ausleseflächen einer FB2E–Ausleseplatte. Der Symmetrie wegen ist nur eine Hälfte der Ausleseplatte dargestellt. Die Höhen d_0 bis d_3 sind in Tabelle 3.1 angegeben. Maße in mm. Entnommen aus [34].*

	FB1E		FB2E
Nummer i_z der z–Lagen	Auslese– platten– Familie	Auslese– schichten pro z–Lage	Auslese– schichten pro z–Lage
0 – 3	I	8	14
4 – 7	II	10	16
8 – 11	III	12	—

Tabelle 3.2: *Aufteilung der 120 Ausleseschichten eines FBE–Moduls im Detektor H1 in z–Lagen. Die Nummerierung der z–Lagen erfolgt bezüglich der Richtung der in den Detektor H1 einlaufenden Protonen.*

3.3.4 Der hadronische Teil

Die Sampling–Struktur

Die 31 Absorberplatten eines FBH–Moduls bestehen aus Edelstahl und haben eine Dicke von nominal 16 mm. Sie sind am Rand über Stahlschienen so miteinander verschweißt, daß sie eine selbsttragende Struktur bilden. Zwischen den Absorberplatten bestehen 12 mm breite Zwischenräume. Wegen der produktionsbedingten Welligkeit der Oberflächen der Absorberplatten befinden sich zur Signalauslese zwischen den Absorberplatten Ausleseeinheiten, die mechanisch unabhängig von der Absorberstruktur sind. Eine *hadronische Auslesezelle*, bestehend aus einer Absorberplatte, gefolgt von einer Ausleseeinheit, mißt demnach etwa 28 mm.

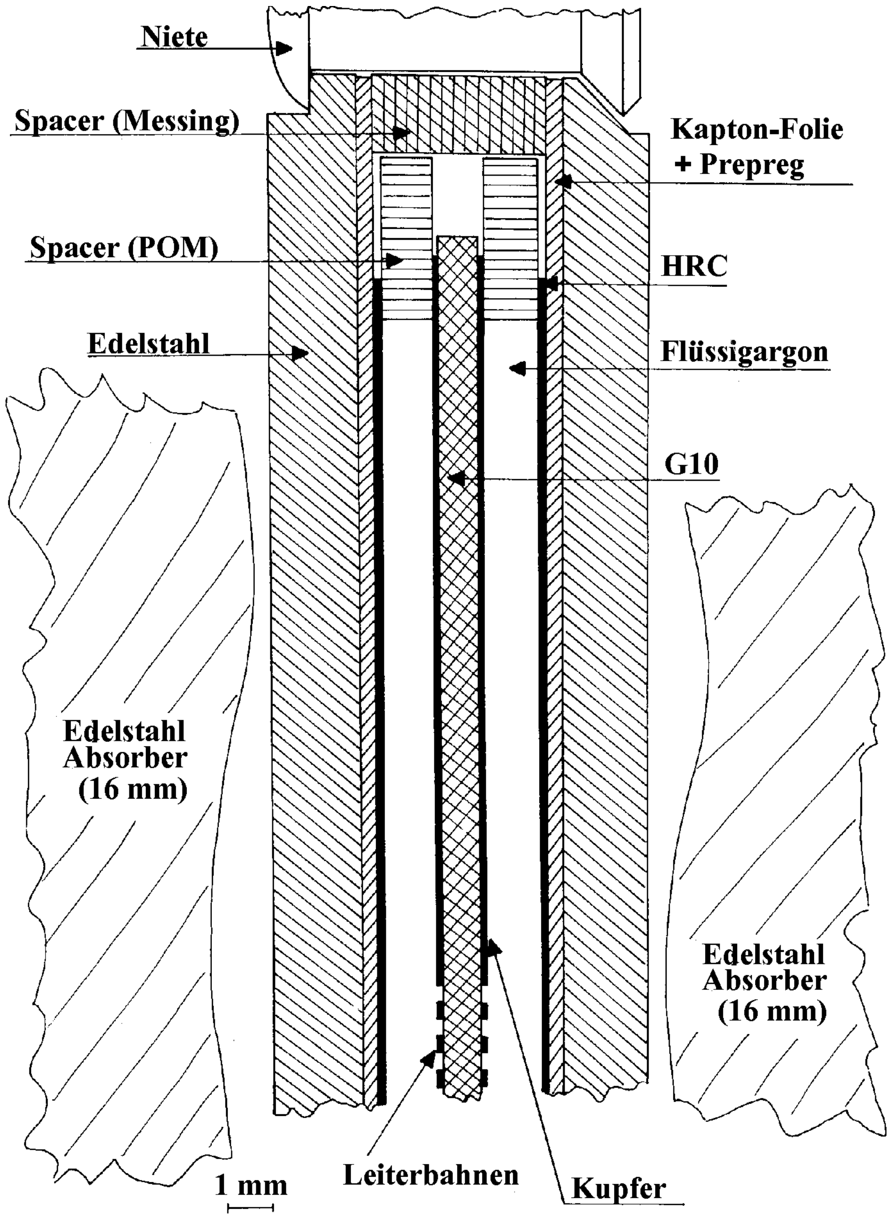


Abbildung 3.9: *Ausleseeinheit zwischen zwei Absorberplatten eines FBH–Moduls. Nach [62].*

Abbildung 3.9 zeigt den Aufbau einer hadronischen Ausleseeinheit, die mittig zwischen zwei Absorberplatten gesetzt ist. Um Verbiegungen infolge unterschiedlicher Ausdehnungskoeffizienten der verwendeten Materialien zu vermeiden, sind die Ausleseeinheiten symmetrisch aufgebaut, was zur Folge hat, daß eine Ausleseeinheit zwei ausgelesene Flüssigargon–Schichten enthält.

Eine Ausleseeinheit besteht aus einer G10–Platte, deren Kupferbeschichtungen als Ausleseflächen dienen, und zwei Edelstahlplatten, deren Innenflächen mit Kapton und HRC beschichtet sind. An die HRC–Schichten wird die Hochspannung angelegt. Die drei Platten sind miteinander vernietet, wobei wie in Abbildung 3.9 dargestellt, die Dicke $d_{Ar,FBH}$ der Ausleseschichten durch Messing– und Kunststoff–Ringe definiert wird. Der Designwert von $d_{Ar,FBH}$ beträgt 2,3 mm, nach [80] wurde kapazitiv ein mittlerer Wert von 2,45 mm gemessen.

Nummer i_z der z–Lage	Ausleseeinheiten pro z–Lage	
	FB1H	FB2H
0	5	7
1	4	7
2	5	8
3	5	9
4	6	—
5	6	—

Tabelle 3.3: *Aufteilung der 31 Ausleseeinheiten eines FBH–Moduls im Detektor H1 in z–Lagen. Die Nummerierung der z–Lagen erfolgt bezüglich der Richtung der in den Detektor H1 einlaufenden Protonen.*

Wie bei FBE ist ein 4 mm breiter Rand um die Hochspannungsplatten (Ausleseplatten) nicht mit HRC (Kupfer) beschichtet. Anders als die Bleikerne der Absorberplatten von FBE decken die Absorberplatten von FBH aber diesen Rand ab, so daß der 4 mm breite, nicht ausgelesene Bereich sich im Falle von FBH bei der Energierekonstruktion durch Signalverluste stärker bemerkbar macht.

Um den Signalverlust durch Energiedepositionen zwischen den Modulen zu verringern, ist vor der in z–Richtung ersten Absorberplatte ebenfalls eine Ausleseeinheit angebracht.

Geometrische Auslesekanäle

Die Ausleseflächen der in Detektor H1 benutzten Ausleseeinheiten sind bei FB1H (FB2H) radial 5-fach (6-fach) und azimutal 8-fach (8-fach) segmentiert. Die Segmente einer Auslesefläche sind etwa gleich groß. Beide Seiten der G10–Platte sind durchkontaktiert. Die Signale werden über 0,4 mm breite Leiterbahnen zwischen den Segmenten zu den am Rand der Ausleseeinheiten positionierten Steckern geführt.

In z–Richtung sind die 31 Ausleseeinheiten von FB1H (FB2H) zu 6 (4) Lagen zusammengefaßt. Tabelle 3.3 gibt die Aufteilung der Ausleseeinheiten auf die z–Lagen an.

3.3.5 Besonderheiten beim Teststrahl–Experiment gegenüber der Anordnung im Detektor H1

Wie bereits in Abschnitt 3.3.2 erwähnt, wurde im Teststrahl–Experiment ein Ausschnitt des Bereiches FB des H1–Flüssigargon–Kalorimeters untersucht. Aus mehreren Gründen waren beim Teststrahl–Experiment Abweichungen des Aufbaus der Kalorimetermodule von den Modulen im Detektor H1 erforderlich. Zu diesen Gründen gehören, daß der direkte Einschuß von Teilchen in FBH möglich sein sollte, daß das Testkalorimeter in dem vorhandenen zylinderförmigen Kryostaten mit einem Innendurchmesser von 2,5 m und einer nutzbaren Höhe von etwa 2,2 m Platz finden mußte und daß nach Möglichkeit nur Bauteile verwendet sollten, die aus der Serienproduktion für den Detektor H1 und frühere Teststrahl–Experimente stammen. Letzteres verringert den Einfluß leichter Abweichungen, die sich zwischen verschiedenen Produktionschargen ergeben, auf die Übertragung der

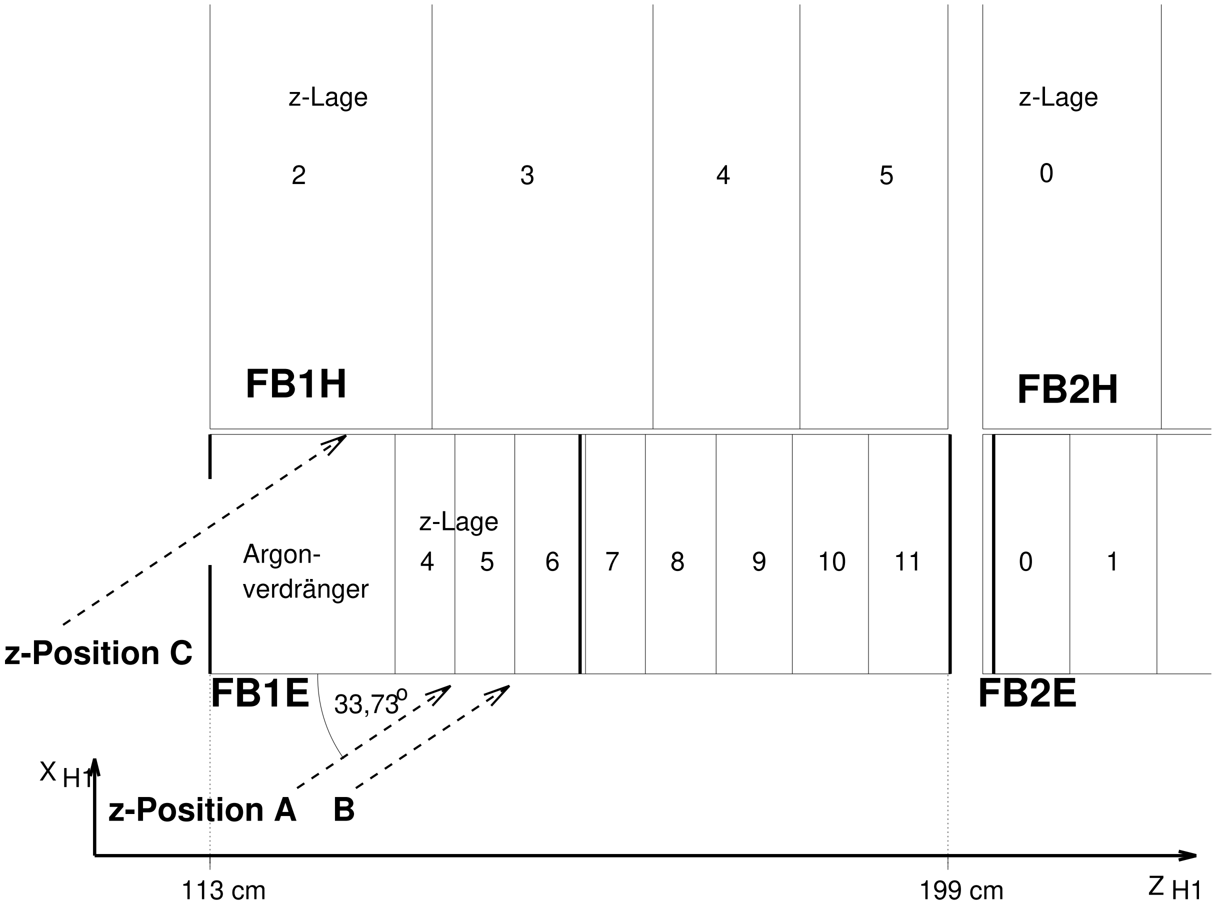


Abbildung 3.10: *Längsschnitt durch das Testkalorimeter im Bereich der Einschußpositionen. Die fett gedruckten, vertikalen Linien deuten die Stahlplatten der Rahmen der FBE–Module an, die dünner gedruckten die Grenzen der z–Lagen. Bei z–Position C erfolgt der Einschuß durch ein Loch in der Frontplatte des FB1E–Stahlrahmens und durch einen Argonverdrängungskörper aus Hartschaumstoff direkt in FB1H.*

im Teststrahl–Experiment gewonnenen Resultate auf das H1–Flüssigargon–Kalorimeter.

Es sei aber darauf hingewiesen, daß die Abweichungen beim Testkalorimeter im Vergleich zum H1–Kalorimeter auf die untersuchten Eigenschaften keinen Einfluß haben: Die Abweichungen wirken sich hauptsächlich auf die Größe und Position einiger r– und z–Lagen aus, worauf die untersuchten Eigenschaften nicht sensitiv sind.

Die Abbildungen 3.10, 3.11 und 3.12 illustrieren die folgenden Erläuterungen der Besonderheiten beim Testkalorimeter. Sie zeigen zudem, an welchen Positionen und in welcher Richtung die Teilchen eingeschossen wurden.

Abbildung 3.10 zeigt in einem Längsschnitt durch das Testkalorimeter die drei Positionen A, B und C in z–Richtung, an denen die Teilchen eingeschossen wurden. Der Einschußwinkel betrug 33,73^o, was im Detektor H1 etwa dem Polarwinkel θ entspricht, unter dem vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen bei z–Position A in die FB1E–Module des Flüssigargon–Kalorimeters eintreten. In Abbildung 3.11 ist ein Querschnitt durch das Testkalorimeter auf der Höhe von FB1 dargestellt. Die Mitte des Spalts zwischen den oberen und den unteren FBE–Modulen, auch *ϕ–Spalt* genannt, liegt genau bei $y_{H1} = 0$. Zur Untersuchung des Einflusses des ϕ–Spalts wurde die y–Koordinate des Einschußorts in den z–Positionen A und bei Elektronen auch B zwischen -18 cm und

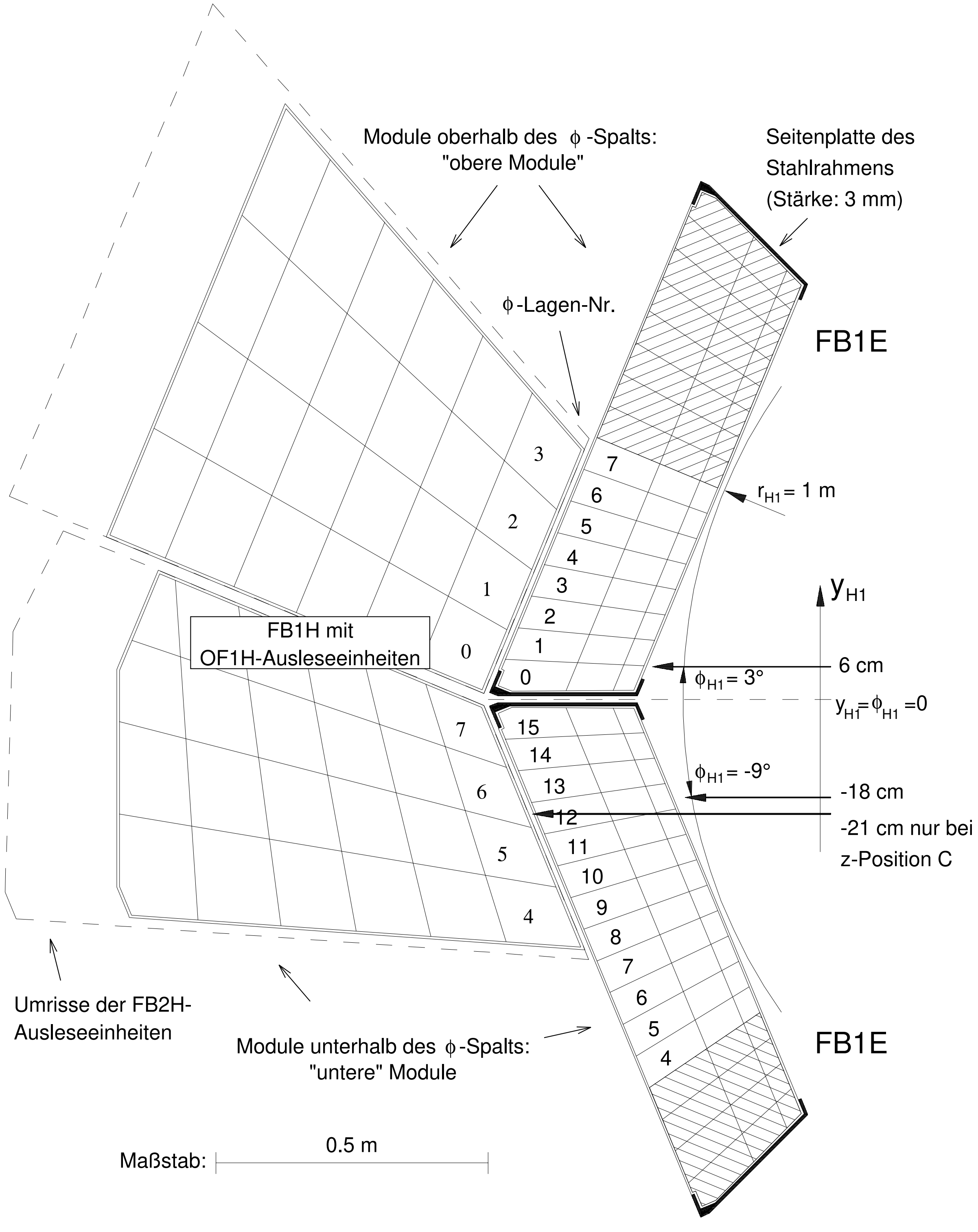


Abbildung 3.11: *Querschnitt durch das Testkalorimeter auf der Höhe von FB1. Erläuterung siehe Text.*

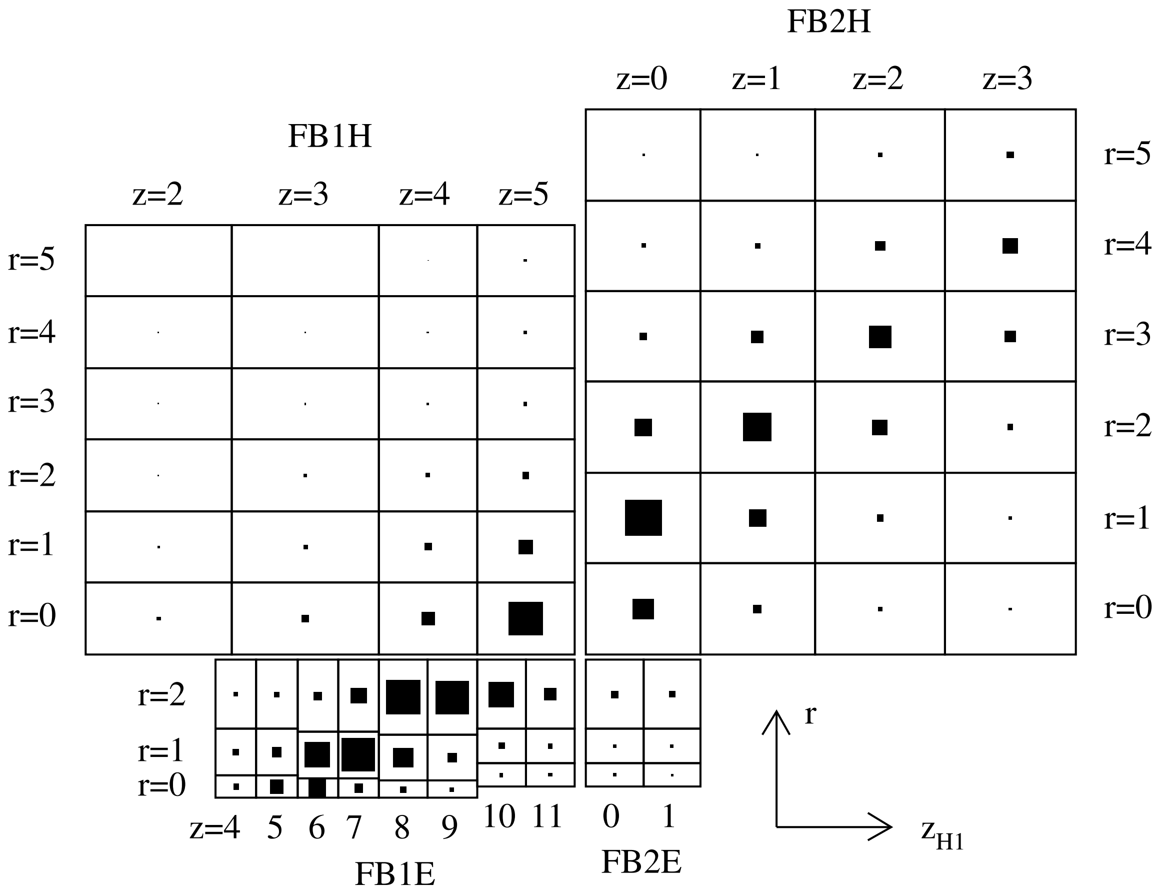


Abbildung 3.12: *Mittlere Energiedeposition im Schauer eines 20 GeV–Pions bei Einschuß in z–Position A bei y_{H1} = -18 cm. Die Flächen der ausgefüllten Quadrate sind proportional zur deponierten Energie. In azimutaler Richtung wurde über alle Kanäle bei jeweils gleicher r– und z–Lagennummer summiert. Resultat aus Simulationsrechnungen mit CALOR, aus [34].*

6 cm variiert, was Azimutwinkeln von -9^o bis 3^o entspricht. In z–Position C erfolgte der Einschuß bei $y = -21$ cm. Abbildung 3.12 schließlich zeigt die Entwicklung des Schauers eines Pions mit 20 GeV Schwerpunktsenergie, gemittelt über viele mit CALOR simulierte Ereignisse. Hier wird zudem die Segmentierung des Testkalorimeters in r– und z–Richtung deutlich.

Besonderheiten bei FBE

Um den direkten Einschuß von Teilchen in FBH zu ermöglichen und um mit den noch von früheren Teststrahl–Messungen vorhandenen Ausleseplatten auszukommen, wurden die Stahlrahmen der FBE–Module nur teilweise mit Ausleseplatten gefüllt. Zudem befanden sich im Testkalorimeter in einigen der bestückten z–Lagen von FB1E Absorberplatten eines anderen Typs als im H1–Flüssigargon–Kalorimeter. Tabelle 3.4 gibt an, wie die z–Lagen der FBE–Module mit Absorberplatten bestückt waren.

Die in Abbildung 3.11 schraffierten ϕ–Lagen von FBE waren mechanisch zwar vorhanden, wurden aber nicht ausgelesen, da hier durch die Schauer der eingeschossenen Teilchen keine meßbare Energiedeposition stattfindet.

Nummer i_z der z–Lagen	Typ der Ausleseplatten	Abweichung von H1 ?
FB1E–Module		
0 – 3	nicht gefüllt	ja
4 – 5	FB1E, Familie I	ja
6 – 7	FB1E, Familie II	nein
8 – 9	FB1E, Familie III	nein
10 – 11	FB2E	ja
FB2E–Module		
0 – 1	FB2E	nein
2 – 7	nicht gefüllt	ja

Tabelle 3.4: *Bestückung der z–Lagen der FBE–Module im Teststrahl–Experiment mit Ausleseplatten.*

Besonderheiten bei FBH

Zwischen die Absorberplatten in den FB1H–Modulen wurden Ausleseeinheiten vom Typ OF1H geschoben. Wie Abbildung 3.13 zeigt, sind diese etwas kleiner als die Ausleseeinheiten vom Typ FB1H und in radialer Richtung 6-fach statt 5-fach segmentiert. Die Ausleseeinheiten bestehen aus zwei auch separat benutzbaren Teilen, der eine enthält die ϕ–Lagen 0 bis 3, der andere die ϕ–Lagen 4 bis 7. Entsprechend der in Abbildung 3.3 dargestellten Beschneidung der Absorberplatten für das Teststrahl–Experiment wurden in den oberen FBH–Modulen die Ausleseeinheiten mit den ϕ–Lagen 0 bis 3 und in den unteren diejenigen mit den ϕ–Lagen 4 bis 7 verwendet, siehe auch Abbildung 3.11. Insbesondere auch die kleineren OF1H–Ausleseeinheiten wurden so eingesetzt, daß sie zu den FBE–Modulen und zum Spalt zwischen den oberen und unteren Modulen bündig mit den Absorberplatten abschlossen.

Auf die Ausleseeinheit vor der ersten Absorberplatte wurde bei den FB1H–Modulen verzichtet. Die verbleibenden 30 Ausleseeinheiten wurden zu 4 anstatt zu 6 z–Lagen zusammengefaßt. In z–Richtung gesehen enthalten die 2 vorderen z–Lagen je 9 Ausleseeinheiten und die beiden hinteren wie im Detektor H1 je 6.

3.3.6 Implementation des Aufbaus im Simulationsprogramm

Die Simulationsrechnungen zum Teststrahl–Experiment wurden mit dem Programm ARCET[11], einer von der H1–Kalorimeter–Gruppe speziell für die Teststrahl–Experimente an der Teststrahl–Anlage H6 entwickelten Version des Simulationsprogrammes H1SIM für den Detektor H1, durchgeführt. H1SIM und damit auch ARCET basieren auf auf dem Programmpaket GEANT, siehe Abschnitt 2.5. Der geometrische Aufbau des Testkalorimeters wurden von Verrecchia, Saclay implementiert und zusammen mit Hütte und Spiekermann verifiziert, siehe [33] und [34].

Die für die Schauersimulation benötigte Rechenzeit steigt mit der Gesamtzahl der von den einzelnen Teilchen im Schauers durchquerten Materialgrenzflächen. Zudem wird bei

[11] ARgon CErn Test

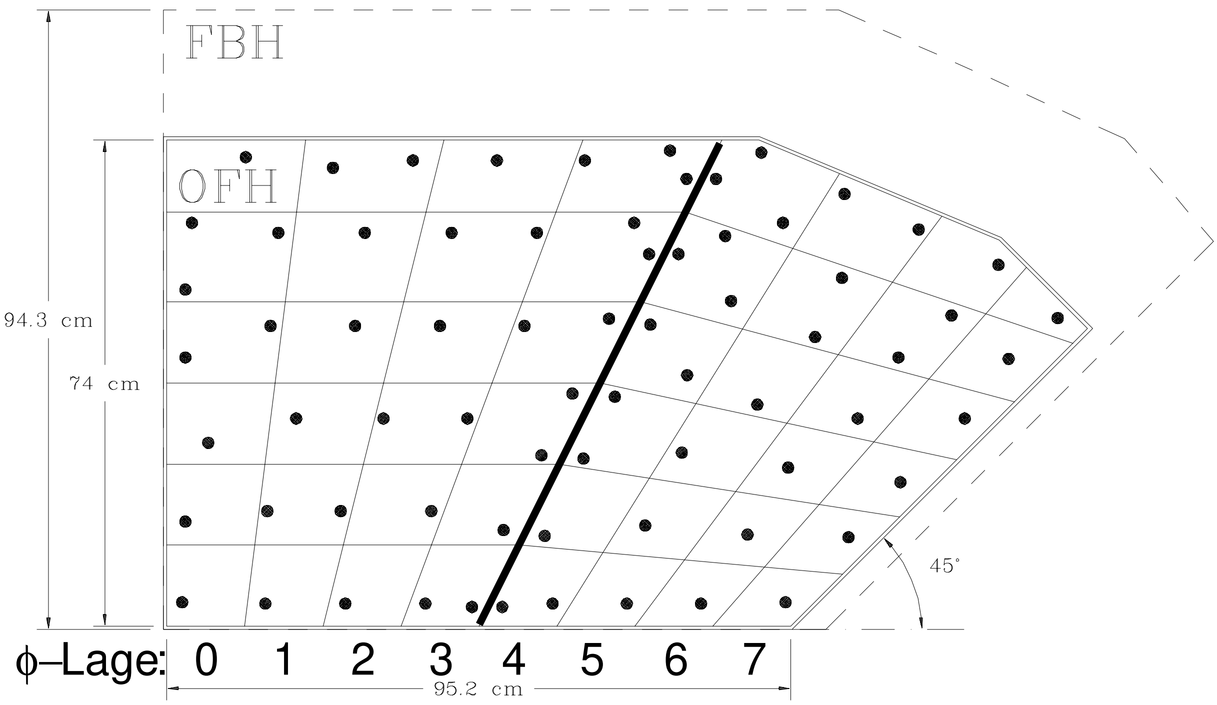


Abbildung 3.13: *Segmentierung einer OF1H–Ausleseeinheit in Ausleseflächen. Die Punkte markieren die Lage der Nieten. Die unterbrochenen Linien zeigen den Umriß der etwas größeren FBH–Ausleseeinheiten. An der fett gedruckten Linie läßt sich die Ausleseeinheit in zwei Teile trennen.*

sehr dünnen Schichten die Teilchenverfolgung aufgrund der begrenzten Rechengenauigkeit fehleranfällig. Im Interesse einer akzeptablen Rechenzeit und einer korrekten Teilchenverfolgung wird daher auf die Berücksichtigung aller einzelnen Materialschichten der Auslesezellen, siehe Abbildung 3.7 und Abbildung 3.9, verzichtet. Statt dessen werden die Schichten soweit zusammengefaßt, daß nur noch die eigentliche Sampling–Struktur verbleibt:

Aus Massenzahl A, Kernladungszahl Z und Dichte ρ der einzelnen zusammengefaßten Materialien werden unter Berücksichtigung der Dicke der einzelnen Schichten effektive Werte von A, Z und ρ bestimmt, woraus sich die in den Gemischen geltende Materialeigenschaften wie Energieverlust durch Ionisierung und Anregung, Strahlungslänge und mittlere freie Weglänge für hadronische Wechselwirkungen berechnen lassen.

So werden in FBE die Materialschichten der Hochspannungsplatten und der Ausleseplatten, siehe Abbildung 3.7, zu jeweils einem Gemisch zusammengefaßt. Bei den Ausleseeinheiten von FBH, siehe Abbildung 3.9, wird die G10–Platte in der Mitte mit den Kupferschichten zusammengefaßt. Außerdem bilden hier jeweils eine 1,5 mm dicke Stahlplatte mit der aufgeklebten Kapton–Folie und der Hochwiderstandsbeschichtung sowie mit dem Flüssigargon–Zwischenraum zur benachbarten Absorberplatte ein Gemisch. Eine Auslesezelle von FBE (FBH) besteht damit in der Simulation aus 3 (6) Materialschichten anstelle von 16 (16) im Experiment.

In Tabelle 3.5 sind die in den Simulationsrechnungen benutzten Schichtdicken und Materialeigenschaften angegeben. Im Falle von FBE werden die bei Zimmertemperatur gemessenen Mittelwerte der Gesamtdicken der im Testkalorimeter eingebauten Absorberplatten verwendet. Diese variieren, wie angegeben, je nach Plattentyp zwischen 4,514 mm und 4,773 mm. Die Dicke der Flüssigargon–Schichten in den FBE–Modulen entspricht

Schicht	d [mm]	A_{eff}	Z_{eff}	ρ $\left[\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3}\right]$	$-\frac{dE}{dx}\|_{min}$ $\left[\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{cm}}\right]$	X_0 [cm]	R_M [cm]	λ_T [cm]
FB1E / FB2E – Auslesezelle:								
1. HV–Gemisch	4,773/2 4,738/2	179,98	71,52	6,75	7,484	1,07	2,83	17,3
2. Flüssigargon	2,300	39,95	18,00	1,40	1,904	14,00	11,13	69,8
3. AL–Gemisch	4,526/2 4,514/2	182,00	72,31	7,04	7,758	1,01	2,73	16,7
$\sum_{\mathrm{FB1E-Auslesezelle}}$:	6,950	$\langle\ \rangle_{\mathrm{FB1E-Auslesezelle}}$:			5,726	1,50	3,70	22,7
FBH – Auslesezelle:								
1. Absorberplatte (Edelstahl)	15,863	55,44	25,84	7,85	$\simeq$12	1,77	$\simeq$1,8	13,2
2. HV–Gemisch	2,982	54,94	25,59	6,98	$\simeq$7,2	2,01	$\simeq$2,9	22,1
3. Flüssigargon	2,454	39,95	18,00	1,40	1,904	14,00	11,13	69,8
4. AL–Gemisch	1,189	30,04	13,86	2,21	$\simeq$3,5	10,90	$\simeq$6,1	42,0
5. Flüssigargon	2,454	39,95	18,00	1,40	1,904	14,00	11,13	69,8
6. HV–Gemisch	2,982	54,94	25,59	6,98	$\simeq$7,2	2,01	$\simeq$2,9	22,1
$\sum_{\mathrm{FBH-Auslesezelle}}$:	27,923	$\langle\ \rangle_{\mathrm{FBH-Auslesezelle}}$:			$\simeq$8,8	2,47	$\simeq$2,4	17,8

Tabelle 3.5: *Eigenschaften der in der Simulation implementierten Schichten von Materialien bzw. Materialgemischen: Schichtdicke d, effektive Massenzahl A_{eff}, effektive Kernladungszahl Z_{eff}, Dichte ρ, Energieverlust pro Wegstrecke $-\frac{dE}{dx}|_{min}$ für minimal ionisierende Teilchen, Strahlungslänge X_0, Molière–Radius R_M und mittlere freie Weglänge λ_T für elastische und inelastische hadronische Wechselwirkungen von 10 GeV–Pionen. Letztere aus GHEISHA. „HV–Gemisch“ steht für das Materialgemisch der Hochspannungsplatten, „AL–Gemisch“ für dasjenige der Ausleseplatten. Die Schichten sind in der Reihenfolge aufgeführt, wie sie innerhalb der Auslesezellen angeordnet sind. Dementsprechend sind manche Materialien mehrfach aufgeführt. Angaben teilweise nach [33] und [34].*

mit 2,30 mm dem Mittelwert, der sich aus der gemessenen Gesamtlänge der Sampling–Struktur und den Dicken der Absorberplatten ergibt. Für alle Schichtdicken in FBH wurden wie im Programm H1SIM die für die Bereiche FB1H, FB2H, OF1H und OF2 des H1–Flüssigargon–Kalorimeters, siehe Abbildung 3.2, gemessenen Mittelwerte benutzt.

Alle in den Simulationen zum Teststrahl–Experiment verwendeten Materialeigenschaften in den einzelnen Schichten der Sampling–Strukturen entsprechen denen aus dem Programm H1SIM.

Die in Tabelle 3.5 für den Molière–Radius R_M angegebenen Werte wurden nach Gleichung (2.11) und Gleichung (2.4) aus dem Energieverlust pro Wegstrecke $-\frac{dE}{dx}|_{min}$ für minimal ionisierende Teilchen berechnet. Dieser wird vom Simulationprogramm GEANT aus der Dichte und den effektiven Massen– und Kernladungszahlen bestimmt. Die Werte von $-\frac{dE}{dx}|_{min}$ der Materialien der Absorberplatten und Ausleseeinheiten von FBH aus GEANT waren nicht zugänglich. Daher wurden sie aus Angaben in [59] abgeschätzt. Die so resultierenden Werte sind in Tabelle 3.5 durch $\simeq$–Zeichen markiert.

Nach der Ionisierung des Flüssigargons in den Ausleseschichten kommt es zu einer teilweisen Rekombination innerhalb der entstehenden Säulen von freien Elektronen und Ionen. Dies reduziert den Beitrag der durch Ionisierung in den Ausleseschichten deponierten Energie zum Kalorimetersignal. Um dies in der Simulation zu berücksichtigen, geht die H1–Kalorimeter–Gruppe nach [81], zurückgehend auf Birks ([82]) wie folgt vor: Vor der Verbuchung zur sichtbaren Energie wird die bei Ionisierung in einer Ausleseschicht deponierte Energie δE_{dep} durch Multiplikation mit dem Faktor

$$f_{Birks} = \frac{1}{1 + k_b\, \delta E_{dep}/\delta x},$$

verringert. δx ist dabei die Weglänge über die die Ionisierung im jeweiligen Simulationsschritt erfolgt. Für k_b wird der Wert 0,007 cm/MeV verwendet, der nach [81] in Flüssigargon bei einer Feldstärke von etwa 1 kV/mm, die ungefähr in den Ausleseschichten herrscht, gilt. Aus dem Energieverlust pro Wegstrecke für minimal ionisierende Teilchen in Flüssigargon, der in Tabelle 3.5 angegeben ist, ergibt sich, daß die sichtbare Energie durch die Berücksichtigung der Rekombination nach Birks um mindestens 1,3 Prozent verringert wird.

Die in Abschnitt 2.5.1 erwähnte Energieschwelle, unterhalb der die Teilchenverfolgung zur Begrenzung der Rechenzeit der Simulation abgebrochen werden muß, wurde für Photonen auf 0,2 MeV und für alle anderen Teilchen auf 1 MeV kinetische Energie gesetzt. Dies sind die Werte, die üblicherweise auch von der H1–Kollaboration für die Simulation von Ereignissen im Detektor H1 benutzt werden, siehe [2].

Die Trajektorien der Primärteilchen wurden in der Simulation unmittelbar vor dem Szintillationszähler B2 gestartet, siehe Abbildung 3.1. Die Form der im Experiment mit den Vieldrahtproportionalkammern gemessenen Strahlprofile wurde in der Simulation nachgebildet. Da die Impulsunschärfe der Primärteilchen im Experiment mit dem Testkalorimeter nicht aufzulösen ist, siehe Abschnitt 3.1.2, konnte auf deren Berücksichtigung in der Simulation verzichtet werden.

3.4 Die Auslese–Elektronik

Hier wird auf die für diese Analyse wichtigen Aspekte von Aufbau und Funktionsweise der Auslese–Elektronik eingegangen. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [2].

Abbildung 3.14 zeigt eine stark vereinfachte, schematische Darstellung eines *elektronischen Auslesekanals*. Die durch einen Teilchenschauer im geometrischen Auslesekanal induzierte oder – wie bereits in Abschnitt 2.7.2 erwähnt – zum Zweck der Kalibrierung der Auslese–Elektronik mittels Pulsgenerator und Koppelkondensator $C_{\mathbf{kal}}$ injizierte Ladung q führt am Ausgang des Vorverstärkers zu einem Spannungspuls. Dieser wird vom Pulsformer im wesentlichen differenziert, so daß ein bipolares Signal entsteht. Von einem Sample&Hold–Glied wird die Höhe, die das bipolare Signal zu einer festen Zeit t_s hat, festgehalten und von einem ADC[12] mit einem dynamischen Bereich von 12 Bit digitalisiert. Die daraus resultierenden *ADC–Inhalte* N_{ADC}, die zwischen 0 und 4095 variieren können, werden bei jedem Ereignis auf Band geschrieben.

Die Zeit t_s wird ab dem Zeitpunkt gemessen, zu dem der Trigger das Ereignis signalisiert. Sie beträgt ungefähr 2,4 μs. Nach Flauger, siehe [63], wurde unter Minimierung des Übersprechens zwischen den Auslesekanälen ein für alle Kanäle gleicher Wert von t_s

[12] analogue-to-digital converter, engl.: Analog–Digital–Wandler

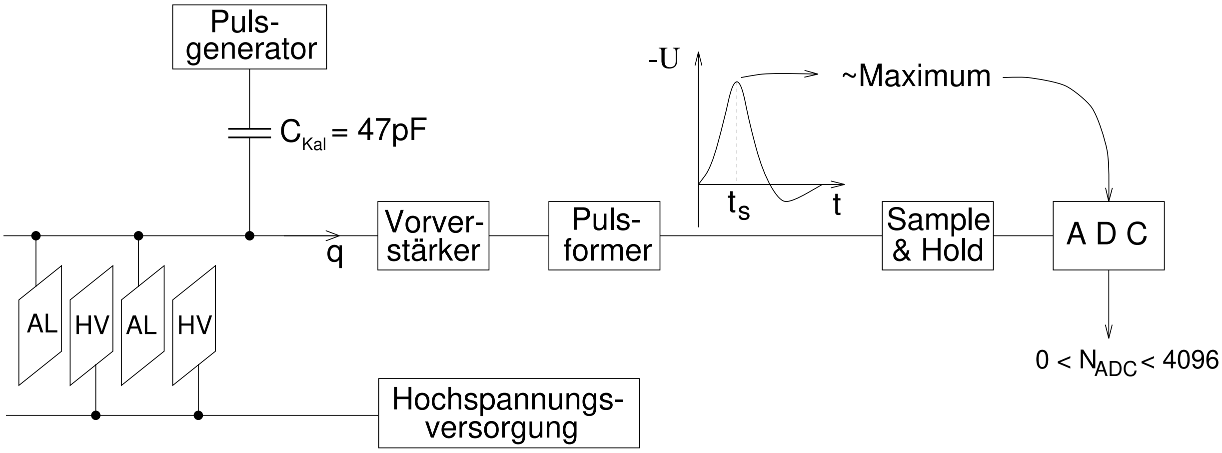


Abbildung 3.14: *Stark vereinfachte, schematische Darstellung eines elektronischen Auslesekanals. Die mit AL und HV bezeichneten Flächen am linken Rand symbolisieren die Auslese– bzw. Hochspannungsplatten des Kalorimeters. Die Form des dargestellten Spannungspulses ist nicht naturgetreu.*

bestimmt. Die genaue zeitliche Lage des Extremums des digitalisierten Spannungspulses hängt von der Kapazität des jeweiligen geometrischen Auslesekanals ab. Bei den meisten Auslesekanälen liegt der optimierte Wert von t_s etwa 100 ns vor Erreichen des Extremums.

In der Auslese–Elektronik wirken je nach Kanal zwischen Vorverstärker und ADC verschiedene Signalverstärkungsfaktoren, die sich zueinander etwa wie die Zahlen 1, 2, 4 verhalten, die daher *nominale Verstärkungen* genannt werden. Bei einem Teil der geometrischen Auslesekanäle teilte sich die Signalverarbeitung hinter dem Vorverstärker in zwei Zweige auf, einen mit nominaler Verstärkung 4 und einen mit nominaler Verstärkung 1. Hierdurch wird der Meßbereich dieser 360 Auslesekanäle erweitert: Ist das Signal in dem elektronischen Kanal mit nominaler Verstärkung 4 so hoch, daß der ADC in den Überlauf gerät, kann der ADC–Inhalt des entsprechenden Kanals mit nominaler Verstärkung 1 für die Analyse herangezogen werden.

Tabelle 3.6 zeigt die Einteilung der Auslesekanäle des Testkalorimeters in die Klassen E4, E2, D4 und D1. Die geometrischen Auslesekanäle der Klassen E4 und E2 treten *e*infach als elektronische Auslesekanäle auf, diejenigen der Klassen D4 und D1 *d*oppelt. Daher ist die Anzahl der elektronischen Auslesekanäle (1424) größer als die der geometrischen (1064).

3.5 Das Meßprogramm

Die Datennahme wurde zeitlich in *Runs*[13] genannte Abschnitte mit konstanten äußeren Parametern wie Art der Primärteilchen, Primärenergie und Einschußposition unterteilt. Pro Burst wurden je nach Strahlqualität und Trigger-Anforderungen 20 bis 80 reale Ereignisse auf Band geschrieben, so daß die Aufnahme von typischerweise 5000 Ereignissen pro Run abgesehen von Betriebsunterbrechungen des SPS 0,5 Stunden bis 2 Stunden dauerte. Insgesamt wurden in der hier analysierten *Meßperiode*, also in der Zeit vom 6. bis 23.11.92, 320 Runs gestartet, in denen während etwa 51000 Bursts des SPS Daten aufgezeichnet wurden, darunter ca. 1,2 Millionen reale Ereignisse mit Elektronen/Positronen

[13]engl., hier: Serie von Ereignissen

<table>
<tr><td>Klasse E4</td><td>Klasse E2</td><td>Klasse D4</td><td>Klasse D1</td><td></td></tr>
<tr><td colspan="2">1 elektronischer Auslesekanal pro geometrischem Auslesekanal</td><td colspan="2">2 elektronische Auslesekanäle pro geometrischem Auslesekanal</td><td rowspan="2">1424 elektronische Kanäle</td></tr>
<tr><td>nominale Verstärkung 4</td><td>nominale Verstärkung 2</td><td>nominale Verstärkung 4</td><td>nominale Verstärkung 1</td></tr>
<tr><td>200 in FBE
+384 in FBH
584
geometrische Kanäle</td><td>120 geometrische Kanäle in FB1E</td><td colspan="2">360 geometrische Kanäle in FBE</td><td>1064 geometrische Kanäle</td></tr>
</table>

Tabelle 3.6: *Aufteilung der Auslesekanäle in die Klassen E4, E2, D4 und D1. Die geometrischen Auslesekanäle der Klassen E4 und E2 treten einfach als elektronische Auslesekanäle auf, diejenigen der Klassen D4 und D1 doppelt.*

oder Pionen als Primärteilchen, 71000 leere Ereignisse und 46000 Kalibrationsereignisse.

Die *nominale Einschußposition* lag bei z–Position A, siehe Abbildung 3.10, und $y_{H1} = -18$ cm, siehe Abbildung 3.11. Bei dieser Einschußposition wurde mit jeder zur Verfügung stehenden Teilchenart und Primärenergie mindestens ein Run aufgezeichnet. Insbesondere wurde hier etwa jeden Tag ein *Stabilitätsrun* gestartet, wobei Elektronen mit einer Primärenergie von 30 GeV eingeschossen wurden. Hierdurch wurde die Überwachung der zeitliche Konstanz des Kalorimetersignals ermöglicht, siehe Kapitel 4.

Zu Beginn der Meßperiode wurde separat für Kalibrations– und reale Ereignisse der optimale Auslesezeitpunkt t_s ermittelt, siehe Abbildung 3.14 und Abschnitt 4.3.2. Auch hierfür wurden 30GeV–Elektronen bei nominaler Einschußposition benutzt.

Zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz wurden vier *Hochspannungskurven* aufgenommen. Hierbei handelt es sich jeweils um eine Reihe von Runs, deren äußere Parameter sich nur durch die an den Hochspannungsplatten anliegende Hochspannung unterscheiden. Die Hochspannungskurven wurden bei nominaler Einschußposition aufgezeichnet; bei drei von ihnen waren die Primärteilchen Elektronen bzw. Positronen, bei einer Pionen. Die Primärenergie Betrug jeweils 30 GeV. Die Analyse dieser Daten findet sich in Abschnitt 4.3.5.

Für Untersuchungen zur Kalibrierung des Kalorimeters wurden Elektronen/Positronen von 20, 30, 50 und 80 GeV bei $y_{H1} = -18$ cm in den z–Position A und B sowie bei $y_{H1} = -21$ cm in z–Position C eingeschossen. Die Runs bei den z–Position A und B dienten der Bestimmung der elektromagnetischen Skala von FBE, diejenigen bei z–Position C ermöglichten erstmals die direkte Messung der Kalibrationskonstanten von FBH. Die Analysen hierzu sind in Kapitel 5 dargestellt.

Positiv geladene Pionen wurden in nominaler Einschußposition mit Energien von 20, 30, 50, 80, 120 und 170 GeV und bei $y_{H1} = -21$ cm in z–Position C mit Energien von 20, 30, 50, 80 und 120 GeV eingeschossen. Diese Runs ermöglichen die Bestimmung der e/h–Verhältnisses und die Erprobung von Signalgewichtungsverfahren zur Rekonstruktion der Energie in hadronischen Schauern, siehe Kapitel 6.

Schließlich wurde sowohl mit Elektronen/Positronen als auch mit Pionen verschiedener Energien bei den z–Positionen A und B die Lage des Einschußortes in y_{H1} zwischen –18 cm und 6 cm variiert. Hierdurch läßt sich der Einfluß des ϕ–Spalt es zwischen den oberen und den unteren Modulen auf die Energierekonstruktion in einem Azimutbereich von $\phi = -9^{\circ}$ bis 3° untersuchen, siehe Abbildung 3.11 und siehe Kapitel 7.

Kapitel 4

Ladungsrekonstruktion

4.1 Kalibrierung der Auslese–Elektronik

4.1.1 Prinzip

Für jeden Auslese–Kanal separat wird das Signal in Form des ADC–Inhalts N_{ADC} in Abhängigkeit von der Höhe der mittels Pulsgenerator injizierten Ladung q gemessen, siehe auch Abschnitt 2.7.2. Der so gewonnene Zusammenhang zwischen N_{ADC} und q wird wie folgt durch ein Polynom dritten Grades parametrisiert:

$$q = q_1 + p_2 {q_1}^2 + p_3 {q_1}^3 \qquad \text{mit} \qquad q_1 = p_0 + p_1 N_{ADC}. \tag{4.1}$$

Zur Parametrisierung wurde ein Polynom dritten Grades gewählt, um bei hohen Signalen mögliche, kleine Abweichungen der Verstärkung von der Linearität berücksichtigen zu können[1]. Zur Begrenzung des Einflusses eventueller zeitlicher Instabilitäten der Auslese–Elektronik wurde dieses Verfahren etwa einmal pro Tag wiederholt. Die durch einen Teilchenschauer in einem geometrischen Auslesekanal induzierte Ladung wird ebenfalls nach Gleichung (4.1) aus dem gemessenen ADC–Inhalt N_{ADC} berechnet.

Abbildung 4.1 zeigt als Beispiel das Ergebnis einer Elektronik–Kalibrierung. An der Abhängigkeit des Parameters p_1 von der ADC–Nummer erkennt man mit steigender ADC–Nummer die Gruppierung der Auslesekanäle in die Klassen mit nominaler Verstärkung 4, 2, 4 und 1.[2]

Abbildung 4.2 zeigt den Zusammenhang zwischen Ladung q und ADC–Inhalt N_{ADC} nach Gleichung (4.1) exemplarisch für einen elektronischen Auslesekanal mit nominaler Verstärkung 4. Auf der Abszisse ist der gesamte dynamische Bereich der verwendeten 12-Bit–ADCs, also ADC–Inhalte von 0 bis 4095, aufgetragen. Alle elektronischen Auslesekanäle liefern für $q = 0$ ein Signal N_{ADC}, das größer ist als 0. Dieses wird *Pedestal*[3] genannt und ist auf die Funktionsweise der ADCs zurückzuführen. Sein Ursprung soll hier nicht näher erläutert werden. Nach Gleichung (4.1) ergibt sich das Pedestal P zu

$$P = -\frac{p_0}{p_1}. \tag{4.2}$$

Bedingt durch das elektronische Rauschen kommt es zu statistischen Fluktuationen der Pedestals. Bei mehrfacher Messung der Pedestals während einer Elektronik–Kalibrierung

[1] Die Einführung von q_1 ermöglicht einen einfachen Ausdruck für das Pedestal, siehe Gleichung (4.2).

[2] Die 1424 elektronischen Auslesekanäle des Flüssigargon–Kalorimeters sind nicht kontinuierlich auf die über 2000 ADCs des Auslesesystems verteilt, so daß die ADC–Nummer in den Abbildungen 4.1 und 4.3 mit Unterbrechungen zwischen 1 und 1984 variiert.

[3] engl.: Sockel

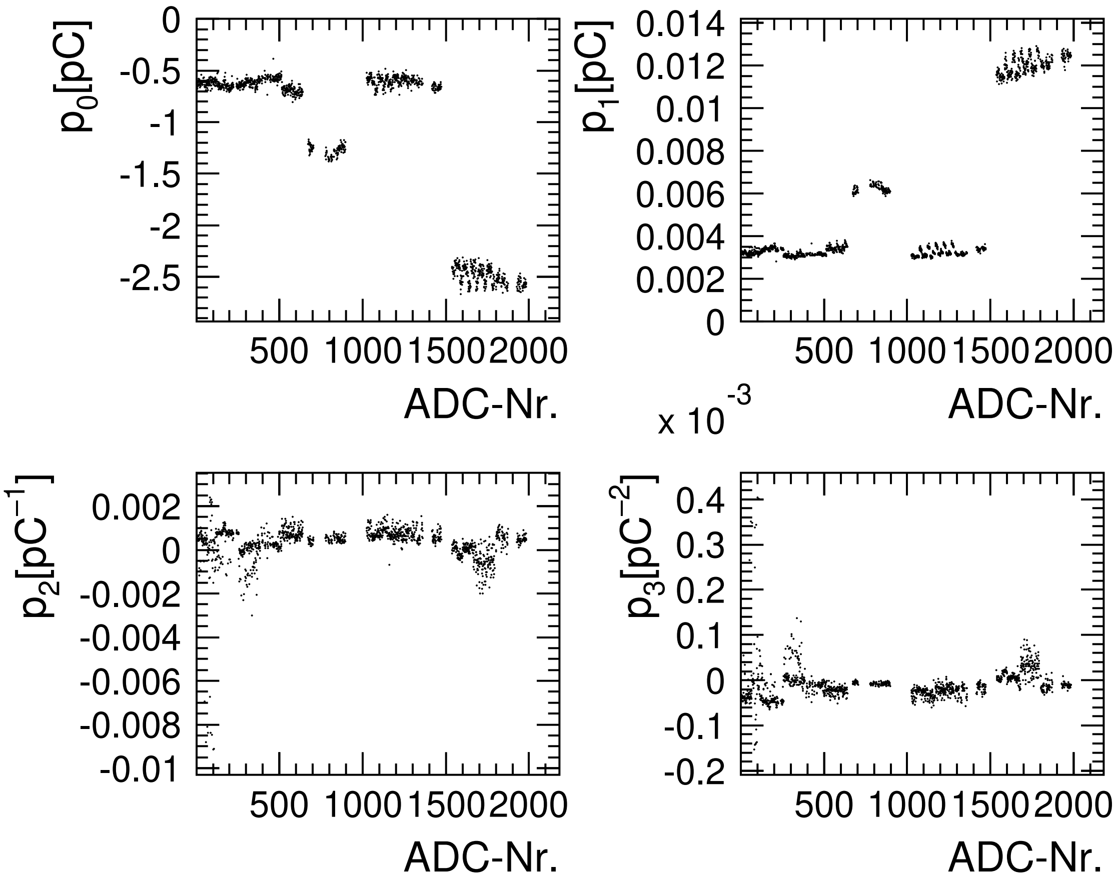


Abbildung 4.1: *Werte der Parameter p_0 bis p_3 aus Gleichung (4.1), die eine der 14 durchgeführten Elektronik–Kalibrierungen ergab, in Abhängigkeit von der ADC–Nummer. Siehe auch Fußnote auf Seite 61.*

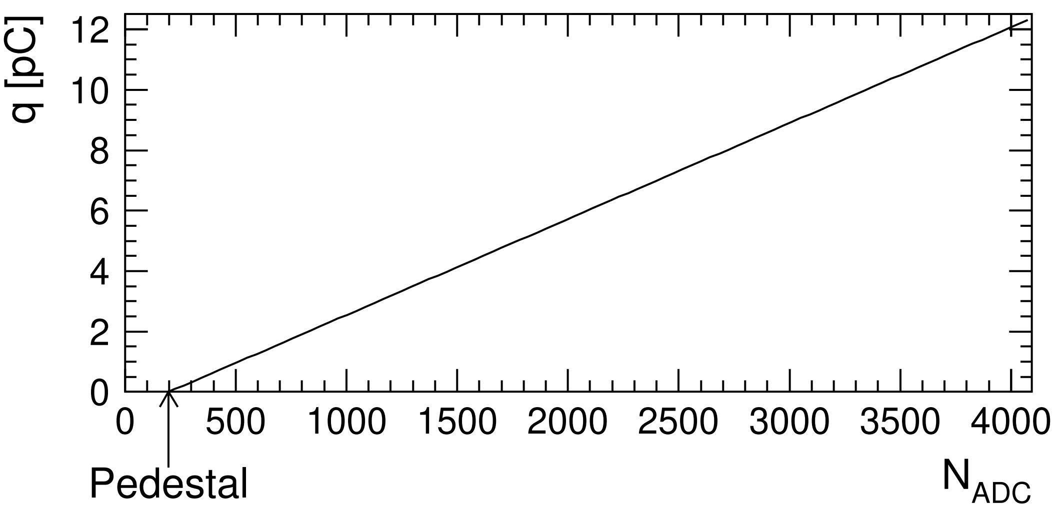


Abbildung 4.2: *Beispiel des Zusammenhangs zwischen ADC–Inhalt N_{ADC} und Ladung q nach Gleichung (4.1). Das markierte Pedestal des gewählten ADCs liegt bei $N_{ADC} = 198$.*

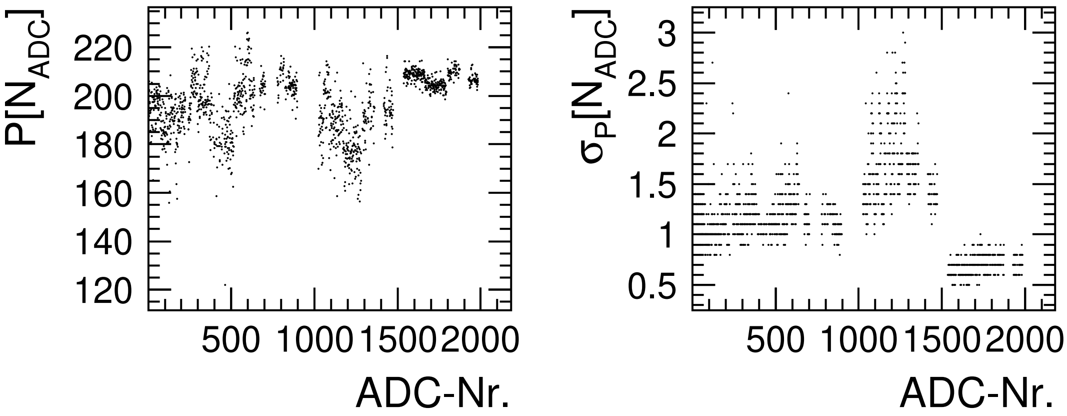


Abbildung 4.3: *Mittlere Pedestal P und Standardabweichungen σ_P der Pedestalverteilungen, die eine der 14 durchgeführten Elektronik–Kalibrierungen ergab, in Abhängigkeit von der ADC–Nummer. Siehe auch Fußnote auf Seite 61. Die Werte für σ_P wurden auf eine Nachkommastelle gerundet abgespeichert, was sich in der graphischen Darstellung teilweise durch Gruppierung der 1424 Punkte bemerkbar macht.*

ergibt sich daher für jeden Auslesekanal eine gaußförmige Verteilung der Pedestals. Deren Standardabweichungen σ_P werden registriert. Abbildung 4.3 zeigt die bei derselben Elektronik–Kalibrierung, auf die sich Abbildung 4.1 bezieht, erhaltenen Werte der mittleren Pedestals P und der Standardabweichungen σ_P der Pedestalverteilungen in Abhängigkeit von der ADC–Nummer.

4.1.2 Zeitliche Pedestal–Schwankungen

Durch äußere Einflüsse, wie z.B. Temperatur– oder Luftfeuchtigkeitsänderungen, schwanken die Pedestals der ADCs zeitlich. Schon bei der Analyse früherer Teststrahlmessungen für das H1–Flüssigargon–Kalorimeter war es daher üblich, die Pedestals und die Breite ihrer Verteilung mit Hilfe von leeren Ereignissen, siehe Abschnitt 2.7.2 für jeden Run individuell zu bestimmen. Da im Fall der leeren Ereignisse das Kalorimeter ausgelesen wird, ohne daß ein Teilchen in ihm Ionisationsladungen produziert, entsprechen die hierbei in den einzelnen Auslesekanälen registrierten ADC–Inhalte im Mittel den Pedestals der ADCs.

Berücksichtigung verschobener Pedestals bei der Ladungsrekonstruktion

Nach einem Vorschlag von Pascaud ([64]) werden die Parameter p_0 bis p_3 zur Berechnung der induzierten Ladung nach Gleichung (4.1) wie folgt an ein verschobenes Pedestal angepaßt: Seien P_K und $p_{0,K}$ bis $p_{3,K}$ das Pedestal und die Parameter, die sich aus einer Elektronik–Kalibrierung ergeben. Wird aus den leeren Ereignissen das Pedestal P bestimmt, ergeben sich die daran angepaßten Parameter zu

$$
\begin{aligned}
p_1 &= p_{1,K}(1 + 2p_{2,K}\Delta_q + 3p_{3,K}{\Delta_q}^2), \\
p_0 &= -p_1 P, \\
p_2 &= (3p_{3,K}{\Delta_q}^2 + p_{2,K})\left(\frac{p_{1,K}}{p_1}\right)^2, \\
p_3 &= p_{3,K}\left(\frac{p_{1,K}}{p_1}\right)^3.
\end{aligned}
\tag{4.3}
$$

Hierbei ist $\Delta_q = p_{0,K} + p_{1,K}P$ die additive Ladungskorrektur, die sich in erster Ordnung aus der Pedestalverschiebung von P_K nach P ergibt.

Einfluß auf die rekonstruierte Ladung

Abbildung 4.4 zeigt den Einfluß der Pedestalschwankungen auf die Ladungsrekonstruktion. Hier ist die Summe Q_{leer} über alle in den Kanälen der Klassen E4, E2, und D4, gemessenen Ladungen in leeren Ereignissen, gegen die Burst–Nummer aufgetragen, die chronologisch alle während der 17-tägigen Meßperiode registrierten Bursts durchläuft.[4] Zur Berechnung der Ladungen in den einzelnen Kanälen wurden die Parameter p_0 bis p_3 nach Gleichung (4.3) auf die Pedestal–Werte korrigiert, die sich nach Mittelung der ADC–Inhalte über alle ca. 71000 leere Ereignisse der Meßperiode ergaben. Der Mittelwert von Q_{leer} in Abbildung 4.4 ist daher mit 0 verträglich. Die Variation von Q_{leer} um 0 ist allerdings beträchtlich. Schon allein die Tatsache, daß der Schauer eines 30 GeV–Elektrons im Mittel ein Gesamtladungssignal von etwa 9 pC liefert, zeigt, daß auf die beobachteten Pedestal–Schwankungen korrigiert werden muß, wozu die insgesamt 14 durchgeführten Elektronik–Kalibrierungen allein nicht ausreichen können.

Pedestalschwankungen wurden in allen elektronischen Auslesekanälen registriert. Sie sind zwar je nach Kanal unterschiedlich stark ausgeprägt, aber die Pedestals verschieben sich im Mittel über einen hinreichend langen Zeitraum in allen Kanälen in dieselbe Richtung, was auf eine allen Kanälen gemeinsame Ursache der Pedestal–Schwankungen schließen läßt. Durch ihre kohärente Addition machen sich die Pedestalschwankungen also in der Summe über viele Kanäle erheblich stärker bemerkbar als bei der Betrachtung nur eines einzelnen Kanals. Besonders deutlich sichtbar werden die Schwankungen, indem man bei der Summation der Ladungen in leeren Ereignissen nur die Kanäle der Klasse E4 berücksichtigt.

Die so erhaltenen Werte $Q_{leer,E4}$ sind in Abbildung 4.5a gegen die Burst–Nummer aufgetragen. Wieder wurden zur Berechnung der Ladungen in den einzelnen Kanälen deren Pedestals gemittelt über die gesamte Meßperiode herangezogen. Die Abszisse ist gegenüber Abbildung 4.4 aber erheblich gestreckt, so daß nur die leeren Ereignisse der Runs mit den Nummern 3339 bis 3346 dargestellt sind. Die Daten dieser Runs wurden in insgesamt 26 Stunden[5] aufgenommen.

[4] Wegen der Pausen zum Umstellen der Strahlparameter zwischen den Runs und einiger Unterbrechungen der Datennahme während der Runs, in denen die Burst–Nummer jeweils nicht weitergezählt wurde, ist die Burst–Nummer nur ungefähr zu der Zeit proportional, die seit Beginn des ersten Runs der Meßperiode vergangen ist. Eine genauere Zeitinformation über die aufgezeichneten Ereignisse ist nicht verfügbar.

[5] Zwischen Run 3341 und Run 3342 gab es eine 11-stündige Unterbrechung der Datennahme, in der u.a. auch eine neue Elektronik–Kalibrierung durchgeführt wurde. Zusammen mit insgesamt 3 weiteren Stunden Unterbrechung zwischen den Runs ergibt sich ein Zeitäquivalent von netto 12 Stunden für das in Abbildung 4.5 dargestellte Burst–Intervall.

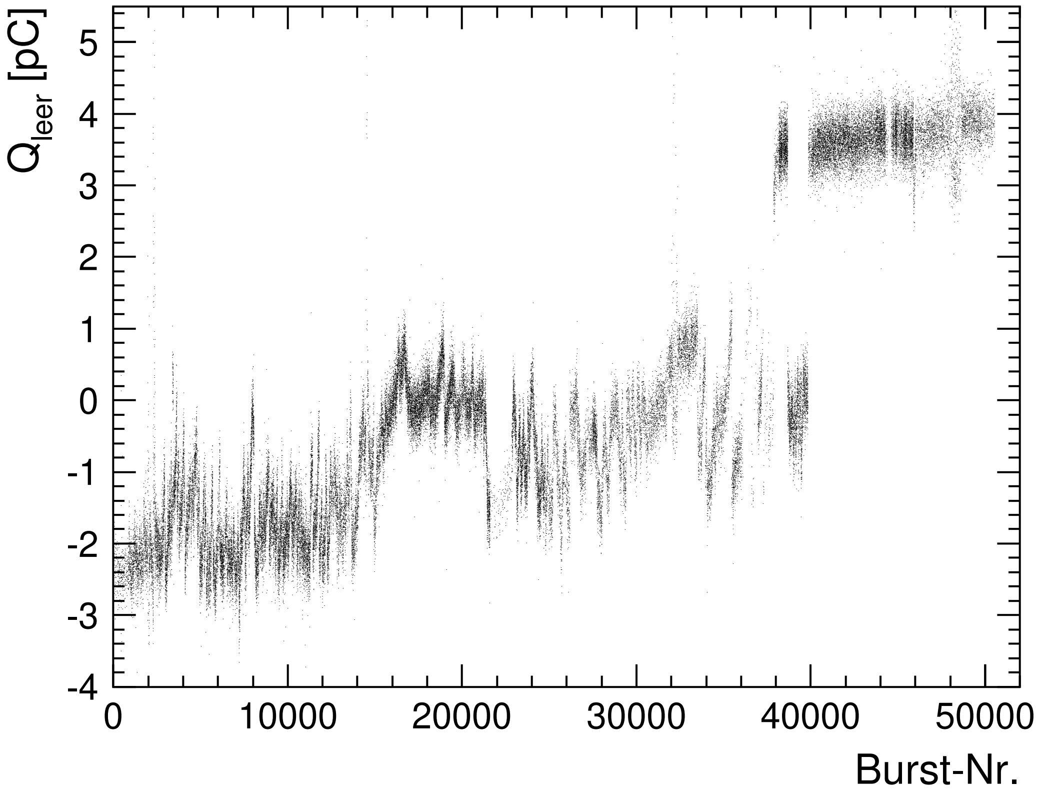


Abbildung 4.4: *In leeren Ereignissen rekonstruierte Ladung Q_{leer} (summiert über die Kanäle der Klassen E4, E2, und D4) in Abhängigkeit von der Burst–Nummer, die chronologisch alle während der Meßperiode registrierten Bursts durchläuft und daher ungefähr proportional zu der für die Datennahme genutzten Zeit ist, die seit Beginn des ersten Runs vergangen ist. Zur Berechnung von Q_{leer} wurde für jeden Kanal das über die gesamte Meßperiode gemittelte Pedestal benutzt. Man beachte, daß der Schauer eines 30 GeV–Elektrons im Mittel ein Gesamtladungssignal von etwa 9 pC liefert.*

Die durchgehenden, vertikalen Linien in Abbildung 4.5 markieren die Grenzen zwischen den acht Runs. Am oberen Bildrand sind die Bereiche gekennzeichnet, in denen sich $Q_{leer,E4}$ offensichtlich kontinuierlich verschiebt. Zwischen diesen Bereichen kommt es zu Sprüngen, deren Lage in der Regel nicht mit den Run–Grenzen übereinstimmt.

Abbildung 4.5b illustriert, daß sich tatsächlich vergleichsweise kleine Schwankungen der Pedestals von etwa 0,5 bis 1 Prozent sehr stark auf die in Abbildung 4.5a dargestellten Werte von $Q_{leer,E4}$ auswirken. Es wurden zwei beliebige elektronische Auslesekanäle der Klasse E4 mit etwas unterschiedlichem mittleren Pedestal ausgesucht. Deren ADC–Inhalte in den etwa 2600 leeren Ereignissen der Runs 3339 bis 3346 sind in Abbildung 4.5b gegen die Burst–Nummer aufgetragen. Da die ausgelesenen ADC–Inhalte N_{ADC} natürliche Zahlen sind, gruppieren sich die einzelnen Punkte in der Darstellung teilweise zu horizontalen Linien.

Zusätzlich sind in Abbildung 4.5b burstabhängige Pedestals der beiden ausgesuchten Kanäle aufgetragen, die das in Abschnitt 4.2.2 erläuterte Glättungsverfahren liefert. Diese Pedestals variieren relativ zwar nur um etwa 0,5 bis 1 Prozent, absolut aber liegen die Schwankungen bezogen auf die Breite der Verteilung der bei leeren Ereignissen ausgelesenen ADC–Inhalte in der Größenordnung einer Standardabweichung. Im Vergleich erkennt man einige gemeinsame charakteristische Züge in Verlauf der Variation der Pedestals bei-

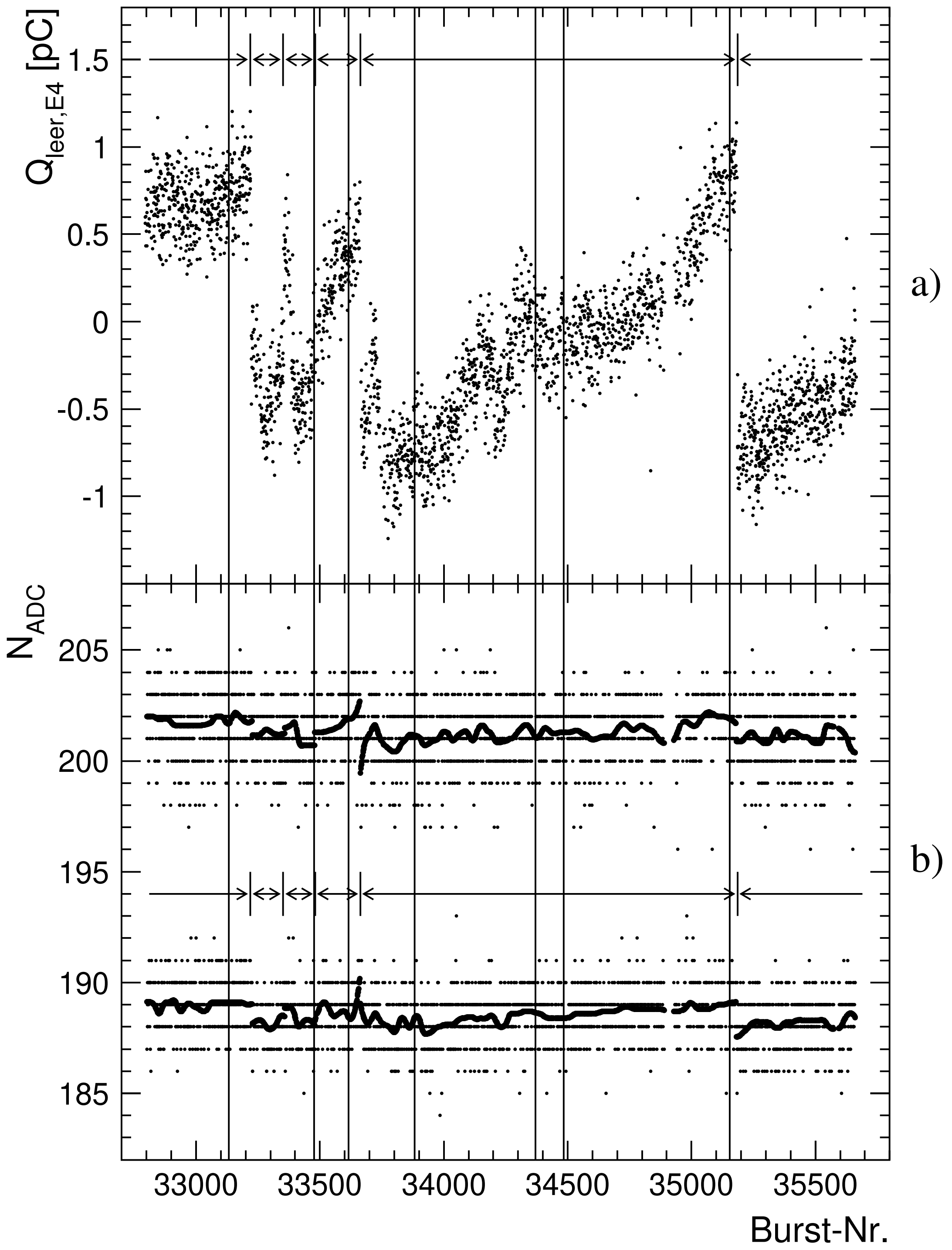


Abbildung 4.5: *a): In leeren Ereignissen rekonstruierte Ladung $Q_{leer,E4}$ (summiert nur über die Kanäle der Klasse E4) in Abhängigkeit von der Burst–Nummer für die Runs 3339 bis 3346. Wie in Abbildung 4.4 wurden zur Berechnung der Ladungen in den einzelnen Kanälen deren Pedestals gemittelt über die gesamte Meßperiode herangezogen.*
b): In zwei beliebigen elektronischen Kanälen der Klasse E4 bei denselben leeren Ereignissen ausgelesene ADC–Inhalte N_{ADC}. Die fetter gedruckten Linien sind die burstabhängigen Pedestals, die das in Abschnitt 4.2.2 erläuterte Glättungsverfahren liefert.
In a) und b) markieren die vertikalen Linien die Grenzen zwischen den acht Runs. Die horizontalen Pfeile kennzeichnen jeweils die Bereiche, in denen $Q_{leer,E4}$ kontinuierlich variiert. Die zwischen diesen Bereichen liegenden Sprungstellen wurden bei der Glättung zur Bestimmung der Pedestals berücksichtigt.

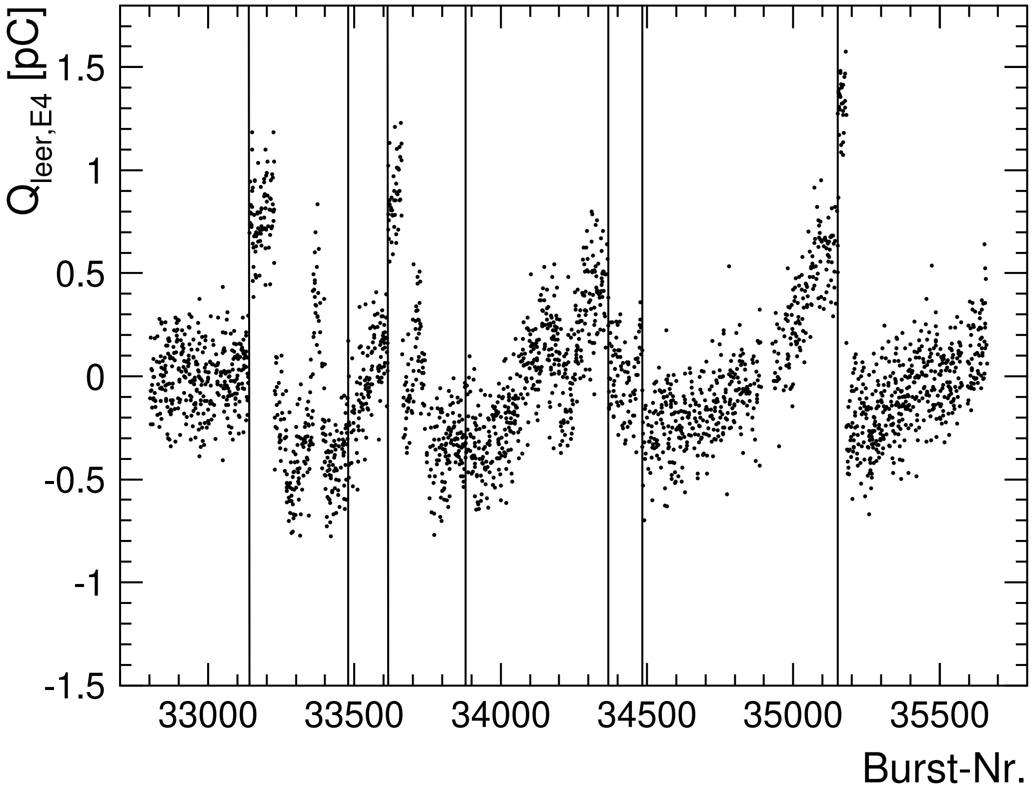


Abbildung 4.6: *In leeren Ereignissen rekonstruierte Ladung $Q_{leer,E4}$ in Abhängigkeit von der Burst–Nummer für die Runs 3339 bis 3346. Zur Berechnung der Ladungen in den einzelnen Kanälen wurden die Parameter p_0 bis p_3 aus Gleichung (4.1) auf die über jeweils einen Run gemittelten Pedestals korrigiert. Wie in Abbildung 4.5 markieren die durchgehenden, vertikalen Linien die Grenzen zwischen den acht Runs.*

der Kanäle, die sich auch in der Burstabhängigkeit der in den Kanälen der Klasse E4 gemessenen Ladung $Q_{leer,E4}$ wiederfinden. Hierzu gehören beispielsweise das Verhalten an den Sprungstellen von $Q_{leer,E4}$ und der kontinuierliche Anstieg zwischen Burst 33900 und 35200 mit dem Einbruch bei Burst 34250.

4.2 Berücksichtigung der Pedestal–Schwankungen innerhalb einzelner Runs

In Analysen früherer Teststrahlmessungen für das H1–Flüssigargon–Kalorimeter, siehe z.B. [65], [57] oder [66], wurde die Parameterkorrektur zur Berücksichtigung der zeitlichen Pedestaländerungen bezüglich der aus leeren Ereignissen erhaltenen Mittelwerte über jeweils ganze Runs durchgeführt. Abbildung 4.6 demonstriert, daß dieses Verfahren für die meisten Runs der hier analysierten Meßperiode kein zufriedenstellendes Resultat liefert. Hier ist $Q_{leer,E4}$, wie es sich nach Korrektur der Parameter p_0 bis p_3 aus Gleichung (4.1) auf die über jeweils einen Run gemittelten Pedestals ergibt, gegen die Burst–Nummer aufgetragen. Im Vergleich mit Abbildung 4.5a fällt auf, daß durch diese Parameterkorrektur der Mittelwert von $Q_{leer,E4}$ zwar für jeden Run auf 0 geschoben wird, daß der zeitliche Verlauf der Schwankung von $Q_{leer,E4}$ aber erhalten bleibt.

4.2.1 Auswirkungen bei Vernachlässigung der Schwankungen

Eine Vernachlässigung der Pedestal–Schwankungen innerhalb einzelner Runs führt bei leeren Ereignissen zu nicht gaußförmigen Verteilungen der ausgelesenen ADC–Inhalte und damit auch der rekonstruierten Ladungen. Zudem sind die Standardabweichungen der Verteilungen der in leeren Ereignissen registrierten ADC–Inhalte größer als die entsprechenden Werte σ_P, die innerhalb weniger Minuten während der Elektronik–Kalibrierungen ermittelt wurden. Wegen der verglichen mit der typischen Dauer eines Runs von 1 bis 2 Stunden kurzen Meßzeit zur Bestimmung von σ_P ist davon auszugehen, daß diese Werte den tatsächlichen Einfluß des elektronischen Rauschens wesentlich genauer wiedergeben als die Standardabweichungen der Verteilungen der während eines Runs in leeren Ereignissen registrierten ADC–Inhalte.

Für die Rekonstruktion der Energie eines Teilchens resultiert hieraus, daß die Größe f_σ, die die Höhe eines Schnittes gegen elektronisches Rauschen angibt, siehe Abschnitt 2.7.2, nicht wohldefiniert ist. So ist es durchaus möglich, daß ein Schnitt mit einem nominalen f_σ von 2,5 in einem Run mit Pedestal–Schwankungen je nach Burst–Nummer wie ein Schnitt mit einem f_σ von 2,0 oder 3,0 in einem Run ohne Pedestal–Schwankungen wirkt. Siehe hierzu auch Abbildung 4.9, auf die in Abschnitt 4.2.3 näher eingegangen wird. Dies hat einen signifikanten Einfluß auf den Wert der rekonstruierten Energie.

Da die Pedestal–Schwankungen in den Stabilitätsruns unterschiedlich stark ausgeprägt sind, variiert die hier bei Rekonstruktion ohne Schnitt gegen elektronisches Rauschen gemessene Energieauflösung zwischen 13 $\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ und 18 $\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$.

Analysen, bei denen kein Schnitt gegen das elektronische Rauschen durchgeführt werden darf, wie z.B. die Bestimmung des e/h–Verhältnisses, siehe Abschnitt 6.3, sind bei Runs mit starken Pedestal–Schwankungen problematisch.

Diese Beispiele zeigen, daß die Berücksichtigung der Pedestal–Schwankungen auch innnerhalb einzelner Runs unerläßlich ist.

4.2.2 Das Glättungsverfahren

Ziel des Verfahrens ist, eine Glättung der zeitlichen Schwankungen der ADC–Inhalte bei leeren Ereignissen durchzuführen. Hierbei soll die Zeitkonstante deutlich kleiner als die typische Dauer eines Runs sein, aber groß genug, um über die allein durch Rauschen bedingten statistischen Fluktuationen mitteln und nur systematische Verschiebungen der Pedestals berücksichtigen zu können.

Grundsätzlich ist es problematisch, mit Glättungsalgorithmen Sprungstellen zu erkennen und angemessen zu berücksichtigen. Daher wurden die Sprungstellen, die sich anhand des zeitlichen Verlaufs der bei leeren Ereignissen gemessenene Ladungen erkennen ließen, vergleiche Abbildung 4.5, herausgesucht und das eigentliche Glättungsverfahren nur jeweils zwischen zwei benachbarten Sprungstellen angewandt. Die gesamte Meßperiode wurde so in 115 Burst–Intervalle eingeteilt, in denen die Pedestals als kontinuierlich schwankend angesehen werden.

Im weiteren muß das Glättungsverfahren wegen der großen Datenmenge ohne individuelle Eingaben arbeiten. Spline–Algorithmen, bei denen beispielsweise die Anzahl der erwarteten Extrema angegeben werden muß, kommen bei 71000 leeren Ereignissen und 1424 elektronischen Kanälen also nicht in Betracht.

Das im Rahmen dieser Analyse entwickelte Glättungsverfahren wird nachfolgend beschrieben. Es wurde separat für jeden elektronischen Auslesekanal in allen der oben erwähnten 115 Burst–Intervalle angewandt.

Für Gruppen von je $N_{mittel} = 10$ aufeinanderfolgenden leeren Ereignissen wird die mittlere Burst–Nummer n_{B10} und der mittlere ADC–Inhalt P_{M10} des Kanals berechnet. Auf die Folge der Werte von P_{M10} wird der in [67] mit „353QH, twice" bezeichnete und dort erläuterte Glättungsalgorithmus angewandt. Es wurde dessen Implementation in der Version 4.20 des Software–Paketes HBOOK, siehe [68], benutzt. Hierdurch erfolgt eine Mittelung über effektiv 3 bis 5 aufeinanderfolgende Elemente der Folge der Werte von P_{M10}, wobei steigende oder fallende Passagen mit konstantem Gradienten ebensogut erkannt werden wie solche mit betragsmäßig großer zweiter Ableitung, siehe [67]. Die resultierenden Werte werden im folgenden P_{S10} genannt.

Zur Bestimmung burstnummerabhängiger Pedestals wird zwischen den Wertepaaren (n_{B10}, P_{S10}) quadratisch inter– bzw. bis zur Intervallgrenze extrapoliert.

Die Dichte N_{leer}/N_B der leeren Ereignisse, ausgedrückt in deren Anzahl pro Burst, variiert je nach der für einen Run gewählten Trigger–Einstellung[6] zwischen 0,1 und 3 leeren Ereignissen pro Burst. Dadurch, daß die Glättung jeweils bezüglich des Mittelwertes der ADC–Inhalte einer festen Anzahl aufeinanderfolgender leerer Ereignisse erfolgt, paßt sich diese automatisch der Variation von N_{leer}/N_B an. So ist sichergestellt, daß alle vom Glättungsalgorithmus erkannten Pedestalschwankungen dieselbe statistische Signifikanz haben. Da der Glättungsalgorithmus Fehler seiner Eingabewerte nicht berücksichtigt, wäre die konstante statistische Signifikanz der erkannten Schwankungen mit den Eingabewerten, die eine Mittelung der ADC–Inhalte aller in einer konstanten Anzahl von Bursts auftretenden leeren Ereignisse liefert, nicht gegeben.

N_{mittel} wurde in intensiven Studien zum Glättungsverhalten auf den Wert 10 optimiert. Bei kleineren Werten, wie etwa bei $N_{mittel} = 5$, ist das Resultat noch stark von rauschbedingten Fluktuationen der in den leeren Ereignissen erhaltenen ADC–Inhalte dominiert. Bei größeren Werten von N_{mittel}, so z.B. bei $N_{mittel} = 15$, wird bereits über einige stärkere Pedestalschwankungen hinweggemittelt, so daß die Verteilungen der in leeren Ereignissen rekonstruierten Ladungen nicht mehr als gaußförmig betrachtet werden können.

4.2.3 Durch Berücksichtigung der Schwankungen erreichte Verbesserungen

Nach dem im vorangegangenen Abschnitt erläuterten Glättungsverfahren wurden für die gesamte Meßperiode burstnummerabhängige Pedestals bestimmt. Abbildung 4.7 zeigt die bei leeren Ereignissen in den Kanälen der Klasse E4 unter Berücksichtigung dieser Pedestals rekonstruierte Ladung $Q_{leer,E4}$ in Abhängigkeit von der Burst–Nummer. Wie in den Abbildungen 4.5a und 4.6 sind hierbei die leeren Ereignisse der Runs 3339 bis 3346 berücksichtigt. Es ist nun keine burstnummerabhängige Struktur im Verlauf von $Q_{leer,E4}$ mehr zu erkennen.

Abbildung 4.8 zeigt, daß die Verteilung der etwa 2600 in Abbildung 4.7 dargestellten Werte von $Q_{leer,E4}$ gut durch eine Gauß–Kurve wiedergegeben werden kann, was bei Berücksichtigung nur der über jeweils einen Run gemittelten Pedestals nicht der Fall ist.

Die Übereinstimmung der Standardabweichungen der Verteilungen der in Zufallstrigger–Ereignissen registrierten ADC–Inhalte abzüglich der burstabhängigen Pedestals mit den entsprechenden Werten σ_P, die innerhalb weniger Minuten während der Elektronik–Kalibrierungen ermittelt wurden, ist allein durch die Tatsache begrenzt, daß die Werte σ_P nur auf eine Nachkommastelle gerundet abgespeichert wurden. Somit kann der tatsächliche Einfluß des elektronischen Rauschens mit Hilfe der leeren Ereignisse bestimmt werden.

[6]Gemeint ist hiermit der für leere Ereignisse eingestellte Akzeptanzanteil (*prescaling*).

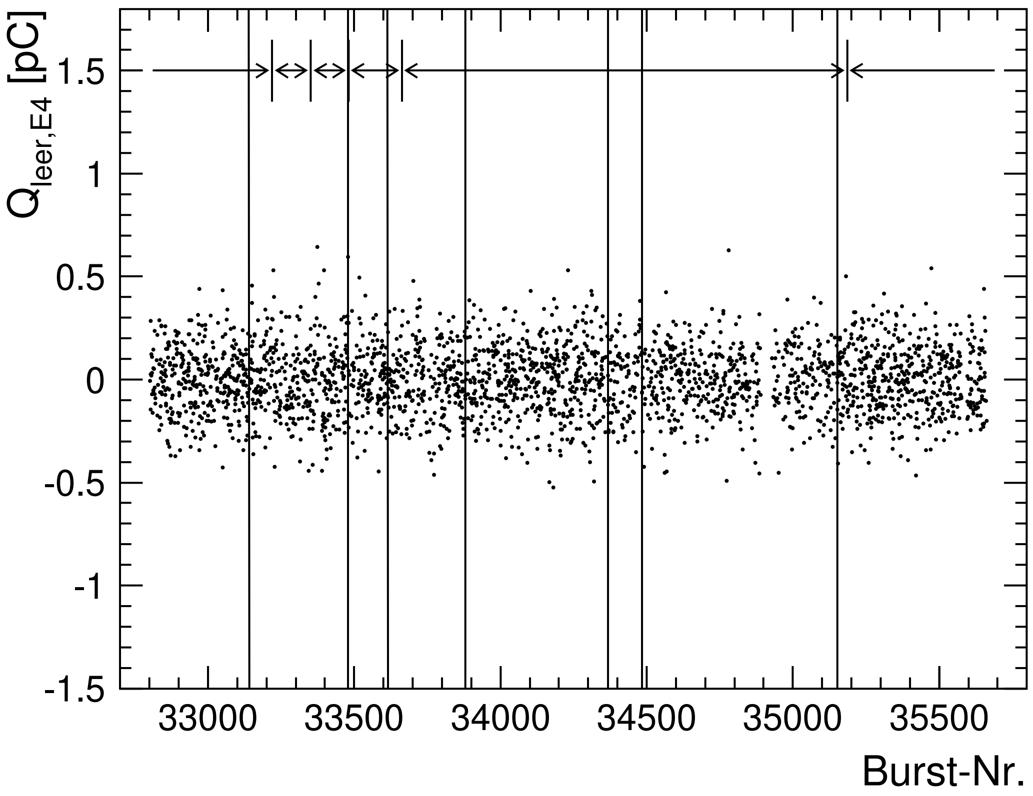


Abbildung 4.7: *In leeren Ereignissen rekonstruierte Ladung $Q_{leer,E4}$ in Abhängigkeit von der Burst–Nummer für die Runs 3339 bis 3346. Zur Berechnung der Ladungen in den einzelnen Kanälen wurden die Parameter p_0 bis p_3 aus Gleichung (4.1) auf die nach dem in Abschnitt 4.2.2 erläuterten Verfahren ermittelten burstnummerabhängigen Pedestals korrigiert. Wie in den Abbildungen 4.5a und 4.6 sind die Grenzen zwischen den acht Runs und die Bereiche, in denen die Pedestals kontinuierlich variieren, gekennzeichnet.*

Unter Berücksichtigung der Burst–Abhängigkeit der Pedestals ist die Höhe des Schnittes gegen elektronisches Rauschen zudem im Sinne eines Schnittes an einer Gaußverteilung wohldefiniert. Um dies zu zeigen, wurde ein Stabilitätsrun mit einem deutlichen Sprung und einer anschließenden starken kontinuierlichen Schwankung der Pedestals analysiert, wobei nur $N_{K,gesamt} = 176$ Auslesekanäle von FBH berücksichtigt wurden, die weit von der Einschußachse entfernt liegen und daher nur durch elektronisches Rauschen zum Signal beitragen. Läßt sich die Verteilung der Rauschbeiträge durch eine Gauß–Kurve g mit Mittelwert null und Standardabweichung σ_r beschreiben, so wird erwartet, daß der Anteil der nach einem asymmetrischen Schnitt der Höhe f_σ verbleibenden Kanäle im Mittel über viele Ereignisse gegeben ist durch

$$\left\langle \frac{N_{K,asym}}{N_{K,gesamt}} \right\rangle (f_\sigma) = \int_{f_\sigma \cdot \sigma_r}^{\infty} g(x)dx \Bigg/ \int_{-\infty}^{\infty} g(x)dx. \tag{4.4}$$

Bei symmetrischem Schnitt gegen das Rauschen, wobei also auch Kanäle mit negativen ADC–Inhalten zum Signal beitragen, sollten doppelt so viele Kanäle verbleiben:

$$\langle N_{K,sym}/N_{K,asym} \rangle = 2. \tag{4.5}$$

In Abbildung 4.9a) und b) sind $\langle N_{K,asym}/N_{K,gesamt} \rangle$ bzw. $\langle N_{K,sym}/N_{K,asym} \rangle$ gegen f_σ aufgetragen. Im Gegensatz zum Ergebnis bei der Verwendung der über den gesamten Run

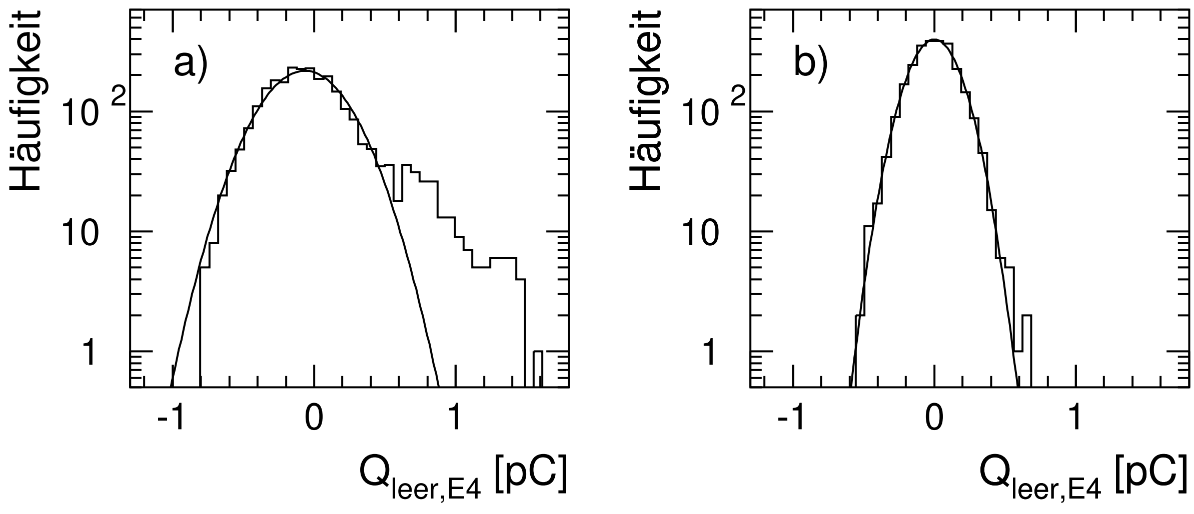


Abbildung 4.8: *Verteilung der in den etwa 2600 leeren Ereignissen der Runs 3339 bis 3346 rekonstruierten Ladung $Q_{leer,E4}$. a) bei Korrektur der Parameter p_0 bis p_3 aus Gleichung (4.1) auf die über jeweils einen Run gemittelten Pedestals und b) unter Berücksichtigung der Burst–Nummerabhängigkeit der Pedestals. Zusätzlich sind an die Histogramme angepaßte Gauß–Kurven dargestellt.*

gemittelten Pedestals zeigt sich, daß durch Berücksichtigung der Burst–Abhängigkeit der Pedestals die notwendigen Bedingungen nach Gleichung (4.4) und Gleichung (4.5) für gaußisch verteilte Rauschbeiträge erfüllt werden.

Die Energieauflösung bei Stabilitätsruns liegt unter Berücksichtigung der Burst–Abhängigkeit der Pedestals ohne Schnitt gegen elektronisches Rauschen einheitlich bei etwa $13\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$.

4.3 Korrekturen des Rohsignals

Die nach Korrektur der Parameter p_0 bis p_3 aus Gleichung (4.1) auf die burstabhängigen Pedestals für die einzelnen Auslesekanäle bestimmte Ladung kann nur als ein Rohsignal betrachtet werden. Dieses Rohsignal ist noch multiplikativ auf einige Effekte hin zu korrigieren, um die tatsächlich in den Auslesekanälen induzierte Ladung zu erhalten:

4.3.1 Übersprechen zwischen den Auslesekanälen

Durch kapazitive Kopplungen zwischen den elektronischen Auslesekanälen kommt es zu einem Übersprechen zwischen den Auslesekanälen. Dies bedeutet, daß ein kleiner Anteil der in einem bestimmten geometrischen Auslesekanal induzierten Ladung zeitlich verzögert in elektronische Auslesekanäle anderer geometrischer Auslesekanäle eingekoppelt wird. Die zeitliche Verzögerung dieser Einkoppelung bewirkt durch den festen Zeitpunkt der Digitalisierung einen Verlust in der Summe der in den elektronischen Auslesekanälen gemessenen Ladung, siehe [65] und Referenz [Jac89] darin.

Während der in Abschnitt 4.1 erläuterten Elektronik–Kalibrierungen wurden in alle Kanäle stets Pulse gleicher Höhe eingekoppelt, so daß es zwischen den elektronischen Auslesekanälen keine Potentialdifferenzen und damit auch kein Übersprechen gab. Die

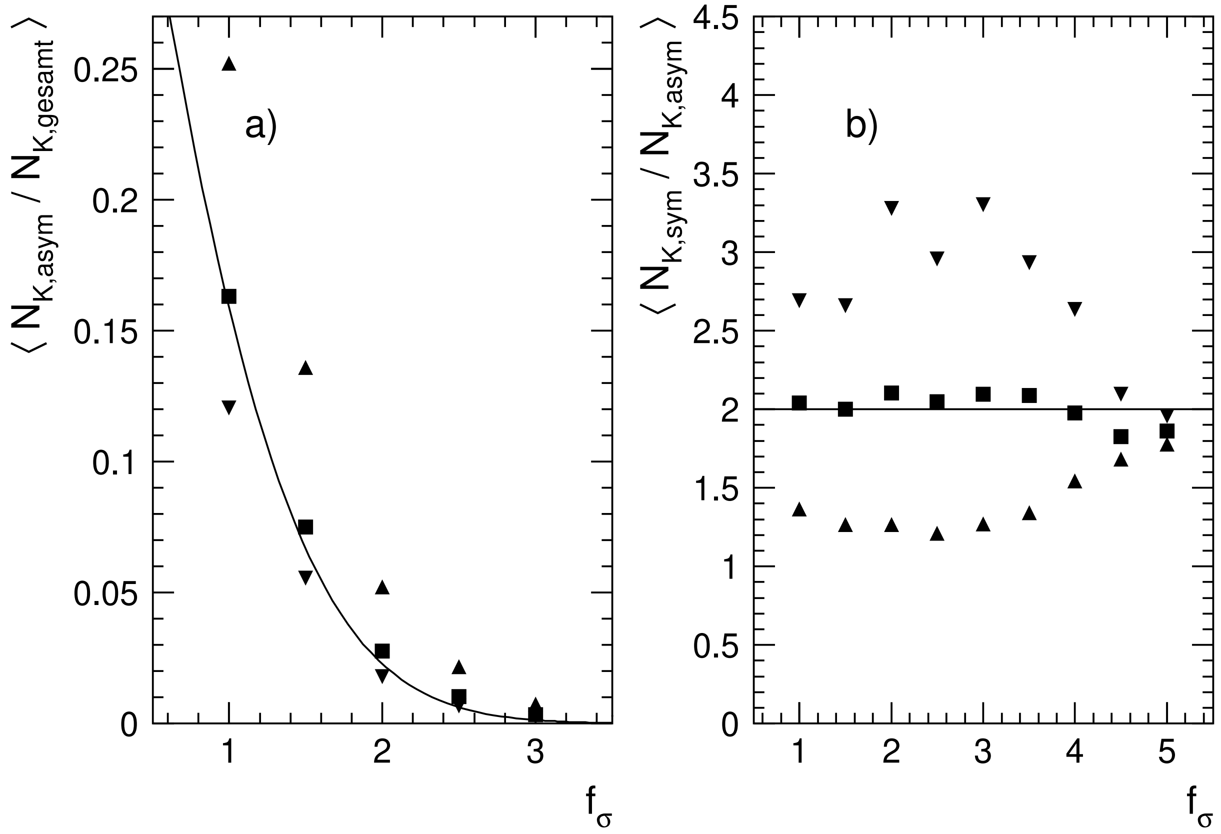


Abbildung 4.9: *Einfluß der Pedestalschwankungen auf die Definition der Höhe f_σ des Schnittes gegen elektronisches Rauschen in 176 nicht vom elektromagnetischen Schauer erreichten Kanälen des hadronischen Kalorimeters.*
a): Anzahl $N_{K,asym}$ der nach einem asymmetrischen Schnitt verbleibenden Kanäle normiert auf die Gesamtzahl der Kanäle in Abhängigkeit von f_σ.
b): Anzahl $N_{K,sym}$ der nach einem symmetrischen Schnitt gegen das elektronische Rauschen verbleibenden Kanäle relativ zu $N_{K,asym}$.
□: Ergebnis bei Mittelung über alle Ereignisse des Runs unter Berücksichtigung der Burst-Abhängigkeit der Pedestals.
△ (▽): Ergebnisse bei Verwendung konstanter, über den gesamten Run gemittelter Pedestals bei Ereignissen vor (nach) dem Pedestalsprung, siehe Text.
Die durchgezogenen Linien geben die Erwartungen für gaußisch verteilte Rauschbeiträge nach Gleichung (4.4) bzw. Gleichung (4.5) an.

dabei erhaltenen Parameter p_0 bis p_3, siehe Gleichung (4.1), gelten also nur für den Fall, daß kein Übersprechen auftritt.

Zur Messung der Höhe des Signalverlustes durch Übersprechen wurde wie folgt vorgegangen: Einmalig wurde eine spezielle Elektronik–Kalibrierung durchgeführt. Hierbei wurden nicht, wie bei den übrigen 14 Elektronik–Kalibrierungen, alle 1064 geometrischen Auslesekanäle gleichzeitig gepulst, sondern immer nur Gruppen von jeweils 16, die sowohl im Kalorimeter als auch im Auslesesystem nicht benachbart waren. Hierbei tritt Übersprechen zu den nicht gepulsten elektronischen Auslesekanälen auf. Für jeden elektronischen Auslesekanal ergibt sich so ein Satz von Parametern p_0 bis p_3, mit denen nach Gleichung (4.1) eine q_{16} genannte Ladung aus einem ADC–Inhalt N_{ADC} berechnet werden kann. Die Werte von q_{16} sind bei gleichem N_{ADC} größer als die Werte q_{kal}, die mit den Parametern berechnet werden, die eine nachfolgend durchgeführte Elektronik–Kalibrierung ergibt, bei der wie üblich alle Kanäle gleichzeitig gepulst wurden.

Nach Loch, siehe [66], ergibt sich für jeden elektronischen Auslesekanal aus dem Quotienten von $q_{kal}(N_{ADC})$ und $q_{16}(N_{ADC})$ ein Korrekturfaktor $f_\times$ für den Signalverlust durch Übersprechen, dessen Abhängigkeit vom ADC–Inhalt durch ein Polynom dritten Grades parametrisiert wird:

$$f_\times = \frac{q_{16}(N_{ADC})}{q_{kal}(N_{ADC})} = c_0 + c_1 \cdot N_{ADC} + c_2 \cdot {N_{ADC}}^2 + c_3 \cdot {N_{ADC}}^3. \tag{4.6}$$

Eine Zeitabhängigkeit des Einflusses des Übersprechens wird nicht erwartet, da während der Meßperiode keine Veränderungen am Aufbau vorgenommen wurden.

Die von Jacholkowska ([69]) ermittelten Parametrisierungen der Werte von $f_\times$ führen bei den Stabilitätsruns zu einer Erhöhung des Gesamtsignals um etwa 2,3 Prozent.

4.3.2 Zeitverschiebung bei der Elektronik–Kalibrierung

Drei Tage nach Beginn der Meßperiode wurde versehentlich der Auslesezeitpunkt t_s, siehe Abbildung 3.14, bei den Elektronik–Kalibrierungen um $\Delta t_s = 1,14\tau_{BC}$ näher an den Zeitpunkt der Pulseinkopplung verschoben[7]. Da die Höhe der bei den Elektronik–Kalibrierungen eingekoppelten Spannungspulse unverändert blieb, führt dies dazu, daß nach der Verschiebung des Auslesezeitpunktes die Parameter p_0 bis p_3 nach Gleichung (4.1) im Mittel über alle Auslesekanäle um etwa 3 Prozent zu hohe Ladungen liefern. Bei der eigentlichen Datennahme blieb t_s nämlich die gesamte Meßperiode über konstant.

Eine von Jacholkowska und Pascaud durchgeführte Studie zur Abhängigkeit des Signals von t_s ergab aufgrund der unterschiedlichen Kapazitäten der elektronischen Auslesekanäle je nach Auslesekanal Korrekturfaktoren $f_{\Delta t_s}$ zwischen 0,94 und 1, die ab dem vierten Tag der Meßperiode auf die nach Gleichung (4.1) erhaltenen Ladungen anzuwenden sind ([70]).

4.3.3 Zeitliche Schwankungen der Verstärkungen

Die zeitliche Konstanz der Verstärkungsfaktoren der Auslese-Elektronik wurde durch die gleichmäßig über die Datennahme verteilten Kalibrationsereignisse überwacht. Hierzu wurden mit den auch für die Elektronik–Kalibrierungen benutzten Pulsgeneratoren zeitlich konstante Ladungen von im Mittel 7,24 bis 7.26 pC in jeden geometrischen Auslesekanal injiziert, siehe auch Abschnitt 3.2.5.

Die Abbildungen 4.10 a) bis d) zeigen die in den etwa 44000 Kalibrationsereignissen gemessenen Ladungen q_{kal} gemittelt über die Auslesekanäle jeweils einer der 4 Klassen E4, E2, D4 und D1 in Abhängigkeit von der Run–Nummer. Die Burst–Abhängigkeit der Pedestals wurde hierfür bereits berücksichtigt und die Korrektur aufgrund der Verschiebung des Zeitpunktes der Signalauslese bei den Elektronik-Kalibrierungen wurde durchgeführt. Dennoch sind deutliche Abweichungen von bis zu 0,5 Prozent von den ebenfalls eingetragenen Mittelwerten zu erkennen. Durch die Elektronik–Kalibrierungen werden die Werte für $\langle q_{kal} \rangle$ in der Regel wieder in die Nähe des Mittelwertes über die gesamte Meßperiode gebracht.

[7] $\tau_{BC} = 96$ ns ist die Zeit, in der bei HERA zwei aufeinanderfolgende Teilchenbündel den H1–Detektor passieren. τ_{BC} wird im Datennahmesystem des Detektors H1 als Zeiteinheit benutzt.

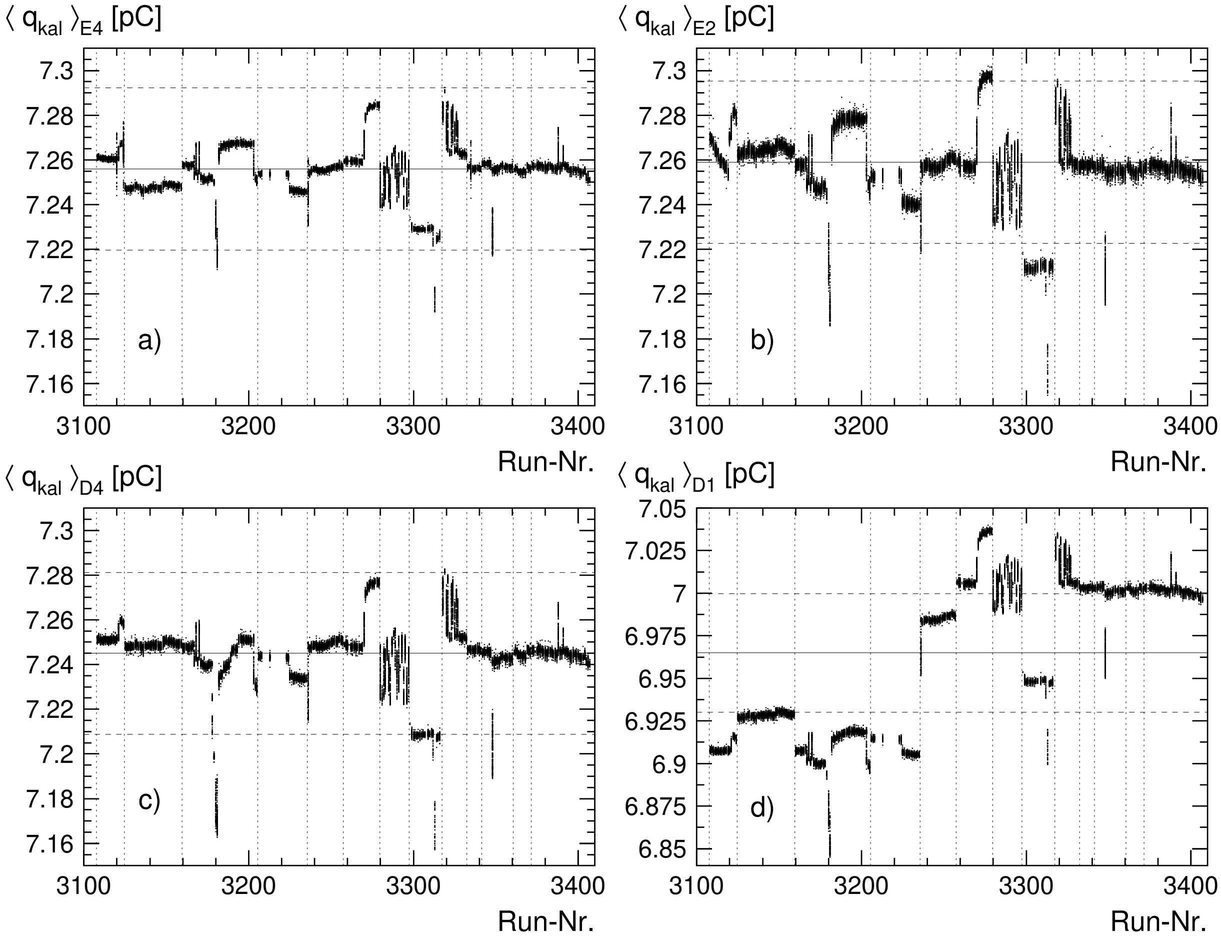


Abbildung 4.10: *In Kalibrationsereignissen gemessene Ladungen q_{kal} jeweils gemittelt über Auslesekanäle einer der vier Klassen E4 (a), E2 (b), D4 (c) und D1 (d) in Abhängigkeit von der Run–Nummer. Die durchgehenden, vertikalen Linien markieren die Runs, vor denen eine Elektronik–Kalibrierung durchgeführt wurde. Horizontal sind der Mittelwert über die jeweils etwa 44000 Punkte und die Abweichungen um 0,5 Prozent darüber und darunter eingetragen.*

Nur bei den Kanälen der Klasse D1 treten größere Abweichungen vom Mittelwert als 0,5 Prozent auf. Insbesondere liegt deren Mittelwert um etwa 4 Prozent unter den Mittelwerten der Kanäle der anderen Klassen. Da in die Kanäle der Klassen D4 und D1 aber kalorimeterseitig jeweils identische Ladungsmengen injiziert werden, muß geschlossen werden, daß die Elektronik–Kalibrierungen im Fall der Kanäle der Klasse D1 nicht mit zufriedenstellender Genauigkeit durchgeführt wurden. Diese elektronischen Auslesekanäle konnten jedoch in der weiteren Analyse außer acht gelassen werden, da sich herausstellte, daß bei allen Ereignissen die besser auflösenden Kanäle der Klasse D4 zur Ladungsmessung verwendet werden konnten.

Grundsätzlich könnten die Schwankungen der in Kalibrationsereignissen gemessenen Ladungen auch auf Schwankungen der mit den Pulsgeneratoren injizierten Ladungen zurückgeführt werden. Dies ist allerdings nicht mit einer bei den Stabilitätsruns gemachten Beobachtung verträglich: Die Mittelwerte der bei Ereignissen mit Teilchenschauern im Kalorimeter gemessenen Ladungen sind mit den Mittelwerten von q_{kal} korreliert. Es ist daher davon auszugehen, daß die Schwankungen der in Kalibrationsereignissen gemes-

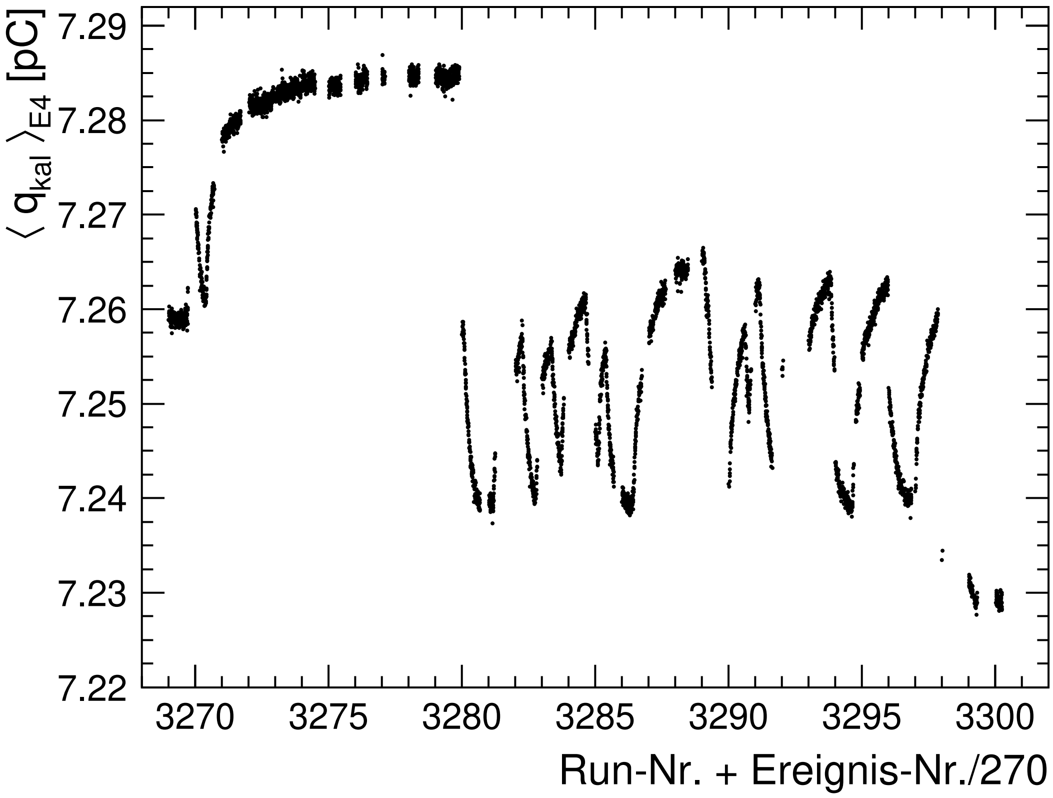


Abbildung 4.11: *In Kalibrationsereignissen gemessene Ladungen q_{kal} gemittelt über Auslesekanäle der Klasse E4. Es handelt sich um einen Ausschnitt aus Abbildung 4.10a. Auf der Abszisse ist zur Darstellung der Zeitabhängigkeit die Run–Nummer plus die Nummer des jeweiligen Kalibrationsereignisses im Run dividiert durch 270, die maximale Anzahl von Kalibrationsereignissen pro Run im betrachteten Intervall, aufgetragen. Der Wertebereich der Ordinate umfaßt $\pm 0,5$ Prozent seines mittleren Wertes.*

senen Ladungen durch Schwankungen der Signalverstärkungen in der Auslese–Elektronik verursacht werden.

Für die meisten Runs sind die Werte von q_{kal} im Mittel über jeweils eine Klasse von Kanälen zeitlich im Subpromille–Bereich konstant. Abbildung 4.11 zeigt einen Ausschnitt aus Abbildung 4.10a. Hier erkennt man in einigen Runs eine stark ausgeprägte Zeitabhängigkeit der Verstärkungen. Die Variation der Verstärkungen um bis zu ± 2 Promille innerhalb eines Runs ist mit dem Kalorimeter aber kaum aufzulösen. Die mitunter großen Differenzen der Mittelwerte der Verstärkungen über einzelne Runs, die bis zu 1 Prozent betragen können, wirken sich dagegen deutlich auf die Mittelwerte der gemessenen Ladungen aus.

Daher wird zur Korrektur auf die Schwankungen der Verstärkungen für jeden Run und jeden Auslesekanal der Faktor

$$f_V = \frac{\langle q_{kal} \rangle_{\text{Periode}}}{\langle q_{kal} \rangle_{\text{Run}}} \tag{4.7}$$

benutzt. Hierbei sind $\langle q_{kal} \rangle_{\text{Periode}}$ der Mittelwert der in allen Kalibrationsereignissen der Meßperiode im jeweiligen Auslesekanal gemessenen Ladung und $\langle q_{kal} \rangle_{\text{Run}}$ der entsprechende Mittelwert nur über die Kalibrationsereignisse des jeweiligen Runs.

Neben der Korrektur der Mittelwerte der rekonstruierten Energie verbessert sich bei einigen Runs infolge der Korrektur auf die Schwankungen der Verstärkungen die Energieauflösung in geringem Maße.

4.3.4 Reduzierte Spannung an einer Hochspannungsleitung

Wegen mangelnder Hochspannungsfestigkeit einer Hochspannungsplatte konnte an eine der Hochspannungsleitungen für FB1E nur eine Spannung von 1,7 kV anstelle von 2,5 kV gelegt werden. Je nach der Nummer des z–Segmentes, in dem sich ein gegebener geometrischer Auslesekanal befindet, werden $n_{1,7} = 1$ oder 2 Ausleseschichten des Kanals von der auf 1,7 kV liegenden Hochspannungsleitung versorgt. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, ist die *Ladungssammlungseffizienz* ε bei 1,7 kV infolge der niedrigeren Feldstärke kleiner als bei der nominalen Hochspannung von 2,5 kV. Um eine ortsunabhängige Ladungssammlungseffizienz zu erreichen, muß also auf die niedrigere Hochspannung korrigiert werden.

Für die auf die reduzierte Hochspannung korrigierte Ladung q_{korr} in einem Auslesekanal soll gelten:

$$q_{korr} = n_{AL} \cdot \tilde{q} \cdot \varepsilon(2,5kV), \tag{4.8}$$

wobei n_{AL} die Gesamtzahl von Ausleseschichten des Kanals und $\tilde{q}$ die Ladung ist, die in einer Ausleseschicht mit einer Ladungssammlungseffizienz ε von 1 induziert würde. Der tatsächliche Wert von ε ist aber abhängig von der Hochspannung und stets kleiner als 1. Siehe hierzu auch den folgenden Abschnitt. Gemessen wird in einem Auslesekanal die Ladung $q_{meß}$ mit

$$q_{meß} = (n_{AL} - n_{1,7}) \cdot \tilde{q} \cdot \varepsilon(2,5kV) + n_{1,7} \cdot \tilde{q} \cdot \varepsilon(1,7kV). \tag{4.9}$$

Einsetzen von Gleichung (4.8) in Gleichung (4.9) liefert den Faktor f_{HV} zur Korrektur des Signals auf die reduzierte Hochspannung:

$$f_{HV} = \frac{q_{korr}}{q_{meß}} = \left[1 + \frac{n_{1,7}}{n_{AL}} \left(\frac{\varepsilon(1,7kV)}{\varepsilon(2,5kV)} - 1\right)\right]^{-1}. \tag{4.10}$$

Die benötigten Werte der Ladungssammlungseffizienz ergeben sich aus der Auswertung der Hochspannungskurve, siehe folgenden Abschnitt. Da hierfür aber auch auf die reduzierte Hochspannung zu korrigieren ist, erfolgte die Bestimmung von ε und f_{HV} iterativ. Die Ergebnisse für f_{HV} sind in Tabelle 4.1 angegeben. Da die relativen Änderungen der Korrekturfaktoren vom vorletzten auf den letzten Iterationsschritt kleiner als 0,2 Promille waren, wird ihr Fehler im folgenden vernachlässigt.

4.3.5 Zeitabhängige Ladungssammlungseffizienz

Bedingt durch Verunreinigungen des Argons mit elektronegativen Substanzen trägt nicht die gesamte durch Ionisation freigesetzte Ladung zum Signal bei. Ein Teil der Elektronen lagert sich an die elektronegativen Substanzen an und geht so verloren. Elektronegative Substanzen können zum einen wie z.B. Sauerstoff durch kleine Lecks ins Argon gelangen. Zum anderen können elektronegative Substanzen von den Oberflächen der Bauteile des Kalorimeters durch Ausgasen ins Argon gelangen. Durch Auswahl geeigneter Materialien, siehe [71], und sorgfältige Reinigung wurden Beiträge der letztgenannten Quelle minimiert.

Durch die steigende Verunreinigung kommt es zu einer zeitlich fallenden Ladungssammlungseffizienz ε. Um Messungen, die zu verschiedenen Zeiten der Meßperiode durchgeführt wurden, miteinander vergleichen zu können und um die erhaltenen Resultate

i_z	n_{AL}	$n_{1,7}$	f_{HV}
4	10	1	1,0039
5	10	1	1,0039
6	10	2	1,0078
7	10	1	1,0039
8	12	1	1,0032
9	12	2	1,0065
10	12	1	1,0032
11	12	2	1,0065

Tabelle 4.1: *Faktoren f_{HV} zur Korrektur der Ladung auf die reduzierte Hochspannung an einer der Hochspannungsleitungen. i_z ist die z-Segment-Nummer.*

für Analysen mit dem H1–Flüssigargon–Kalorimeter nutzten zu können, muß der zeitabhängige Faktor

$$f_\varepsilon(t) := 1/\varepsilon(t) \tag{4.11}$$

bestimmt werden, mit dem die Kalorimetersignale auf die unterhalb von 1 liegende Ladungssammlungseffizienz korrigiert werden.

Aus den aufgenommenen Hochspannungskurven läßt sich die Ladungssammlungseffizienz absolut bestimmen; hierbei wurde, wie bereits in Abschnitt 3.5 erwähnt, das Signal des Kalorimeters bei Ereignissen mit Teilchenschauern in Abhängigkeit von der an den Hochspannungsplatten anliegenden Spannung gemessen. Der relative zeitliche Abfall der Ladungssammlungseffizienz läßt sich aus dem Signalabfall in den 16 über die gesamte Meßperiode verteilten Stabilitätsruns bestimmen. Im folgenden werden die Ergebnisse aus Hochspannungskurven und Stabilitätsruns dargestellt, danach die Bestimmung von $f_\varepsilon(t)$ aus einer Kombination der Analysen von Hochspannungskurven und Stabilitätsruns.

Durch einen Schnitt gegen elektronisches Rauschen verringert sich die Gesamtladung Q, da Zellen mit niedrigen Signalbeträgen bei der Summation unberücksichtigt bleiben. Die relative Verringerung der Gesamtladung ist bei niedrigeren Werten von Q größer als bei höheren. Um dadurch entstehende, schwer kontrollierbare systematische Fehler zu vermeiden, wurde bei den Analysen zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz kein Schnitt gegen elektronisches Rauschen durchgeführt.

Die unter Berücksichtigung der burstabhängigen Pedestals der ADCs nach Abschnitt 4.2.2 erhaltenen Ladungen q in den Auslesekanälen wurden bereits auf Übersprechen, die Zeitverschiebung bei der Elektronik–Kalibrierung und die zeitlichen Schwankungen der Verstärkungen korrigiert. Die Angaben zu den Ergebnissen der Analysen der Hochspannungskurven gelten für die Werte, die sich nach der iterativen Bestimmung von f_{HV} ergaben. Bei der Analyse der Stabilitätsruns wurde auf die reduzierte Spannung einer Hochspannungsleitung korrigiert.

Hochspannungskurven

Nach [72] läßt sich die Abhängigkeit der gemessenen Ladung Q von der Hochspannung U und der Sauerstoff–Konzentration P_{O_2} wie folgt parametrisieren:

$$Q(U, P_{O_2}) = Q_0 \cdot 2\,\frac{\lambda}{d}\left(1 - \frac{\lambda}{d}\left(1 - e^{-\frac{\lambda}{d}}\right)\right). \tag{4.12}$$

Dabei ist Q_0 die Ladung, die bei einer Ladungssammlungseffizienz von 1 gemessen würde, und d ist die Dicke einer Flüssigargon–Schicht. λ ist gegeben durch

$$\lambda = \frac{\alpha}{P_{O_2}} \cdot \frac{U}{d}. \tag{4.13}$$

Die Konstante α wurde zu $(0,15 \pm 0,03)\frac{\mathrm{ppm \cdot cm^2}}{\mathrm{kV}}$ bestimmt, siehe [73].

Unter der Annahme, daß sich alle elektronegativen Verunreinigungen wie äquivalente Sauerstoff–Konzentrationen auf die Ladungssammlungseffizienz auswirken, wurde Gleichung (4.12) zur Parametrisierung der aufgenommenen Hochspannungskurven verwendet. Als freie Parameter wurden hierbei Q_0 und P_{O_2} variiert. Die gesuchte Ladungssammlungseffizienz ergibt sich dann aus

$$\varepsilon(U) = \frac{Q(U)}{Q_0}. \tag{4.14}$$

Es wurden 3 Hochspannungskurven mit Elektronen und eine mit Pionen als Primärteilchen aufgenommen. Die Primärenergien betrugen stets 30 GeV, und der Einschuß erfolgte bei z–Position A, siehe Abbildung 3.10. Im Fall der Elektron–Hochspannungskurven wurden nur die geometrischen Auslesekanäle des unteren FB1E–Moduls bei der Summation der Ladungen berücksichtigt. Die so erhaltene Gesamtladung wird mit Q_{FB1E} bezeichnet. Im Fall der Pion–Hochspannungskurve wurden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen das Pion FBE minimal ionisierend durchquerte und erst in FBH aufschauerte. Dadurch wird erreicht, daß die durch Summation der Ladungen in den geometrischen Auslesekanälen von FBH erhaltene Gesamtladungen Q_{FBH} näherungsweise gaußisch verteilt sind und daher gaußische Fehler der Mittelwerte der Verteilungen angegeben werden können.

Abbildung 4.12 zeigt die gemessenen Punkte und die erhaltenen Parametrisierungen der vier Hochspannungskurven.

Im Fall der Elektron–Hochspannungskurven waren die statistischen Fehler allein zu klein, um eine Parametrisierung nach Gleichung (4.12) zuzulassen. Bei der ersten und zweiten Elektron–Hochspannungskurve wurde ein relativer systematischer Fehler von 0,35 Prozent und bei der dritten ein solcher von 0,12 Prozent quadratisch auf die statistischen Fehler der Mittelwerte der gemessenen Ladungen Q_{FB1E} addiert. Die systematischen Fehler dominieren damit die statistischen, die zwischen 0,03 Prozent und 0,08 Prozent liegen.[8]

Die Werte Q_{FB1E} der ersten (dritten) Elektron–Hochspannungskurve waren für Hochspannungswerte unterhalb von 1 kV systematisch sehr stark nach oben (unten) verschoben. Sie wurden bei der Anpassung der Parametrisierung nicht berücksichtigt.

Wegen der bei hadronischen Schauern schlechteren Energieauflösung und aufgrund der Beschränkung auf die etwa 800 spät aufschauernde Pionen pro Run liegen die relativen statistischen Fehler der für die Pion–Hochspannungskurve gemessenen Werte Q_{FBH} bei etwa 0,6 Prozent. Damit ist eine Parametrisierung der Pion–Hochspannungskurve nach Gleichung (4.12) über den gesamten Hochspannungsbereich möglich. Systematische Fehler können aufgrund der großen statistischen Fehler nicht erkannt werden.

In Tabelle 4.2 sind die Resultate der Anpassungen und die sich daraus ergebenden Werte für die Ladungssammlungseffizienz ε bei der nominalen Betriebsspannung des Kalorimeters von 2,5 kV aufgeführt. Die Dicke d der Ausleseschichten wurde zu 2,3 mm angenommen. Diese Annahme hat keinen Einfluß auf die zu bestimmende Ladungssammlungseffizienz, da hierfür nur das Produkt $P_{O_2} \cdot d^2$ relevant ist, siehe Gleichung (4.12) und Gleichung (4.13). Bei der Berechnung des Fehlers von ε(2,5 kV) wurde der starken Korrelation der Parameter Q_0 und P_{O_2} Rechnung getragen.

[8]Pro Punkt wurden typischerweise 2500 Ereignisse berücksichtigt.

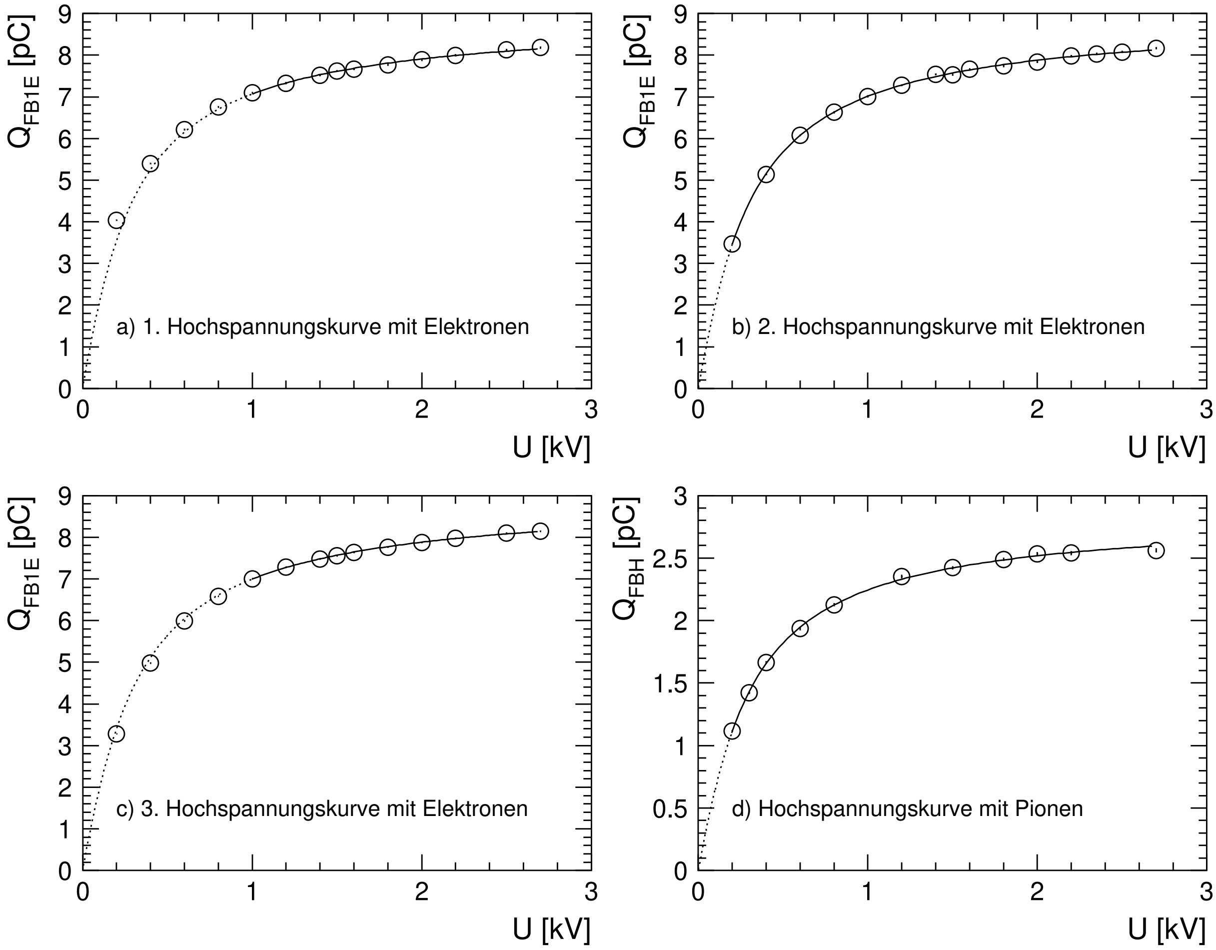


Abbildung 4.12: *Die vier aufgenommenen Hochspannungskurven. Die eingezeichneten Linien sind Parametrisierungen nach Gleichung (4.12). Die Punkte, zwischen denen die Linien durchgezogen sind, wurden bei der Anpassung der Parameter berücksichtigt. Die eingezeichneten Fehler, die bei den Anpassungen angenommen wurden, siehe Text, sind in der Regel zu klein, um sie erkennen zu können.*

In Tabelle 4.2 sind zusätzlich die Zeiten angegeben, zu denen die Hochspannungskurven aufgenommen wurden. Als Zeitnullpunkt wurde der 6.11.92, 0 Uhr gewählt. Die angegebenen Fehler der Zeitpunkte entsprechen der Hälfte der Gesamtzeit, innerhalb der alle Runs für die jeweilige Hochspannungskurve aufgezeichnet wurden. Die Aufnahme einer Hochspannungskurve dauerte je nach Strahlqualität einen halben bis einen ganzen Tag.

Die Anpassung einer Geraden

$$\varepsilon_{HV}(t) = \varepsilon_{HV,0} + \dot{\varepsilon}_{HV} \cdot t \tag{4.15}$$

an die in Tabelle 4.2 angegebenen Werte der Elektron–Hochspannungskurve liefert:[9]

$$\varepsilon_{HV,0} = (90,88 \pm 0,58)\,\% \qquad \text{und} \qquad \dot{\varepsilon}_{HV} = (-0,038 \pm 0,041)\,\%/\text{Tag}.$$

Unter Beachtung der starken Korrelation von $\varepsilon_{HV,0}$ und $\dot{\varepsilon}_{HV}$ ergibt sich für die zeitliche

[9] Der Punkt aus der Pion–Hochspannungskurve wurde wegen der anderen Natur seines Fehlers bei der Anpassung nicht berücksichtigt.

Teilchen	t [Tage]	Q_0 [pC]	P_{O_2} [ppm]	ε(2,5 kV) [%]
Elektronen	$1.22 \pm 0,26$	$8,912 \pm 0,036$	$2,10 \pm 0,06$	$90,83 \pm 0,70$
	$10.03 \pm 0,43$	$8,916 \pm 0,014$	$2,18 \pm 0,01$	$90,50 \pm 0,31$
	$16.49 \pm 0,26$	$8,951 \pm 0,013$	$2,24 \pm 0,02$	$90,25 \pm 0,24$
Pionen	$11.35 \pm 0,51$	$2,846 \pm 0,010$	$2,15 \pm 0,02$	$90,60 \pm 0,50$

Tabelle 4.2: *Resultate der Parametrisierungen der Hochspannungskurven nach Gleichung (4.12). Die für Q_0, P_{O_2} und ε(2,5 kV) angegebenen Fehler sind bei den Elektron–Hochspannungskurven durch systematische Unsicherheiten dominiert, im Fall der Pion–Hochspannungskurve handelt es sich um die statistischen Fehler. Die Werte für P_{O_2} gelten bei einer Dicke d der Ausleseschichten von 2,3 mm.*

Änderung der Ladungssammlungseffizienz relativ zu ihrem Wert bei $t = 0$

$$\dot{\varepsilon}_{rel,HV} = \frac{\dot{\varepsilon}_{HV}}{\varepsilon_{HV,0}} = (-0,042 \pm 0,015)\%/\text{Tag} \tag{4.16}$$

Stabilitätsruns

Abbildung 4.13 zeigt den zeitlichen Verlauf der in den Stabilitätsruns gemessenen Ladungen Q_{FB1E}. Wie für die Zeitangaben zu den Hochspannungskurven wurde der 6.11.92, 0 Uhr als Zeitnullpunkt gewählt. Nach Berücksichtigung eines relativen systematischen Fehlers von 0,2 Prozent zusätzlich zu den statistischen läßt sich eine Gerade

$$Q_{FB1E}(t) = Q_{St,0} + \dot{Q}_{St} \cdot t \tag{4.17}$$

an die Datenpunkte anpassen. Wie bei den Elektron–Hochspannungskurven dominieren die systematischen Fehler über die statistischen, die typischerweise 0,04 Prozent betragen. Die Parameter in Gleichung (4.17) ergeben sich zu

$$Q_{St,0} = (8,129 \pm 0,008)\,\text{pC} \qquad \text{und} \qquad \dot{Q}_{St} = (-0,0026 \pm 0,0008)\,\text{pC/Tag}.$$

Sie sind stark miteinander korreliert. Ihre Fehler sind durch systematische Unsicherheiten dominiert.

Unter Beachtung der starken Korrelation von $Q_{St,0}$ und $\dot{Q}_{St}$ ergibt sich für die zeitliche Änderung der Ladungssammlungseffizienz relativ zu ihrem Wert bei $t = 0$

$$\dot{\varepsilon}_{rel,St} = \frac{\dot{Q}_{St}}{Q_{St,0}} = (-0,032 \pm 0,005)\%/\text{Tag} \tag{4.18}$$

Dieser Wert für $\dot{\varepsilon}_{rel}$ stimmt innerhalb der Fehler mit dem Wert überein, der aus den Elektron–Hochspannungskurven bestimmt wurde, siehe Gleichung (4.16). Er ist allerdings genauer.

Im Vergleich mit früheren Teststrahl–Experimenten für das H1–Flüssigargon–Kalorimeter fällt auf, daß der zeitliche Abfall der Ladungssammlungseffizienz dort 3 ([57]) oder sogar 11 ([65]) mal so groß war wie im hier analysierten. Die Verbesserung könnte dadurch erreicht worden sein, daß vor Beginn der Messungen im Kryostaten ein besonders aufwendiges Spülverfahren mit Helium durchgeführt wurde ([74]).

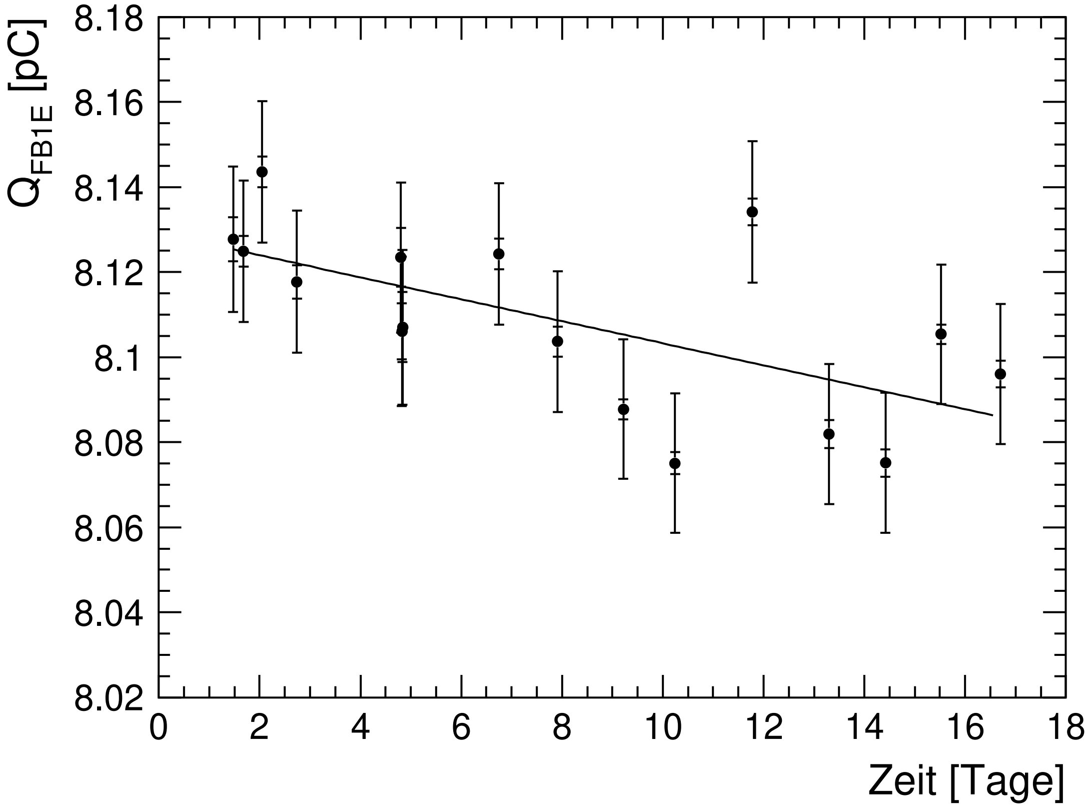


Abbildung 4.13: *Zeitlicher Verlauf der in den Stabilitätsruns gemessenen Ladungen Q_{FB1E}. Die inneren Fehlerbalken stellen die statistischen Fehler dar. Die äußeren ergeben sich durch quadratische Addition relativer systematischer Fehler von 0,2 Prozent auf die statistischen Fehler. Bei der Anpassung der eingezeichneten Geraden an die Datenpunkte wurden statistische und systematische Fehler berücksichtigt.*

Bestimmung von $f_\varepsilon(t)$

Um bei der Bestimmung der Zeitabhängigkeit der Ladungssammlungseffizienz $\varepsilon(t)$ von der besseren Genauigkeit von $\dot{\varepsilon}_{rel,St}$ gegenüber $\dot{\varepsilon}_{rel,HV}$ profitieren zu können, wurde wie folgt vorgegangen:

Es wurde erneut eine Gerade an die Zeitabhängigkeit der aus den Elektron–Hochspannungskurven ermittelten Ladungssammlungseffizienzen angepaßt. Hierbei wurde allerdings gefordert, daß $\dot{\varepsilon}_{rel}$ gleich dem gewichteten Mittel von $\dot{\varepsilon}_{rel,St}$ und $\dot{\varepsilon}_{rel,HV}$ sein muß. Damit lautet das Endergebnis für die Zeitabhängigkeit der Ladungssammlungseffizienz:

$$\varepsilon(t) = \left(90,77\% - \frac{0,03\%}{\mathrm{Tag}} \cdot t\right) \pm 0,18\% \tag{4.19}$$

Wegen der starken Korrelation zwischen Achsenabschnitt und Steigung kann der absolute Fehler von ε mit 0,18 Prozent als unabhängig von der Zeit betrachtet werden. Abbildung 4.14 zeigt die graphische Darstellung des Resultats. Der ebenfalls eingetragene Punkt aus der Pion–Hochspannungskurve zeigt, daß die Ladungssammlungseffizienz in FBH offensichtlich gut mit derjenigen in FB1E übereinstimmt.

Der Faktor $f_\varepsilon(t)$ zur Korrektur der Ladungssammlungseffizienz ergibt sich als Kehrwert von $\varepsilon(t)$ nach Gleichung (4.19). Die relative Unsicherheit der Korrektur beträgt 0,2 Prozent.

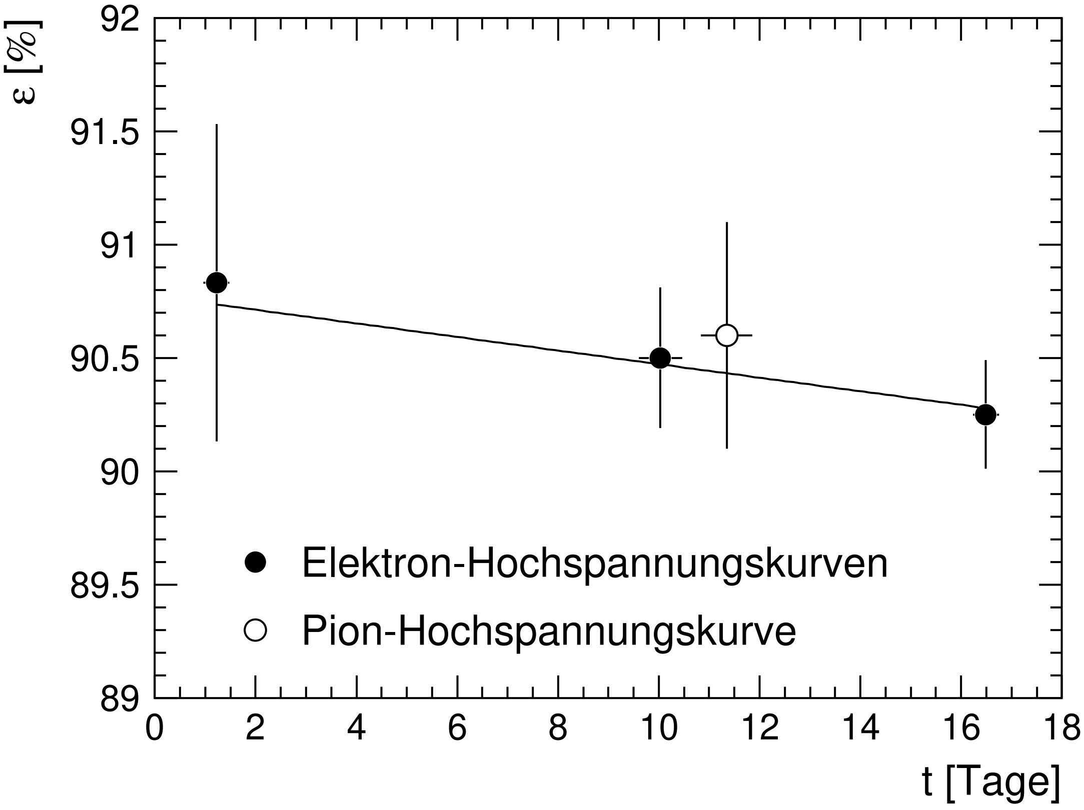


Abbildung 4.14: *Punkte: Aus den Hochspannungskurven bestimmte Ladungssammlungseffizienzen ε in Abhängigkeit von der Zeit t. Gerade: Parametrisierung der Zeitabhängigkeit von ε bei Fixierung des Verhältnisses aus Achsenabschnitt und Steigung, siehe Text.*

Die Reinheit des Flüssigargons wurde zusätzlich unabhängig vom Kalorimeter überwacht: Sechs Meßsonden, bestehend aus kleinen Ionisationskammern, mit radioaktiven Präparaten waren an verschieden Stellen im Kryostaten angebracht. In zwei der Meßsonden wurde der α–Strahler ^{241}Am verwendet und in den vier anderen ^{207}Bi, ein β–Strahler. Alle zwei Stunden wurde mit allen Meßsonden ein Pulshöhenspektrum aufgenommen. Im Fall der Am– (Bi–) Sonden ergibt sich aus der zeitlichen Verschiebung des 5,4 MeV–Peaks (der oberen Kante des Peaks der 1 MeV–Konversionselektronen) ein relativer, zeitlicher Signalabfall, der mit dem zeitlichen Abfall der Ladungssammlungseffizienz im Kalorimeter übereinstimmt, siehe [75].

4.4 Erzielte Genauigkeit

Nach Berücksichtigung der Pedestal–Schwankungen innerhalb einzelner Runs, siehe Abschnitt 4.2, und der Durchführung der in Abschnitt 4.3 erläuterten Korrekturen ist der relative systematische Fehler der rekonstruierten Ladung, gemittelt über alle geometrischen Auslesekanäle, allein durch den relativen Fehler der Korrektur auf die zeitabhängige Ladungssammlungseffizienz gegeben. Diese beträgt 0,2 Prozent, siehe Abschnitt 4.3.5.

Bei elektromagnetischen Schauern wird der größte Teil der Primärenergie je nach Einschußposition in zwei bis fünf geometrischen Auslesekanälen deponiert. Daher ist besonders die Genauigkeit der in einem einzelnen Auslesekanal rekonstruierten Ladung von Bedeutung, um später die Genauigkeit der rekonstruierten Energie angeben zu können.

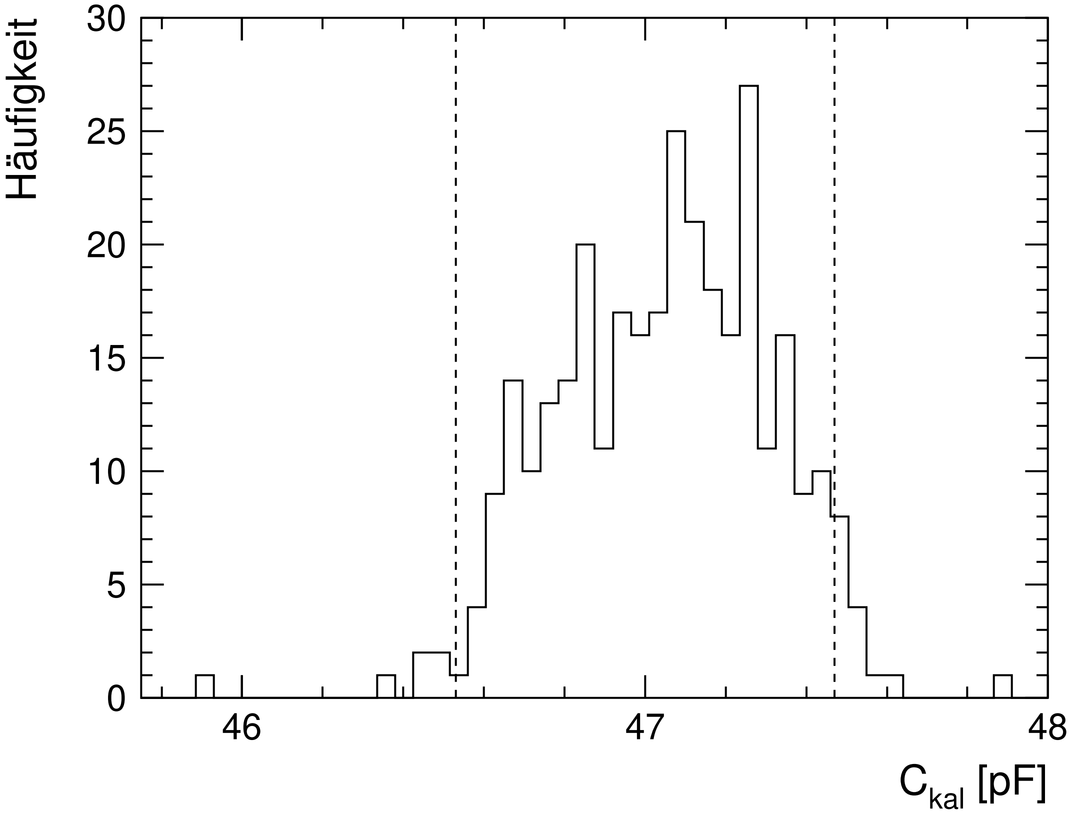


Abbildung 4.15: *Verteilung der gemessenen Werte ([76]) von C_{kal} der mit FB2E–Ausleseplatten bestückten geometrischen Auslesekanäle. Die vertikalen Linien markieren den herstellerseitig angegeben Toleranzbereich von ±1 % um 47 pF.*

Bei der Bestimmung der Genauigkeit der in einem einzelnen Auslesekanal rekonstruierten Ladung sind die tatsächlichen Kapazitäten C_{kal} der Kondensatoren, über die bei den Elektronik–Kalibrierungen die Ladungen injiziert wurden, zu berücksichtigen, wohingegen bei der Durchführung der Elektronik–Kalibrierungen davon ausgegangen wurde, daß alle Kondensatoren die nominale Kapazität von 47 pF hätten. Die herstellerseitige Angabe lautet: $C_{kal} = 47pF \pm 1\%$. Die Kapazitäten der 320 Kondensatoren, die für Kalibrierung der mit FB2E–Ausleseplatten bestückten Kanäle benutzt wurden, sind von Hartz anläßlich eines früheren Teststrahl–Experimentes, siehe [57], gemessen worden. Hierbei wurden bei Zimmertemperatur und unter Flüssigstickstoff übereinstimmende Werte erhalten ([76]), deren Verteilung in Abbildung 4.15 dargestellt ist. Der Mittelwert liegt mit (47,05 ± 0,01) pF nur 0,1 Prozent über dem nominalen Wert. Die Standardabweichung geträgt 0,26 pF, was 0,6 Prozent vom Mittelwert oder vom nominalen Wert entspricht.

Zur Korrektur auf die Abweichung des gemessenen Wertes $C_{kal,me\ss}$ vom nominalen Wert wurde in jedem Kanal individuell die gemessene Ladung q mit dem Faktor

$$f_{kal} = \frac{C_{kal,me\ss}}{47 \text{ pF}}$$

multipliziert.

Dies ist für die übrigen Kanäle nicht möglich, da die Kapazitäten der hier benutzten Koppelkondensatoren nicht gemessen wurden. Unter der Annahme, daß die Kapazitäten dieser Koppelkondensatoren so verteilt sind wie die der mit FB2E–Ausleseplatten bestückten Kanäle, wird entsprechend deren Standardabweichung eine systematische Unsicherheit von 0,6 Prozent für die in einzelnen Kanälen rekonstruierte Ladung angenommen.

Der systematische Fehler der Ladungssammlungseffizienz von 0,2 Prozent kann gegen diese Unsicherheit vernachlässigt werden. Die erzielte Genauigkeit der Ladungsrekonstruktion beträgt also 0,6 Prozent.

Kapitel 5

Rekonstruktion der Energie von Elektronen

Die zur Energierekonstruktion nach Gleichung (2.28) benötigten Konstanten c_{sim} und c_{exp} wurden für FBE (FBH) bei Einschuß von Elektronen in FB1E (FB1H), also nach Abbildung 3.10 bei z–Position A und B (C), bestimmt. Abschnitt 5.1 befaßt sich mit der Bestimmung der Konstanten für FBE und Abschnitt 5.2 mit der für FBH.

Zunächst werden jeweils die Konstanten c_{sim} und c_{exp} bestimmt und anschließend die Energieauflösung dargestellt. Danach wird die Übertragung von c_{exp} auf das Flüssigargon–Kalorimeter des Detektors H1 diskutiert, wobei auf die bisher benutzten Werte Bezug genommen wird. Das Analyseverfahren ist für FBE und FBH weitgehend identisch. Es wird daher in Abschnitt 5.1 anhand der Kalibrierung von FBE genauer erläutert und dann in Abschnitt 5.2 als bekannt vorausgesetzt.

5.1 Die elektromagnetische Skala in FBE

5.1.1 Bestimmung von c_{sim}^{FBE}

Im Mittel deponieren die Elektronen bereits im Material vor den aktiven Bereichen des Kalorimeters einen kleinen Teil ihrer Energie, da die Schauerentwicklung bereits hier einsetzen kann. Zur Bestimmung der Konstanten c_{sim}^{FBE} nach Gleichung (2.27) ist es daher erforderlich, daß Menge und Verteilung des Vormaterials in der Simulation realistisch beschrieben werden.

Eine in guter Näherung von c_{exp} und c_{sim} unabhängige Überprüfung der Richtigkeit der Beschreibung des Vormaterials in der Simulation ist möglich, indem man die relativen Energiedepositionen in einzelnen r–Lagen betrachtet. Im Fall des Experiments werden hierzu die Verhältnisse der mittleren, in den einzelnen r–Lagen rekonstruierten Ladungen relativ zu der im gesamten FB1E–Modul rekonstruierten Ladung bestimmt. Im Fall der Simulation werden die korrespondierenden Verhältnisse der sichtbaren Energien herangezogen. Bei korrekter Beschreibung des Vormaterials in der Simulation müssen die so aus Experiment und Simulation erhaltenen Verhältnisse für jede r–Lage miteinander übereinstimmen. Sollte die Menge an Vormaterial in der Simulation zu groß (klein) sein, ergibt sich für die innerste r–Lage (0) aus der Simulation ein verglichen mit dem Wert aus dem Experiment zu hohes (niedriges) Verhältnis, da die Elektronen in der Simulation zu stark (schwach) im Vormaterial aufschauern. In der mittleren r–Lage (1) sind die Relationen zwischen den Verhältnissen aus Experiment und Simulation umgekehrt.

Die Simulationsrechnungen zum Einschuß von Elektronen bei z–Position A und B wurden von Hütte durchgeführt, siehe [33]. Dort wird gezeigt, daß sich die Verteilungen der

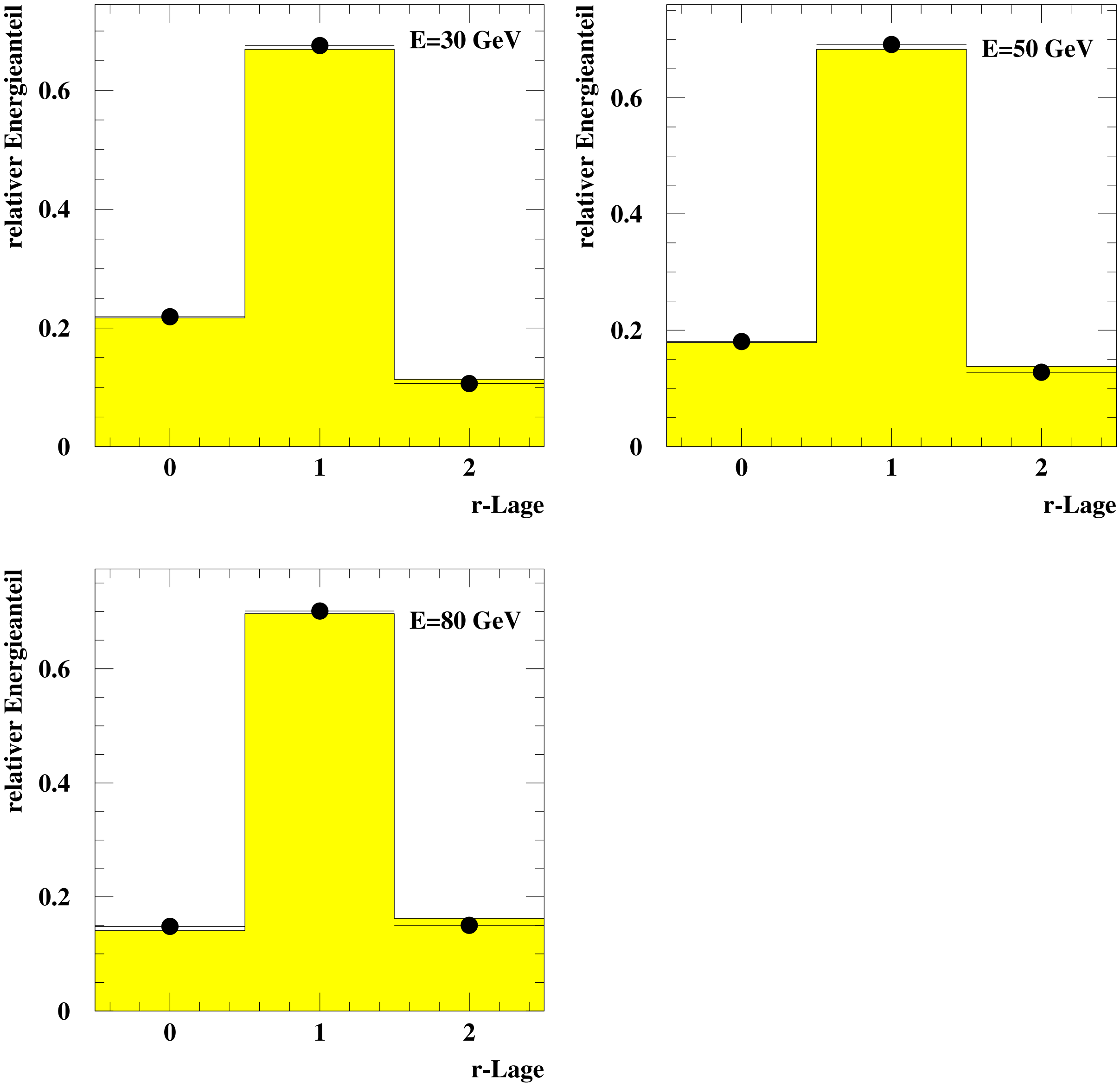


Abbildung 5.1: *Relative Energiedepositionen in den r–Lagen von FB1E für Elektronen von 30, 50 und 80 GeV. Schattiert: Experiment, Punkte: Simulation. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbole. Aus [33].*

relativen Energiedepositionen, die experimentell gewonnen wurden, mit Vormaterial von insgesamt 1,0 X_0 in der Simulation reproduzieren lassen. Dieser Wert hat eine Unsicherheit von 0,1 X_0 und ist damit mit dem Wert von 0,96 X_0 verträglich, den Hütte durch Summation der vor Durchführung des Experiments erfaßten Beiträge zum Vormaterial erhielt. Abbildung 5.1 zeigt die gute Übereinstimmung der relativen Energiedepositionen in den r–Lagen zwischen Simulation und Experiment für Elektronen von 30, 50 und 80 GeV, die bei z–Position A eingeschossen werden. Die Übereinstimmung bei 20 GeV, sowie bei z–Position B ist ebenso gut.

Um zu prüfen, ob die Simulation die experimentell erhaltene topologische Signalverteilung auch bezüglich der beiden anderen Raumkoordinaten wiedergibt, wurden Experiment und Simulation auch bezüglich der relativen Energiedepositionen in den ϕ– und z–Lagen miteinander verglichen. Die Abbildungen 5.2 und 5.3 zeigen exemplarisch für 20 GeV–

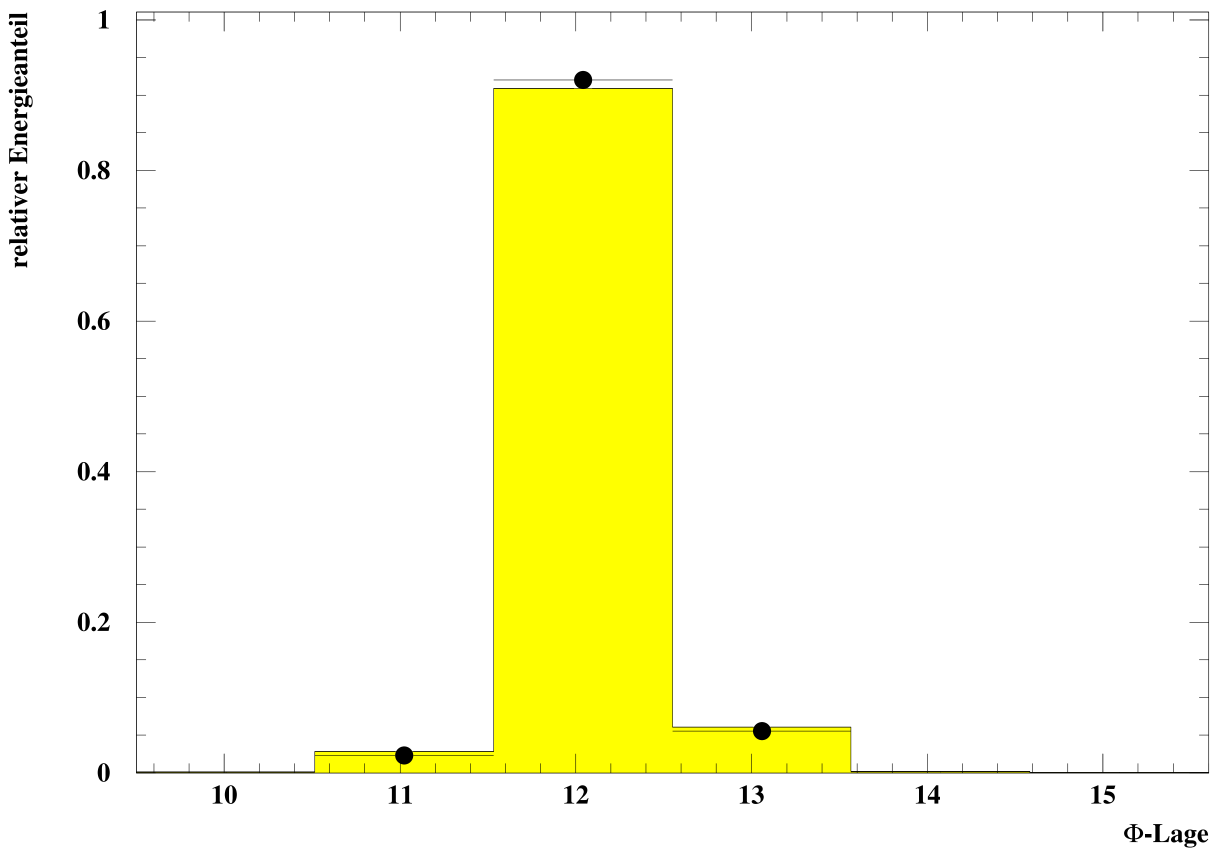


Abbildung 5.2: *Vergleich der relativen Energiedepositionen in den ϕ–Lagen FB1E für Elektronen von 20 GeV. Schattiert: Experiment, Punkte: Simulation. Aus [33].*

Elektronen die erreichte, gute Übereinstimmung. Abbildung 5.3 zeigt zudem, daß bereits eine Verschiebung des Einschußpunktes in z–Richtung um 2 mm nach vorn oder hinten deutlich erkennbar ist. Der Einschußort in z–Richtung wird in der Simulation also auf weniger als 2 mm genau reproduziert. Von Hütte, siehe [33], wurden Simulationen elektroninduzierter Schauer mit Primärenergien E von 20, 30, 50, und 80 GeV bei Einschuß an den z–Positionen A und B durchgeführt. Abbildung 5.4 zeigt die sich daraus nach Gleichung (2.27) ergebenden Werte für c_{sim}^{FBE}. In Tabelle 5.1 sind die Werte sowie die Anzahlen der jeweils simulierten Ereignisse tabelliert. Die Fehlerbalken der Punkte geben deren statistische Fehler an. Bei konstanter z–Position stimmen die Werte von c_{sim}^{FBE} für die verschiedenen Primärenergien innerhalb dieser Fehler miteinander überein. Im Vergleich der Werte bei den verschiedenen z–Positionen zeigt sich, daß die Werte bei z–Position A nicht nur bezüglich der ebenfalls eingetragenen Mittelwerte über die 4 Primärenergien, sondern auch bezüglich der einzelnen Punkte systematisch um etwa 4 Promille unter denen bei z–Position B liegen.

Dies legt folgende Schlußfolgerung nahe: Bei z–Position A wird gegenüber z–Position B 4 Promille mehr der gesamten deponierten Energie außerhalb der Ausleseschichten deponiert. Dies wird auf die Störung der Uniformität der Folge der Absorberplatten durch die Mittelplatte der Stahlrahmens des FBE–Moduls mit den speziellen Auslese– und Hochspannungsplatten, siehe Abbildung 3.6 zurückgeführt, da das Schauermaximum bei z–Position A im Bereich der Mittelplatte liegt. Bei z–Position B liegt es bereits dahinter.

Zusätzliche Simulationsrechnungen mit 30 GeV–Elektronen als Primärteilchen, bei

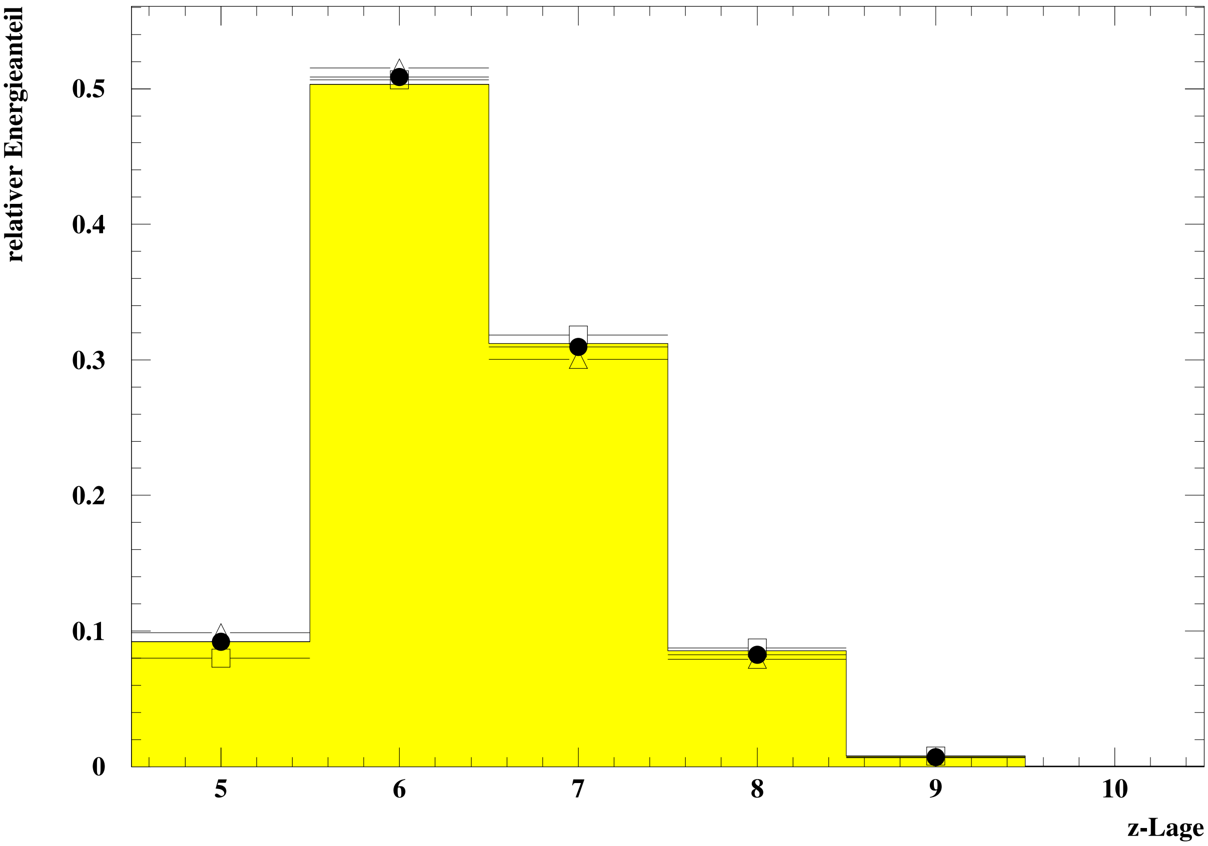


Abbildung 5.3: *Vergleich der relativen Energiedepositionen in den z–Lagen FB1E für Elektronen von 20 GeV bei Einschuß in z–Position A. Schattiert: Experiment, Punkte: Simulation. Die Quadrate (Dreiecke) zeigen den Effekt einer Verschiebung der Einschußposition um 2 mm zu größeren (kleineren) z-Koordinaten. Aus [33].*

E [GeV]	z–Position A		z–Position B	
	N_{sim}	c_{sim}^{FBE}	N_{sim}	c_{sim}^{FBE}
20	1154	$13,130 \pm 0,010$	1100	$13,183 \pm 0,011$
30	600	$13,132 \pm 0,011$	1057	$13,179 \pm 0,009$
50	415	$13,145 \pm 0,012$	652	$13,199 \pm 0,009$
80	664	$13,122 \pm 0,007$	285	$13,166 \pm 0,010$
Mittelwert		$13,132 \pm 0,005$		$13,182 \pm 0,005$

Tabelle 5.1: *Anzahl N_{sim} der jeweils simulierten Ereignisse ([33]) und nach Gleichung (2.27) berechnete Werte für c_{sim}^{FBE}. Die statistischen Fehler sind angegeben.*

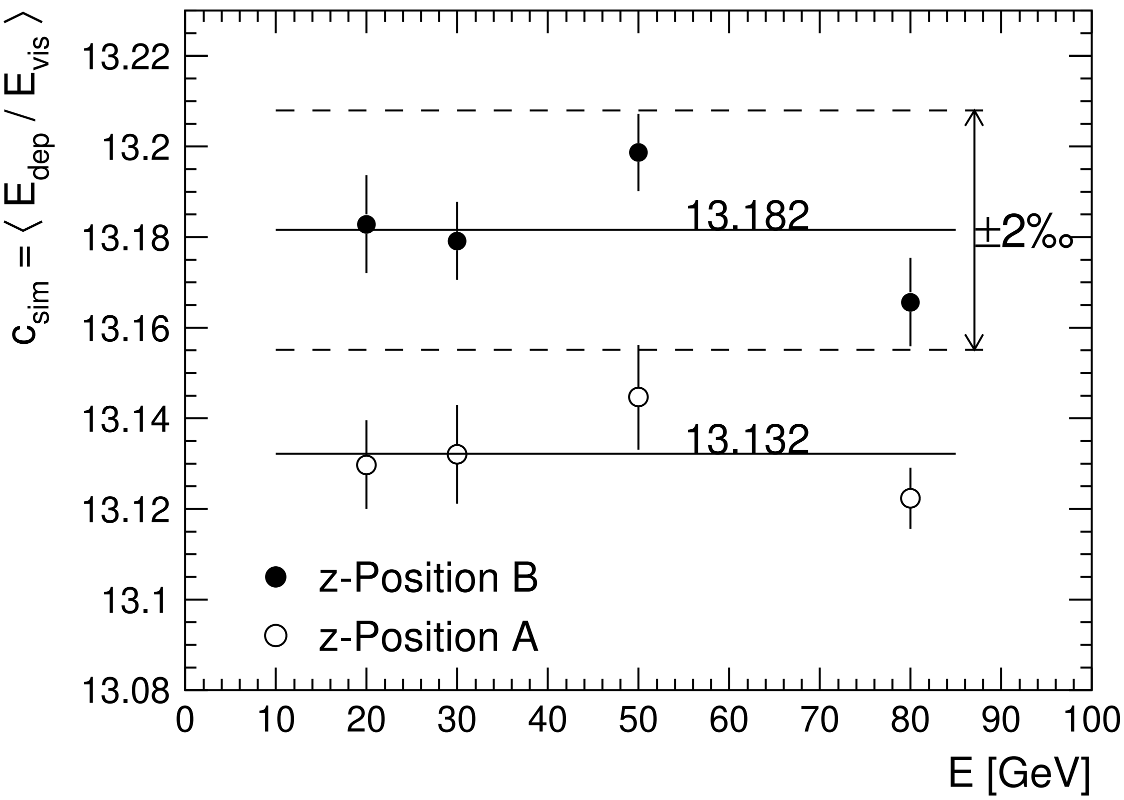


Abbildung 5.4: *Bei z-Position A und B bestimmte Konstante c_{sim}^{FBE} in Abhängigkeit von der Primärenergie E.*

denen der Einschuß einmal vor z–Position A und einmal hinter z–Position B erfolgte, zeigen, daß die z–Abhängigkeit von c_{sim}^{FBE} deutlich kleiner ist als 4 Promille, wenn der Einschuß so erfolgt, daß das Schauermaximum nicht im Bereich der Stahlmittelplatte liegt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.5 dargestellt.

Nur bei Einschuß von Elektronen in z–Position A ist also für c_{sim}^{FBE} der Wert von 13,132 zu verwenden, ansonsten gilt:

$$c_{sim}^{FBE} = 13,182 \pm 0,005_{stat.}.$$

Für Pionen wird dieser Wert auch bei Einschuß in z–Position A benutzt, da davon auszugehen ist, daß die Störung durch die Mittelplatte bei hadronischen Schauern aufgrund deren weiterer räumlichen Ausdehnung verglichen mit elektromagnetischen Schauern vernachlässigbar ist.

5.1.2 Bestimmung von c_{exp}^{FBE}

Zur Bestimmung von c_{exp}^{FBE} wurde Gleichung (2.28) iterativ gelöst und zwar insgesamt acht mal: Für Elektronen mit Primärenergien E von 20, 30, 50 und 80 GeV, die in den z–Positionen A und B eingeschossen wurden. Es wurde ein symmetrischer Schnitt gegen elektronisches Rauschen mit einer Höhe von $f_\sigma = 3$ durchgeführt, siehe Abschnitt 2.7.2. Als Startwert wurde jeweils der von Hartz ([57]) in einem früheren Teststrahl–Experiment für die FB2E–Module im Detektor H1 bestimmte Wert von 3,41 GeV/pC gewählt. Für

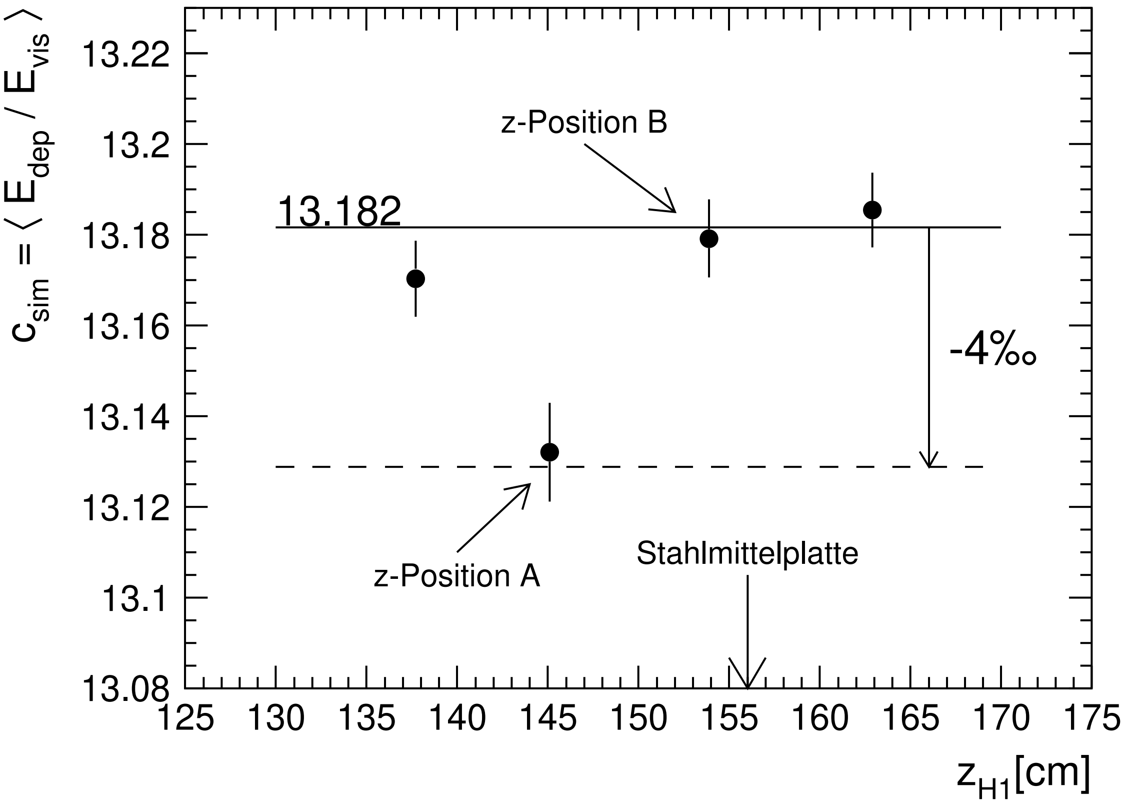


Abbildung 5.5: *Abhängigkeit der Konstanten c_{sim}^{FBE} von der Einschußposition in z–Richtung für 30 GeV–Elektronen als Primärteilchen. Zusätzlich zu den z–Positionen A und B, an denen auch im Experiment eingeschossen wurde, sind die Ergebnisse aus Simulationen an zwei weiteren z–Positionen eingezeichnet.*

den jeweils nächsten Iterationsschritt wurde c_{exp}^{FBE} in Gleichung (2.28) durch

$$c_{exp}^{FBE} = \langle E_{rek}^{sim} \rangle / \langle Q \rangle \qquad \text{mit} \qquad Q := \sum_k q_k \tag{5.1}$$

ersetzt. Gleichung (5.1) ergibt sich direkt aus Gleichung (2.28).

Dieses Verfahren konvergiert sehr schnell. Bereits vom dritten auf den vierten Iterationsschritt änderten sich die Werte für c_{exp}^{FBE} nur noch um Beträge, die kleiner sind als ihre statistischen Fehler, so daß das Verfahren abgebrochen werden konnte. In Abbildung 5.6 und in Tabelle 5.2 sind die Resultate nach dem jeweils vierten Iterationsschritt angegeben.

Wie die Werte von c_{sim}^{FBE} hängt c_{exp}^{FBE} offenbar zumindest bei $E = 20$ GeV und $E = 30$ GeV ebenfalls von der Einschußposition in z–Richtung ab. Die Mittelwerte über die vier Primärenergien unterscheiden sich um 3,5 Promille und sind damit innerhalb ihrer statistischen Fehler nicht miteinander verträglich. Dies kann jedoch nur als Indiz dafür betrachtet werden, daß sich ebenso wie in der Simulation auch im Experiment eine Störung durch die Mittelplatte des Stahlrahmens bemerkbar macht. Der Grund dafür liegt darin, daß die rekonstruierte Ladung Q, wie in Abschnitt 4.4 gezeigt, eine insbesondere durch unbekannte Ortsabhängigkeiten bedingte, systematische Unsicherheit von 0,6 Prozent hat.

Wie im Fall von c_{sim}^{FBE} wird im folgenden davon ausgegangen, daß auch der bei z–Position A bestimmte Mittelwert für c_{exp}^{FBE} von 3,3110 GeV/pC nur bei Einschuß von

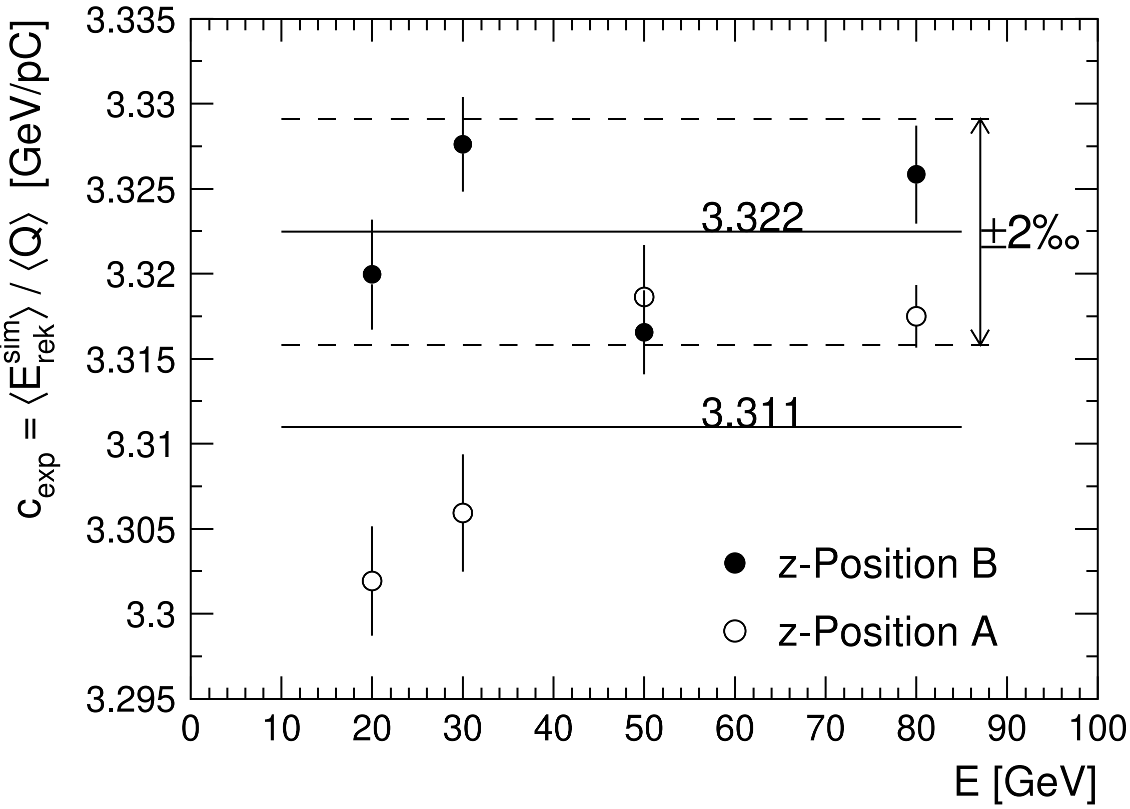


Abbildung 5.6: *Bei z-Position A und B bestimmte Konstante* c_{exp}^{FBE} *in Abhängigkeit von der Primärenergie E.*

E [GeV]	z–Position A		
	$\langle E_{rek}^{sim}\rangle$ [GeV]	N_{exp}	c_{exp}^{FBE} [GeV/pC]
20	$19,074 \pm 0,015$	2454	$3,3019 \pm 0,0032$
30	$28,859 \pm 0,028$	3200	$3,3059 \pm 0,0034$
50	$48,579 \pm 0,042$	3150	$3,3186 \pm 0,0030$
80	$78,193 \pm 0,040$	3495	$3,3175 \pm 0,0018$
Mittelwert			$3,3110 \pm 0,0014$
E [GeV]	z–Position B		
	$\langle E_{rek}^{sim}\rangle$ [GeV]	N_{exp}	c_{exp}^{FBE} [GeV/pC]
20	$19,070 \pm 0,016$	2574	$3,3200 \pm 0,0032$
30	$28,912 \pm 0,020$	2546	$3,3276 \pm 0,0028$
50	$48,493 \pm 0,033$	3018	$3,3165 \pm 0,0025$
80	$78,189 \pm 0,065$	3075	$3,3258 \pm 0,0029$
Mittelwert			$3,3225 \pm 0,0014$

Tabelle 5.2: *Durch iterative Lösung von Gleichung (2.28) erhaltene Werte für* $\langle E_{rek}^{sim}\rangle$ *und* c_{exp}^{FBE}. *Die jeweilige Anzahl* N_{exp} *der Ereignisse aus dem Experiment und die statistischen Fehler sind ebenfalls angegeben.*

Elektronen in z–Position A zur Energierekonstruktion zu benutzen ist. Ansonsten gilt

$$c_{exp}^{FBE} = (3,3225 \pm 0,0014_{stat.} \pm 0,0066_{syst.})\ \mathrm{GeV/pC}.$$

Der systematische Fehler beträgt relativ 2 Promille. Er ergibt sich aus der maximalen Abweichung der in z–Position B erhaltenen Werte von c_{exp}^{FBE} von ihrem Mittelwert, vergleiche Abbildung 5.6. Er kann zugleich als eine obere Grenze für eventuelle Abweichungen des Kalorimetersignals von der Linearität aufgefaßt werden.

5.1.3 Energieauflösung

Abbildung 5.7 zeigt die im Experiment und in der Simulation gemessene Energieauflösung $\sigma_{E_{rek}}/E_{rek}$ bei Einschuß in z–Position A. Für $\sigma_{E_{rek}}$ und E_{rek} wurden jeweils die Werte benutzt, die die Anpassung einer Gaußkurve an die Verteilung der rekonstruierten Energie lieferte. An die Punkte in Abbildung 5.7 sind Parametrisierungen nach Gleichung (2.26) angepaßt. Bei der Anpassung stellte sich heraus, daß die Parameter a_2 und a_3, die einem eventuellen Einfluß elektronischen Rauschens bzw. von Leckverlusten Rechnung tragen, sehr klein und innerhalb ihrer Fehler mit null verträglich sind. Sie wurden daher bei der Parametrisierung nicht berücksichtigt. Damit ergibt sich die folgende Abhängigkeit der relativen Energieauflösung von der Primärenergie E:

$$\text{Experiment}: \quad \frac{\sigma_{E_{rek}}}{E_{rek}}(E) = \frac{(11,39 \pm 0,08)\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}$$

$$\text{Simulation}: \quad \frac{\sigma_{E_{rek}}}{E_{rek}}(E) = \frac{(11,72 \pm 0,17)\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}$$

Die Energieauflösung ist im Experiment also geringfügig besser als in der Simulation. Für die Parameter, die nach Gleichung (2.26) den Einfluß der Sampling–Fluktuationen, siehe Abschnitt 2.6.3, auf die Energieauflösung in Experiment ($a_{1,exp}$) und Simulation ($a_{1,sim}$) angeben, ergibt sich

$$\frac{a_{1,sim}}{a_{1,exp}} = 1,029 \pm 0,017.$$

Dies deutet nach Abschnitt 2.6.3 auf leichte Abweichungen der Geometrie im Experiment von deren idealisierter Beschreibung im Simulationsprogramm hin. Hierauf wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

5.1.4 Übertragbarkeit auf das H1–Flüssigargon–Kalorimeter

Die H1–Kollaboration benutzt für die FBE–Module des H1–Flüssigargon–Kalorimeters einen Wert für c_{exp} von

$$c_{exp}^{H1,FBE} = (3,41 \pm 0,01_{stat.} \pm 0,03_{syst.})\ \mathrm{GeV/pC},$$

der von Hartz ([57]) bei einem früheren Teststrahl–Experiment ermittelt wurde und in der angegebenen Form bereits auf die nominale Dicke der Flüssigargon–Schichten von 2,35 mm korrigiert ist[1]. Der aus dieser Analyse bei z–Position B resultierende Wert liegt 2,6 Prozent darunter.

[1] Die Bleikerne der Absorberplatten in dem von Hartz kalibrierten Modul waren im Mittel 6 μm dünner als diejenigen im H1–Detektor. Die daraus resultierende Korrektur von $c_{exp}^{H1,FBE}$ um 2 Promille wird im folgenden angesichts der angegebenen Fehler vernachlässigt.

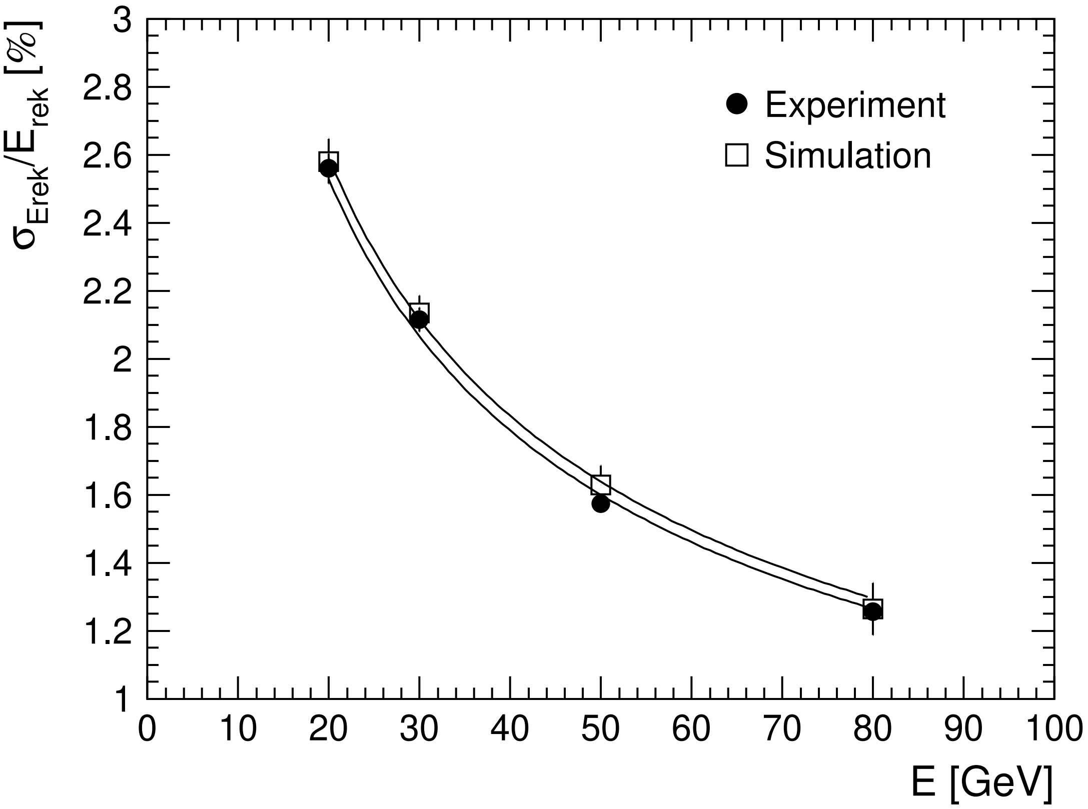


Abbildung 5.7: *Relative Energieauflösung $\sigma_{E_{rek}}/E_{rek}$ bei Einschuß von Elektronen mit Primärenergien E von 20, 30, 50 und 80 GeV in z–Position A. Die an die aus dem Experiment und aus der Simulation erhaltenen Punkte angepaßten Parametrisierungen nach Gleichung (2.26) sind ebenfalls eingezeichnet.*

Diese Diskrepanz kann durch Abweichungen der mittleren Dicke d_{Ar} der Flüssigargon–Schichten oder der mittleren Dicke d_{Pb} der Bleikerne der Absorberplatten im hier analysierten Teststrahl–Experiment von den für das H1–Flüssigargon–Kalorimeter bestimmten Werten bewirkt werden. Denn c_{exp} ist ungefähr proportional zu d_{Pb} und umgekehrt proportional zu d_{Ar}. Im folgenden wird gezeigt, daß Unterschiede der Bleikerndicken ausgeschlossen werden können.

Die für das hier analysierte Teststrahl–Experiment verwendeten FB2E–Absorberplatten waren genau die bereits für die Bestimmung von $c_{exp}^{H1,FBE}$ ([57]) benutzten. Allerdings war das Testkalorimeter in dem Bereich, der bei Elektron–Einschuß in z–Position B relevant ist, mit FB1E–Absorberplatten bestückt. Vor der Durchführung des Experimentes wurden Gesamtdicken und Masse jeder einzelnen, verwendeten FB1E– und FB2E–Absorberplatte gemessen[2]. Hieraus läßt sich bei Kenntnis der Dichten der in den Absorberplatten verklebten Materialien und der äußeren Abmessungen der Absorberplatten die Dicke des Bleikerns individuell für jede Platte berechnen, siehe Anhang.

Abbildung 5.8 zeigt die für die Hochspannungs– und Ausleseplatten von FB1E und FB2E erhaltenen Verteilungen der Dicken d_{Pb} der Bleikerne. Bedingt durch Schwankungen zwischen den Produktionschargen unterscheiden sich die Mittelwerte der Bleikerndicken für die FB1E–Hochspannungs– und Ausleseplatten zwar signifikant voneinander,

[2]Die Dicke jeder Platte wurde nach einem in [77] beschriebenen Verfahren an je nach Plattentyp 92 oder 96 Stellen gemessen. Daraus wurde ein über die Gesamtfläche gemittelter Wert bestimmt, [58], [78].

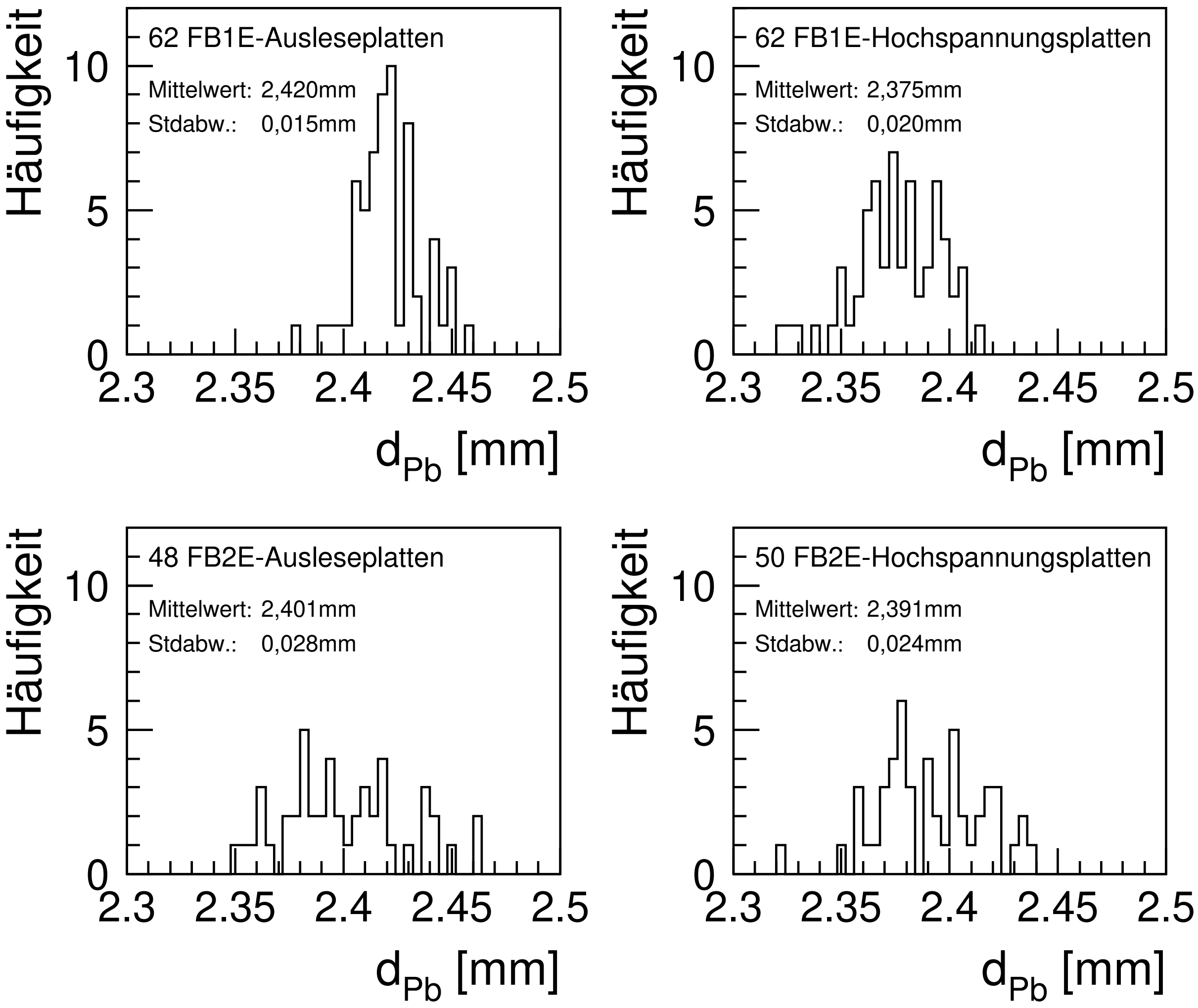


Abbildung 5.8: *Verteilungen der Dicken d_{Pb} der Bleikerne der im Experiment verwendeten Hochspannungs– und Ausleseplatten von FB1E und FB2E.*

da Platten der beider Typen im Kalorimeter aber abwechselnd aufeinanderfolgen, läßt sich kein bedeutsamer Unterschied zwischen den Mittelwerten der Bleikerndicken der FB1E– und FB2E–Absorberplatten feststellten. Auch eine relativ zur Lage der Schauermaxima ungünstige lokale Verteilung der Bleikerne im Kalorimeter kann als Ursache für die 2,6-prozentige Diskrepanz zwischen dem im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Wert von c_{exp}^{FBE} und $c_{exp}^{H1,FBE}$ ausgeschlossen werden. Dies folgt aus der Tatsache, daß die Standardabweichungen der in Abbildung 5.8 dargestellten Bleikerndickenverteilungen relativ zu deren Mittelwerten nur 0,6 bis 1,2 Prozent betragen.

Eventuell waren also die Flüssigargon–Schichten zumindest in der Nähe der Schauermaxima um 2,6 Prozent dicker als 2,35 mm, wenn nicht andere, nicht bekannte systematische Fehler aufgetreten sind.

Aufgrund der Unsicherheit von d_{Ar} sowohl der FB1E–Module, die für die Teststrahlmessungen verwandt wurden, als auch derjenigen, die im H1–Detektor montiert sind, ist eine Übertragung von c_{exp} nach H1 nur mit einer Unsicherheit von mehreren Prozent möglich und damit nicht sinnvoll. Es sei aber betont, daß sich diese Unsicherheit *nur* auf die Übertragung des erhaltenen Wertes von c_{exp} auf die FBE–Module im H1–Flüssigargon–Kalorimeter bezieht. Für Analysen des Test–Experimentes gelten die in Abschnitt 5.1.2

angegebenen systematischen und statistischen Fehler.

5.2 Die elektromagnetische Skala in FBH

5.2.1 Bestimmung von c_{sim}^{FBH}

Zur Bestimmung der Konstanten c_{sim}^{FBH} wurden die Ergebnisse der von Spiekermann ([34]) durchgeführten Simulationsrechnungen benutzt. Wie auch im Experiment erfolgte der Einschuß von Elektronen mit den Primärenergien 20, 30, 50 und 80 GeV in z–Position C. Dort treten die Primärteilchen durch den Argon–Verdränger direkt in den hadronischen Teil der Kalorimeters ein, siehe Abbildung 3.10.

Auch in dieser z–Position wurde eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation bezüglich der relativen Energiedeposition in den r–, ϕ– und z–Lagen erreicht. Abbildung 5.9 demonstriert dies exemplarisch anhand der in den inneren r–Lagen (0 bis 2) von FBH rekonstruierten Energie relativ zur im gesamten Testkalorimeter rekonstruierten Energie. Der Einfluß des elektronischen Rauschens wurde wie bei den Untersuchungen zur Bestimmung der elektromagnetischen Skala von FBE durch einen symmetrischen Schnitt der Höhe $f_\sigma = 3$ begrenzt.

Bei der Bestimmung von c_{sim}^{FBH} wurde eine Abhängigkeit von der genauen Lage des Einschußpunktes in z–Richtung festgestellt. Diese wird durch die grobe Sampling–Struktur von FBH verursacht; während die Länge einer Auslesezelle von FBE 7 mm beträgt, ist sie bei FBH viermal so groß. Abbildung 5.10 zeigt die beobachtete z–Abhängigkeit am Beispiel der simulierten Schauer von 20 GeV–Elektronen. Die Länge einer Auslesezelle ist als Periodizität der Schwankung mit einer Amplitude von etwa 2 Prozent zu erkennen. Die Fehlerbalken geben die statistischen Fehler an. Diese werden zu den Rändern des dargestellten Bereiches größer, da das in der Simulation reproduzierte Strahlprofil des Experiments dort weniger Ereignisse aufwies als in der Mitte.

Bei den Primärenergien 50 und 80 GeV sind die Strahlprofile bzgl. der z–Richtung auf halber Höhe bereits schmaler als eine Auslesezelle von FBH. Daher hängt der Wert von c_{sim}^{FBH}, der sich nach Gleichung (2.27) bei Mittelung über alle simulierten Ereignisse ergibt, von der Lage des Maximums des Strahlprofils relativ zur Sampling–Struktur des Kalorimeters ab.

Von Interesse ist aber ein Wert für c_{sim}^{FBH}, der im Mittel über das gesamte Volumen von FBH, also auch im Mittel über alle möglichen Einschußorte in z–Richtung gilt[3]. Abbildung 5.11 und Tabelle 5.3 zeigen die Werte für c_{sim}^{FBH}, die sich bei Mittelung über alle simulierten Ereignisse ergeben, in Abhängigkeit von der Primärenergie. Die Werte bei 50 und 80 GeV liegen unter denen bei 20 und 30 GeV, da hier das Maximum der Strahlprofils in einem Bereich liegt, in dem das Verhältnis aus deponierter zu sichtbarer Energie kleinere Werte hat. Eine Untersuchung, bei der unter Ausgleich des Strahlprofils bei der Bestimmung von c_{sim}^{FBH} jeweils nur die Ereignisse mit Einschußort innerhalb eines z–Intervalls der Länge einer Auslesezelle berücksichtigt wurden, ergab, daß der Wert von

$$c_{sim}^{FBH} = 25,27 \pm 0,05_{syst.}$$

favorisiert wird. Dieser Wert entspricht damit dem Mittelwert, der sich aus allen simulierten Schauern mit Primärenergien von 20 und 30 GeV ergibt. Bei diesen Energien wird

[3] Im Flüssigargon–Kalorimeter des Detektors H1 werden in der Mehrzahl der Fälle nur solche Schauer in FBH nachgewiesen, deren Entwicklung bereits im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters eingesetzt hat. So ist deren transversale Ausdehnung beim Eintritt in FBH bereits von der Größenordnung der Breite einer Auslesezelle, und die Kenntnis der z–Abhängigkeit von c_{sim}^{FBH} ist zur Rekonstruktion der Teilchenenergie aus der sichtbaren Energie nicht erforderlich.

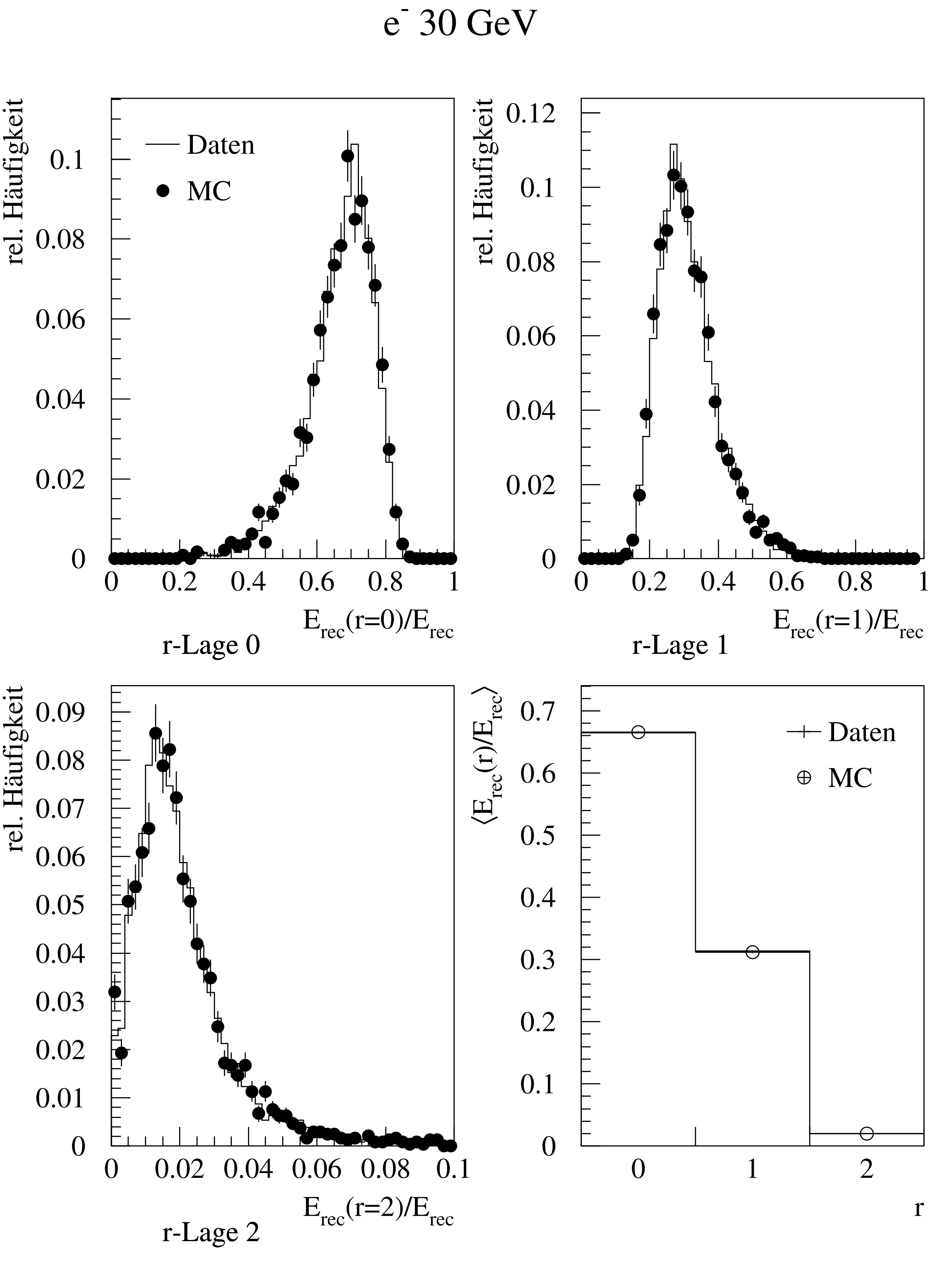


Abbildung 5.9: *Relative Energiedepositionen in den r–Lagen 0 bis 2 von FBH für Elektronen von 30 GeV. Stufenlinien: Experiment, Punkte: Simulation. Aus [34].*

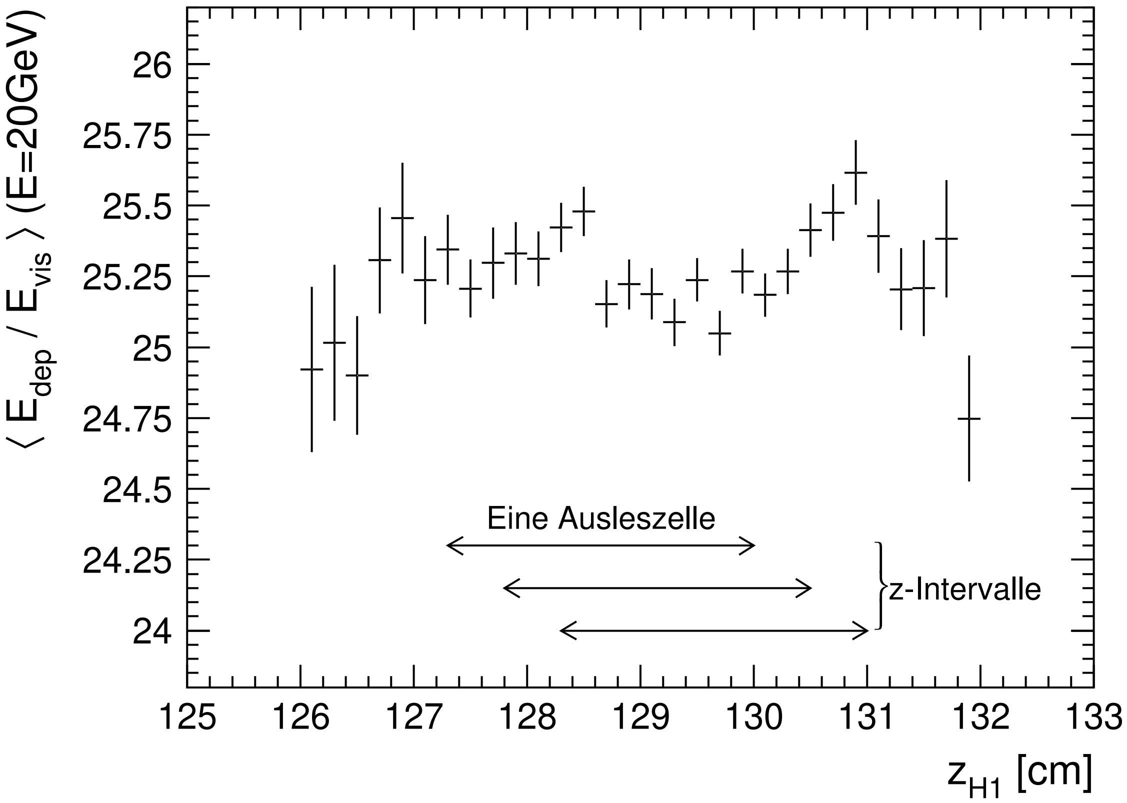


Abbildung 5.10: c_{sim}^{FBH} *in Abhängigkeit von der genauen Lage* z_{H1} *des Einschußpunktes bei einer Primärenergie von 20 GeV. Auf die drei angegebenen z–Intervalle der Länge einer Auslesezelle von FBH wird im Text eingegangen.*

E [GeV]	N_{sim}	c_{sim}^{FBH}
20	3007	$25,266 \pm 0,020$
30	1969	$25,270 \pm 0,020$
50	1214	$25,212 \pm 0,020$
80	748	$25,213 \pm 0,020$

Tabelle 5.3: *Anzahl* N_{sim} *der jeweils simulierten Ereignisse ([34]) und nach Gleichung (2.27) berechnete Werte für* c_{sim}^{FBH}*. Die statistischen Fehler sind angegeben.*

durch die breiten Strahlprofile offensichtlich bereits gut über eine Auslesezelle gemittelt. Der systematische Fehler dominiert den statistischen. Er ergibt sich in dieser Untersuchung aus der Variation von c_{sim}^{FBH} bei Verschiebung des z–Intervalls. Die drei für die Untersuchung gewählten z–Intervalle sind in Abbildung 5.10 angegeben.

5.2.2 Bestimmung von c_{exp}^{FBH}

Als Startwert für die iterative Lösung von Gleichung (2.28) wurde der von Tamoschat ([79]) zu

$$c_{exp}^{H1,FBH} = (6,704 \pm 0,023_{stat.})\ \mathrm{GeV/pC}$$

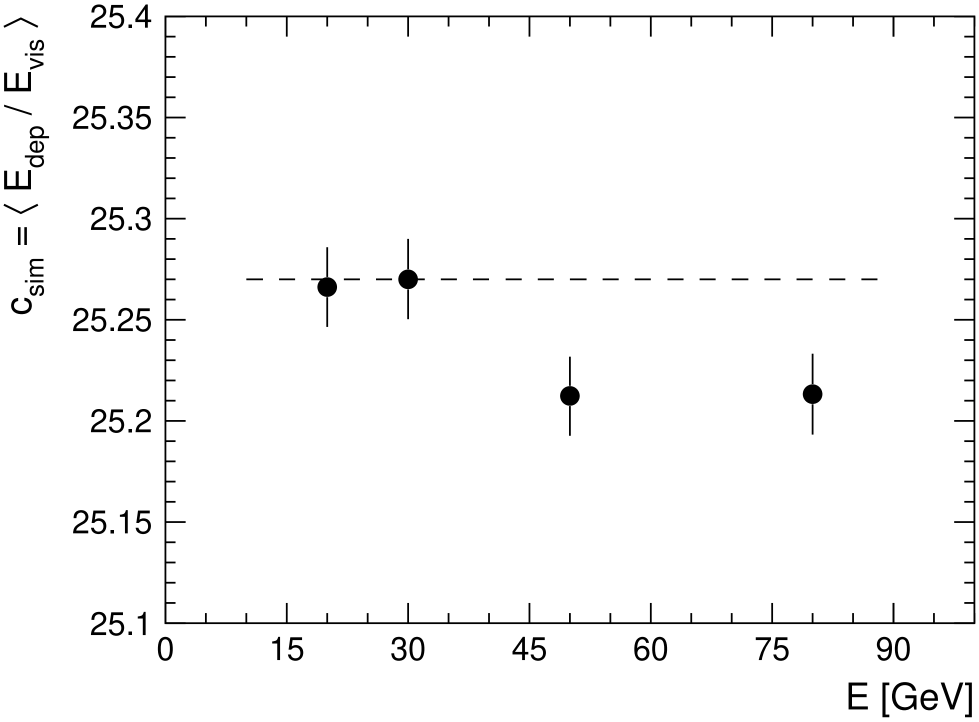


Abbildung 5.11: *Bei z-Position C bestimmte Konstante* c_{sim}^{FBH} *in Abhängigkeit von der Primärenergie E. Die unterbrochene Linie markiert den Wert 25,27.*

bestimmte Wert gewählt. Dieser Wert resultiert aus

$$c_{exp}^{H1,FBH} = c_{exp}^{H1,FBE} \cdot \frac{c_{sim}^{H1,FBH}}{c_{sim}^{H1,FBE}}. \tag{5.2}$$

Dabei ist $c_{exp}^{H1,FBE}$, der von Hartz experimentell bestimmte Wert für FB2E, der in Abschnitt 5.1.4 angegeben ist. Durch Simulationen von elektroninduzierten Schauern mit EGS4 in FBE und FBH erhielt Tamoschat

$$c_{sim}^{H1,FBH} = 25,24 \pm 0,08_{stat.} \qquad \text{und} \qquad c_{sim}^{H1,FBE} = 12,84 \pm 0,02_{stat.}.$$

In seinen Simulationen wurden jeweils Elektronen von 10 GeV unter einem Polarwinkel von 24° direkt in ein Modul vom Typ FBH bzw. FBE eingeschossen. Der obere Index „H1“ gibt an, daß diese Werte von der H1–Kollaboration zur Energierekonstruktion mit dem Flüssigargon–Kalorimeter benutzt werden.

Die Werte, die sich jeweils nach dem dritten Iterationsschritt für c_{exp}^{FBH} ergaben, sind in Abbildung 5.12 und in Tabelle 5.4 angegeben. Der Mittelwert beträgt

$$c_{exp}^{FBH} = (7,360 \pm 0,003_{stat.} \pm 0,014_{syst.})\ \text{GeV/pC}.$$

Der systematische Fehler von relativ etwa 2 Promille ergibt sich aus der maximalen Abweichung vom Mittelwert. Er ist gößer als der statistische und gilt als Maß für die Abweichung des Kalorimetersignals von der Linearität.

Entsprechend der in der Simulation beobachteten Sensitivität der sichtbaren Energie auf die genaue Lage des Einschußpunktes in z–Richtung relativ zur Sampling–Struktur des Kalorimeters, siehe Abbildung 5.10, scheint die Sampling–Struktur auch in der z–Abhängigkeit der rekonstruierten Ladung Q sichtbar zu sein. Ein Versuch, auch hier eine

E [GeV]	$\langle E^{sim}_{rek} \rangle$ [GeV]	N_{exp}	c^{FBH}_{exp} [GeV/pC]
20	$19,599 \pm 0,016$	6173	$7,3500 \pm 0,0074$
30	$29,504 \pm 0,024$	6143	$7,3543 \pm 0,0070$
50	$49,460 \pm 0,039$	6599	$7,3603 \pm 0,0064$
80	$79,343 \pm 0,063$	6744	$7,3737 \pm 0,0062$
Mittelwert			$7,3596 \pm 0,0034$

Tabelle 5.4: *Durch iterative Lösung von Gleichung (2.28) erhaltene Werte für* $\langle E^{sim}_{rek} \rangle$ *und* c^{FBH}_{exp}. *Die jeweilige Anzahl* N_{exp} *der Ereignisse aus dem Experiment und die statistischen Fehler sind ebenfalls angegeben.*

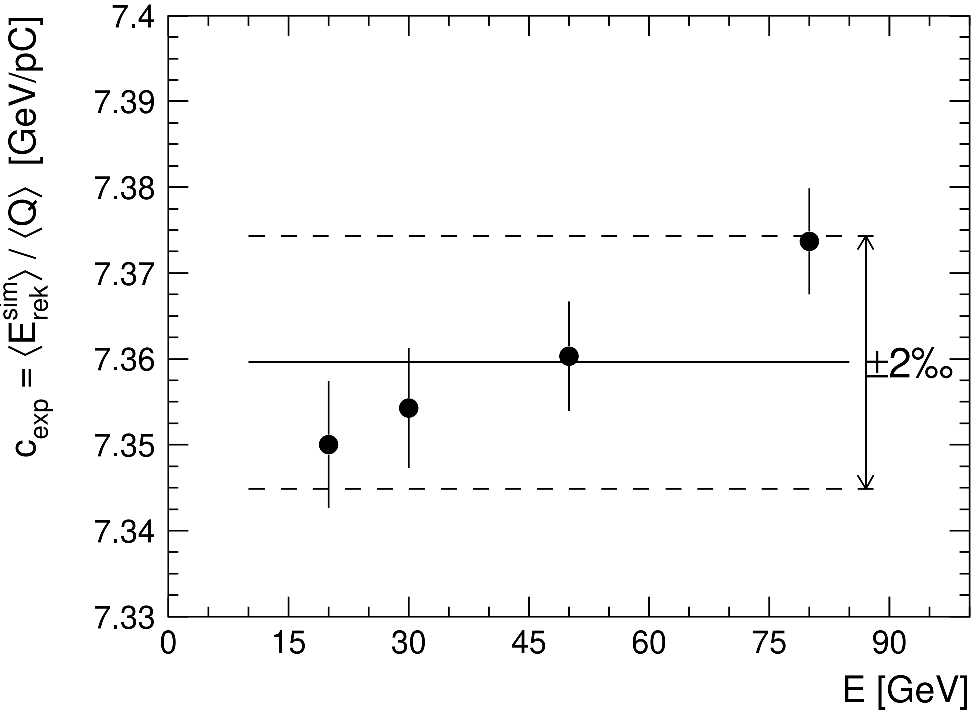


Abbildung 5.12: *Bei z-Position C bestimmte Konstante* c^{FBH}_{exp} *in Abhängigkeit von der Primärenergie E. Der Mittelwert über die vier Punkte und das Intervall ± 2 Promille darum sind ebenfalls eingetragen.*

auf die drei in Abbildung 5.10 angegebenen z–Intervalle beschränkte Untersuchung durchzuführen, blieb allerdings, wahrscheinlich aufgrund der Unsicherheit von 0,6 Prozent der in den wenigen relevanten Auslesekanälen rekonstruierten Ladung, siehe Abschnitt 4.4, ohne Erfolg.

5.2.3 Energieauflösung

Abbildung 5.13 zeigt die im Experiment und Simulation erhaltene relative Energieauflösung in Abhängigkeit von der Primärenergie. Bei der Parametrisierung der Energieabhängigkeit der Auflösung nach Gleichung (2.26) sind wie im Falle von FBE die Pa-

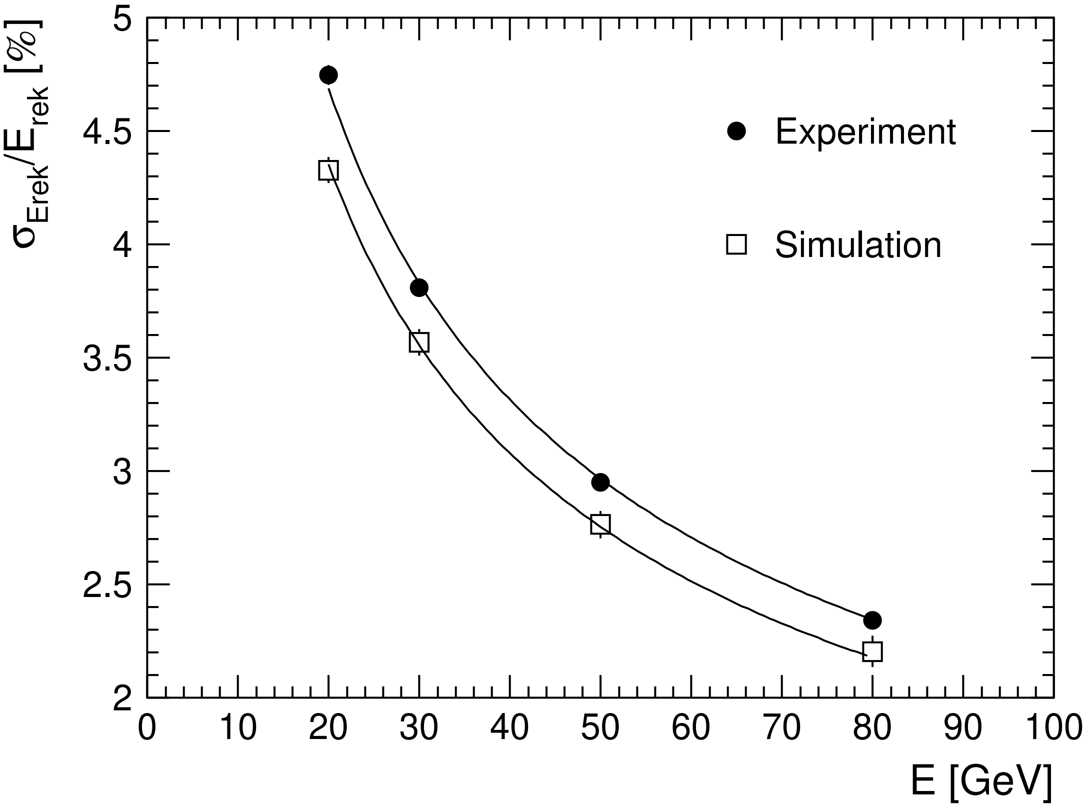


Abbildung 5.13: *Relative Energieauflösung $\sigma_{E_{rek}}/E_{rek}$ bei Einschuß von Elektronen mit Primärenergien E von 20, 30, 50 und 80 GeV direkt in FB1H. Die an die aus dem Experiment und aus der Simulation erhaltenen Punkte angepaßten Parametrisierungen nach Gleichung (2.26) sind ebenfalls eingezeichnet.*

rameter a_2 und a_3 mit null verträglich. Es ergibt sich:

$$\text{Experiment}: \quad \frac{\sigma_{E_{rek}}}{E_{rek}}(E) = \frac{(20,96 \pm 0,10)\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}$$

$$\text{Simulation}: \quad \frac{\sigma_{E_{rek}}}{E_{rek}}(E) = \frac{(19,46 \pm 0,17)\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}$$

Die Auflösung ist also in der Simulation signifikant besser als im Experiment; es ergibt sich

$$\frac{a_{1,sim}}{a_{1,exp}} = 0,928 \pm 0,009.$$

Daß sich dies bei den Parametrisierungen nach Gleichung (2.26) allein auf a_1 auswirkt, deutet darauf hin, daß die im Simulationsprogramm implementierte Sampling–Struktur nicht vollkommen derjenigen aus dem Experiment entspricht. Hiermit befaßt sich auch der folgende Abschnitt.

5.2.4 Übertragung auf das H1–Flüssigargon–Kalorimeter

Bei der Übertragung der im Teststrahl–Experiment bestimmten elektromagnetischen Skala auf das H1–Flüssigargon–Kalorimeter ist ein kleiner Unterschied der mittleren Dicke d_{Fe} der Absorberplatten zu berücksichtigen: d_{Fe} war beim Teststrahl–Experiment in dem für die nachgewiesenen elektromagnetischen Schauer relevanten Bereich mit 16,02 mm ([80]) etwa 1,25 Prozent größer als im Detektor H1. Die Dicken der Ausleseschichten stimmen nach [80] in Teststrahl–Experiment und Detektor H1 miteinander überein.

Unter der Annahme, daß c_{exp} bei kleinen Änderungen von d_{Fe} proportional zu d_{Fe} ist, ergibt sich für die FBH–Module des H1–Detektors

$$c_{exp,neu}^{H1,FBH} = (7,27 \pm 0,08_{syst.})\ \mathrm{GeV/pC}.$$

Der systematische Fehler von relativ etwa 1,1 Prozent ergibt sich unter Berücksichtigung der Schwankung von d_{Fe} im Detektor H1 bei Mittelung über verschieden räumliche Bereiche, die relativ zu 0,5 Prozent abgeschätzt wurde, aus der Unsicherheit der im Teststrahl–Experiment rekonstruierten Ladung von 0,6 Prozent, siehe Abschnitt 4.4, und aus der Unsicherheit der Primärenergie der Teilchen im Teststrahl, die nach Gleichung (3.1) im Mittel über die 4 benutzten Energien 0,7 Prozent beträgt. Die drei Beiträge sind unabhängig voneinander und wurden daher quadratisch addiert.

Der tatsächliche, in dieser Analyse erstmals experimentell bestimmte Wert von c_{exp}^{FBH} ist damit um 8,4 Prozent höher als der in [79] angegebene und von der H1–Kollaboration benutzte, siehe Abschnitt 5.2.2. Der Ursprung dieser Diskrepanz ist nicht bekannt. Nicht ganz auszuschließen ist, daß die Zusammenfassung einiger Schichten der Absorberplatten in der Simulation die Übertragbarkeit der elektromagnetischen Skala von FBE auf FBH nach Gleichung (5.2) stört oder daß nicht alle Schichtdicken in den Samplingstrukturen hinreichend genau genug in der Simulation implementiert sind. Auch könnten nicht bekannte Zusätze im Stahl (Blei) der Absorberplatten von FBH (FBE) enthalten sein und so deren Materialeigenschaften, insbesondere die Dichten der Materialien, beeinflussen.

Festzuhalten bleibt aber, daß der hier experimentell erhaltene Wert von c_{exp}^{FBH} demjenigen aus [79] bei der Energierekonstruktion vorzuziehen ist, da letzterer stark von der Geometriebeschreibung im Simulationsprogramm abhängt.

Kapitel 6

Rekonstruktion der Energie geladener Pionen

In diesem Kapitel wird nach der Darstellung der in Schauern geladener Pionen in aktiven Bereichen des Kalorimeters deponierten Energie zunächst die Rekonstruktion der Energie dieser Primärteilchen auf der elektromagnetische Skala behandelt. Hierbei werden sowohl Ereignisse berücksichtigt, bei denen der Einschuß wie im Detektor H1 üblich in den elektromagnetischen Teil des Kalorimeters erfolgt (nominale Einschußposition, also bei z–Position A, vergleiche Abbildung 3.10) als auch solche Ereignisse, bei denen direkt in FBH eingeschossen wurde (z–Position C). Die experimentellen Resultate für rekonstruierte Energie und Energieauflösung werden mit denen aus Simulationsrechnungen ([34]) mit den Programmen GHEISHA und CALOR, siehe Abschnitt 2.5, verglichen. Es zeigt sich, daß CALOR die experimentell erhaltenen Daten besser wiedergibt als GHEISHA.

In der folgenden Tabelle ist die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von Einschußposition und Primärenergie angegeben, die aus Experiment und Simulationsrechnungen für die Analyse benutzt wurden.

$E_\pi[GeV]$	20	30	50	80	120	170
	z–Position A					
Experiment	2363	2904	3705	4729	4066	3830
GHEISHA	3074	3378	2235	1610	1476	478
CALOR	2015	3637	1791	1561	1517	504
	z–Position C					
Experiment	4598	8143	8296	7662	5452	—
GHEISHA	3667	602	2514	1511	1339	—
CALOR	6932	1564	2474	3021	2010	—

In Abschnitt 6.3 wird das e/h–Verhältnis des gesamten Kalorimeters aus der Primärenergieabhängigkeit des Verhältnisses von deponierter zur auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie bestimmt. Hierbei werden nur Ereignisse bei nominaler Einschußposition berücksichtigt, da nur das e/h–Verhältnis als Eigenschaft des gesamten Kalorimeters von Interesse ist. Bei der Analyse stellte sich im Vergleich der Resultate aus Simulation und Experiment heraus, daß sowohl in GHEISHA als auch in CALOR die Energieabhängigkeit des hadronischen Anteils in den pioninduzierten Schauern, siehe Abschnitt 2.6.2, auf gleiche Weise falsch beschrieben wird. CALOR liefert allerdings ein innerhalb der statistischen Fehler mit dem Experiment übereinstimmendes e/h–Verhältnis, wohingegen das entsprechende Resultat aus Simulationen mit GHEISHA signifikant zu hoch ist.

Abschnitt 6.4 schließlich befaßt sich mit der Gewichtung der in den einzelnen geometrischen Auslesekanälen auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie. Diese ist nötig, um trotz der mangelnden Kompensation des Kalorimeters, siehe Abschnitt 2.6.2, zu erreichen, daß die rekonstruierte Energie in der Summe über alle Auslesekanäle gleich der von den geladenen Pionen im Kalorimeter deponierten Energie ist. Es wird zunächst das von der H1–Kollaboration benutzte Gewichtungsverfahren erläutert und anschließend gezeigt, wie gut die damit rekonstruierte Energie mit der deponierten übereinstimmt, wie sich die Energieauflösung damit verbessert und welchen Einfluß die Abweichung der im Rahmen dieser Arbeit experimentell neu bestimmten elektromagnetischen Skala von FBH, siehe Abschnitt 5.2.4, von der bisher von der H1–Kollaboration angenommenen Skala hat.

6.1 In aktiven Bereichen des Kalorimeters deponierte Energie

Wie in [34] gezeigt, stimmen die relativen Verteilungen der sichtbaren Energie aus den Simulationen auf die r–, ϕ– und z–Lagen gut mit den aus dem Experiment erhaltenen relativen Ladungsverteilungen auf diese Lagen überein. Die maximale Abweichung zwischen den Simulationen sowohl mit GHEISHA als auch mit CALOR einerseits und dem Experiment andererseits besteht bzgl. der Signalverteilungen auf die r–Lagen. Sie ist jedoch so klein, daß sie mit einer Verdrehung des Testkalorimeters um nur 0,1° um die vertikale Achse in der Geometriebeschreibung des Simulationsprogramms erklärt werden kann ([34]) und wird daher im folgenden vernachlässigt.

Die Abbildungen 6.1 und 6.2 zeigen die Verteilungen der bei Einschuß positiv geladener Pionen im Kalorimeter deponierte Energie E_{dep} nach Simulationen mit GHEISHA und CALOR. Abbildung 6.1 (Abbildung 6.2) zeigt die Verteilungen bei nominaler Einschußposition (bei z–Position C) mit Primärenergien E_π von 20, 30, 50, 80, 120 und 170 GeV (20, 30, 50, 80 und 120 GeV). In E_{dep} ist die in den aktiven Bereichen, also in den Auslese– und Absorberschichten deponierte Energie einschließlich der Bindungsenergieverluste, enthalten.

Durch Energiedepositionen außerhalb des Kalorimeters und in den nicht aktiven Spalten zwischen den Kalorimetermodulen ist E_{dep} stets kleiner als die Primärenergie und fluktuiert beträchtlich von Ereignis zu Ereignis. Es resultieren asymmetrische Verteilungen mit Einträgen bei knapp oberhalb von 0 GeV bis annähernd der Primärenergie. Im Vergleich der für beide Einschußpositionen erhaltene Verteilungen fällt auf, daß deren Asymmetrie bzgl. des Maximums bei Einschuß in z–Position C stärker ausgeprägt ist als bei Einschuß in nominaler Einschußposition. Dies führt dazu, daß sich die Verteilungen bei nominaler Einschußposition in einem Intervall von ± 2 Standardabweichungen um die Maxima durch Gauß–Kurven parametrisieren lassen, was bei z–Position C nicht der Fall ist. Derartige Parametrisierungen berücksichtigen je nach Primärenergie 82 bis 88 (77 bis 89) Prozent der mit GHEISHA (CALOR) simulierten Ereignisse. Daher kann es noch als sinnvoll betrachtet werden, für quantitative Vergleiche die Mittelwerte und Breiten der bei nominaler Einschußposition erhaltenen Verteilungen der deponierten Energie aus der Anpassung von Gauß–Kurven in in einem Intervall von ± 2 Standardabweichungen um die Maxima zu bestimmen.

Die Standardabweichungen der so angepaßten Gauß–Kurven betragen je nach Primärenergie sowohl bei GHEISHA als auch bei CALOR 4 bis 6 Prozent vom Mittelwert. Bei einer Energierekonstruktion ohne Korrektur auf Energiedepositionen außerhalb der aktiven Bereiche des Kalorimeters kann die relative Energieauflösung bei nominaler

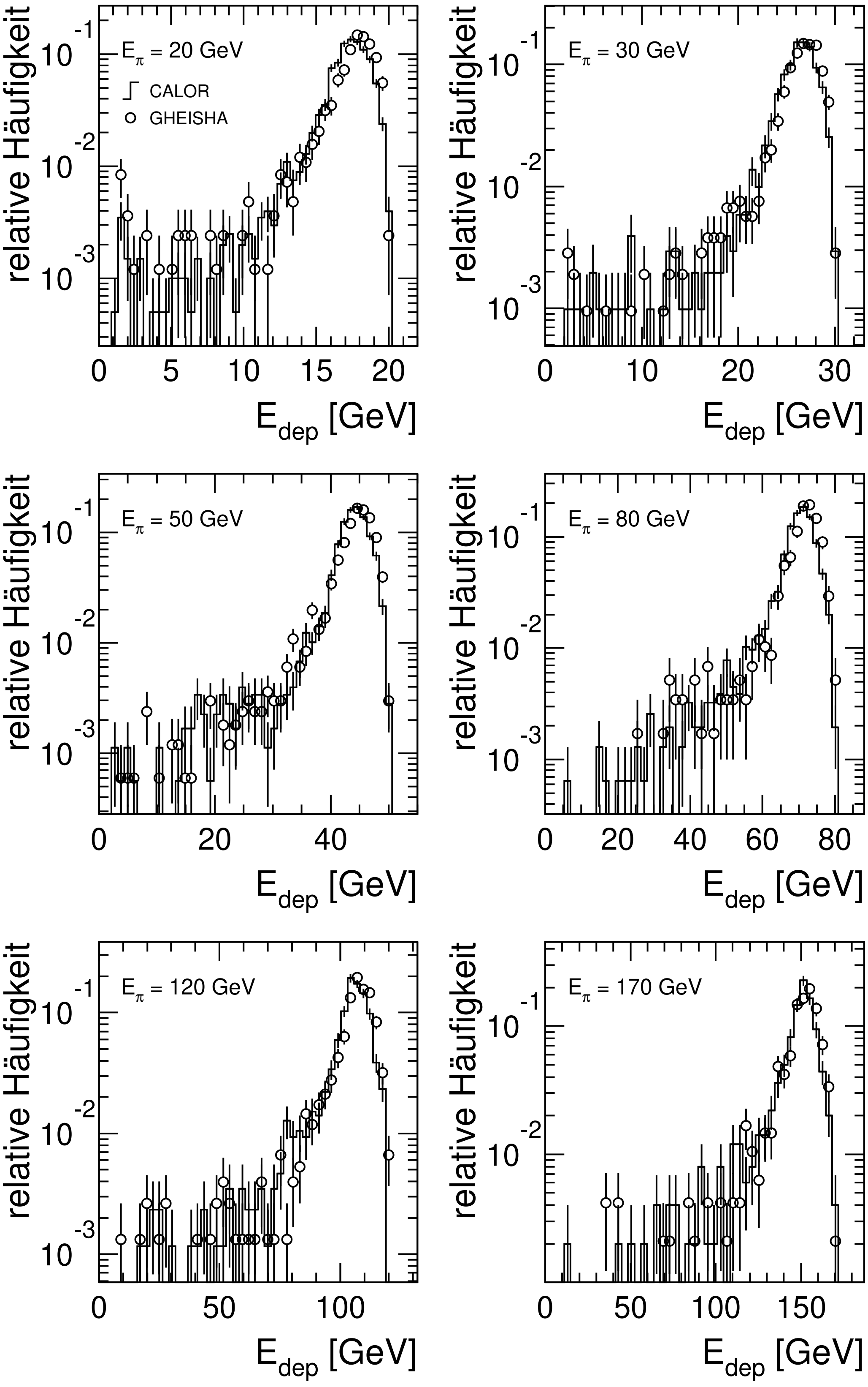


Abbildung 6.1: *Verteilungen der bei Einschuß positiv geladener Pionen mit Primärenergien E_π von 20, 30, 50, 80, 120 und 170 GeV in nominaler Einschußposition in aktiven Bereichen des Kalorimeters deponierten Energie E_{dep} nach Simulationen mit GHEISHA (Kreise) und CALOR (Stufenlinien). Die auf den Ordinaten aufgetragene relative Häufigkeit ergibt sich aus der Division der Anzahl der im jeweiligen Intervall liegenden Ereignisse durch die Gesamtzahl der jeweils simulierten Ereignisse.*

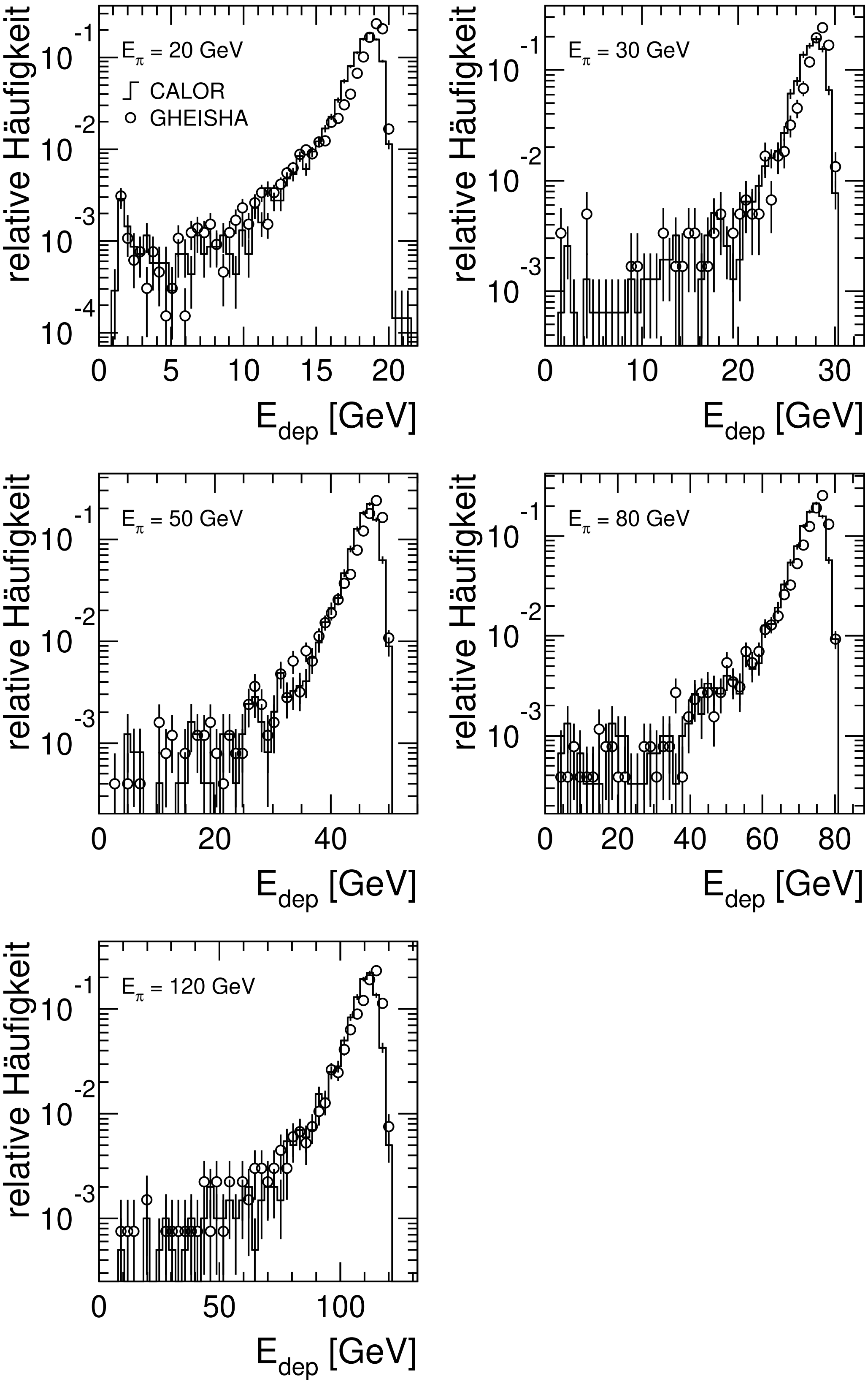


Abbildung 6.2: *Verteilungen der bei Einschuß positiv geladener Pionen mit Primärenergien E_π von 20, 30, 50, 80 und 120 GeV in z–Position C, also direkt in FB1H, in aktiven Bereichen des Kalorimeters deponierten Energie E_{dep} nach Simulationen mit GHEISHA (Kreise) und CALOR (Stufenlinien). Die auf den Ordinaten aufgetragene relative Häufigkeit ergibt sich aus der Division der Anzahl der im jeweiligen Intervall liegenden Ereignisse durch die Gesamtzahl der jeweils simulierten Ereignisse.*

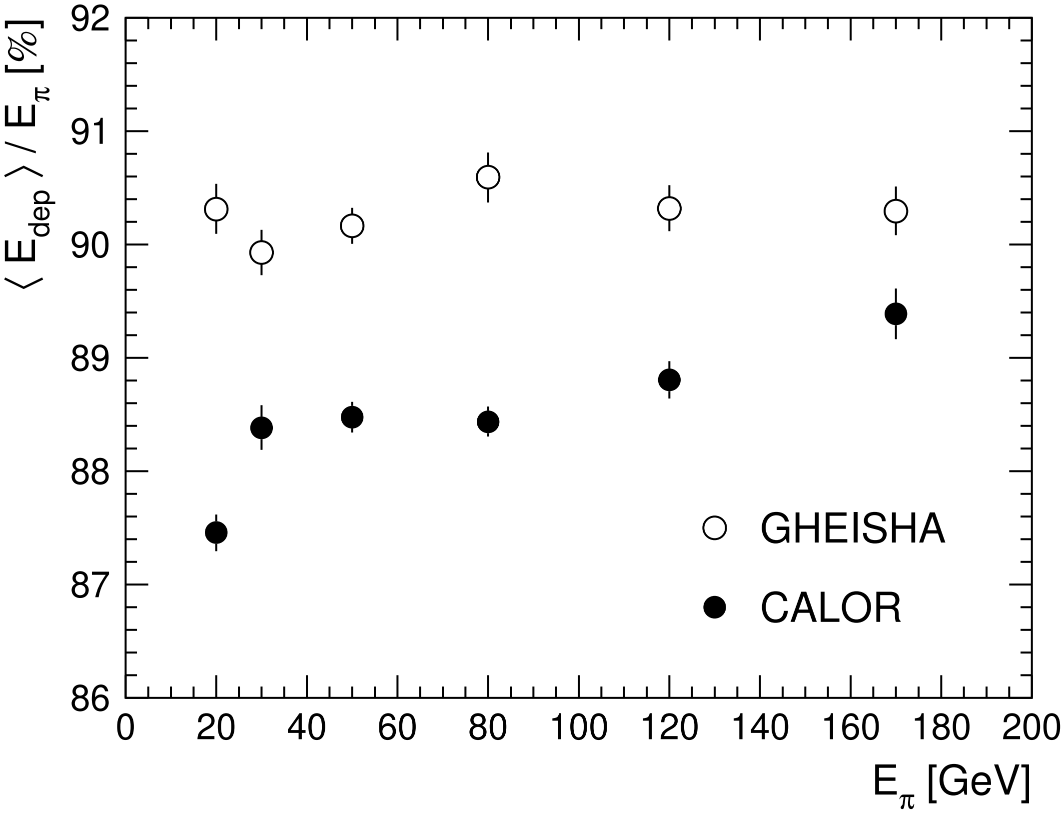


Abbildung 6.3: *Mittelwerte $\langle E_{dep} \rangle$ aus Anpassungen von Gauß–Kurven an die in Abbildung 6.1 dargestellten Verteilungen der deponierten Energien relativ zur Primärenergie E_π in Abhängigkeit von E_π. Die dargestellten Werte gelten bei nominaler Einschußposition.*

Einschußposition also nicht besser als etwa 4 bis 6 Prozent sein. Der Parameter a_3 muß bei der Parametrisierung der Energieabhängigkeit der relativen Energieauflösung nach Gleichung (2.26) daher mindestens einen Wert dieser Größe haben.

Abbildung 6.3 zeigt die Mittelwerte $\langle E_{dep} \rangle$ der angepaßten Gauß–Kurven relativ zur Primärenergie E_π der Pionen. Die Abhängigkeit dieser Verhältnisse von der Primärenergie ist nur sehr schwach, was sich mehr oder minder zufällig aus dem geometrischen Aufbau des Kalorimeters sowie aus Einschußort und Einschußrichtung ergibt. Nach GHEISHA sind die Werte von $\langle E_{dep} \rangle / E_\pi$ geringfügig größer als nach CALOR, was darauf schließen läßt, daß die simulierten Schauer nach GHEISHA etwas kompakter sind als nach CALOR. Der relative Unterschied der Mittelwerte ist mit etwa 2 Prozent allerdings von geringerer Bedeutung als andere Unterschiede zwischen Resultaten aus GHEISHA und CALOR, die im folgenden dargestellt werden.

6.2 Energierekonstruktion auf der elektromagnetischen Skala

6.2.1 Verteilungen der rekonstruierten Energien

Die Abbildung 6.4 und 6.5 zeigen die Verteilungen der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie $E_{rek,0}$ aus Experiment und Simulationsrechnungen mit GHEISHA und CALOR. Abbildung 6.4 (Abbildung 6.5) zeigt die Verteilungen bei nominaler Einschußposition (bei z–Position C, also direkt in FB1H) mit Primärenergien E_π von 20, 30, 50, 80, 120 und 170 GeV (20, 30, 50, 80, und 120 GeV). $E_{rek,0}$ ergibt in Simulation und Experiment entsprechend den beiden Seiten von Gleichung (2.28):

$$\text{Simulation}: \quad E_{rek,0} = \sum_k (c_{sim} e_{vis,k} + c_{exp} q_{R,k}), \tag{6.1}$$

$$\text{Experiment}: \quad E_{rek,0} = \sum_k c_{exp} q_k. \tag{6.2}$$

Den sichtbaren Energien aus der Simulation wurde also Rauschen aus leeren Ereignissen überlagert. Bei der Energierekonstruktion wurde für Experiment und Simulation bei den Summationen über die Auslesekanäle k ein topologischer Schnitt gegen das elektronische Rauschen durchgeführt, siehe auch Abschnitt 2.7.2: Es wurden nur die Auslesekanäle berücksichtigt, die nach einem symmetrischen Schnitt der Höhe $f_\sigma = 4$ verblieben und deren geometrische Nachbarkanäle, die nach einem ebenfalls symmetrischen Schnitt der Höhe $f_\sigma = 2$ verblieben.

Mittelwerte der rekonstruierten Energien

Die in Abbildung 6.4 (Abbildung 6.5) dargestellten Verteilungen der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energien lassen sich in einem Intervall von ± 3 ($\pm 2{,}5$) Standardabweichungen um die Maxima mit Gauß–Kurven parametrisieren. Hierbei werden jeweils 92 bis 97 Prozent der Ereignisse berücksichtigt. Die Abbildungen 6.6 und 6.7 zeigen die Mittelwerte $\langle E_{rek,0}\rangle$ der so an die Verteilungen angepaßten Gauß–Kurven relativ zur Primärenergie E_π in Abhängigkeit von E_π.

Offensichtlich ist der Punkt bei $E_\pi = 80$ GeV für das Experiment in Abbildung 6.7 fehlerhaft. Die Fehlerquelle konnte nicht ausgemacht werden. Entweder war die Primärenergie um etwa 2 Prozent zu hoch eingestellt oder das Kalorimeter hatte eine entsprechende Fehlfunktion.

Es fällt auf, daß bei nominaler Einschußposition bei beiden Simulationsprogrammen der Anstieg von $\langle E_{rek,0}\rangle / E_\pi$ mit E_π steiler erfolgt als im Experiment. Zudem sind die Werte, die sich nach CALOR ergeben bei niedrigen Energien wesentlich besser mit denjenigen aus dem Experiment verträglich als die Werte nach GHEISHA. Letztere liegen deutlich zu niedrig. Beide Beobachtungen lassen sich qualitativ durch zwei Eigenschaften der Simulationsprogramme erklären, die in Abschnitt 6.3 dargestellt werden:

Der nach den Simulationen verglichen mit dem Experiment steilere Anstieg von $\langle E_{rek,0}\rangle / E_\pi$ mit E_π resultiert daraus, daß sowohl in CALOR als auch in GHEISHA ein zu steiler Abfall des Anteils F_{had} der in der hadronischen Schauerkomponente deponierten Energie an der gesamten deponierten Energie simuliert wird. Daß $\langle E_{rek,0}\rangle / E_\pi$ nach GHEISHA bei niedrigen Primärenergien deutlich unterhalb der Werte nach CALOR und dem Experiment liegt, läßt sich darauf zurückführen, daß das e/h–Verhältnis nach GHEISHA deutlich höher ist als diejenigen nach CALOR und aus dem Experiment; das e/h–Verhältnis nach CALOR stimmt im Rahmen der Fehler mit demjenigen aus dem Experiment überein.

Relative Energieauflösung auf der elektromagnetischen Skala

Die Abbildungen 6.8 und 6.9 zeigen die relative Auflösung $\sigma_{E_{rek,0}} / \langle E_{rek,0}\rangle$ der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie für beide Einschußpositionen. Die gegen die Primärenergie E_π aufgetragenen Werte ergeben sich aus den oben erwähnten Anpassungen von Gauß–Kurven an die Verteilungen in den Abbildungen 6.4 und 6.5.

Bei der Parametrisierung der Energieabhängigkeit der relativen Energieauflösung nach

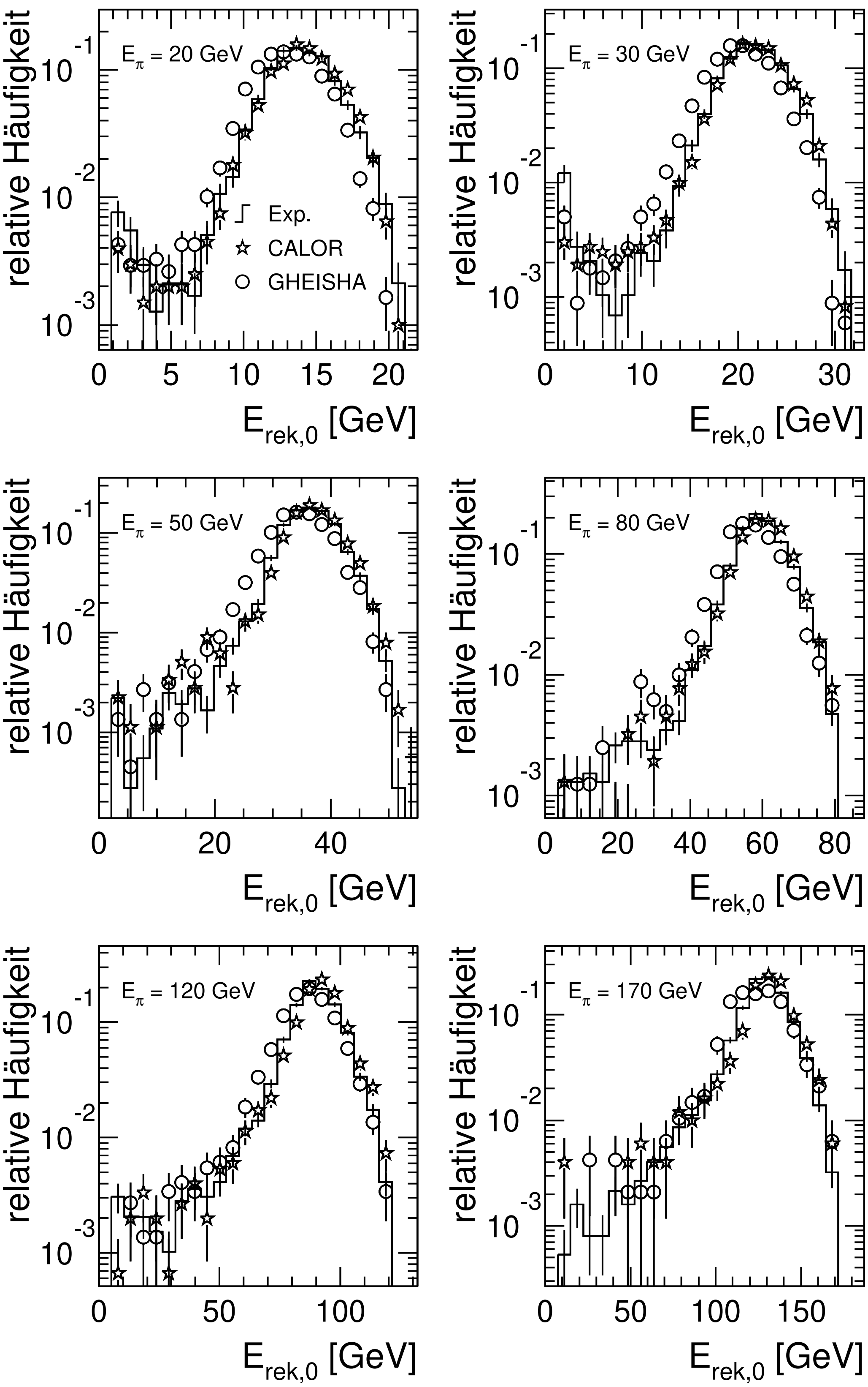


Abbildung 6.4: *Verteilungen der bei Einschuß positiv geladener Pionen mit Primärenergien E_π von 20, 30, 50, 80, 120 und 170 GeV in nominaler Einschußposition auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie $E_{rek,0}$ aus dem Experiment (Stufenlinien) und nach Simulationen mit GHEISHA (Kreise) und CALOR (Sterne).*

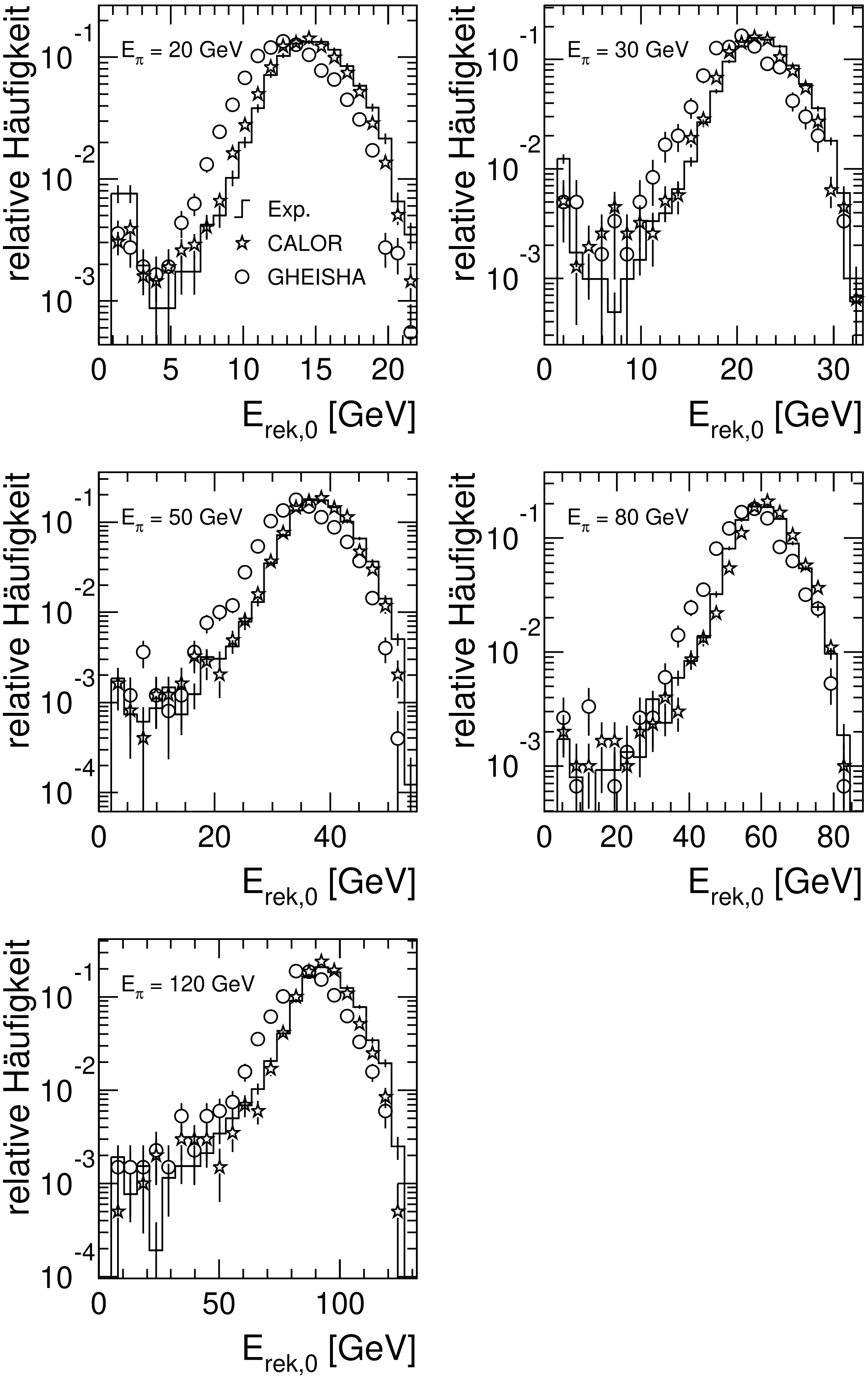


Abbildung 6.5: *Verteilungen der bei Einschuß positiv geladener Pionen mit Primärenergien E_π von 20, 30, 50, 80 und 120 GeV in z–Position C, also direkt in FB1H, auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie $E_{rek,0}$ aus dem Experiment (Stufenlinien) und nach Simulationen mit GHEISHA (Kreise) und CALOR (Sterne).*

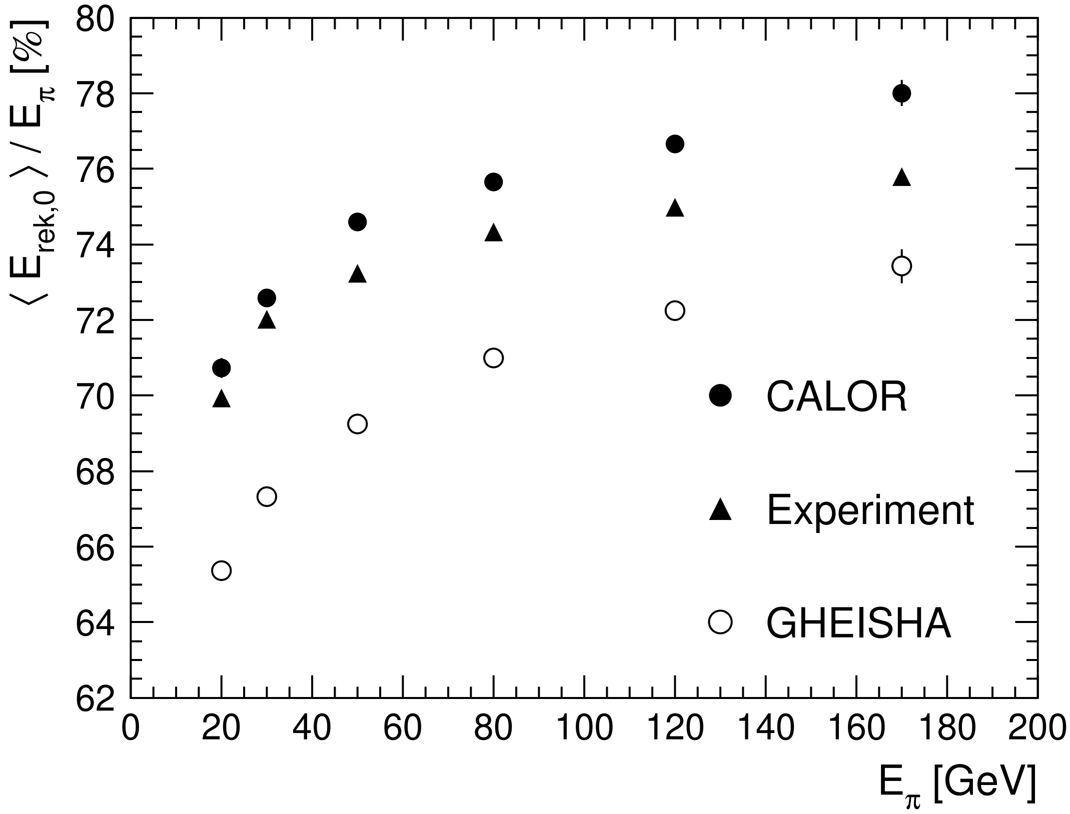


Abbildung 6.6: *Anteil der im Mittel auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie $E_{rek,0}$ an der Primärenergie E_π in Abhängigkeit von E_π. Die Werte ergeben sich bei Einschuß positiv geladener Pionen in nominaler Einschußposition. Die meisten statistischen Fehler sind kleiner als die Symbolgröße.*

	nominale Einschußposition		Einschuß direkt in FB1H	
	a_1 $\left[\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}\right]$	a_3 [%]	a_1 $\left[\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}\right]$	a_3 [%]
Experiment	61,1 ± 1,4	9,0 ± 0,2	58,7 ± 1,3	9,6 ± 0,2
CALOR	62,5 ± 1,6	8,5 ± 0,3	69,4 ± 1,2	7,1 ± 0,3
GHEISHA	60,6 ± 2,4	11,8 ± 0,3	76,6 ± 2,2	10,5 ± 0,4

Tabelle 6.1: *Werte der Parameter a_1 und a_3 für die Parametrisierung der relativen Auflösung der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie nach Gleichung (2.26) bei Einschuß geladener Pionen in nominaler Einschußposition und bei z–Position C direkt in FB1H.*

Gleichung (2.26) war der Parameter a_2 mit null verträglich und wurde daher nicht berücksichtigt. Die für a_1 und a_3 resultierenden Werte sind in Tabelle 6.1 angegeben. Die Parametrisierungen sind ebenfalls in den Abbildungen 6.8 und 6.9 dargestellt.

Die Werte des Parameters a_1, der ein Maß für die Stärke der intrinsischen und der Sampling–Fluktuationen ist, siehe Abschnitt 2.6.3, stimmen bei nominaler Einschußposition nach Experiment und Simulationen sowohl mit GHEISHA als auch mit CALOR innerhalb der statistischen Fehler miteinander überein. Bei Experiment und Simulatio-

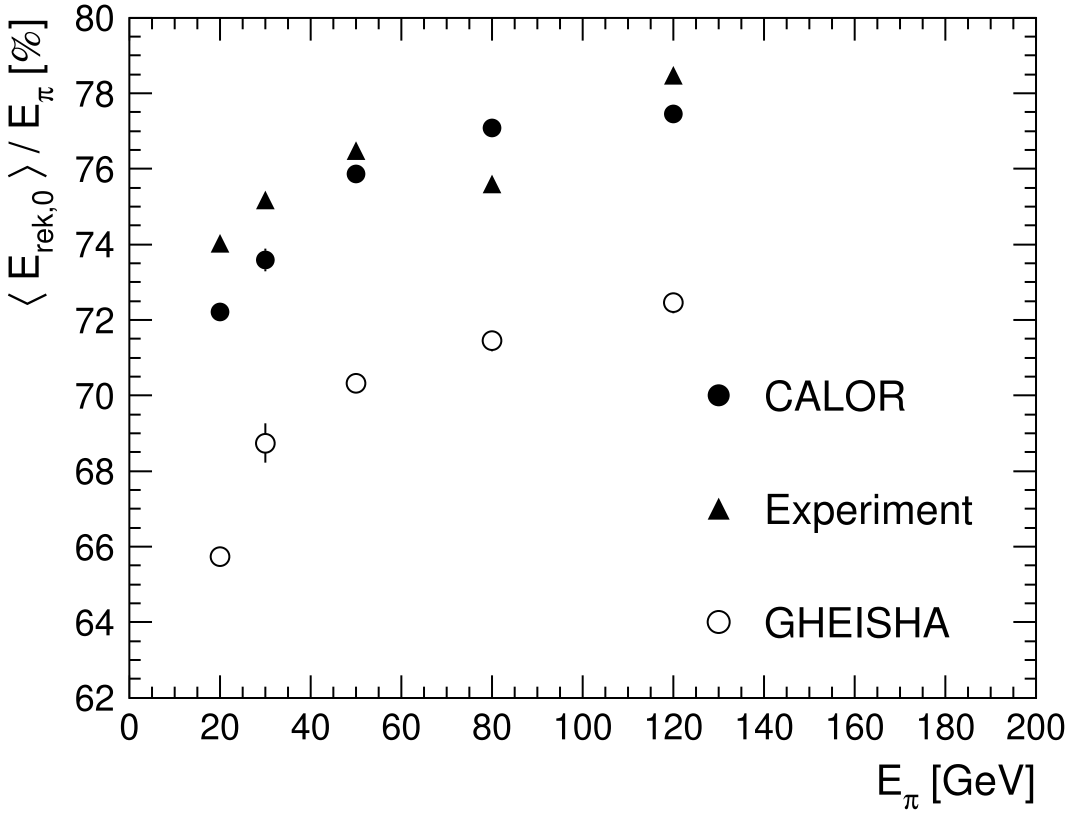


Abbildung 6.7: *Anteil der im Mittel auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie $E_{rek,0}$ an der Primärenergie E_π in Abhängigkeit von E_π. Die Werte ergeben sich bei Einschuß positiv geladener Pionen bei z–Position C, also direkt in FB1H. Die meisten statistischen Fehler sind kleiner als die Symbolgröße.*

nen mit CALOR ist hier eine derartige Übereinstimmung auch bzgl. des Parameters a_3 gegeben. Simulationen mit GHEISHA hingegen liefern für a_3 einen um absolut etwa 3 % größeren Wert. Wie ebenfalls bereits in Abschnitt 2.6.3 erläutert, tragen zu a_3 zum einen Fluktuationen der deponierten Energie durch Leckverluste und zum anderen bei einem von 1 verschiedenen e/h–Verhältnis Fluktuationen des Anteils der in der elektromagnetischen Komponente der Schauer deponierten Energie an der gesamten deponierten Energie bei. Ist der erstgenannte Beitrag $a_{3,Leck}$ und der letztgenannte $a_{3,r_{e/h}\neq 1}$, so gilt

$$a_3{}^2 = a_{3,Leck}{}^2 + a_{3,r_{e/h}\neq 1}{}^2, \tag{6.3}$$

da beide Beiträge als unabhängig voneinander betrachtet werden können. Unter der Annahme, daß $a_{3,Leck}$ sowohl im Experiment als auch in den Simulationen $(5 \pm 1)\%$ beträgt, siehe Abschnitt 6.1, ergeben sich bei nominaler Einschußposition für Experiment und die Simulationsrechnungen die in folgender Tabelle angegeben Werte für $a_{3,r_{e/h}\neq 1}$:

	$a_{3,r_{e/h}\neq 1}$ [%]
Experiment	7,5 ± 0,8
CALOR	6,9 ± 0,9
GHEISHA	10,7 ± 0,8

Aufgrund des zu hohen e/h–Verhältnisses bei Simulationen mit GHEISHA, siehe Ab-

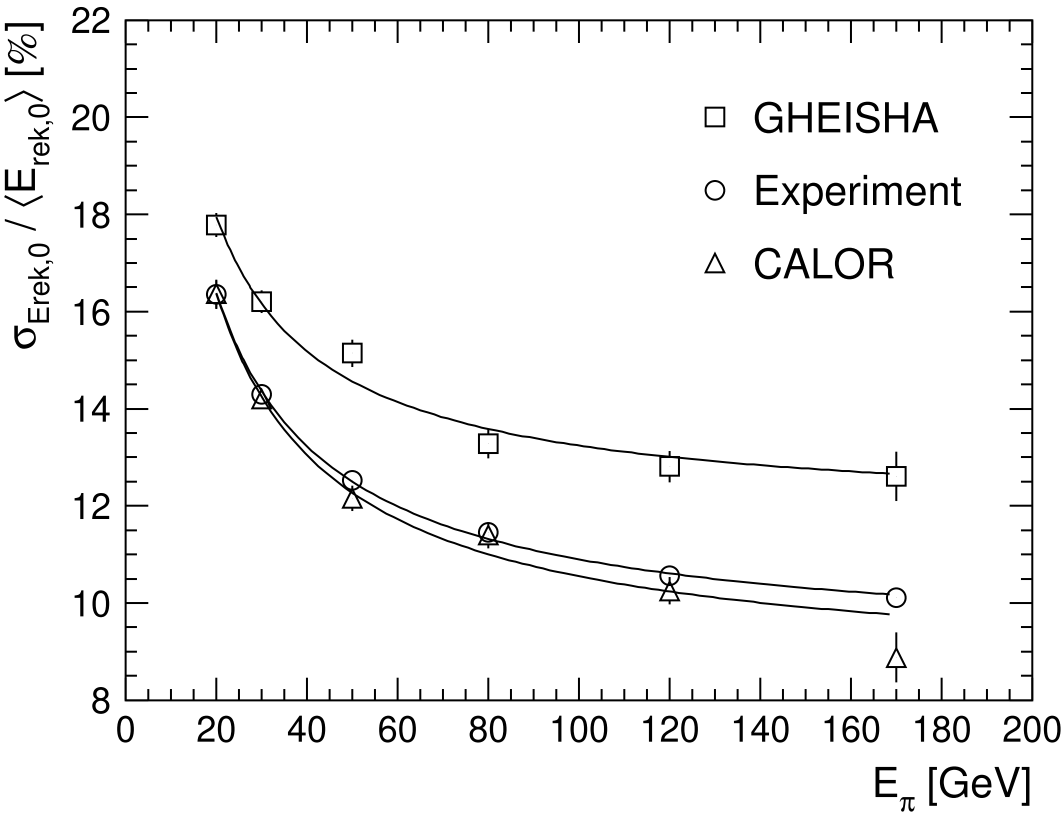


Abbildung 6.8: *Relative Auflösung $\sigma_{E_{rek,0}}/\langle E_{rek,0}\rangle$ der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie in Abhängigkeit von der Primärenergie E_π für Experiment sowie Simulationen mit GHEISHA und CALOR bei nominaler Einschußposition. Die eingezeichneten Kurven sind Parametrisierungen nach Gleichung (2.26).*

schnitt 6.3, ist $a_{3,r_{e/h}\neq 1}$ hier höher als im Experiment und als bei Simulationen mit CALOR.

Weitere Vergleiche der Resultate aus den Simulationen und dem Experiment sowie eine Bewertung der Güte der Simulationsprogramme GHEISHA und CALOR finden sich in Abschnitt 6.3.3.

6.3 Das e/h–Verhältnis und die Schauerzusammensetzung

Das e/h–Verhältnis $r_{e/h}$ läßt sich als einer der freien Parameter einer Parametrisierung der Energieabhängigkeit des e/π–Verhältnisses $r_{e/\pi}$ gemäß den Gleichungen (2.22) und (2.17) bestimmen:

$$r_{e/\pi}(E) = \frac{r_{e/h}}{1 + (r_{e/h} - 1)\left(1 - \left(\frac{E}{E_{S\pi^0}}\right)^{m-1}\right)}. \tag{6.4}$$

Freie Parameter sind hierbei $r_{e/h}$, $E_{S\pi^0}$ und der Exponent $(m-1)$.

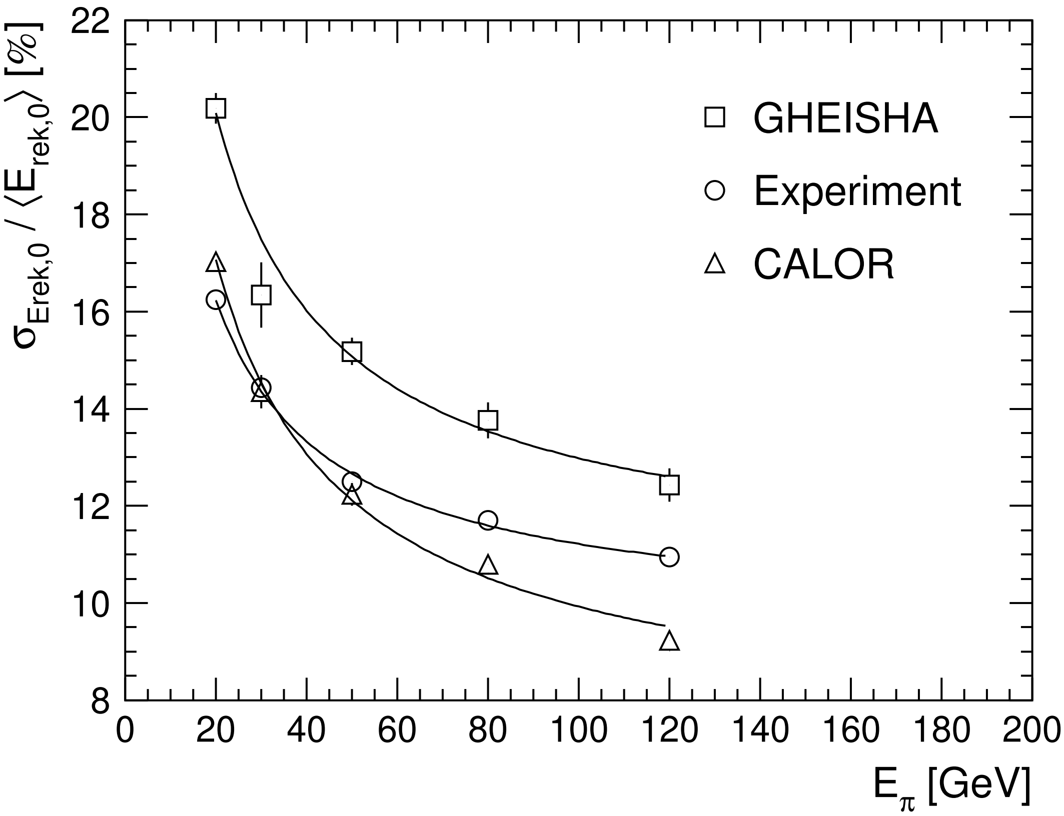


Abbildung 6.9: *Relative Auflösung $\sigma_{E_{rek,0}}/\langle E_{rek,0}\rangle$ der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie in Abhängigkeit von der Primärenergie E_π für Experiment sowie Simulationen mit GHEISHA und CALOR bei Einschuß direkt in FB1H. Die eingezeichneten Kurven sind Parametrisierungen nach Gleichung (2.26).*

6.3.1 Ermittlung der relevanten Meßgrößen

Um den Modellannahmen, auf denen Gleichung (6.4) beruht, gerecht zu werden, ist darauf zu achten, für die Parametrisierung die tatsächlich relevanten Meßgrößen heranzuziehen. Die Größen S_π und S_e aus Gleichung (2.23) sind wie folgt definiert, siehe Abschnitt 2.6.2:

S_π ist das durch pioninduzierte Schauer erzeugte Signal relativ zur gesamten, durch die Pionen deponierten Energie. Das Signal ist hier die auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierte Energie $E_{rek,0,\pi}$. Da das Kalorimeter räumlichen begrenzt ist, kann diese nur mit der durch die Pionen in aktiven Bereichen des Kalorimeters deponierten Energie $E_{dep,\pi}$ skalieren, die stets kleiner ist als die Primärenergie E_π des Pions. Somit gilt:

$$S_\pi = \frac{E_{rek,0,\pi}}{E_{dep,\pi}}. \tag{6.5}$$

Angesichts der Tatsache, daß etwa 89 Prozent der Primärenergie in aktiven Bereichen des Kalorimeters deponiert werden, siehe Abbildung 6.3, wird im folgenden davon ausgegangen, daß die räumliche Ausdehnung des Kalorimeters bereits so groß ist, daß sich S_π in einem größeren Kalorimeter gleicher Bauart nicht mehr wesentlich ändern würde.

S_e ist der durch elektromagnetische Subschauer erzeugte Beitrag $\Delta E_{rek,elm}$ zu $E_{rek,0,\pi}$ relativ zu der in elektromagnetischen Subschauern deponierten Energie $\Delta E_{dep,elm}$:

$$S_e = \frac{\Delta E_{rek,elm}}{\Delta E_{dep,elm}}. \tag{6.6}$$

Aus folgenden Gründen ist es nicht zweckmäßig, S_e als Quotienten aus der bei elektroninduzierten Schauern rekonstruierten Energie $E_{rek,e}$ und der dort deponierten Energie $E_{dep,e}$ aufzufassen.
1.: Wird die Energierekonstruktion ohne Schnitt gegen Rauschen durchgeführt, so ist $E_{rek,e}/E_{dep,e}$ ebenso wie S_e nach Gleichung (6.6) gleich 1. Die Messung von $E_{rek,e}/E_{dep,e}$ ist damit zur Bestimmung von $r_{e/\pi}$ gar nicht erst erforderlich.
2.: Wird die Energierekonstruktion mit einem Schnitt gegen Rauschen durchgeführt, so ist davon auszugehen, daß sich der Schnitt in den elektromagnetischen Subschauern eines pioninduzierten Schauers anders auf $\Delta E_{rek,elm}$ auswirkt als auf die rekonstruierte Energie eines elektroninduzierten Schauers. In ersterem ist die elektromagnetisch deponierte Energie nämlich topologisch anders verteilt als in letzterem und zudem noch von hadronisch deponierter Energie überlagert.

Folglich läßt sich $r_{e/\pi}$ nur wie folgt angeben:

$$r_{e/\pi} = \frac{S_e}{S_\pi} = \frac{E_{dep,\pi}}{E_{rek,0,\pi}} \cdot \frac{\Delta E_{rek,elm}}{\Delta E_{dep,elm}}. \tag{6.7}$$

Der zweite Faktor ist experimentell nicht zugänglich, ist aber bei Rekonstruktion der Energie ohne Schnitt gegen Rauschen gleich 1 und braucht in diesem Fall nicht bestimmt zu werden. Die so verbleibende Abhängigkeit von Simulationsrechnungen ist unvermeidbar aber gering, da aus der Simulation nur die gesamte, in aktiven Bereichen des Kalorimeters deponierte Energie benötigt wird.

Gleichung 6.7 gilt in der angegebenen Form zunächst nur für ein einzelnes Ereignis. In dem Bereich, in dem die Verteilungen der deponierten und rekonstruierten Energien gaußförmig sind, läßt sich der im Mittel über viele Ereignisse geltende Wert gemäß

$$r_{e/\pi} = \frac{\langle E_{dep,\pi} \rangle}{\langle E_{rek,0,\pi} \rangle} \tag{6.8}$$

bestimmen. Denn hier ist davon auszugehen, daß für die Mittelwerte der Gauß–Verteilungen gilt:

$$\left\langle \frac{E_{dep,\pi}}{E_{rek,0,\pi}} \right\rangle = \frac{\langle E_{dep,\pi} \rangle}{\langle E_{rek,0,\pi} \rangle}. \tag{6.9}$$

Die Energieabhängigkeit von $r_{e/\pi}$ läßt sich in Gleichung (6.4) entweder durch die von den Pionen im Mittel in aktiven Bereichen der Kalorimeters deponierte Energie $\langle E_{dep,\pi} \rangle$ oder durch deren Primärenergie E_π beschreiben. Die Wahl hierfür ist ohne Einfluß auf die resultierenden Werte der Anpassungsparameter. Dies ist für die Parameter $r_{e/h}$ und $(m-1)$ offensichtlich, da die Energieabhängigkeit nur relativ zu einer durch $E_{S\pi^0}$ angegeben Skala in Gleichung (6.4) eingeht. Da sich, wie im nächsten Abschnitt gezeigt, $E_{S\pi^0}$ aber nur mit einem relativen Fehler von etwa 80 Prozent bestimmen läßt, wirkt sich der fast energieunabhängige, etwa 11-prozentige Unterschied zwischen E_π und $\langle E_{dep,\pi} \rangle$ auch nicht signifikant auf das Ergebnis für $E_{S\pi^0}$ aus. Für die graphische Darstellung ist $r_{e/\pi}$ in den folgenden Abbildungen gegen die Primärenergie E_π aufgetragen.

Der so aus der Parametrisierung der Energieabhängigkeit des e/π–Verhältnisses resultierende Wert für $r_{e/h}$ entspricht also der Definition in Gleichung (2.22).

6.3.2 Resultat

Die im Mittel in aktiven Bereichen des Kalorimeters deponierte Energie $\langle E_{dep,\pi} \rangle$ kann, wie bereits erwähnt, nur durch Simulationsrechnungen bestimmt werden. Da $\langle E_{dep,\pi} \rangle$ nach GHEISHA etwas größer ist als nach CALOR, siehe Abbildung 6.3, wurde die Anpassung

$E_{dep,\pi}$	$r_{e/h}$	$E_{S\pi^0}$ [GeV]	$m-1$
nach GHEISHA	1,30 ± 0,05	0,67 ± 0,59	–0,078 ± 0,013
nach CALOR	1,23 ± 0,03	0,84 ± 0,77	–0,054 ± 0,016

Tabelle 6.2: *Werte der freien Parameter nach Anpassung von Gleichung (6.4) an die Energieabhängigkeit des experimentell bestimmten e/π–Verhältnisses.*

Programm	$r_{e/h}$	$E_{S\pi^0}$ [GeV]	$m-1$
GHEISHA	1,58 ± 0,11	0,70 ± 0,56	–0,133 ± 0,011
CALOR	1,30 ± 0,05	0,68 ± 0,56	–0,120 ± 0,017

Tabelle 6.3: *Werte der freien Parameter nach Anpassung von Gleichung (6.4) an die Energieabhängigkeit des aus Simulationsrechnungen bestimmten e/π–Verhältnisses.*

der Parametrisierung der Energieabhängigkeit von $r_{e/\pi}$ einmal unter Verwendung der Werte für $\langle E_{dep,\pi}\rangle$ nach GHEISHA und ein anderes mal unter Verwendung der Werte für $\langle E_{dep,\pi}\rangle$ nach CALOR durchgeführt.

In Tabelle 6.2 sind die Werte der Resultate der Anpassung angegeben. Abbildung 6.10a) zeigt die entsprechende graphische Darstellung. Die Unterschiede zwischen den Parametern der Anpassung bei Verwendung der deponierten Energie nach GHEISHA oder nach CALOR sind gering.

Die Schwelle $E_{S\pi^0}$ zur Erzeugung von ungeladenen Pionen läßt sich nur mit einem relativen Fehler von etwa 80 Prozent bestimmen. Die Abbildungen 6.10b) und c) demonstrieren aber, daß die zwei anderen Anpassungsparameter, $r_{e/h}$ und $(m-1)$, nur sehr wenig durch einen stark fehlerbehafteten Wert von $E_{S\pi^0}$ beeinflußt werden. Hier sind deren Werte nach Anpassung in Abhängigkeit vom bei der Anpassung nicht variierten Wert vom $E_{S\pi^0}$ aufgetragen. Es zeigt sich, daß die resultierenden Werte und Fehler von $r_{e/h}$ und $(m-1)$ mit denjenigen aus Tabelle 6.2 übereinstimmen, wenn die Parametrisierung der Energieabhängigkeit des e/π–Verhältnisses mit einem konstanten Wert für $E_{S\pi^0}$ von 0,7 GeV erfolgt.

6.3.3 Vergleich mit Simulationsrechnungen

Auch die nach der Simulation rekonstruierten Energien führen zu einem energieabhängigen e/π–Verhältnis. Somit läßt sich analog zum Experiment ein e/h–Verhältnis bestimmen. Abbildung 6.11 zeigt die Energieabhängigkeit des e/π–Verhältnisses für Simulationen mit GHEISHA und CALOR sowie die Parametrisierungen nach Gleichung (6.4). Zum Vergleich sind auch die experimentell ermittelten Werte aufgetragen. Die Ergebnisse für die angepaßten Parameter $r_{e/h}$, $E_{S\pi^0}$ und $(m-1)$ sind in Tabelle 6.3 angegeben. Man erkennt, daß Simulationsrechnungen mit GHEISHA verglichen mit dem Experiment ein zu großes e/h–Verhältnis liefern, wohingegen der Wert von CALOR innerhalb der Fehler mit dem Experiment übereinstimmt. Bzgl. $E_{S\pi^0}$ gibt es keine Diskrepanzen zwischen Simulation und Experiment. Der Exponent $(m-1)$ resultiert aus beiden Programmen um etwa einen Faktor 2 zu klein.

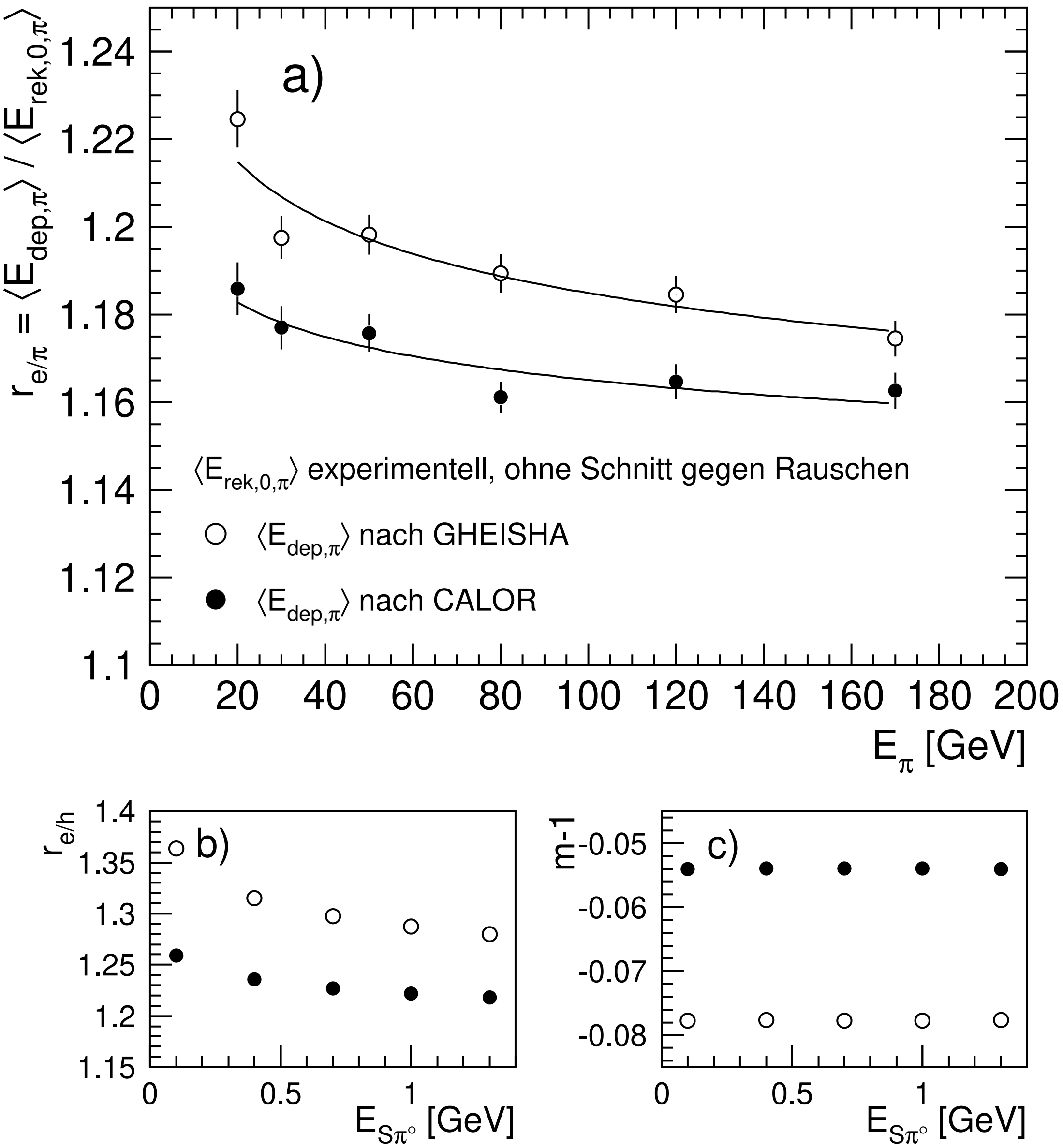


Abbildung 6.10: *a): e/π-Verhältnis $r_{e/\pi}$ in Abhängigkeit von der Primärenergie E_π der Pionen. Die eingezeichneten Kurven sind Parametrisierungen gemäß Gleichung (6.4). b) und c): Abhängigkeit der Anpassungsparameter $r_{e/h}$ und $(m-1)$ von $E_{S\pi^0}$.*

Die hadronische Komponente in Experiment und Simulation

Der allein aus den Simulationsrechnungen zu klein resultierende Wert für $(m-1)$ wird durch eine unabhängige Analyse von Höppner bestätigt ([83]): Bei der Simulation pioninduzierter Schauer im Detektor H1 wurde unter anderem registriert, durch welche Teilchen bei welchem Prozeß wieviel Energie deponiert wird. So läßt sich die Schauerzusammensetzung auf der Basis einzelner Prozesse, also gewissermaßen mikroskopisch, bestimmen.

In Abbildung 6.12 sind einige der Ergebnisse der Analyse der Einzelprozesse dargestellt: Der mittlere Anteil der in der elektromagnetischen Komponente deponierten Energie E_{elm} an der Primärenergie, der mittlere Anteil der in der hadronischen Komponente

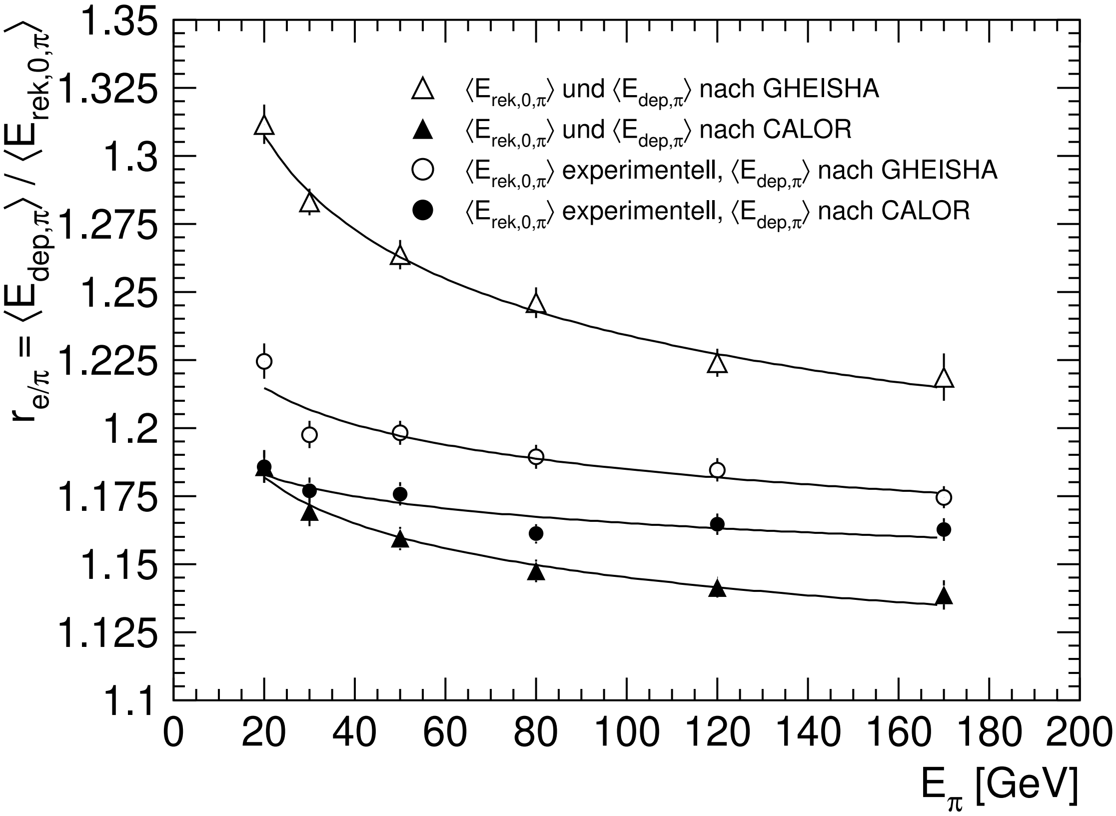


Abbildung 6.11: *a): e/π-Verhältnis $r_{e/\pi}$ in Abhängigkeit von der Primärenergie E_π der Pionen. Die eingezeichneten Kurven sind Parametrisierungen gemäß Gleichung (6.4).*

deponierten Energie $E_{had,mes}$, soweit sie zum meßbaren Signal beiträgt[1] und die Summe der beiden Anteile. Letztere ist proportional zur Energie, die auf der elektromagnetischen Skala rekonstruiert wird. Es fällt auf, daß GHEISHA und CALOR diesbezüglich nur für Primärenergien zwischen 4 und 7 GeV miteinander übereinstimmen. Bei Primärenergien oberhalb von 8 GeV ist die nach Simulationen mit GHEISHA auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierte Energie also hauptsächlich wegen der unterschiedlichen Werte von $E_{had,mes}$ kleiner als nach Simulationen mit CALOR.

Abbildung 6.13 zeigt die aus der Analyse der Einzelprozesse in Simulationen mit GHEISHA und CALOR erhaltene Energieabhängigkeit des Anteils F_{had} der in der hadronischen Schauerkomponente deponierten Energie an gesamten deponierten Energie. Es sei darauf hingewiesen, daß nach Abschnitt 2.4.2 in F_{had} im Gegensatz zu $E_{had,mes}/E_\pi$ auch Bindungs– und Rückstoßverluste eingehen. Zum Vergleich ist F_{had} aufgetragen, wie es sich nach Gleichung (2.16) aus Experiment und Simulation ergibt. Für $E_{S\pi^0}$ und $(m-1)$ wurden die Werte aus Tabelle 6.2 bzw. 6.3 eingesetzt. Die Breite der eingezeichneten Fehlerbänder resultiert zu etwa gleichen Teilen aus den Fehlern der beiden Parameter.

Die Energieabhängigkeit der aus den Einzelprozessen gewonnen Werte von F_{had} wurde für Primärenergien ab 8 GeV durch Anpassung von $E_{S\pi^0}$ und $(m-1)$ nach Gleichung (2.16) parametrisiert. Die resultierenden Werte der Parameter sind in Tabelle 6.4 angegeben. Insbesondere $(m-1)$ stimmt gut mit dem durch Parametrisierung der Energieabhängigkeit des e/π–Verhältnisses allein aus Simulationen erhaltenen Werten überein, vergleiche Tabelle 6.3.

[1] Bindungsenergie– und Rückstoßverluste sind in $E_{had,mes}$ also nicht enthalten.

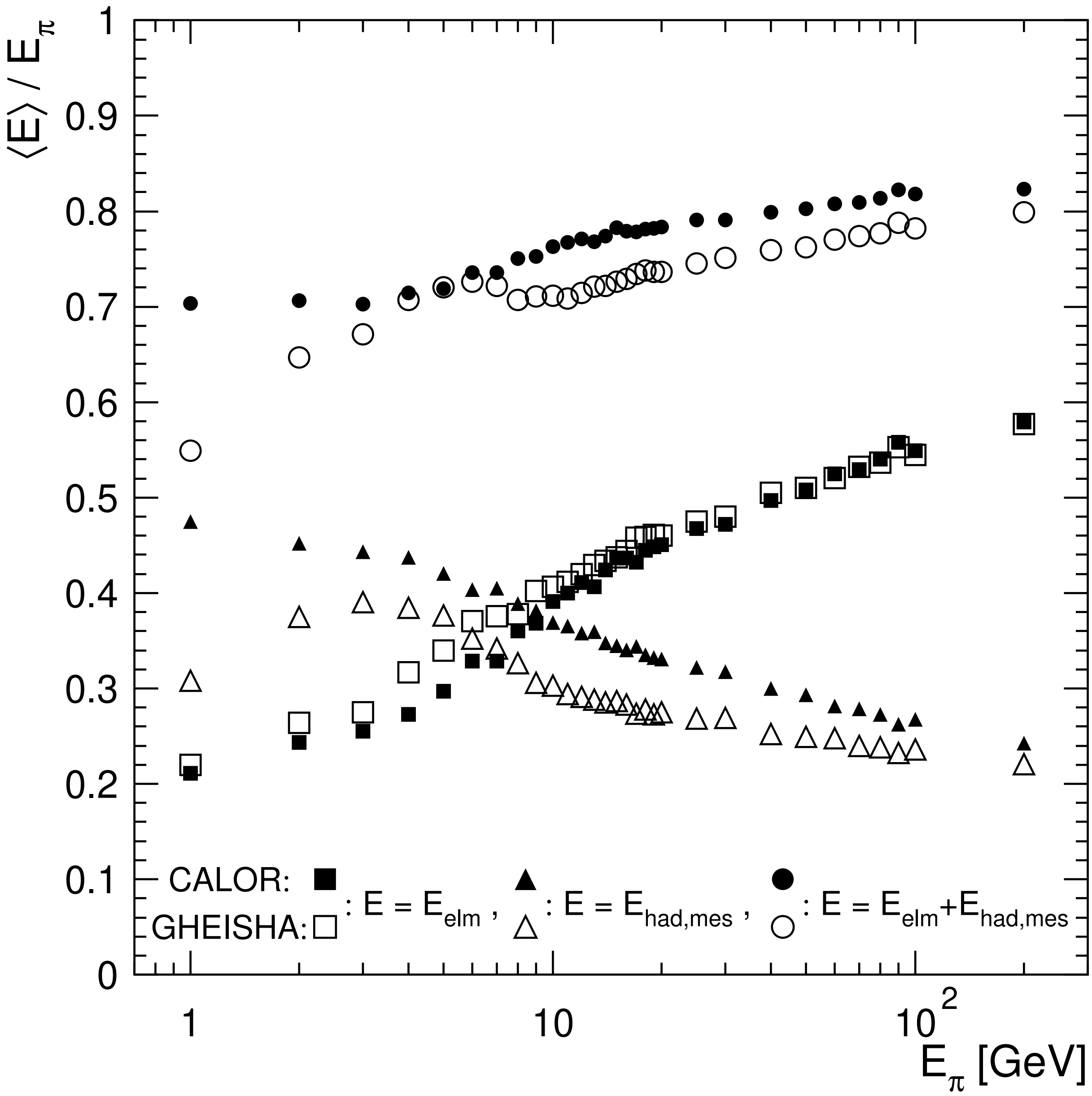
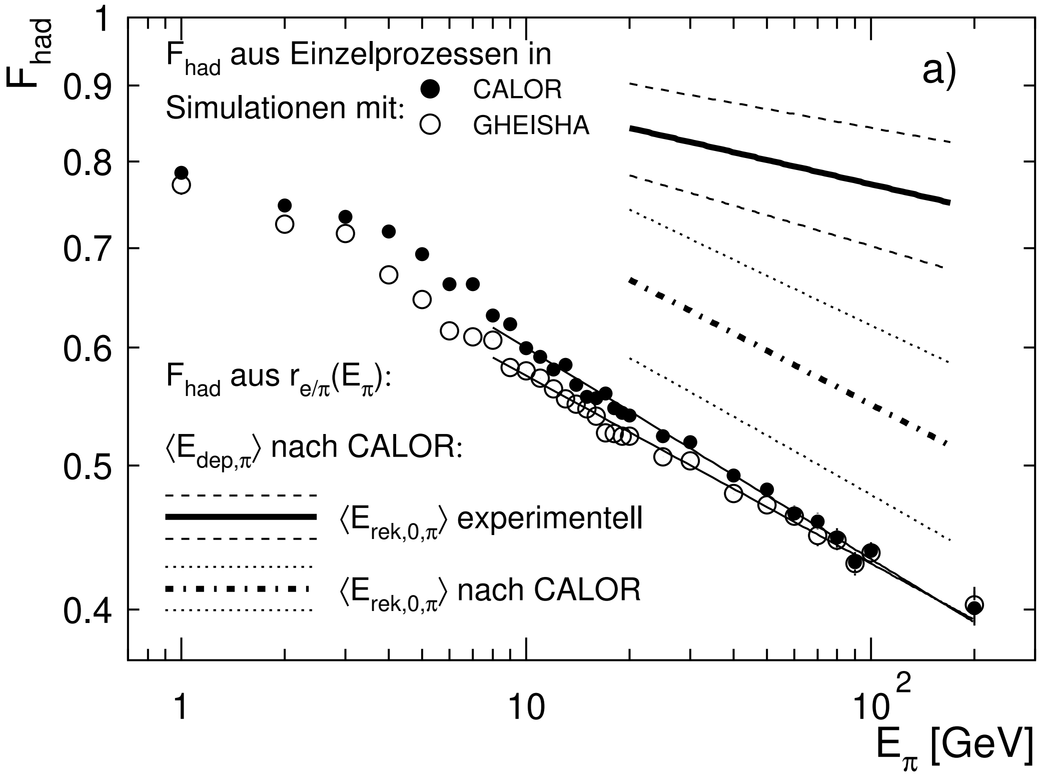


Abbildung 6.12: *Anteile der in verschiedenen Schauerkomponenten deponierten Energie E an der Primärenergie E_π in Abhängigkeit von E_π. Es handelt sich um Ergebnisse auf der Basis der einzelnen, von GHEISHA und CALOR simulierten Prozesse, [83]. Für jeden Wert von E_π wurden 1000 Ereignisse simuliert, so daß die statistischen Fehler kleiner als die Symbole sind.*
E_{elm} bezeichnet die in der elektromagnetischen Komponente deponierte Energie, $E_{had,mes}$ die in der hadronischen Komponente deponierte, soweit sie zum meßbaren Signal beiträgt. Bindungsenergie– und Rückstoßverluste sind in $E_{had,mes}$ also nicht enthalten. $E_{elm} + E_{had,mes}$ ist proportional zur auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie. Diesbezüglich stimmen GHEISHA und CALOR also nur für Primärenergien zwischen 4 und 7 GeV miteinander überein.



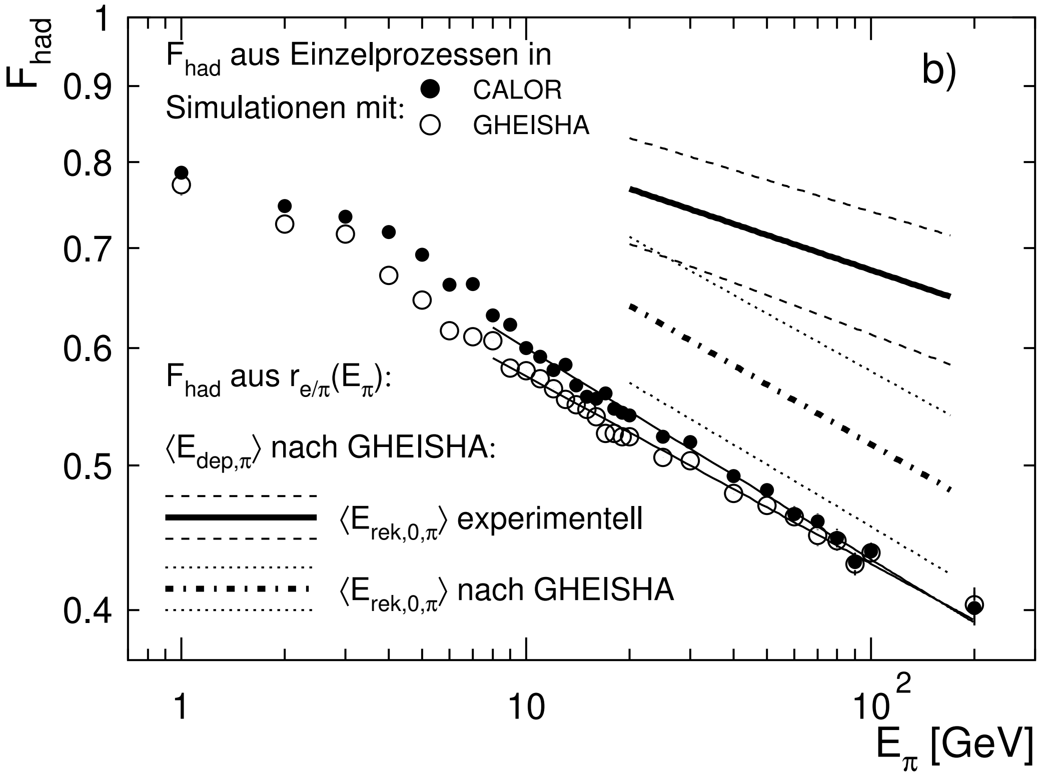


Abbildung 6.13: *Punkte: F_{had} nach Analysen der Einzelprozesse in Simulationen pion-induzierter Schauer im Detektor H1, durchgeführt von Höppner ([83]). a) und b) sind diesbezüglich identisch.*
Zusätzlich eingetragen sind die Werte, die sich nach der Energierekonstruktion aus den Parametrisierungen der Energieabhängigkeit des e/π-Verhältnisses ergeben: Die dünneren Linien markieren die Fehlerbänder um die fetter eingezeichneten Mittelwerte. Hierbei simulationsabhängige Größen nach CALOR (a) und nach GHEISHA (b).

Programm	$E_{S\pi^0}$ [GeV]	$m-1$
GHEISHA	0,123 ± 0,012	–0,126 ± 0,002
CALOR	0,272 ± 0,020	–0,142 ± 0,002

Tabelle 6.4: *Werte der freien Parameter nach Anpassung von Gleichung (2.16) an die Energieabhängigkeit des aus Simulationsrechnungen, siehe [83], bestimmten Anteils F_{had} der hadronisch deponierten Energie.*

Rückschlüsse auf die Güte der Simulation

Liefert ein Simulationsprogramm, wie bei GHEISHA und CALOR der Fall, einen zu kleinen Wert für $(m-1)$, so bedeutet dies nach Gleichung (2.19) bzw. (2.18), daß die Anzahl der Spallationen im Schauer zu schwach mit der Primärenergie steigt. Dies kann nach Gleichung (2.18) an zwei Schwächen des Simulationsprogramms oder auch an einer Kombination aus beiden liegen:
1.: Die Multiplizität n_h geladener Hadronen nach einer einzelnen Spallation ist zu klein.
2.: Der Anteil f_h der in einer einzelnen Spallation zur Produktion geladen Hadronen aufgewandten Energie ist zu klein.

Nach [30] werden Werte für f_h von etwa 0,75 und für n_h von 5 oder etwas mehr favorisiert. Abbildung 6.14 zeigt, daß $(m-1)$ im relevanten Wertebereich sowohl von f_h als auch von n_h stark abhängt. Daher ist es nicht möglich, den Unterschied zwischen Experiment und den Simulationsrechnungen bzgl. des für $(m-1)$ resultierenden Wertes auf einen fehlerhaften Wert von f_h oder n_h zurückzuführen. Da die Werte von $(m-1)$ nach Simulationsrechnungen mit GHEISHA und CALOR aber miteinander übereinstimmen, ist es wahrscheinlich, daß ihnen dieselbe Fehlerquelle zugrundeliegt. Eine genaue Aufklärung des Fehlers ist im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht möglich.

Beim Vergleich von Abbildung 6.6 mit Abbildung 6.7, die die Energieabhängigkeit der Mittelwerte der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie $E_{rek,0}$ relativ zur Primärenergie E_π darstellen, fällt folgendes auf: Nur bei nominaler Einschußposition (Abbildung 6.6), wo die erste inelastische hadronische Wechselwirkung mit π^0–Produktion überwiegend in den Bleikernen der Absorberplatten erfolgt, steigt $\langle E_{rek,0}\rangle/E_\pi$ nach den Simulationen stärker mit der Energie an als nach dem Experiment. Bei Einschuß direkt in FBH (Abbildung 6.7) finden fast alle hadronischen Wechselwirkungen in den Stahl–Absorberplatten statt; hier sind die Werte von $\langle E_{rek,0}\rangle/E_\pi$ vom Experiment zu den Simulationen um jeweils eine in guter Näherung energieunabhängige Konstante verschoben[2], was sich mit unterschiedlichen e/h–Verhältnissen erklären läßt.

Der Verlauf der ersten inelastischen hadronischen Wechselwirkung mit π^0–Produktion ist ausschlaggebend für den Anteil F_{had} der in der hadronischen Schauerkomponente deponierten an der gesamten deponierten Energie. Daher legt die Beobachtung, daß $\langle E_{rek,0}\rangle/E_\pi$ nur bei nominaler Einschußposition nach den Simulationen stärker mit der Energie ansteigt als nach dem Experiment, die Vermutung nahe, daß der Fehler der Simulationsprogramme bzgl. $(m-1)$ nur bei hadronischen Wechselwirkungen in Blei auftritt. Nach [30] wird nämlich eine Materialabhängigkeit von $(m-1)$ erwartet, die eventuell von den Simulationsprogrammen falsch wiedergegeben wird.

Leider ist bei Einschuß direkt in FBH die Bestimmung von $(m-1)$ aus der Ener-

[2] Der Punkt bei 80 GeV aus dem Experiment ist offensichtlich fehlerhaft, wie bereits in Abschnitt 6.2.1 bemerkt.

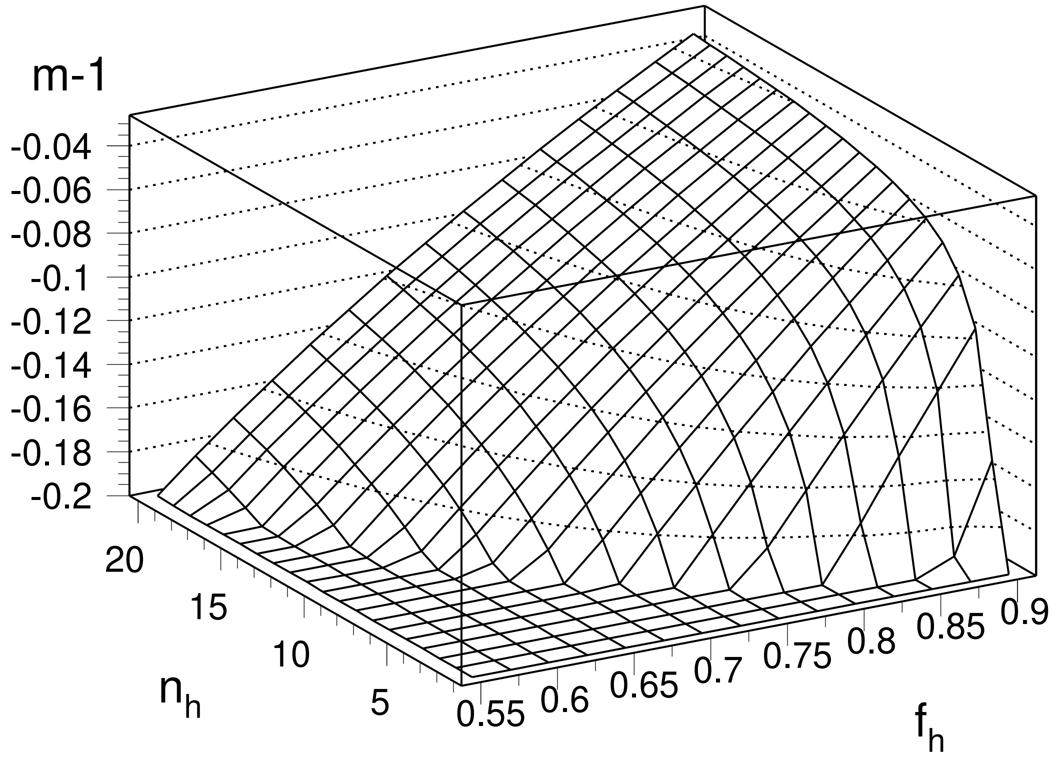


Abbildung 6.14: $(m-1)$ *in Abhängigkeit von f_h und n_h gemäß Gleichung (2.18). Die graphische Darstellung gilt nur in Bereichen, wo $(m-1)$ größer als $-0{,}2$ ist.*

gieabhängigkeit der e/π–Verhältnisses zur Überprüfung dieser Vermutung nicht möglich: Wegen der stärkeren Asymmetrie der Verteilungen der deponierten Energien, vergleiche Abbildung 6.1 und Abbildung 6.2, ist dort die Bestimmung der mittleren deponierten Energien durch das Anpassen von Gauß–Kurven nicht möglich. Auch der Versuch, den Mittelwert der deponierten Energie über alle simulierten Ereignisse heranzuziehen, scheiterte, da sich bei den Ereignissen in den Ausläufern der Verteilungen keine Schauer im Kalorimeter ausbilden, die im Sinne des Modells, das Gleichung (6.4) zugrunde liegt, als typisch zu bezeichnen wären, siehe Abschnitt 2.6.2. Die so nach Gleichung (6.8) resultierenden Werte für $r_{e/\pi}$ sind nicht als sinnvoll zu betrachten.

6.4 Gewichtung der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie

6.4.1 Das von der H1–Kollaboration angewandte Gewichtungsverfahren

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das von der H1–Kollaboration angewandte Verfahren der Signalgewichtung erprobt, was bisher nur auf der Basis von Simulationsrechnungen erfolgte. Das Gewichtungsverfahren wird in [50] ausführlich erläutert. Hier werden daher nur einige wesentliche Aspekte dargestellt.

Ziel der Signalgewichtung

Durch die Gewichtung der in den einzelnen Auslesekanälen auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie soll erreicht werden, daß die nach der Gewichtung rekonstruierte Energie $E_{rek,gew}$ im Mittel gleich der in aktiven Bereichen der Kalorimeters deponierten Energie E_{dep} ist. Zudem sollen die Werte von $E_{rek,gew}$ bei konstanter Primärenergie gaußförmig verteilt sein und die Energieauflösung gegenüber der Rekonstruktion auf der elektromagnetischen Skala verbessert werden.

Cluster–Identifizierung

Dem Gewichtungsverfahren vorgeschaltet ist im H1–Rekonstruktionsprogramm H1REC ein Programmteil, in dem *Cluster* genannte Gruppen von räumlich zusammenhängenden Auslesekanälen identifiziert werden. Die Auslesekanäle in einem Cluster zeichnen sich dadurch aus, daß in ihnen mit hoher Wahrscheinlichkeit die Energie eines einzigen Schauers oder Subschauers deponiert ist und daß das Signal in allen Auslesekanälen signifikant über dem Beitrag des elektronischen Rauschens liegt. Letzteres wird u.a. dadurch sichergestellt, daß nur Auslesekanäle in ein Cluster aufgenommen werden, die nach einem topologischen Schnitt gegen elektronisches Rauschen verbleiben. Dieser besteht aus einem asymmetrischen Schnitt der Höhe $f_\sigma = 4$ auf alle Auslesekanäle gefolgt von einem asymmetrischen Schnitt der Höhe $f_\sigma = 2$ auf die geometrischen Nachbarn der verbleibenden Auslesekanäle, siehe Abschnitt 2.7.2.

Die Gruppierung der Auslesekanäle in Cluster ist bei der Analyse der mit dem Detektor H1 aufgezeichneten Ereignisse nötig, um eine Energierekonstruktion separat für alle, vom Wechselwirkungspunkt aus in unterschiedliche räumliche Bereiche des Kalorimeters eintretende Teilchen oder Jets[3] zu ermöglichen. Der Algorithmus, nach dem die Cluster identifiziert werden, wird in [84] beschrieben. Er basiert auf den in den einzelnen Auslesekanälen auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energien.

Die Cluster eines Ereignisses werden in zwei Klassen eingeteilt: die *elektromagnetischen Cluster*, in denen mit großer Wahrscheinlichkeit hauptsächlich elektromagnetische Schauer Energie deponiert haben, und die *hadronischen Cluster*, von denen angenommen wird, daß sie hadronische Schauerkomponenten enthalten. Die Einteilung erfolgt nach einer Kombination von Kriterien, u.a. die Energiedichteverteilung in den Clustern und die Lage der Cluster im Kalorimeter berücksichtigen, siehe [50].

Es wird davon ausgegangen, daß die in elektromagnetischen Clustern auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierte Energie im Mittel mit der tatsächlich deponierten übereinstimmt. Daher wird das Gewichtungsverfahren nur für die Rekonstruktion der Energie in hadronischen Clustern angewendet.

Im Fall der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten, von geladenen Pionen induzierten Schauer wurde in keinem Ereignis, weder aus dem Experiment noch aus den Simulationen, elektromagnetische Cluster außerhalb von FBE erkannt, auch nicht bei Einschuß der Pionen direkt in FBH. Dies deutet darauf hin, daß die Segmentierung zumindest des FBH–Bereiches des H1–Flüssigargon–Kalorimeters nicht fein genug ist, um elektromagnetische Subschauer nach der oben erwähnten Methode zu erkennen.

[3] Jets, Bündel von Teilchen, sind die Signaturen fragmentierender Quarks und Gluonen, siehe auch Abschnitt 1.1.

Die Gewichtungsfunktion

Die gewichtete Energie e_{gew} in einem Auslesekanal mit Volumen v ergibt sich aus der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie e_0 gemäß der *Gewichtungsfunktion*

$$e_{gew}(e_0, v) = \left(C_1 \cdot e^{-C_2 \cdot \frac{e_0}{v}} + C_3 \right) e_0. \tag{6.10}$$

Die Parameter C_1, C_2 und C_3 sind energieabhängig und C_3 ist zusätzlich abhängig vom Polarwinkel θ, unter dem das Primärteilchen in das Kalorimeter eintritt. Zudem unterscheiden sich die drei Parameter für Auslesekanäle im elektromagnetischen und im hadronischen Teil des Kalorimeters.

C_1 bis C_3 wurden nach Simulation von Jets mit Gesamtenergien E_{jet} von 5 bis 250 GeV bestimmt und deren Energieabhängigkeit wie folgt parametrisiert, siehe [50]:

$$C_i = A_1 \cdot e^{-A_2 E_{jet}} + A_3 + A_4 E_{jet} \tag{6.11}$$

Zur Simulation der hadronischen Schauer wurde H1SIM mit GHEISHA für die hadronischen Schauerkomponenten benutzt. Die Jets wurden am Wechselwirkungspunkt im Detektor H1 unter 5 verschiedenen Polarwinkeln gestartet. Einer der Winkel entspricht mit 34,3° in guter Näherung dem Einschußwinkel von 33,73°, der im hier analysierten Teststrahlexperiment realisiert war. Die nach [50] bei einem Polarwinkel von 34,3° geltenden Parametrisierungen der Gewichtungsfunktionen wurden beim Test der Signalgewichtung verwendet[4].

Wegen der Energieabhängigkeit der Parameter in Gleichung (6.10) erfolgt die Energierekonstruktion mit Signalgewichtung iterativ. Ausgehend vom Wert, der sich auf der elektromagnetischen Skala ergibt, werden E_{jet} und daraus die Parameter C_1 bis C_3 der Gewichtungsfunktion nach jedem Iterationsschritt neu berechnet. Zur Bestimmung von E_{jet} wird ein imaginärer Konus vom Wechselwirkungspunkt aus in das Kalorimeter gelegt, dessen Achse und Öffnungswinkel nach einem in [85] dargestellten Verfahren individuell für jeden Iterationsschritt optimiert werden. E_{jet} ergibt sich als die Summe der Energien in den Clustern, deren Schwerpunkte sich in diesem Konus befinden. Ein derartiger Konus hat typischerweise einen Öffnungswinkel von 10°.

Da die Bestimmung der Gewichtungsfunktionen für Schauer erfolgte, die von Jets induziert werden, ist die Verwendbarkeit für Pionen a priori nicht gegeben. Im Fall der Jets kommt es nämlich zu einer Überlagerung mehrerer Schauer von Teilchen niedrigerer Primärenergie. Daher ist das Verhältnis der in der hadronischen Komponente deponierten Energie zu der in der elektromagnetischen Komponente deponierten bei Jets größer als bei Pionen, siehe Abschnitt 2.4.2.

Der Einfluß der elektromagnetischen Skala

Nach den Angaben in [50] skalieren die Parameter C_1 und C_3 in Gleichung 6.10 mit der elektromagnetischen Skala; C_2 hingegen sei unabhängig von der elektromagnetischen Skala. Die Energierekonstruktion mit Signalgewichtung wurde daher auf verschiedene Art und Weise erprobt: zunächst so, wie sie von der H1–Kollaboration durchgeführt wird, also mit der elektromagnetischen Skala für FBH nach [79], siehe auch Abschnitt 5.2.2, im folgenden auch kurz als *alte elektromagnetische Skala* bezeichnet, und den Parametern C_1 und C_3 nach [50].

[4] Auf die standardmäßig im Rekonstruktionsprogramm H1REC aktivierte lineare Interpolation von C_3 in θ wurde verzichtet.

Dann wurde aber für FBH auch die im Rahmen dieser Arbeit experimentell bestimmte *neue elektromagnetische Skala* benutzt, auf der die in FBH rekonstruierten Energien 8,4 Prozent höher sind als auf der alten elektromagnetischen Skala, siehe Abschnitt 5.2.4. Um den Einfluß der elektromagnetischen Skala zu untersuchen, wurden mit der neuen elektromagnetischen Skala zum einen die Standard–Gewichtungsfunktionen benutzt und zum anderen wurde die Gewichtungsfunktion für FBH modifiziert, indem die Parameter C_1 und C_3 jeweils um 8,4 Prozent gegenüber den nach Gleichung (6.11) berechneten Werten reduziert wurden.

6.4.2 Resultate

Hier werden zunächst die Resultate dargestellt. Sie werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

Die Abbildungen 6.15 bis 6.17 zeigen die Verteilungen der nach Signalgewichtung bei nominaler Einschußposition rekonstruierten Energie für Experiment und Simulationsrechnungen mit GHEISHA und CALOR. Innerhalb eines Intervalls von ± 2 Standardabweichungen um die Maxima lassen sich die in den Abbildungen 6.15 bis 6.17 dargestellten Verteilungen durch Gauß–Kurven parametrisieren. Dabei werden 82 bis 91 Prozent der Ereignisse berücksichtigt. Abbildung 6.18 zeigt die Mittelwerte der so an die Verteilungen angepaßten Gauß–Kurven relativ zur Primärenergie E_π in Abhängigkeit von E_π.

Der Übergang von der alten zur neuen elektromagnetischen Skala für FBH wirkt sich nur unwesentlich auf die nach den Simulationsrechnungen auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie aus. Dies liegt daran, daß durch die Erhöhung von c_{exp} nur die Stärke des überlagerten Rauschens und die Schwellen für den Schnitt gegen das Rauschen um 8,4 Prozent erhöht werden. Die für $E_{rek,0}$ wesentlichere Konstante c_{sim} hingegen bleibt unverändert. Es zeigte sich, daß es ausreicht, zur Untersuchung der Signalgewichtung nach Simulationen die Ergebnisse mit dem neuen Wert von c_{exp}^{FBH} heranzuziehen, da hier die Ergebnisse mit alter und neuer elektromagnetischer Skala für FBH bis auf Unterschiede im Promille–Bereich oder darunter miteinander übereinstimmen.

Die resultierenden relativen Energieauflösungen $\sigma_{E_{rek,gew}}/\langle E_{rek,gew}\rangle$ sind in Abbildung 6.19 dargestellt. Die eingezeichneten Linien stellen Parametrisierungen nach Gleichung (2.26) dar. Hierbei war der Parameter a_2 stets mit null verträglich, so daß der entsprechende Term nicht berücksichtigt zu werden brauchte. Die Werte der Parameter a_1 und a_3 sind in Tabelle 6.5 angegeben.

6.4.3 Diskussion der Ergebnisse

Folgende Beobachtungen sind beim Vergleich der in Abbildung 6.18 dargestellten Mittelwerte der mit Signalgewichtung rekonstruierten Energie relativ zur Primärenergie und der in Abbildung 6.19 dargestellten relativen Auflösungen festzuhalten. An dieser Stelle sei noch einmal erwähnt, daß es ein Ziel der Signalgewichtung ist, daß die im Mittel rekonstruierte Energie gleich der deponierten ist. Letztere ist nur mit Hilfe von Simulationsrechnungen zu ermitteln. Diesbezüglich stimmen GHEISHA und CALOR, wie ebenfalls in Abbildung 6.18 ersichtlich, innerhalb von etwa 2 Prozent miteinander überein. Um eine eventuell zu starke Fixierung auf eines der Simulationsprogramme zu vermeiden, wird eine Übereinstimmung der rekonstruierten Energie innerhalb von ± 2 Prozent um den Mittelwert der deponierten Energie nach GHEISHA und CALOR als zufriedenstellend betrachtet.

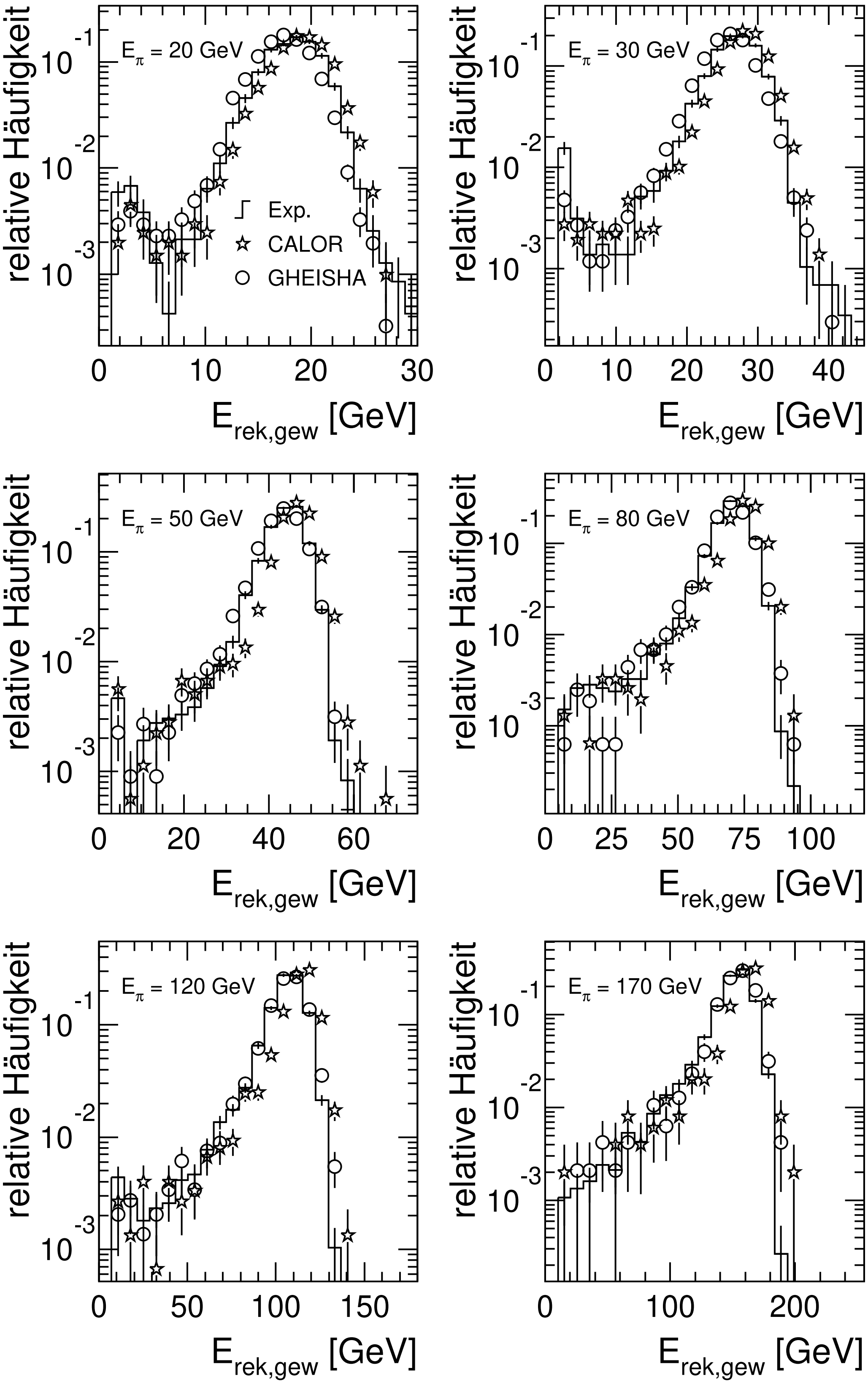


Abbildung 6.15: *Verteilungen der bei Einschuß positiv geladener Pionen mit Primärenergien E_π von 20, 30, 50, 80, 120 und 170 GeV in nominaler Einschußposition mit der Standard–Gewichtungsfunktion und der alten elektromagnetischen Skala für FBH rekonstruierten Energie $E_{rek,0}$ aus dem Experiment (Stufenlinien) und nach Simulationen mit GHEISHA (Kreise) und CALOR (Sterne).*

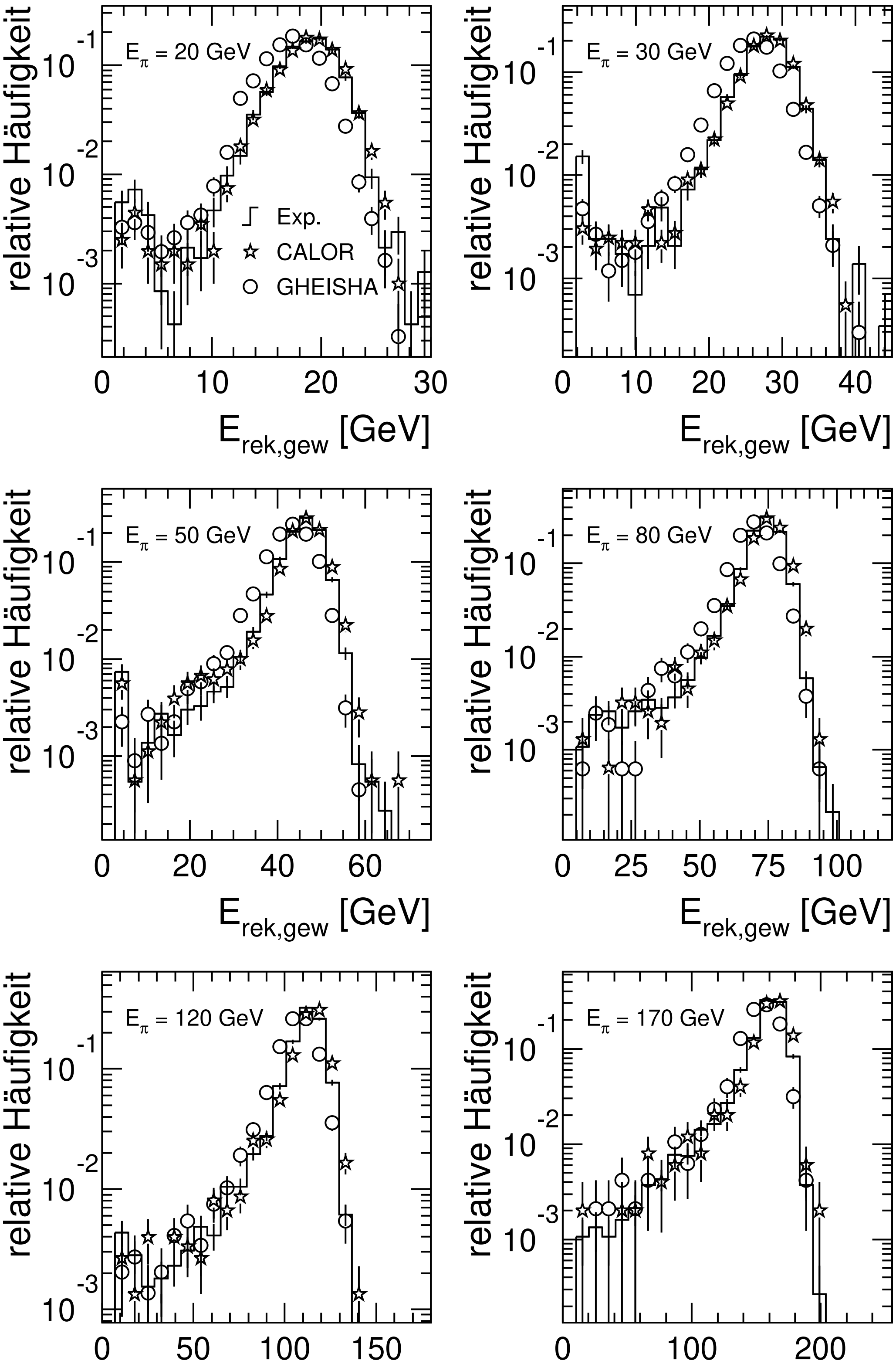


Abbildung 6.16: *Verteilungen der bei Einschuß positiv geladener Pionen mit Primärenergien E_π von 20, 30, 50, 80, 120 und 170 GeV in nominaler Einschußposition mit der Standard–Gewichtungsfunktion und der neuen elektromagnetischen Skala für FBH rekonstruierten Energie $E_{rek,0}$ aus dem Experiment (Stufenlinien) und nach Simulationen mit GHEISHA (Kreise) und CALOR (Sterne).*

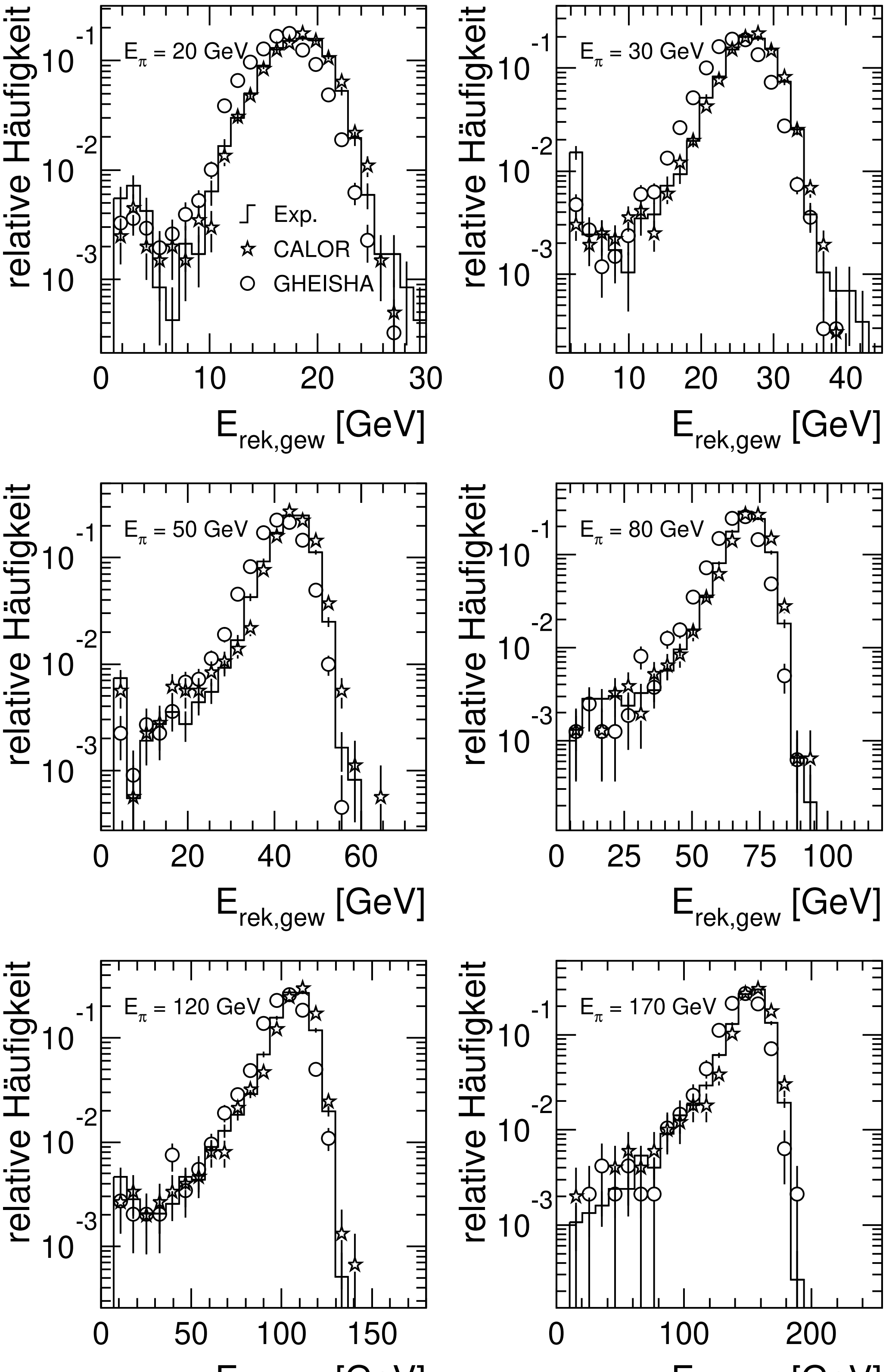


Abbildung 6.17: *Verteilungen der bei Einschuß positiv geladener Pionen mit Primärenergien E_π von 20, 30, 50, 80, 120 und 170 GeV in nominaler Einschußposition mit der modifizierten Gewichtungsfunktion und der neuen elektromagnetischen Skala für FBH rekonstruierten Energie $E_{rek,0}$ aus dem Experiment (Stufenlinien) und nach Simulationen mit GHEISHA (Kreise) und CALOR (Sterne).*

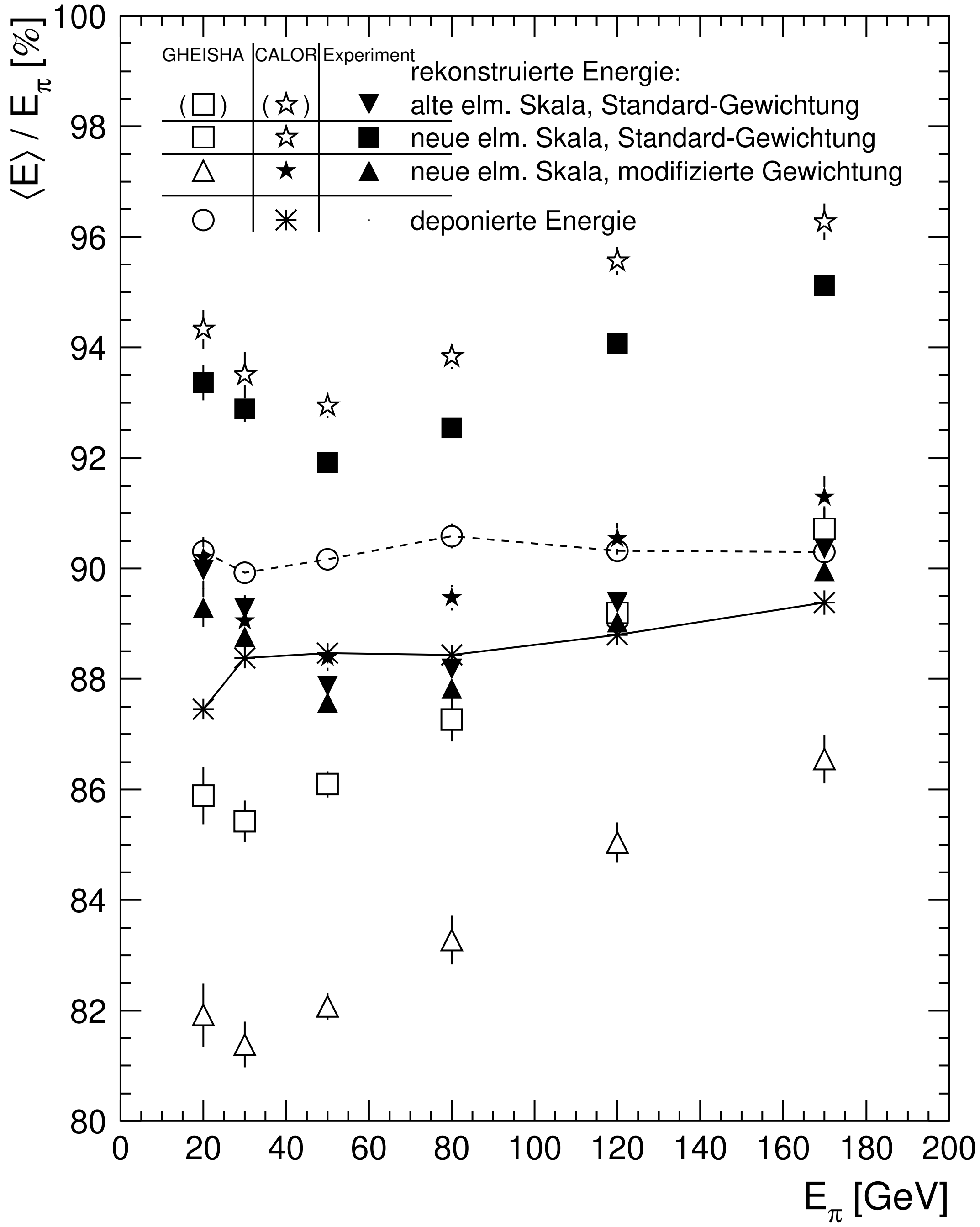


Abbildung 6.18: *Anteil der im Mittel nach Signalgewichtung rekonstruierten Energie an der Primärenergie E_π in Abhängigkeit von E_π. Mit durchgezogenen (unterbrochenen) Linien verbunden sind die entsprechenden Punkte für die deponierte Energie nach CALOR (GHEISHA) eingetragen. Diese Werte sollten bei optimaler Signalgewichtung auch für die rekonstruierten Energien resultieren.*

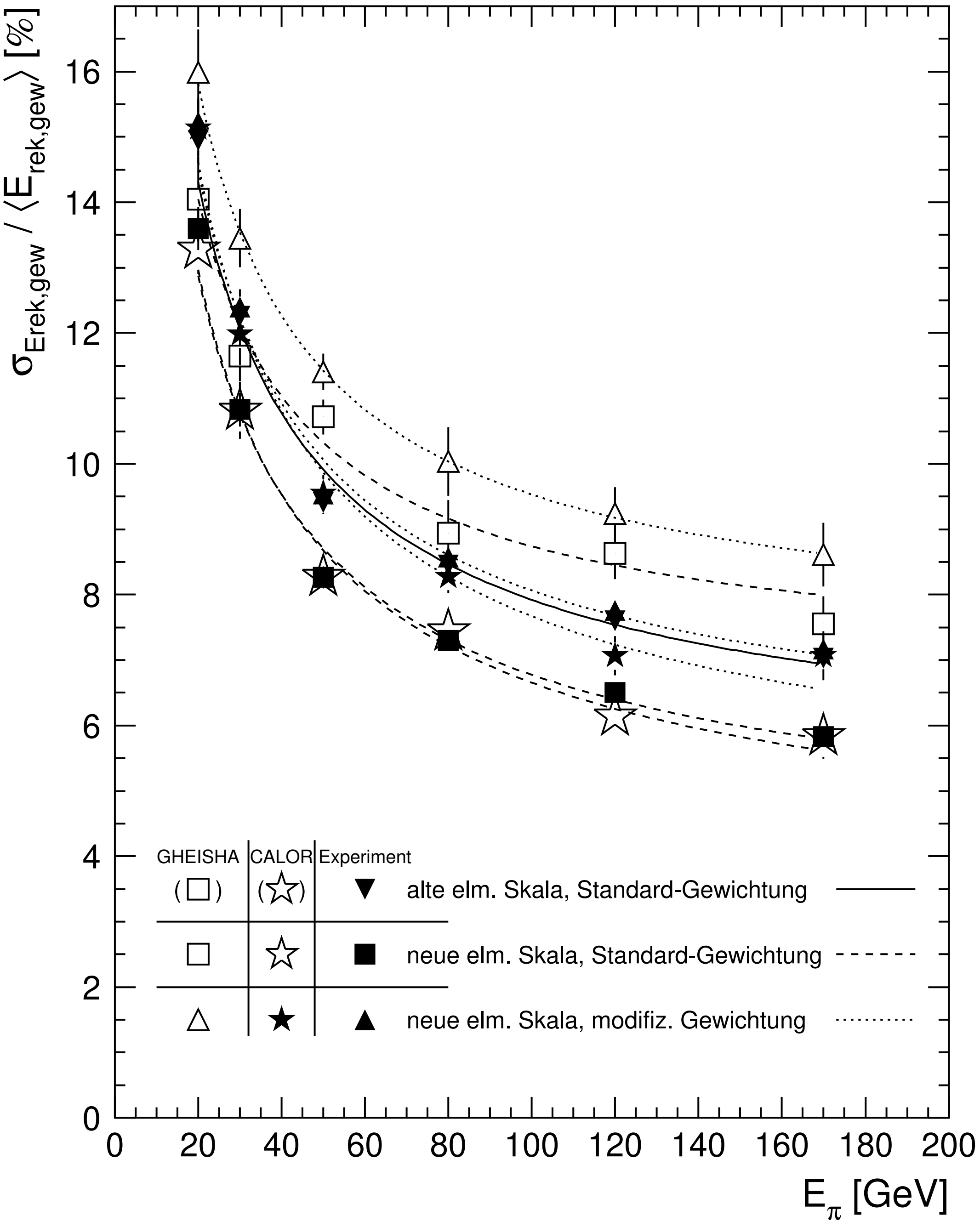


Abbildung 6.19: *Relative Auflösung $\sigma_{E_{rek,gew}}/\langle E_{rek,gew}\rangle$ der nach Signalgewichtung rekonstruierten Energie in Abhängigkeit von der Primärenergie E_π. Die eingezeichneten Linien sind Parametrisierungen nach Gleichung (2.26).*
Die Punkte für das Experiment und die alte elektromagnetische Skala und Standard–Gewichtung (ausgefüllte Dreiecke mit Spitze nach unten) sowie diejenigen für die neue elektromagnetische Skala und modifizierte Gewichtung (ausgefüllte Dreiecke mit Spitze nach oben) liegen in der Regel übereinander und bilden dadurch einen sechszackigen Stern. Hiermit fallen bei manchen Energien auch die Punkte für Simulationen mit CALOR und Rekonstruktion mit der neuen elektromagnetischen Skala und der modifizierten Gewichtung (ausgefüllte fünfzackige Sterne) zusammen, wodurch bei $E_\pi = 170$ GeV das zehnzackige Gebilde entsteht.

	elm. Skala für FBH	Gewichtung	a_1 $\left[\% \cdot \sqrt{\mathrm{GeV}}\right]$	a_3 $[\%]$
Experiment	alt	Standard	59,6 ± 1,3	5,2 ± 0,2
CALOR	neu (wie alt)	Standard	55,6 ± 1,6	3,6 ± 0,4
GHEISHA	neu (wie alt)	Standard	55,0 ± 2,7	6,8 ± 0,4
Experiment	neu	Standard	54,7 ± 1,1	4,0 ± 0,2
Experiment	neu	modifiziert	60,2 ± 1,3	5,4 ± 0,2
CALOR	neu	modifiziert	62,1 ± 1,9	4,5 ± 0,4
GHEISHA	neu	modifiziert	63,0 ± 2,8	7,1 ± 0,5

Tabelle 6.5: *Werte der Parameter a_1 und a_3 für die Parametrisierung der relativen Auflösung der mit Signalgewichtung rekonstruierten Energie nach Gleichung (2.26) bei Einschuß geladener Pionen in nominaler Einschußposition.*

- Alte elektromagnetische Skala und Standard–Gewichtungsfunktion für FBH:
  - Experiment:
    Die rekonstruierte Energie stimmt im Mittel gut mit der deponierten überein (Dreiecke mit Spitze nach unten in Abbildung 6.18), d.h. die Standard–Gewichtung liefert mit der alten elektromagnetischen Skala für FBH bzgl. $\langle E_{rek,gew}\rangle$ ein zufriedenstellendes Ergebnis.
  - CALOR:
    Die rekonstruierte Energie liegt deutlich zu hoch. Die relative Auflösung ist sowohl bzgl. a_1 als auch bzgl. a_3 signifikant besser als im Experiment, siehe auch Tabelle 6.5.
  - GHEISHA:
    $\langle E_{rek,gew}\rangle$ ist von 20 GeV bis 50 GeV zu tief, dann stimmt die rekonstruierte Energie zunehmend besser mit der deponierten überein. Die schlechte Übereinstimmung wird zunächst nicht erwartet, da die Parameter der Gewichtungsfunktionen mit GHEISHA bestimmt wurden. Aber es wurden Jets mit Teilchen niedriger Energie simuliert und z.B. für Pionen mit Energien zwischen 3,7 GeV und 7 GeV stimmt die nach Simulationen mit GHEISHA auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierte Energie $E_{rek,0}$ mit einem früheren Teststrahl–Experiment überein, siehe [86][5]. Wie Abbildung 6.12 zeigt, stimmen für diese niedrigen Primärenergien die sichtbaren und damit auch die auf der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energien bei GHEISHA und CALOR miteinander überein. Oberhalb von 10 GeV ist die sichtbare Energie nach GHEISHA aber deutlich zu niedrig und nähert sich dann nur sehr langsam wieder den Werten, die CALOR liefert, siehe Abbildung 6.12. Dieses Verhalten wirkt sich natürlich auch auf die für Pionen nach Gewichtung rekonstruierte Energie aus. Die relative Auflösung dagegen stimmt für die niedrigeren Energien mit den Werten aus dem Experiment überein, ist bei den höheren aber etwas schlechter.

[5] Insbesondere bei 3,7 GeV wird der überwiegende Teil der Primärenergie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert, wo auch in früherern Teststrahl–Experimenten mit der richtigen elektromagnetischen Skala rekonstruiert wurde.

- Neue elektromagnetische Skala und Standard–Gewichtungsfunktion für FBH:
  - Simulationen:
    Wie bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt, ist der Einfluß der Änderung der elektromagnetischen Skala auf die nach Simulationen rekonstruierte Energie vernachlässigbar.
  - Experiment:
    $\langle E_{rek,gew} \rangle$ verschiebt sich gegenüber der Rekonstruktion mit der alten elektromagnetischen Skala für FBH nach oben und nähert sich bis auf etwa 1 Prozent dem Ergebnis aus CALOR an. Auch die relative Auflösung stimmt so sehr gut mit der nach CALOR erhaltenen überein.
- Neue elektromagnetische Skala und modifizierte Gewichtungsfunktion für FBH:
  - Experiment und CALOR:
    In beiden Fällen stimmen nun $\langle E_{rek,gew} \rangle$ und $\langle E_{dep} \rangle$ gut miteinander überein. Leider verschlechtert sich die relative Auflösung wieder auf das Maß, das im Experiment bereits mit der alten elektromagnetischen Skala und den Standard–Gewichtungsfunktionen für FBH erreicht wurde. Bemerkenswert ist aber wieder die gute Übereinstimmung von CALOR mit dem Experiment.
  - GHEISHA, nur der Vollständigkeit halber, da hier keine Verbesserung erwartet wird:
    $\langle E_{rek} \rangle$ liegt nun bei allen Primärenergien um 3 bis 7 Prozent zu tief. Die relative Auflösung verschlechtert sich im Vergleich mit den bei der Standard–Gewichtung erhaltenen Werten insbesondere bei den niedrigeren Primärenergien.

6.4.4 Konsequenzen für die Energierekonstruktion bei H1

Mit der alten elektromagnetischen Skala und der Standard–Gewichtungsfunktion für FBH stimmt die aus dem Experiment rekonstruierte Energie im Mittel gut mit der deponierten überein, so daß diesbezüglich keine Änderung des Rekonstruktionsverfahrens erforderlich ist.

Die Diskrepanz zwischen deponierter und mit Standard–Gewichtung rekonstruierter Energie nach Simulation von Pionen mit GHEISHA ist für H1 nicht relevant, da hier in der Regel die Energien von Jets zu messen sind, wobei es wegen der niedrigeren Energie der einzelnen, im Jet enthaltenen Teilchen, wie in [50] gezeigt, nicht zu solchen Diskrepanzen kommt.

Eine eventuelle Verwendung von CALOR im Simulationsprogramm H1SIM für den H1–Detektor erfordert eine Modifizierung des Gewichtungsverfahrens. Die in [50] angegebene Modifizierung der Gewichtungsparameter aufgrund der geänderten elektromagnetischen Skala für FBH allein liefert zwar – ebenso wie im Experiment – einen mit der deponierten Energie wesentlich besser verträglichen Mittelwert der rekonstruierten Energie, macht aber die durch die neue elektromagnetische Skala mögliche Verbesserung der Energieauflösung wieder zunichte.

Eine vollständige Neuentwicklung des Gewichtungsverfahrens auf der Basis von Simulationen mit CALOR läßt eine Verbesserung der Auflösung erwarten, da die bisherige Methode offensichtlich nicht effektiv genug bei der Unterscheidung zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauerkomponenten ist.

Kapitel 7

Einfluß des Spalts zwischen azimutal benachbarten Modulen

In Abbildung 3.11 erkennt man zwischen den oberen und unteren Modulen einen Spalt, der im Kryostaten mit Flüssigargon aufgefüllt wird. Seine Breite beträgt zwischen den FBE–Modulen 8 mm. Zusammen mit den 4 mm breiten, nicht ausgelesenen Rändern der Absorberplatten, siehe Abschnitt 3.3.3 und Abschnitt 3.3.4, und den 3 mm dicken Seitenplatten der Stahlrahmen der FBE–Module bildet er den Bereich, der im folgenden als *ϕ–Spalt* bezeichnet wird.

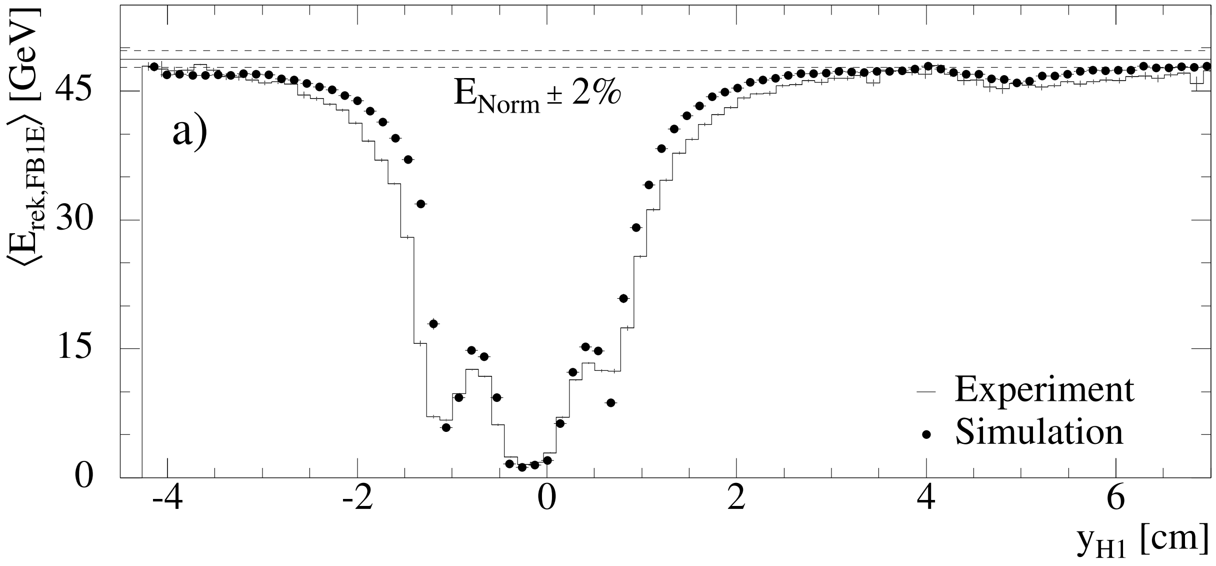
Der ϕ–Spalt stellt eine bedeutende Quelle für Inhomogenitäten des Kalorimeter–Signals dar. Sein Einfluß auf die Energierekonstruktion wird in diesem Kapitel dargestellt, zunächst mit Elektronen und anschließend mit geladenen Pionen als Primärteilchen, wobei jeweils die Ergebnisse aus dem Experiment und aus Simulationsrechnungen miteinander verglichen werden.

Diese Vergleiche dienen dazu, festzustellen, ob die Geometrie auch im Bereich des ϕ–Spalts im Simulationsprogramm realistisch genug beschrieben wird, damit die Simulationsrechnungen die im Experiment beobachtete Abhängigkeit des Kalorimetersignals von der Einschußposition wiedergeben können. Da im Detektor H1 die Vormaterialverteilung nicht mit derjenigen im Teststrahl–Experiment übereinstimmt und außerdem ein Magnetfeld von 1,2 Tesla Stärke herrscht, lassen sich die Resultate aus dem Teststrahl–Experiment nicht direkt auf den Detektor H1 übertragen. Es bedarf als weiterer Studien mit Simulationen von Schauern in Detektor H1, um dort geltende Aussagen über das Signalverhalten im Bereich des ϕ–Spalts machen zu können.

7.1 Elektronenergie–Rekonstruktion im Bereich des ϕ–Spalts

Untersuchungen zur Rekonstruktion der Energie von Elektronen im Bereich des ϕ–Spalts wurden von Hütte durchgeführt, siehe [33]. Abbildung 7.1 zeigt exemplarisch für eine Primärenergie von 50 GeV die in FB1E und die in FBH nach Experiment und Simulation im Mittel rekonstruierte Energie $\langle E_{rek,FB1E}\rangle$ bzw. $\langle E_{rek,FBH}\rangle$ in Abhängigkeit von der y_{H1}–Koordinate, siehe Abbildung 3.11, der Einschußposition. Bei der Energierekonstruktion wurde ein symmetrischer Schnitt gegen elektronisches Rauschen der Höhe $f_\sigma = 3$ durchgeführt.

In Abbildung 7.1 liest man ab, daß es bei Einschuß zwischen $y_{H1} \simeq -3$ cm und $y_{H1} \simeq 2{,}5$ cm in FB1E zu einem Signalverlust gegenüber der nominalen Einschußposition von mehr als 2 Prozent kommt. Dieser wird durch das Signal in FBH nicht vollständig aus-



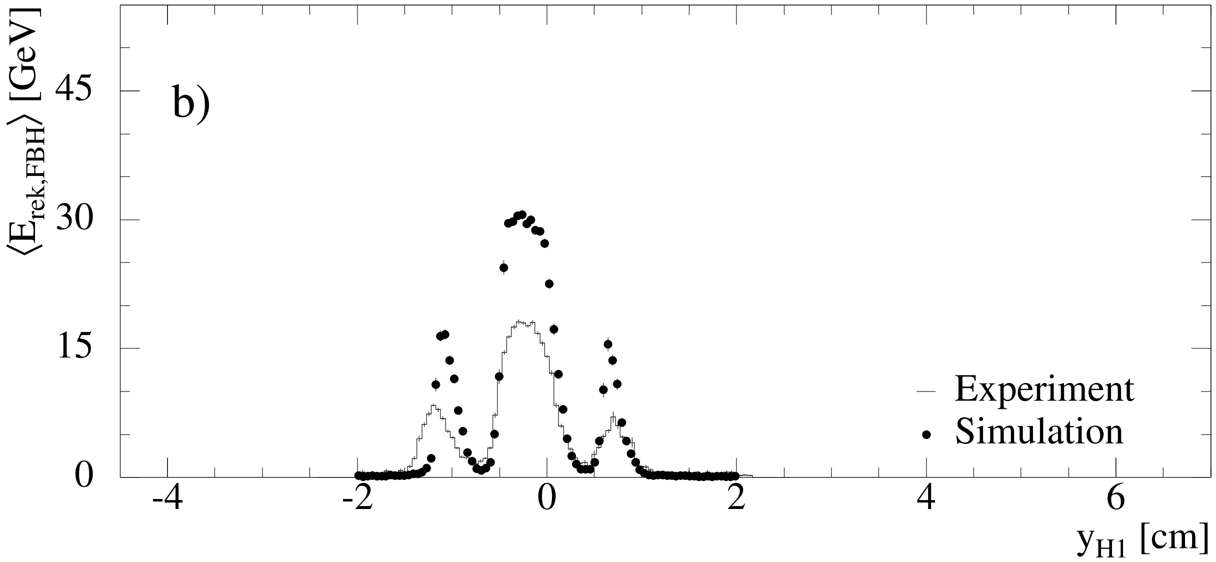


Abbildung 7.1: *Im Bereich des ϕ–Spalts in FB1E (a) und die in FBH (b) nach Experiment und Simulation im Mittel rekonstruierte Energie $\langle E_{rek,FB1E}\rangle$ bzw. $\langle E_{rek,FBH}\rangle$ in Abhängigkeit von der y_{H1}–Koordinate der Einschußposition, nach [33]. Die Primärteilchen sind Elektronen mit einer Energie von 50 GeV. Die Mitte des Spalts zwischen dem oberen und dem unteren FB1E–Modul liegt genau bei $y_{H1} = 0$. In (a) ist zudem, mit E_{Norm} bezeichnet, der Mittelwert der bei nominaler Einschußposition, also bei $y_{H1} = -18{,}1$ cm, rekonstruierten Energie mit einem Toleranzband von ± 2 Prozent eingetragen.*

geglichen. Die Art der Abhängigkeit der rekonstruierten Energien von der y_{H1}–Koordinate der Einschußposition, sowie einige der Unterschiede zwischen den Werten aus Experiment und Simulation lassen sich, zumindest qualitativ, wie folgt erklären:

Die Trajektorie von Elektronen, die in den 8 mm breiten Bereich zwischen den Seitenplatten des oberen und unteren FB1E–Moduls eintreten, mißt in diesem etwa 3,5 Strahlungslängen. Zusammen mit einer Strahlungslänge an Vormaterial mißt sie insgesamt bis zur Grenzfläche zwischen FBE und FBH 4,5 Strahlungslängen. Nach Gleichung (2.6), siehe auch Abbildung 2.5, wird auf dieser Strecke nur wenig Energie deponiert. Da diese zudem auch kaum zum Signal in FBE beiträgt, entsteht ein stark ausgeprägtes Minimum der in FB1E rekonstruierten Energie: Hier beträgt $\langle E_{rek,FB1E} \rangle$ unabhängig von der Primärenergie sowohl nach dem Experiment als auch nach der Simulation etwa 1 GeV ([33]). $\langle E_{rek,FBH} \rangle$ als Funktion von y_{H1} hat in diesem Bereich ein Maximum. Aufgrund des leichten Anstiegs des Strahls bei Einschuß in den Spalt[1] liegen diese beiden Extrema etwa bei $y_{H1} \simeq -2$ mm, also unterhalb der Spaltmitte.

Für Ereignisse aus der Simulation ist das Maximum bei $y_{H1} \simeq -2$ mm der in FBH rekonstruierten Energie etwa doppelt so hoch wie für Ereignisse aus dem Experiment. Dieser Effekt zeigt sich auch bei den anderen Primärenergien. Er deutet auf eine immer noch unzureichende Beschreibung der Randbereiche der FBH–Module im Simulationsprogramm hin, obwohl die Beschreibung gegenüber der 1992 und 1993 im Standard–Simulationsprogramm für den Detektor H1 verbessert wurde, siehe Abschnitt 3.3.6.

Bei $y_{H1} = -7$ mm und bei $y_{H1} = 4$ mm zeigen sich sowohl nach dem Experiment als auch nach der Simulation scharfe Minima der im Mittel in FBH rekonstruierten Energie. Hier erfolgt der Einschuß genau auf die Unterkante der Seitenplatten des unteren bzw. des oberen FB1E–Moduls. Die Trajektorie der Primärteilchen durchquert die 3 mm starke Platte aufgrund ihrer Steigung gerade so, daß sie unmittelbar vor dem Eintritt in FBH an der Oberkante der Seitenplatte aus dieser heraustritt. Die Schauerentwicklung ist so lokal auf den elektromagnetischen Teil des Kalorimeters beschränkt. Durch die transversale Schauerausdehnung kommt es zu relativ hohen Signalen in FB1E.

Bei weiterer Vergrößerung des Abstands der Einschußposition von der Spaltmitte kommt es zunächst zu einem Anstieg (Abfall) der in FBH (FB1E) im Mittel rekonstruierten Energie. Dies ist darauf zurückzuführen, daß am Rand der FBE–Absorberplatten der Bleikern fehlt, siehe Abschnitt 3.3.3. So reichen die sich hier entwickelnden Schauer noch in FBH hinein. Noch weiter von der Spaltmitte entfernt wird die Primärenergie in zunehmenden Maße fast vollständig in FB1E deponiert, so daß sich $\langle E_{rek,FB1E} \rangle$ E_{Norm} und $\langle E_{rek,FBH} \rangle$ dem Wert null nähern.

Die auf E_{Norm} ansteigenden Flanken von $\langle E_{rek,FB1E} \rangle\,(y_{H1})$ oberhalb und unterhalb des Spalts liegen nach dem Experiment weiter voneinander entfernt als nach der Simulation. Zudem liegt die Flanke nach dem Experiment oberhalb des Spalts näher an der Flanke nach der Simulation als unterhalb des Spalts. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, daß zum einen die Ladungssammlungseffizienz am Rand der Ausleseschichten durch das dort schwächere und inhomogene elektrische Feld reduziert wird und daß zum anderen die Absorberplatten in den FBE–Modulen in Realität im Stahlrahmen seitlich etwas Spiel haben und so durch ihr Gewicht nach unten rutschen. Bei den meisten FB1E–Absorberplatten entsteht dieses seitliche Spiel dadurch, daß ihre ursprünglich 4 mm breiten Ränder abgefeilt wurden, um den Einbau in die mitunter infolge des Schweißens leicht verzogenen Stahlrahmen zu ermöglichen. Im Simulationsprogramm hingegen schließen die Absorberplatten mit 4 mm breiten Flüssigargon–Rändern bündig mit beiden Seitenplatten der Stahlrahmen ab.

Quantitativ bedeutet dies, daß die Absorberplatten im Mittel um etwa 0,5 mm nach unten gerutscht sind und daß sich die Störung der Ladungssammlung an den Ausleseschichträndern so auswirkt, als fände bis zu etwa 1,5 mm innerhalb der Ausleseschichten keine Ladungssammlung statt. Die Größe dieser Werte erscheint durchaus realistisch. Bei zukünftigen Untersuchungen mit Simulationsrechnungen zu Auswirkungen des ϕ–Spalts sollten sie berücksichtigt werden.

[1] Die y_{H1}–Koordinate der Einschußposition wird durch einen Ablenkmagneten variiert, siehe Abschnitt 3.2.3. Diesen passieren die Primärteilchen etwa 27,5 m vor dem Eintritt ins Kalorimeter. Bei nominaler Einschußposition verläuft der Strahl genau horizontal, also ohne Anstieg. Bei Einschuß in den Spalt hingegen steigt er auf den 48 cm im Spalt vor dem Eintritt in FBH um etwa 3 mm.

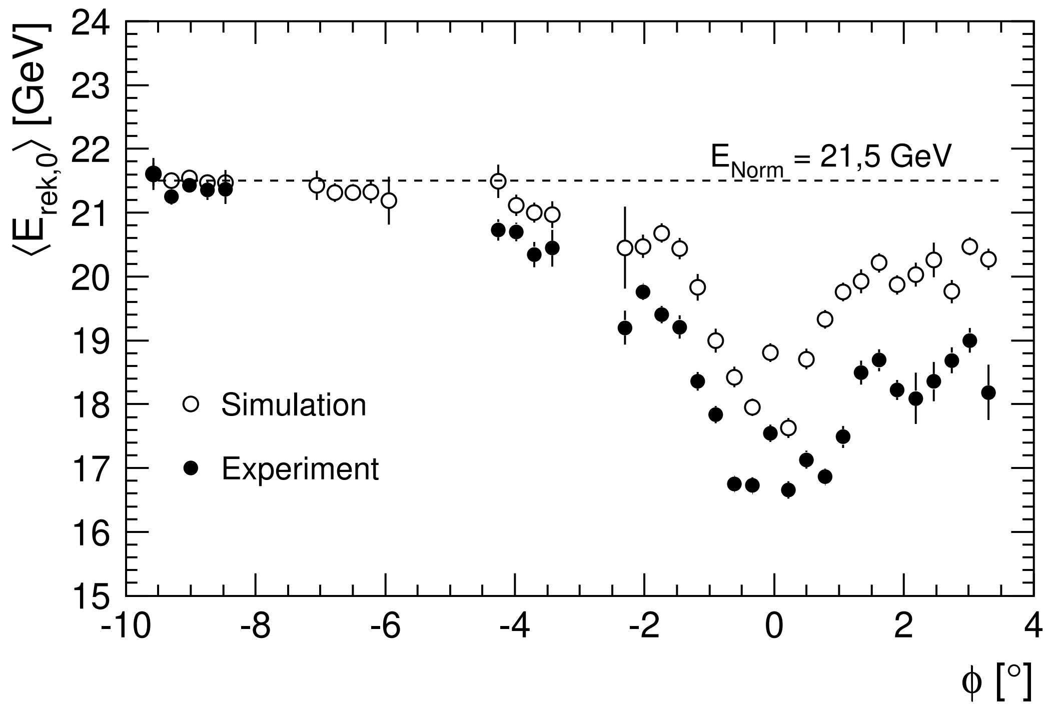


Abbildung 7.2: *Im Mittel nach Experiment und Simulationen mit CALOR auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierte Energie* $\langle E_{rek,0} \rangle$ *in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel* ϕ *der Einschußposition. Die Primärteilchen sind positiv geladene Pionen mit einer Energie von 30 GeV.* E_{Norm} *ist die im Mittel über alle Ereignisse aus Experiment und Simulation bei nominaler Einschußposition rekonstruierte Energie.*

7.2 Pionenergie–Rekonstruktion im Bereich des ϕ–Spalts

Wegen der größeren räumlichen Ausdehnung hadronischer Schauer ist der Signalabfall bei Einschuß geladener Pionen im Bereich des Spalts nicht ganz so stark wie im Fall von Elektronen als Primärteilchen. Dies zeigt Abbildung 7.2, wo die im Mittel nach Experiment und Simulationen mit CALOR auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierte Energie gegen den Azimutalwinkel ϕ der Einschußposition aufgetragen ist[2]. Die Primärenergie beträgt 30 GeV. Die Energierekonstruktion erfolgte mit demselben topologischen Schnitt gegen elektronisches Rauschen, der in Abschnitt 6.2.1 beschrieben ist. Mit E_{Norm} ist die im Mittel über alle Ereignisse aus Experiment und Simulation bei nominaler Einschußposition rekonstruierte Energie markiert. Sie dient als Bezugswert in Abbildung 7.3.

Außerdem fällt auf, daß sich Signalverluste im ϕ–Spalt noch in erheblich größerer Entfernung vom Spalt bemerkbar machen als im Fall von Elektronen als Primärteilchen. Selbst bei $\phi = -6^\circ$ scheint sich der Spalt noch bemerkbar zu machen. Zudem ist der Signalverlust bei allen Einschußpositionen nach dem Experiment stärker als nach der Simulation, was auf eine nicht ausreichend detaillierte Beschreibung der Geometrie des Kalorimeters im Simulationsprogramm hindeutet.

In der näheren Umgebung um den Spalt stehen Ereignisse aus Experiment und Simulation mit einer höheren Dichte der Einschußpositionen pro Azimutintervall zur Verfügung.

[2] Für einen Vergleich mit Abbildung 7.1: Zwischen ϕ und y besteht im hier interessanten Bereich in sehr guter Näherung ein einfacher Zusammenhang: $y[\text{cm}] = 2\phi[^\circ]$. Siehe auch Abbildung 3.11.

Dies erlaubt dort eine Untersuchung des Einflusses des Spalts mit einer höheren Auflösung in ϕ als die für Abbildung 7.2 verwendete. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Auf der Ordinate ist die im Mittel auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierte Energie $\langle E_{rek,0}\rangle$ nach Experiment und Simulation relativ zu E_{Norm} aufgetragen. Neben den Werten für die im gesamten Kalorimeter rekonstruierte Energie sind auch die Anteile der nur in FBE und nur in FBH im Mittel rekonstruierten Energie an E_{Norm} aufgetragen.

Analog zu Abbildung 7.1 erkennt man in Abbildung 7.3 an der Abhängigkeit der in nur in FBE und nur in FBH rekonstruierten Energie vom Azimutalwinkel der Einschußposition den Einfluß der Seitenplatten der FBE–Stahlrahmen und der bleikernfreien Ränder der FBE–Absorberplatten. Auch der in Abschnitt 7.1 vermutete Einfluß der reduzierten Ladungssammlungseffizienz ist sichtbar: Die Flanken der ϕ–Abhängigkeit, die bei etwa –0,8° und 0,6° liegen, haben nach der Simulation einen kleineren Abstand voneinander als nach dem Experiment.

Im Mittel wird bei Einschußpositionen im Bereich von $\phi = 2^\circ$ bis 3° nach der Simulation etwa 5 Prozent von E_{Norm} mehr Energie in FBH rekonstruiert als nach dem Experiment. In weiteren Untersuchungen wurden nur die nach Experiment und Simulation in den einzelnen, direkt am ϕ–Spalt liegenden ϕ–Lagen rekonstruierten Energien verglichen. Hierbei zeigte sich, daß die Diskrepanz zwischen Experiment und Simulation allein aus den in diesen ϕ–Lagen rekonstruierten Energien resultiert. Qualitativ läßt sich dies auf im Simulationsprogramm nicht berücksichtigte Unregelmäßigkeiten am Spalt zwischen den oberen und unteren FBH–Modulen zurückführen: So sind z.B. am Rand zum ϕ–Spalt Stecker auf die Ausleseplatten von FBH gelötet, um die Signale über Kabel weiterzuleiten. Dort, wo sich die Stecker befinden, findet auf Flächen von typischerweise 2 cm $\times$ 6 cm keine Ladungssammlung statt, was im Simulationsprogramm nicht berücksichtigt wird.

7.3 Konsequenzen für Simulationen im Detektor H1

Es zeigt sich also, daß für eine realistische Wiedergabe des Einflusses des ϕ–Spalts auf die Energierekonstruktion noch weitere Verbesserungen der Geometriebeschreibung im Simulationsprogramm nötig sind. Dies gilt zum einen in Hinblick auf eine detailliertere Beschreibung der unregelmäßigen Strukturen aus nicht ausgelesenen Materialien. Zum anderen muß aber auch berücksichtigt werden, daß es Bereiche gibt, in denen die Absorberstruktur zwar regelmäßig ist, aber die Ladungssammlung beeinträchtigt ist. Andernfalls ist eine Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation auf einem anzustrebenden Niveau von 2 Prozent unabhängig von der Einschußposition nicht zu erreichen.

Bei elektroninduzierten Schauern führen Diskrepanzen zwischen der in der Realität vorhandenen und der in der Simulation beschriebenen Geometrie zu einer stark einschußortsabhängigen Differenz zwischen der in Experiment und in der Simulation rekonstruierten Energie. Pioninduzierte Schauer sind räumlich weiter ausgedehnt als elektroninduzierte. Dies berechtigt aber offensichtlich nicht zu der Annahme, daß sich die Geometriediskrepanzen zwischen Experiment und Simulation dadurch herausmitteln. Vielmehr resultiert daraus, daß in der Simulation in der Summe über das gesamte Kalorimeter mit schwacher Abhängigkeit von der Einschußposition mehr Energie rekonstruiert wird als im Experiment. Dies liegt daran, daß alle wesentlichen Geometriediskrepanzen sich so auswirken, daß das aktive Volumen des Kalorimeters in der Simulation größer ist als im Experiment.

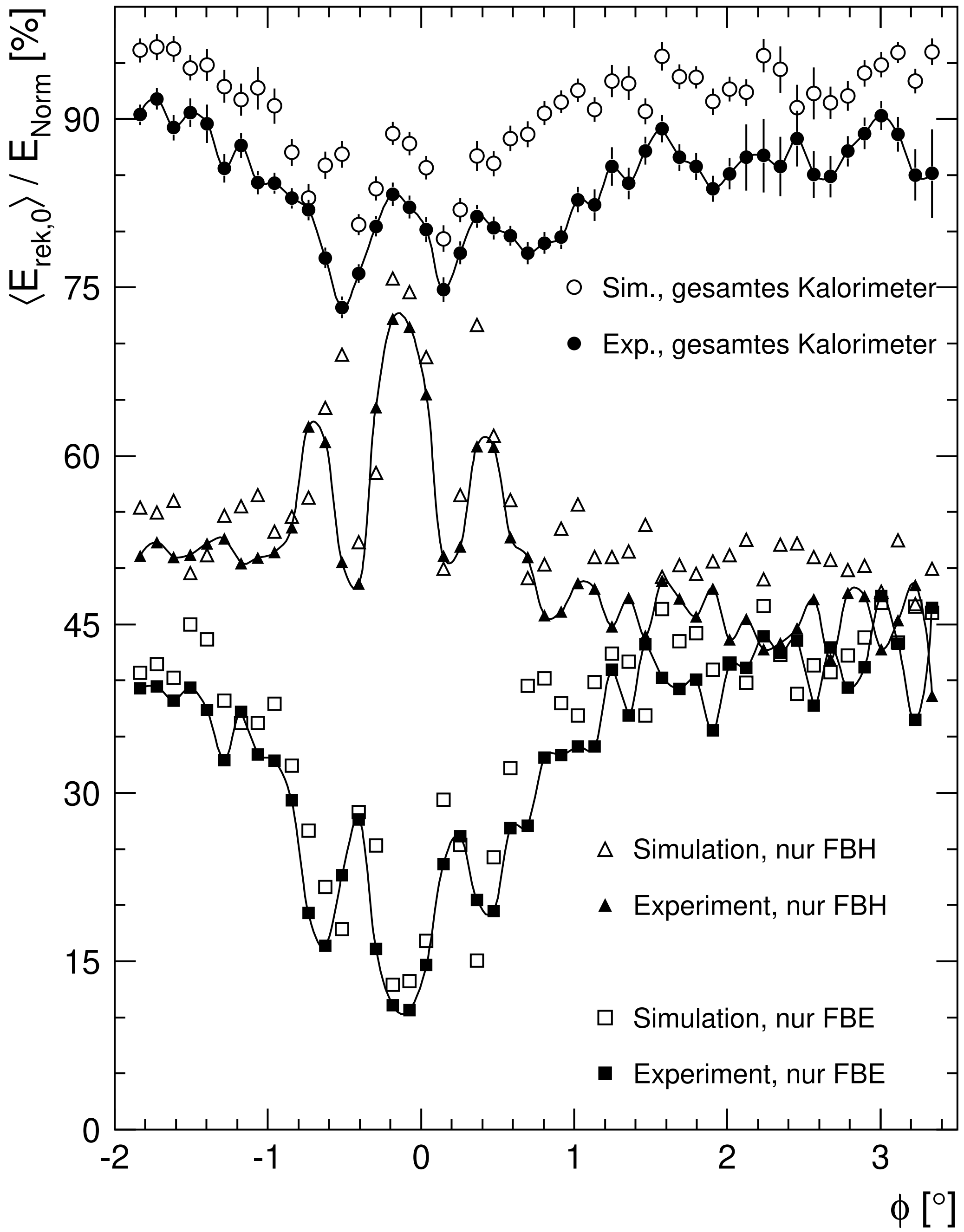


Abbildung 7.3: *Im Mittel nach Experiment und Simulationen mit CALOR auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierte Energie $\langle E_{rek,0} \rangle$ relativ zur Energie E_{Norm}, die im Mittel über alle Ereignisse aus Experiment und Simulation bei nominaler Einschußposition rekonstruiert wird, in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel ϕ der Einschußposition. Die Primärteilchen sind positiv geladene Pionen mir einer Energie von 30 GeV. Nur zur Führung des Auges sind die Punkte, die sich jeweils aus dem Experiment ergeben, mit interpolierenden Spline–Kurven verbunden.*

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden mit Daten eines Teststrahl–Experiments Untersuchungen zur Energiemessung mit dem Flüssigargon–Kalorimeter des Detektors H1 durchgeführt. Das Testkalorimeter bestand aus acht Modulen aus dem FB–Bereich des H1–Flüssigargon–Kalorimeters. Insgesamt wurden 1064 geometrische Kanäle ausgelesen. Die Teilchen im Teststrahl waren Elektronen/Positronen mit Energien von 20 GeV bis 80 GeV sowie positiv geladene Pionen mit Energien von 20 GeV bis 170 GeV.

Für die Bestimmung der durch Teilchenschauer in den Auslesekanälen erzeugten Ladungen aus den Inhalten der ADCs wurden in einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Verfahren die starke Zeitabhängigkeit der Pedestals der ADCs individuell für jeden Auslesekanal ermittelt. Die typischen Zeitkonstanten dieser Schwankungen sind erheblich kleiner als die Dauer eines Runs. Unter Berücksichtigung dieser Schwankungen sind die Signalbeiträge durch elektronisches Rauschen als gaußförmig verteilt zu betrachten.

Erstmals bestand in diesem Teststrahl–Experiment die Möglichkeit der experimentellen Bestimmung der elektromagnetischen Skala des hadronischen Teils des Kalorimeters durch direktem Einschuß von Elektronen. Für den Proportionalitätsfaktor $c_{exp}^{H1,FBH}$ zwischen der im Bereich FBH des H1–Flüssigargon–Kalorimeters gemessenen Ladung und der in elektromagnetischen Schauern deponierten ergibt sich

$$c_{exp}^{H1,FBH} = (7,27 \pm 0,08_{syst.})\ \mathrm{GeV/pC}.$$

Dieser Wert liegt um 8,4 Prozent über dem bisher benutzten, der sich aus einer Übertragung des Proportionalitätsfaktors für den elektromagnetischen Teil des Kalorimeters mittels Simulationsrechnungen ergab.

Das e/h–Verhältnis $r_{e/h}$ des FB–Bereiches des Kalorimeters wurde experimentell aus der Energieabhängigkeit des e/π–Verhältnisses $r_{e/\pi}$ bestimmt. $r_{e/\pi}$ ist der Quotient aus der Energie, die ohne Schnitt gegen elektronisches Rauschen auf der elektromagnetischen Skala rekonstruiert wird, und der im Kalorimeter deponierten Energie. Letztere läßt sich nur aus Simulationsrechnungen bestimmen. Es wurden daher Ergebnisse von Simulationsrechnungen mit zwei verschiedenen Programmen für die Simulation der hadronischen Wechselwirkungen herangezogen: GHEISHA, das bisher standardmäßig für Simulationsrechnungen bei H1 eingesetzt wird, und CALOR. Die Werte für $r_{e/h}$, die sich experimentell mit den deponierten nach GHEISHA und CALOR ergeben, stimmen innerhalb der statistischen Fehler miteinander überein. Als Mittelwert ergibt sich

$$r_{e/h} = 1,25 \pm 0,03.$$

Der Wert, der sich aus den nach CALOR rekonstruierten Energien ergibt, stimmt mit dem Experiment überein, wohingegen der Wert nach GHEISHA von 1,58 ±0,11 signifikant zu hoch ist.

Als gemeinsame Schwäche beider Simulationsprogramme stellte sich heraus, daß bei ihnen der Anteil der in der hadronischen Schauerkomponente deponierten Energie im Vergleich mit dem Experiment in gleichem Maße zu stark mit der Energie abfällt. Der bei

GHEISHA stark abweichende Wert des e/h–Verhältnisses führt dazu, daß CALOR die Ergebnisse aus dem Experiment dennoch wesentlich besser wiedergibt als GHEISHA.

Eine experimentelle Erprobung des von der H1–Kollaboration benutzten Verfahrens der Signalgewichtung zur Rekonstruktion der Energie in hadronischen Schauern zeigte, das dieses mit der von H1 bisher benutzten elektromagnetischen Skala für FBH bzgl. der Mittelwerte der rekonstruierten Energien zufriedenstellend funktioniert. Ein Vergleich mit Resultaten, die die Signalgewichtung mit der im Rahmen dieser Arbeit experimentell bestimmten elektromagnetischen Skala liefert, deutet darauf hin, daß sich die Energieauflösung mit einem auf Simulationen mit CALOR basierenden, neu zu entwickelnden Gewichtungsverfahren verbessern läßt.

Untersuchungen zum Einfluß der Spalts zwischen azimutal benachbarten Modulen des Kalorimeters zeigten, daß eine deutliche Verbesserung der Detailtreue der Geometriebeschreibung im Simulationsprogramm erforderlich ist, um bei Einschuß von Teilchen in den Bereich des Spalts in der Simulation ein realistisches Signal zu erzielen. Insbesondere bewirkt der derzeitige Mangel an Detailtreue, daß bei pioninduzierten Schauern in einem Azimutintervall von mindestens 6° um einen Spalt der Signalabfall in der Simulation um mindestens 5 Prozent der in großem Abstand vom Spalt rekonstruierten Energie kleiner ist als im Experiment.

Anhang

Bestimmung der Dicken der Bleikerne der FBE–Absorberplatten

Die Dicke d_B einer Absorberplatte setzt sich additiv aus 3 Beiträgen zusammen:

$$d_B = d_{Pb} + d_{Epoxy} + d_{Rest} \tag{A.1}$$

Hierbei bezeichnet d_{Pb} die Dicke des Bleikerns und d_{Epoxy} die Summe der Schichtdicken von Prepreg und G10–Platten. Die Dicke der verbleibenden Schichten aus Primer, Kupfer, Kapton und HRC werden zu d_{Rest} zusammengefaßt. Die Größe d_{Rest} wird für alle Absorberplatten eines Typs als konstant betrachtet, während die Dicken d_{Pb} und d_{Epoxy} aus herstellungstechnischen Gründen von Platte zu Platte variieren können. Die Gesamtmasse m_B einer Absorberplatte berechnet sich wie folgt:

$$m_B = d_{Pb} \cdot \sigma_{Pb} + d_{Epoxy} \cdot \sigma_{Epoxy} + m_{Rest} \tag{A.2}$$

σ_{Pb} und σ_{Epoxy} sind dabei die Längendichten des Bleikerns und der Epoxydharz–Schichten. Aus diesen Gleichungen läßt sich die gesuchte Dicke des Bleikerns auf meßbare Größen zurückführen:

$$d_{Pb} = \frac{m_B - m_{Rest} - (d_B - d_{Rest}) \cdot \sigma_{Epoxy}}{\sigma_{Pb} - \sigma_{Epoxy}} \tag{A.3}$$

Die Bestimmung von d_{Pb} wurde für alle im Teststrahl–Experiment benutzten Hochspannungs– und Ausleseplatten der FBE–Module durchgeführt. Hierzu wurde die Masse m_B jeder Absorberplatte und die Dicke d_B jeder Absorberplatte gemessen. Ausgehend von Angaben in [58] wurden die nach Gleichung (A.3) benötigten Konstanten m_{Rest}, d_{Rest}, σ_{Epoxy} und σ_{Pb} sowohl für FB1E– als auch für FB2E–Absorberplatten bestimmt. Die erhaltenen Werte sind in Tabelle A.1 angegeben. Wegen des fehlenden Bleis in der innersten r–Lage ist σ_{Pb} bei FB2E–Absorberplatten kleiner als bei FB1E–Absorberplatten.

Abbildung 5.8 zeigt die nach Gleichung A.3 ermittelten Dicken der Bleikerne für Hochspannungs– und Ausleseplatten separat für FB1E und FB2E.

	FB1E		FB2E	
	Hochspan-nungsplatte	Auslese-platte	Hochspan-nungsplatte	Auslese-platte
$m_{Rest}[g]$	454.3	405.3	461.5	478.4
$d_{Rest}[cm]$	0.040	0.027	0.040	0.027
$\sigma_{Epoxy}[g/cm]$	3600	3605	3600	3605
$\sigma_{Pb}[g/cm]$	23970		22210	

Tabelle A.1: *Werte der für die zur Bestimmung der Bleikerndicken benutzten Konstanten.*

Literaturverzeichnis

[1] B.H. Wiik, *HERA: The Accelerator and the Physics*, Acta Phys. Pol. B16 (1985) 127

[2] H1–Kollaboration, *The H1–Detector at HERA*, DESY 93–103 (1993)

[3] ZEUS–Kollaboration, U. Holm (Hrsg.), *Status Report 1993*, DESY, Hamburg (1993)

[4] G. Wolf, *HERA Physics*, DESY 94–022, DESY, Hamburg (1994)

[5] A. Blondel, F. Jacquet, *Report from the Study Group on Detectors for Charged Current Events*, in U. Amaldi (Hrsg.), *Proc. Study of an ep Facility for Europe*, DESY 79/48, Hamburg (1979) S. 391-396

[6] H1–Kollaboration, *Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the Low x Region at HERA*, Phys. Lett. B321 (1994) 161

[7] J. Feltesse, *Measurements of Inclusive Differential Cross Sections*, in R.D. Peccei (Hrsg.), *Proc. HERA Workshop*, DESY, Hamburg (1987)

[8] The H1 Calorimeter Group, *The H1 Liquid Argon Calorimeter System*, Nucl. Instr. Meth. A336 (1993) 460

[9] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D45 (1992)

[10] H.A. Bethe, M.S. Livingston, Rev. Mod. Phys. 9 (1937) 285

[11] R.M Sternheimer, *The Density Effect for the Ionisation Loss in Various Materials*, Phys. Rev. 88 (1952) 851

[12] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2. Aufl., Springer–Verlag, Berlin (1992)

[13] H. Aihara et al., *Charged-Hadron Inclusive Cross Sections and Fractions in e^+e^-–Annihilation at $\sqrt{s} = 29$ GeV*, Phys. Rev. Let. 61 (1988) 1263

[14] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice Hall Inc., New York (1965)

[15] H. Bethe, W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A146 (1934) 83

[16] E. Segrè, *Nuclei and Particles*, W.A. Benjamin Inc., Reading (1977)

[17] Y.S. Tsai, *Pair Production and Bremsstrahlung of Charged Leptons*, Rev. Mod. Phys. 46 (1974) 815

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

[19] K. Ott, *Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten*, in W. Heisenberg (Hrsg.), *Kosmische Strahlung*, Springer–Verlag, Berlin (1953)

[20] E. Longo and I. Sestili, *Monte–Carlo–Calculation of Photon–Initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass*, Nucl. Instr. Meth. 128 (1975) 283

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

[22] G. Bathow et al., *Measurements of the Longitudinal and Lateral Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 GeV*, Nucl. Phys. B20 (1970) 592

[23] T. Yuda, *Electron-Induced Cascade Showers in Inhomogeneous Media*, Nucl. Instr. Meth. 73 (1969) 301

[24] C. Zeitnitz, *Entwicklung und Test eines mit Siliziumdetektoren instrumentierten Presamplers für den H1-Detektor*, Dissertation, Universität Hamburg (1992)

[25] H. Bertini, *Intranuclear–Cascade Calculation of the Secondary Nucleon Spectra from Nucleon–Nucleus Interactions in the Energy Range 340 to 2900 MeV and Comparisons with Experiment*, Phys. Rev. 188 (1969) 1711

[26] C.W. Fabjan, W.J. Willis, *Physics Limitations on Calorimetry*, in M. Atac (Hrsg.), *Proc. Calorimeter Workshop*, Batavia, Mai 1975, Fermilab (1975)

[27] H. Brückmann et al., *On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters*, in F. Barreiro, J.L Sanchez–Gomez (Hrsg.), *Lepton Nucleon Interactions at High Energies*, World Scientific, Singapore (1988)

[28] C.W. Fabjan, *Calorimetry in High-Energy Physics*, in T. Ferbel (Hrsg.) *Techniques and Concepts of High-Energy Physics III*, Plenum Press, New York (1985)

[29] D.E. Groom, *Energy scaling of low-energy neutron yield, the e/π ratio, and hadronic response in a calorimeter*, in R. Donaldson, M.G.D. Gilchriese (Hrsg.), *Proc. Workshop on Calorimetry for the Superconducting Super Collider*, World Scientific (1990)

[30] T.A. Gabriel et al., *Energy Dependence of Hadronic Activity*, Nucl. Instr. Meth. A338 (1994) 336

[31] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers, *The EGS4 Code System*, Stanford Linear Accelerator Center, SLAC–0265 (1985)

[32] R. Brun et al., *GEANT3*, CERN DD/EE/84–1 (1987)

[33] M. Hütte, *Nachweis elektromagnetischer Schauer in einem Flüssigargon–Kalorimeter: Vergleich von Meßdaten mit Modellrechnungen*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1994)

[34] J. Spiekermann, *Nachweis von π–Mesonen in einem Flüssigargon–Kalorimeter: Modellrechnungen mit den Programmen GHEISHA und CALOR im Vergleich zu Testdaten*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1994)

[35] H. Fesefeldt, *The Simulation of Hadronic Showers – Physics and Applications*, RWTH Aachen, PITHA 85/02 (1985)

[36] H. Fesefeldt, *The e/h Ratio and Energy Resolution of Hadron Calorimeters*, RWTH Aachen, PITHA 86/05 (1986)

[37] A. Fassò et al., *FLUKA92*, in L. Waters, A.P.T. Palounek (Hrsg.), *Proc. Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments*, Santa Fe, 11.–15. Jan. 1993, in Vorbereitung

[38] J.Ranft, S. Ritter, *Particle Production in Hadron–Nucleus Collisions in a Multi-Chain Fragmentation Model*, Z. Phys. C20 (1983) 347

[39] A. Capella, J. Tran Thanh Van, *A New Parton Model Description of Soft Hadron–Nucleus Collisions*, Phys. Lett. 93B (1980) 146

[40] S. Ritter, *Monte Carlo Code BAMJET to Simulate the Fragmentation of Quark and Diquark Jets*, Comput. Phys. Commun. 31 (1984) 393

[41] T.A. Gabriel, *The High Energy Transport Code HETC*, Oak Ridge National Laboratory, ORNL/TM–9727 (1985)

[42] J.O. Johnson, T.A. Gabriel, *Development and Evaluation of a Monte Carlo Code System for Analysis of Ionization Chamber Responses*, Oak Ridge National Laboratory, ORNL/TM–10196 (1987)
und J.O. Johnson, T.A. Gabriel, *A User's Guide to MICAP: A Monte Carlo Ionization Chamber Analysis Package*, Oak Ridge National Laboratory, ORNL/TM–10340 (1988)

[43] ZEUS–Kollaboration (M. Derrick et al.), *A Measurement of $\sigma_{tot}(\gamma p)$ at $\sqrt{s} = 210\ GeV$*, Phys. Lett. B293 (1992) 465

[44] A. Drescher et al., *The ARGUS Electron/Photon Calorimeter*, Nucl. Instr. Meth. 216 (1983) 35

[45] R. Wigmanns, *On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters*, Nucl. Instr. Meth. A259 (1987) 389

[46] J. Engler et al. *A Liquid Argon Ionisation Calorimeter for Detection of Electromagnetic and Hadronic Showers*, Nucl. Instr. Meth. 120 (1974) 157

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

[48] H.A. Kramers, Physica 18 (1952) 665

[49] H. Acounis et al., *The Elektronik System for the H1 Liquid Argon Calorimeters, Progress Report*, Interner Bericht H1–TR–115, DESY, Hamburg (1987)

[50] H.P. Wellisch et al., *Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using Software Weighting Techniques*, Interner Bericht MPI–PhE/94–03, MPI, München oder H1–02/94–346, DESY, Hamburg (1994)

[51] H.W. Atherton et al., *Electron and Photon Beams in the SPS Experimental Areas*, CERN/SPS 85–43, Genf (1985)

[52] *Beam H6*, SPS/EBP/PC/cp, CERN (1981)

[53] N. Doble, CERN, private Mitteilung an J.-F. Laporte, Orsay

[54] M. Rietz, *Test von Prototypen elektromagnetischer Kalorimeter für den H1 Detektor*, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1989)

[55] C. Bovet et al., *The CEDAR Counters for Particle Identification in the SPS Secondary Beams*, CERN/SPS/82–13 (1982)

[56] K. Borras, *Simulation des Teilchennachweises mit dem elektromagnetischen Flüssigargon–Testkalorimeter*, Diplomarbeit, Unversität Dortmund (1987)

[57] P. Hartz, *Kalibration eines Blei–Flüssigargon–Kalorimeters mit Elektronen für das H1–Experiment*, Dissertation, Universität Dortmund (1993)

[58] J. Kurzhöfer, *Untersuchungen zum Einfluß von geometrischen Parametern und Materialeigenschaften auf die Auflösung der elektromagnetischen Kalorimeter FB2E und BBE des H1–Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991)

[59] D. Guzik, *Monte–Carlo–Untersuchungen zum Einfluß von Schichtdickenvariationen auf das Signal eines Flüssig–Argon–Sampling–Kalorimeters*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991)

[60] B. Kalle, *Studien zur Produktion schwerer Quarks bei HERA und Messungen von Widerstandsbeschichtungen in Kalorimetermoduln des H1–Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1990)

[61] W. Flauger, *Some Electronic Properties of High Resistive Coating*, Interner Bericht H1–1/87–56, DESY, Hamburg (1987)

[62] J. Antoš et al., *Manufacture of Readout Boards for a Liquid Argon Calorimeter*, DESY 90–078 (1990)

[63] W. Flauger, *Some Comments on the Capacitive Crosstalk between Charge Amplifiers*, Interner Bericht H1–1/86–47, DESY, Hamburg (1986)

[64] C. Pascaud, LAL Orsay, in einer Mitteilung an P. Loch, DESY (1990), siehe [66]

[65] K. Borras, *Aufbau und Kalibration eines Flüssig–Argon Kalorimeters im H1–Detektor*, Dissertation, Universität Dortmund (1992)

[66] P. Loch, *Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets*, Interner Bericht DESY FH1K–92–02 oder H1–10/92–253, Dissertation, Universität Hamburg (1992)

[67] J.H. Friedman, *Data Analysis Techniques for High Energy Particle Physics*, in *Proc. 1974 CERN School of Computing*, CERN 74–23 (1974)

[68] Application Software Group, Computing and Network Division, CERN: *HBOOK, Reference Manual, Version 4.20*, CERN Program Library Long Writeup Y250 (1993)

[69] A. Jacholkowska, Orsay, private Mitteilung (1993)

[70] A. Jacholkowska, C. Pascaud, Orsay, private Mitteilung (1993)

[71] M. Korn, *Entwicklung einer Gastestanlage für Materialien, die im Flüssig–Argon–Kalorimeter des H1–Experiments eingesetzt werden*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1989)

[72] R. Hilsch, R.W. Pohl, Z. Pysik 108 (1937) 55

[73] W. Hofmann et al., *Production and Transport of Conduction Electrons in a Liquid Argon Ionisation Chamber*, Nucl. Instr. Meth. 135 (1976) 151

[74] P. Schacht, München, private Mitteilung (1992)

[75] T.P. Yiou, *LAr Purity Measurement for Calorimeter Calibration Runs at CERN 1992*, in H1 Calorimeter Group, P. Schacht (Hrsg.), *Transparencies shown at the CERN–Analysis Meeting held at DESY on 9.02.1993*, MPI München H1–MPI–172 (1993)

[76] P. Hartz, Dortmund, private Mitteilung (1993)

[77] M. Korn, *Board thicknesses for FB2E and BBE stacks*, H1–Memorandum Do–H1–05, Dortmund (1990)

[78] J. Kurzhöfer, Dortmund, private Mitteilung (1993)

[79] R. Tamoschat, *Untersuchungen zum Photon– und Elektronnachweis mit dem H1–Detektor unter Berücksichtigung des Magnetfeldes*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1992)

[80] P. Schacht, München, private Mitteilung (1994)

[81] C.W. Fabjan et al., *Iron Liquid-Argon and Uranium Liquid-Argon Calorimeters for Hadron Energy Measurement*, Nucl. Instr. Meth. 141 (1977) 61

[82] J.B. Birks, *Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations*, Proc. Phys. Soc. 64 (1951) 874

[83] M. Höppner, Dortmund, private Mitteilung (1994)

[84] L. Görlich, H.P. Wellisch, *Documentation of the LAr clustering*, Interner Bericht H1–MPI–162, MPI, München oder H1–12/91–204, DESY, Hamburg (1991)

[85] J.P. Kubenka, *Untersuchungen zum hadronischen Endzustand in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung am HERA Speicherring*, Dissertation in Vorbereitung, Technische Universität München (1994)

[86] M. Flieser, *Untersuchungen zur Energieauflösung eines Flüssig–Argon–Kalorimeters für Elektronen und Pionen im Energiebereich von 1.7 – 170 GeV*, Diplomarbeit, Technische Universität München (1992)

Stichwortverzeichnis

Danksagung

Grundsätzlich bin ich allen Mitgliedern der H1–Kollaboration, die teils direkt, teils mehr oder minder indirekt zum Zustandekommen meiner Dissertation beigetragen haben, zu Dank verpflichtet. Zurückblickend war es ein beeindruckendes Erlebnis, bei H1 von Design, Materialtests und Montage über Teststrahlkalibrierung und Software–Entwicklung bis zur ep–Datennahme und Veröffentlichung neuer Resultate dabeigewesen zu sein.

Herrn Prof. Dr. D. Wegener danke ich für die Aufnahme in seinen Lehrstuhl für Experimentelle Physik V[1], sein Interesse an meiner Arbeit und einiges andere mehr, wie z.B. den Spaß, den ich durch ihn beim Schreiben der Unterschrift zu Abbildung 6.19 hatte.

Herr Prof. Dr. H. Kolanoski war dankenswerterweise bereit, die Aufgabe des Korreferenten zu übernehmen.

In besonderem Maße waren das Max–Planck–Institut, München und das III. Physikalische Institut der RWTH Aachen an dem Teststrahl–Experiment beteiligt. Stellvertretend gilt mein Dank daher *Dr. Peter Schacht* vom MPI sowie *Ralf Gräßler* und *Guido Robers* aus Aachen für die gute, mitunter recht erfrischende Zusammenarbeit bei dessen Vorbereitung, Aufbau und Durchführung.

Auf Dortmunder Seite danke ich den Mitarbeitern von Konstruktionsbüro, Mechanischer Werkstatt und Elektronikwerkstatt sowie Elektronikentwicklung des Instituts für Physik für die zuverlässige Arbeit. Diese war eine notwendige Voraussetzung für das gute Gelingen des Teststrahl–Experiments. Von den EV–Mitarbeitern, die nicht zuletzt wegen der angenehmen Arbeitsatmosphäre sämtlich zum Gelingen meiner Arbeit betrugen, seinen hervorgehoben:

- *Matthias Grewe* (nicht nur bzgl. der Rauchfreiheit bei EV eine Ausnahmeerscheinung) und *Markus Kolander* (nun doch ins Autofahrer–Lager gewechselt), die als Techniker auch unter widrigen Umständen vor keinem Problem kapitulierten.
- *Kerstin Borras*, die pragmatische Unterstützung bei der HV–Verkabelung leistete und mir durch zahlreiche Diskussionen über die Rohdatenaufbereitung behilflich war.
- *(Magic) Mattin Hütte* und *Jürgen Spiekermann*, die mir nach der Durchführung des Teststrahl–Experiments 1 1/2 Jahre lang eifrig simulierend zur Seite standen.
- *Martin Höppner*, der mir einige Resultate seiner aufwendigen Simulationsrechnungen überließ.
- *Uwe Obrock*, mit dem ich jahrelang das Büro teilte, was wir beide aber ganz gut überstanden haben. Er war stets ein überaus kompetenter Diskussionspartner.

Sabine Tiede, Martin Hütte, Jürgen Spiekermann und Uwe Obrock sei außerdem für das Korrekturlesen des Manuskripts gedankt.

[1] im folgenden kurz EV

Besonders danken möchte ich zudem

- *Klaus* dafür, daß er seine zunächst sieben Zwerge so *Wacker* am laufen[2] hielt, daß ich problemlos den Diskpool füllen konnte,
- *Dieter* dafür, daß er *Lücke*n in der Versorgung mit Rechenkapazitäten gar nicht erst aufkommen ließ,
- *Andreas* dafür, daß er allzeit für *Kosche*re Verhältnisse beim Drucken und Netzwerkeln sorgte,
- *Frau Wegener* dafür, daß sie ein nächtliches Trompetengetöse auf ihrer Terrasse lediglich durch *Wasser*werfen vom Balkon bekämpfte,
- den *pompiers* des CERN dafür, daß sie Guido des Nachts in sein Zimmer ließen, während sich sein Schlüssel auf dem Weg nach Dortmund befand,
- *Guido* dafür, daß er gefaßt genug war, die pompiers in Ruhe ihres Amtes walten zu lassen,
- *Stefan*, *Regina* und *Andreas*, dafür daß sie beharrlich genug waren, mich immer wieder in Konzerte zu locken, und daß sie sich so gelehrig an der einen oder anderen Autogrammjagd beteiligten

und ganz besonders natürlich

- *Britta* dafür, daß sie ihre kleinen Hippies zu sehr liebt, als daß Uwe die Killermeerschweinchen tatsächlich auf mich hetzen dürfte.

Zu guter Letzt danke ich auch meinem Bruder Michael, der mir einigen technischen Kleinkram, wie das Aufbereiten und Einkleben von Abbildungen, abgenommen hat.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Projektnummer 6DO57I gefördert.

[2]grammatisches Lokalkolorit