

Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters  
unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode  
für Teilchenjets

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

Vorgelegt von  
**Peter Loch**  
aus Westerholt bei Recklinghausen

Hamburg  
1992

## Kurzfassung

In dieser Arbeit wird ein Kalibrationsmodell für Signale von Teilchenjets im H1 Flüssig Argon Kalorimeter vorgestellt. Grundlage des Modells ist die Kalibration eines Kalorimetermoduls für Elektronen und Pionen. Die experimentellen Daten sind bei Messungen in einem Teststrahl am CERN SPS genommen worden; die Simulationen sind unter Verwendung von GHEISHA in GEANT 3.14 berechnet worden.

Über die Forderung nach identischen rekonstruierten Energien für simulierte und experimentelle Signale von Elektronen einer bestimmten Einschußenergie wird eine elektromagnetische Skala definiert. Der abgeschätzte systematische Fehler dieser Skala beträgt etwa 1.9%, wobei Abweichungen von der Energielinearität für Elektronen mit Energien zwischen 5 bis 50 GeV etwa 1% beitragen. Die Energieauflösung des Kalorimeters für gemessene Elektronen beträgt  $\sigma/E \approx 13.3\% \sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 200 \text{ MeV}/E$ .

Die beste Schätzung für die durch Pionen im Kalorimeter deponierte Energie wird durch Signalgewichtung erreicht, die als Funktion direkt meßbarer Variablen unter Verwendung der simulierten Pionsignale parametrisiert wird. Die Abweichungen von der Energielinearität zwischen 5 und 205 GeV sind für diese Simulationen nach Signalgewichtung kleiner als 1%; die Übertragung der Gewichtungsfunktionen auf experimentelle Pionen ist mit einem Fehler von etwa 3% bei 5 - 50 GeV und etwa 1% bei 80 - 205 GeV möglich. Für experimentelle Signale wird eine Auflösung von  $\sigma/E \approx 49.7\% \sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 1.6\%$  erreicht.

Die Anwendung der aus hadronischen Einzelteilchenereignissen bestimmten Gewichtungsfunktionen auf simulierte Teilchenjets mit Energien zwischen 20 und 100 GeV ist bei zusätzlicher Verwendung eines Filters zur Selektion der Signale aus der elektromagnetischen Jetkomponente innerhalb einer Abweichung von der Energielinearität von weniger als 2% möglich.

## Abstract

In this thesis a calibration model for signals from particle jets in the H1 liquid Argon calorimeter is introduced. This model is based on the calibration of a calorimeter module for electrons and pions. The experimental data were taken in a test beam at the CERN SPS; simulated data were calculated using GHEISHA in GEANT 3.14.

From the constraint of identical reconstructed energies for experimental and simulated signals from electrons of a certain beam energy an electromagnetic scale is defined. The estimated systematic error of this scale is around 1.9% including deviations from linearity of ca. 1% for electrons in the energy range from 5 to 50 GeV. The energy resolution for measured electrons was found to be  $\sigma/E \approx 13.3\% \sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 200 \text{ MeV}/E$ .

The best estimation of the energy deposited by pions in the calorimeter is obtained by signal weighting, which is parametrized as a function of directly measurable variables, using simulated pion signals. After signal weighting the deviation from linearity is smaller than 1% between 5 and 205 GeV for these simulations. The transfer of the weighting functions to experimental pions is possible within an error of 3% at 5 - 50 GeV down to 1% for 80 - 205 GeV. The resolution for experimental signals is  $\sigma/E \approx 49.7\% \sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 1.6\%$ .

The application of the weighting functions determined from single hadron events to simulated particle jets with energies between 20 and 100 GeV is possible within a deviation from linearity of less than 2% if a filter algorithm for the selection of signals originated from the primary electromagnetic jet component is applied in addition.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>1 Messungen der Protonstruktur bei HERA</b>	<b>7</b>
1.1 Tief-inelastische Lepton-Nukleon Streuung . . . . .	7
1.1.1 Die kinematischen Variablen . . . . .	7
1.1.2 Strukturfunktionen des Protons . . . . .	9
1.2 Energiekalibration und Strukturfunktionsmessung . . . . .	14
1.2.1 Die Messung des gestreuten Elektrons . . . . .	15
1.2.2 Rekonstruktion der Kinematik aus dem hadronischen Endzustand	16
<b>2 Einführung in die Kalorimetrie</b>	<b>19</b>
2.1 Absorptionsverhalten verschiedener Teilchenarten in Materie . . . . .	19
2.1.1 Elektromagnetischer Energieverlust . . . . .	20
2.1.2 Ausbildung des elektromagnetischen Schauers . . . . .	23
2.1.3 Grundlegende Prozesse in hadronischen Schauern . . . . .	25
2.1.4 Strukturen hadronischer Schauer . . . . .	27
2.2 Kalorimetrische Energiemessung . . . . .	29
2.2.1 Prinzip des Sampling Kalorimeters . . . . .	29
2.2.2 Elektromagnetische Signale . . . . .	30
2.2.3 Hadronische Signale . . . . .	33
2.3 Flüssig Argon Kalorimetrie in H1 . . . . .	35
2.3.1 Aufbau des Kalorimeters . . . . .	36
2.3.2 Hadronen im H1 Kalorimeter . . . . .	38
<b>3 Grundlagen der Kalibration</b>	<b>43</b>
3.1 Bedeutung von Kalibrationskonstanten . . . . .	43
3.1.1 Ladungssammlung im Argon . . . . .	44
3.1.2 Beziehungen zwischen Kalibrationen für verschiedene Teilchenarten	45
3.2 Ideale elektromagnetische Kalibration . . . . .	46
3.2.1 Experimentelle Kalibration für Elektronen . . . . .	47
3.2.2 Energieverluste im inaktiven Material . . . . .	47
3.2.3 Korrektur der experimentellen Skala . . . . .	49
<b>4 Durchführung der Kalibrationsmessungen</b>	<b>50</b>
4.1 Die Kalibrationsmodule . . . . .	50
4.1.1 Elektromagnetisches Viertelstack . . . . .	50
4.1.2 Hadronisches Prototypkalorimeter . . . . .	53

4.2	Aufbau der Kalibrationsmessungen . . . . .	55
4.2.1	Aufbau in der Testregion . . . . .	55
4.2.2	Strahlführung . . . . .	57
4.2.3	Trigger und Teilchenselektion . . . . .	57
4.3	Elektronische Kalibration . . . . .	60
4.3.1	Elektronische Signalauslese . . . . .	60
4.3.2	Ladungseichung des digitalen Signals . . . . .	61
4.4	Ladungskorrekturen . . . . .	62
4.4.1	Elektronische Korrekturen . . . . .	63
4.4.2	Effizienz der Ladungssammlung . . . . .	66
<b>5</b>	<b>Energierекonstruktion auf der elektromagnetischen Skala</b>	<b>70</b>
5.1	Bestimmung der elektromagnetischen Skala . . . . .	70
5.1.1	Die ideale Monte Carlo Skala . . . . .	70
5.1.2	Die Kalibration für reale Elektronen . . . . .	73
5.1.3	Systematische Unsicherheiten der elektromagnetischen Skala . . . . .	75
5.1.4	Rekonstruktion der deponierten Energie . . . . .	77
5.2	Elektronensignale in IFE . . . . .	79
5.2.1	Energieauflösung . . . . .	79
5.2.2	Schauerstrukturen . . . . .	82
5.3	Signale von Pionen . . . . .	83
5.3.1	Ereignisselektion . . . . .	83
5.3.2	Vergleichbarkeit mit Simulationen . . . . .	86
<b>6</b>	<b>Energierекonstruktion für Hadronen und Teilchenjets mit Signalgewichtung</b>	<b>95</b>
6.1	Bestimmung der Gewichtungsfunktionen . . . . .	95
6.1.1	Beziehungen zwischen Signal und deponierter Energie in einzelnen Kanälen . . . . .	95
6.1.2	Berücksichtigung von Korrelationen zwischen Signalen in einzelnen Kanälen . . . . .	99
6.1.3	Bestimmung der Parameter der Gewichtungsfunktion . . . . .	101
6.1.4	Berücksichtigung des elektronischen Rauschens . . . . .	105
6.1.5	Ergebnisse der Anpassungen . . . . .	105
6.2	Linearität und Auflösung . . . . .	106
6.2.1	Güte der Parameterbestimmung . . . . .	107
6.2.2	Vergleichbarkeit mit realen Pionen . . . . .	107
6.2.3	Gewichtete Energieauflösung . . . . .	111
6.3	Rekonstruktion von Teilchenjets . . . . .	112
6.3.1	Ein Modell zur Energierекonstruktion von Jets . . . . .	112
6.3.2	Selektion von Clustern . . . . .	113
6.3.3	Rekonstruktion mit Clusterfilter . . . . .	117
6.3.4	Abschätzung systematischer Unsicherheiten . . . . .	122
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>128</b>

<b>A Parameter der Simulationen</b>	<b>130</b>
A.1 Verwendete Programme . . . . .	130
A.2 Ereignisstatistik . . . . .	131
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>131</b>
<b>Danksagung</b>	<b>137</b>

# Einleitung

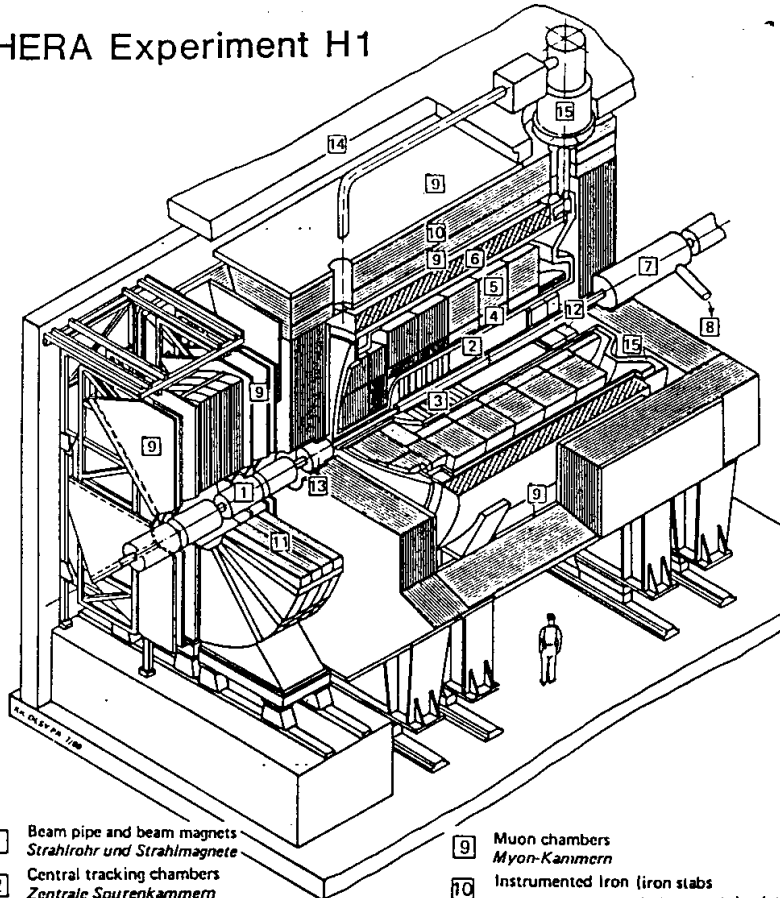
Mit den in der Mitte des Jahres 1992 beginnenden Experimente am Elektron-Proton-Speicherring HERA beim Deutschen Elektronensynchrotron DESY in Hamburg wird es möglich sein, die Struktur des Protons in bisher nicht gekannter Feinheit aufzulösen. Die an zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebrachten Protonen mit einem Impuls von etwa 820 GeV/c und Elektronen mit einem Impuls von etwa 30 GeV/c erlauben maximale Impulsüberträge von annähernd  $10^5$  GeV<sup>2</sup>, was einem Auflösungsvermögen von weniger als  $10^{-3}$  fm entspricht. Neben der Bestimmung der Strukturfunktion durch Messung des inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnittes des neutralen und geladenen Stroms in bisher nicht zugänglichen kinematischen Bereichen können z.B. die Gluonstrukturfunktion, Parameter des Standardmodells und Zustände schwerer Quarks in der Elektron-Protonstreuung untersucht werden.

Die aufgrund der vielfältigen physikalischen Fragestellungen an die beiden Detektoren H1 und ZEUS bezüglich absoluter Energiekalibration, Spurrekonstruktion und Streuwinkelmessung sowie Elektronidentifikation gestellten Forderungen sind sehr hoch. In beiden Detektoren kommen neben Driftkammern zur Rekonstruktion geladener Spuren große Kalorimeter zur Energiemessung von geladenen und neutralen Teilchen zum Einsatz.

In das H1 Experiment (Abbildung .1) ist ein Flüssig Argon/Blei- bzw. Stahlkalorimeter hoher Granularität eingebaut. Dieses Kalorimeter ist intrinsisch nicht kompensierend, d.h. ein hochenergetisches Hadron erzeugt ein kleineres Signal als ein Elektron, welches die gleiche Energie deponiert. Unter Ausnutzung der feinen Granularität kann durch Gewichtung der Signale in einzelnen Kalorimeterzellen bei der Rekonstruktion hadronischer Schauer Kompensation und damit eine zufriedenstellende hadronische Energieauflösung erreicht werden. Daneben zeichnet sich das H1 Flüssig Argon Kalorimeter durch eine gute elektromagnetische Energieauflösung und Elektron-Hadron-Separation aus.

In der vorliegenden Arbeit werden Ergebnisse aus Untersuchungen zur Kalibration des H1 Flüssig Argon Kalorimeters mittels spezieller Messungen mit Elektronen und Pionen und der Verwendung von Simulationsprogrammen vorgestellt. Dabei wird insbesondere ein einfaches Konzept zur Übertragung der Resultate der Kalibrationsmessungen an einem Modul des Kalorimeters in einem Teststrahl des CERN SPS auf das eigentliche H1 Kalorimeter eingeführt. Anhand von Simulationen werden dann hadronische Schauer hinsichtlich ihrer Signaleigenschaften studiert und ein Schema zur Rekonstruktion hadronisch deponierter Energien entwickelt, welches auf der Parametrisierung von Signalgewichtungsfunktionen unter Verwendung von direkt meßbaren Variablen basiert. Diese Parametrisierungen werden mit den Signalen aus realen Pionereignissen

# HERA Experiment H1



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

Abbildung .1: Der H1 Detektor am HERA Ring in Hamburg.

getestet. Schließlich wird ein Weg zur Kalibration des H1 Kalorimeters für Teilchenjets mit Hilfe der aus hadronischen Einzelteilchenereignissen bestimmten Gewichtungsfunktionen und einem Filter zur Selektion der durch Photonen im Jet deponierten Energie vorgeschlagen.

Im ersten Kapitel werden in einer kurzen Übersicht die Wirkungsquerschnitte des neutralen und geladenen Stroms in tief inelastischer Lepton-Nukleon Streuung und die damit verbundenen Strukturfunktionen diskutiert. Außerdem wird der Einfluß der Fehler der Energiekalibration und der Winkelmessung auf den Fehler bei der Bestimmung der kinematischen Variablen aus der Messung des gestreuten Elektrons bzw. des hadronischen Endzustandes aufgezeigt.

Danach erfolgt im zweiten Kapitel eine Einführung in die theoretischen Grundlagen der kalorimetrischen Energiemessung. Dabei werden einige Charakteristika der elektromagnetischen und hadronischen Schauerentwicklung in Materie diskutiert. Im Anschluß daran werden einige Merkmale der Signalbildung in *Sampling* Kalorimetern für die beiden Schauerarten vorgestellt. Am Ende des Kapitels wird der Aufbau des H1 Kalorimeters gezeigt und einige seiner Eigenschaften anhand von Simulationsergebnissen untersucht.

Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit der Definition der idealen elektromagnetischen Kalibration, die die Basis zur Übertragung der Ergebnisse der Kalibrationsmessungen auf das H1 Kalorimeter bildet. Im vierten Kapitel wird zunächst der Aufbau der Messungen am CERN SPS beschrieben. Danach folgt eine etwas detailliertere Diskussion der notwendigen, an die gemessenen Ladungen anzubringenden Korrekturen.

Im fünften Kapitel wird die Extraktion der elektromagnetischen Skala aus den gemessenen und simulierten Elektronsignalen gezeigt. Daneben werden Strukturen gemessener elektromagnetischer Schauer im Kalorimeter mit Simulationsergebnissen verglichen. Am Ende des Kapitels werden hadronische Signale aus Messung und Simulation unter Verwendung der Kalibrationskonstanten für Elektronen bezüglich ihrer Spektren und räumlichen Verteilungen untersucht.

Im sechsten und letzten Kapitel schließlich werden die Gewichtungsfunktionen zur vollständigen Rekonstruktion hadronisch deponierter Energie angegeben und auf Signale aus simulierten und realen Pionereignissen angewendet. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird das Modell zur Rekonstruktion der durch Teilchenjets deponierten Energie anhand von Simulationsrechnungen überprüft.

In Anhang sind einige Bemerkungen über die verwendeten Simulationsprogrammen und eine Übersicht über die Zahl der zur Verfügung stehenden experimentellen und simulierten Ereignisse zu finden.



# Kapitel 1

## Messungen der Protonstruktur bei HERA

In diesem Kapitel werden einige Aspekte der Bestimmung der Strukturfunktionen des Protons in der tief-inelastischen Lepton-Nukleonstreuung aufgezeigt. Der Einfluß der Güte der Energiemessung in den HERA Detektoren auf die Genauigkeit dieser Messungen wird diskutiert.

### 1.1 Tief-inelastische Lepton-Nukleon Streuung

Mit der HERA Maschine werden kinematische Bereiche zugänglich, die mit bisherigen Experimenten der Lepton-Nukleonen-Streuung mit festen Targets (*Fixed Target Experimente*) nicht erreichbar waren. Das Spektrum der physikalischen Fragestellungen umfaßt zum Beispiel das Verhalten der Strukturfunktionen in diesen Bereichen aber auch Messungen zu Parametern des Standardmodells und der Quantenchromodynamik. Im folgenden werden die kinematischen Variablen eingeführt und der totale Wechselwirkungsquerschnitt für Prozesse des neutralen Stroms vorgestellt.

#### 1.1.1 Die kinematischen Variablen

Die Kinematik der Lepton-Nukleon-Streuung kann mit Hilfe verschiedener Variablen beschrieben werden. Die Lorentz-Invarianten dieses Prozesses sind unter Vernachlässigung der Leptonmasse (siehe auch Abbildung 1.1):

$$q^2 = (k - k')^2 = -Q^2, \quad (Q^2 > 0) \quad (1.1)$$

$$s = (p + k)^2 \quad (1.2)$$

$$W^2 = p_H^2 \quad (1.3)$$

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M} = \frac{1}{2M}(W^2 + Q^2 - M^2) \quad (1.4)$$

Dabei sind

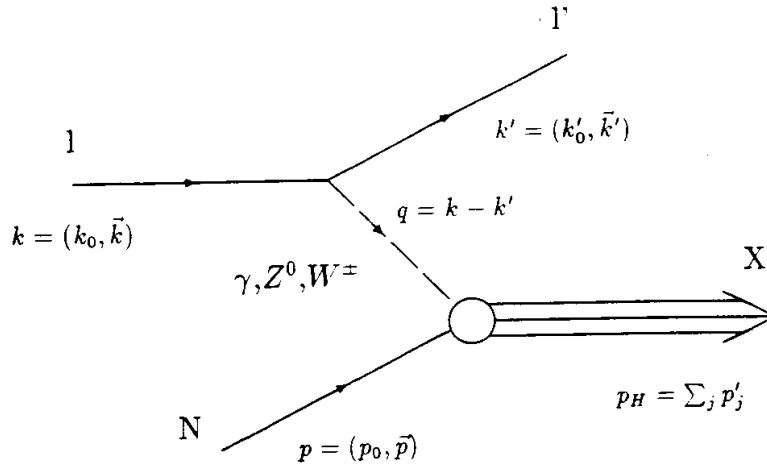


Abbildung 1.1: Zur Definition der Viererimpulse am Beispiel der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung  $l + N \rightarrow l' + X$  in der niedrigsten Ordnung

$k, k'$	die Viererimpulse des Leptons vor bzw. nach der Reaktion.
$p, p_H$	der Viererimpuls des Nukleons vor der Reaktion bzw. der Gesamtviererimpuls des hadronischen Endzustandes.
$q^2$	der Viererimpulsübertrag.
$s$	das Quadrat der Schwerpunktsenergie.
$W^2$	das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes.
$\nu$	der Energieübertrag.
$M$	die Nukleonmasse.

Neben den oben vorgestellten Größen werden zwei Variablen aus dem Quark-Parton-Modell zur Beschreibung des inelastischen Streuprozesses benutzt. Zum einen das Bjorken- $x$ , das den Anteil des mit dem Lepton wechselwirkenden Partons am Gesamtimpuls des Nukleons beschreibt, zum anderen die Größe  $y$ , die ein Maß für die Inelastizität der Reaktion ist ( $0 \leq x \leq 1, 0 \leq y \leq 1$ ):

$$x = \frac{-(k - k')^2}{2p \cdot (k - k')}, \quad y = \frac{p \cdot (k - k')}{p \cdot k} \quad (1.5)$$

Unter Verwendung der Gleichungen (1.1) bis (1.4) werden (1.5) zu:

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{W^2 + Q^2 - M^2}, \quad y = \frac{2M\nu}{s - M^2} = \frac{W^2 + Q^2 - M^2}{s - M^2} \quad (1.6)$$

Daraus folgt, daß bei tief-inelastischer Lepton-Nukleonstreuung ( $y > 0$ ) stets zwei linear unabhängige Größen zu messen sind, um die Kinematik zu beschreiben. Damit ist auch der totale Wirkungsquerschnitt bei festem  $s$  von zwei Variablen abhängig, z.B.  $x$  und  $Q^2$ .

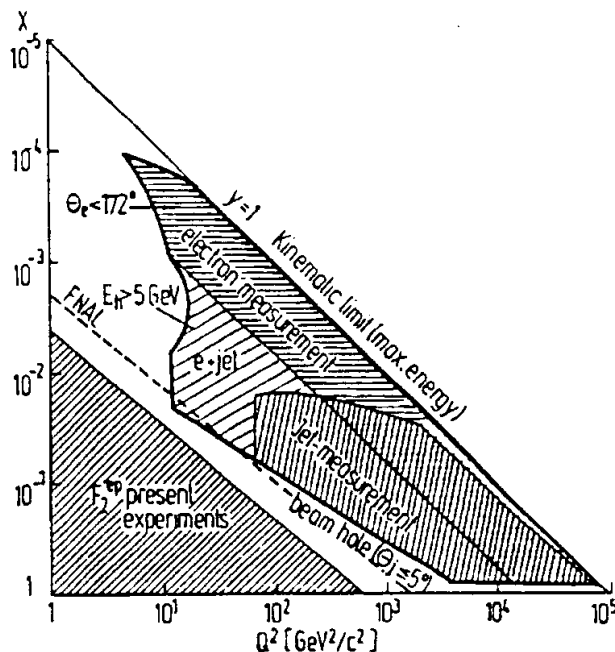


Abbildung 1.2: Die Akzeptanzregionen in der  $(x, Q^2)$ -Ebene für die Elektronen- und Hadronmessungen bei HERA im Vergleich zu der bisher zugänglichen Region (aus [Eis90]). Die eingezeichneten Begrenzungen sind durch die geringe Akzeptanz der Detektoren um das Strahlrohr ( $\theta_e < 172^\circ$  für Elektronen,  $\theta_j \leq 5^\circ$  für den Jet, jeweils bezogen auf die Richtung des Protons) und die relativ schlechte Auflösung für niedrige hadronische Energien ( $E_h < 5 \text{ GeV}$ ) bedingt.

### 1.1.2 Strukturfunktionen des Protons

Bei genügend großen Schwerpunktsenergien kann mittels der tief-inelastischen Lepton-Nukleonstreuung die Struktur des Nukleons, d.h. die Verteilung der Valenz- und Seequarks und der Gluonen im Nukleon, gemessen werden. Bisher stehen für diese Messungen nur Daten von Experimenten der  $eN$ -,  $\mu N$ - und  $\nu N$ -Streuung mit festem Target zur Verfügung. Mit der HERA  $ep$  Maschine wird es möglich sein, den meßbaren kinematischen Bereich deutlich zu höheren  $Q^2$  und kleineren  $x$  zu verschieben. In Abbildung 1.2 sind die Regionen gezeigt, in der das Auflösungsvermögen der HERA Detektoren eine Messung des inklusiven Wirkungsquerschnittes mit mehr als zehnprozentiger Genauigkeit erlaubt. Über die Elektronmessung allein wird der Bereich von etwa  $10^{-4} < x < 0.6$ ,  $Q^2 > 5 \text{ GeV}^2$  und  $y > 0.1$  abgedeckt; die Messung des hadronischen Endzustandes deckt die Region  $0.01 < x < 0.5$ ,  $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$  und  $y > 0.03$  ab [Fel88,Eis90]. Durch Kombination beider Messungen kann der insgesamt erreichbare Bereich noch vergrößert werden. Für große  $Q^2$  lassen sich dann Strukturen kleiner als  $10^{-3} \text{ fm}$  auflösen; außerdem wird es für kleine  $x$  möglich sein, mehr über die Verteilung der Gluonen im Proton zu erfahren.

Betrachtet man den Streuvorgang in niedrigster Ordnung, so ergeben sich folgende

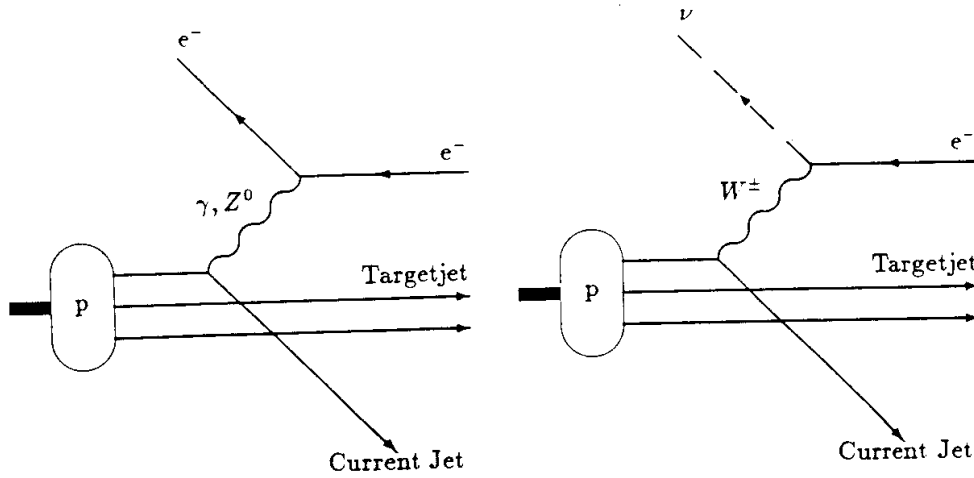


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung des neutralen (a) und des geladenen Stroms (b).

Modelle: das Parton (Valenz- oder Seequark) kann mit dem Elektron über einen neutralen Strom ( $\gamma$ - oder  $Z^0$ -Austausch, Abbildung 1.3a) oder über einen geladenen Strom ( $W^\pm$ -Austausch, Abbildung 1.3b) wechselwirken. Je nach Art des Stroms sind die leptonenischen Endprodukte dieser Reaktion das gestreute Elektron oder ein Neutrino. Der hadronische Endzustand wird in dieser Ordnung durch zwei Jets charakterisiert, den durch die Fragmentation des gestreuten Quarks hervorgerufenen Strom- oder *Current-Jet* und den durch die Fragmentation der Partonen im Protonrest induzierten *Target-Jet*.

### Neutrale Ströme

Im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für neutrale Ströme in der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung bei nicht polarisierten Teilchen in führender Ordnung gegeben durch: (z.B. in [Ing88])

$$\frac{d^2\sigma(e^-p)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left\{ y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) + \left( y - \frac{y^2}{2} \right) x F_3(x, Q^2) \right\} \quad (1.7)$$

Zwei der drei Strukturfunktionen  $F_1, F_2, F_3$  sind unter Vernachlässigung der Quarkmassen und der intrinsischen Transversalimpulse über die Callan-Gross-Beziehung [Cal69]

$$2x F_1(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) \quad (1.8)$$

miteinander verknüpft. Die Strukturfunktionen  $F_2, F_3$  sind im Quark-Parton-Modell abhängig von der Wahrscheinlichkeit, daß ein Quark (Antiquark) den Impulsanteil  $x$  des Protons trägt, und der Art der Kopplung dieses Partons an das Lepton. Der Zusammenhang zwischen der Strukturfunktion und den Quark- bzw. Antiquarkdichteverteilungen  $q_f, \bar{q}_f$  ist:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{f=u,d,s,c} A_f(Q^2) \left\{ x q_f(x, Q^2) + x \bar{q}_f(x, Q^2) \right\} \quad (1.9)$$

$$xF_3(x, Q^2) = \sum_{f=u,d,s,c} B_f(Q^2) \{xq_f(x, Q^2) - x\bar{q}_f(x, Q^2)\}$$

Die Koeffizienten  $A_f, B_f$  sind von der Quarkflavour  $f$ , der Stärke der Kopplung an das Photon und das  $Z^0$  Boson, und dem Verhältnis des  $Z^0$ - und des Photonpropagators  $P_Z = Q^2/(Q^2 + M_Z^2)$  abhängig:

$$\begin{aligned} A_f(x, Q^2) &= e_f^2 - 2e_f v_e v_f P_Z + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) P_Z^2 \\ B_f(x, Q^2) &= -2e_f a_e a_f P_Z + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) P_Z^2 \end{aligned} \quad (1.10)$$

Die Parameter  $v_f$  und  $a_f$  sind die Vektor- und Axialvektorkopplungen der Quarks bzw. Antiquarks an das  $Z^0$ . Sie können als Funktionen der dritten Komponente des schwachen Isospins  $T_{3f}$  und des Weinbergwinkels  $\theta_W$  ausgedrückt werden:

$$v_f = \frac{T_{3f} - 2e_f \sin^2 \theta_W}{\sin 2\theta_W}, \quad a_f = \frac{T_{3f}}{\sin 2\theta_W} \quad (1.11)$$

Die Kopplung an das Photon wird in Gleichung (1.9) durch das Quadrat der elektrischen Ladung  $e_f^2$  beschrieben. Die Größen  $v_e, a_e$  in den Gleichungen (1.10) beschreiben die Kopplung des  $Z^0$  an das Elektron und sind durch Einsetzen der entsprechenden Größen in (1.11) zu berechnen.

Für  $Q^2 \ll M_Z^2$  folgt  $P_Z \rightarrow 0$  und damit auch  $F_3 \rightarrow 0$ ; der Wirkungsquerschnitt in Gleichung (1.7) wird durch den rein elektromagnetischen Photonaustausch dominiert:

$$\left. \frac{d^2\sigma(e^-p)}{dx dQ^2} \right|_{em} \xrightarrow{Q^2 \ll M_Z^2} \left. \frac{d^2\sigma(e^-p)}{dx dQ^2} \right|_{em} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \{y^2 x F_1^{em}(x, Q^2) + (1-y) F_2^{em}(x, Q^2)\}$$

Unter Verwendung der Callan-Gross-Beziehung aus Gleichung (1.8) ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für den elektromagnetischen Strom zu:

$$\left. \frac{d^2\sigma(e^-p)}{dx dQ^2} \right|_{em} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} (1 + (1-y)^2) F_2^{em}(x, Q^2)$$

Die elektromagnetische Strukturfunktion  $F_2^{em}$  ist dann durch

$$F_2^{em}(x, Q^2) = \sum_{f=u,d,s,c} e_f^2 \{xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2)\}$$

gegeben (vgl. Gleichung (1.10)).

Mit wachsendem  $Q^2$  gewinnt zuerst der  $\gamma/Z^0$ -Interferenzterm (linear in  $P_Z$ ) und schließlich der reine  $Z^0$ -Term (quadratisch in  $P_Z$ ) an Bedeutung. Für sehr große  $Q^2$  wird der Wirkungsquerschnitt durch den schwachen Übergang dominiert. Abbildung 1.4 zeigt die relativen Beiträge der drei Terme zum Gesamtwirkungsquerschnitt – normiert auf den rein elektromagnetischen Querschnitt  $\sigma$ , – als Funktion von  $Q^2$ .

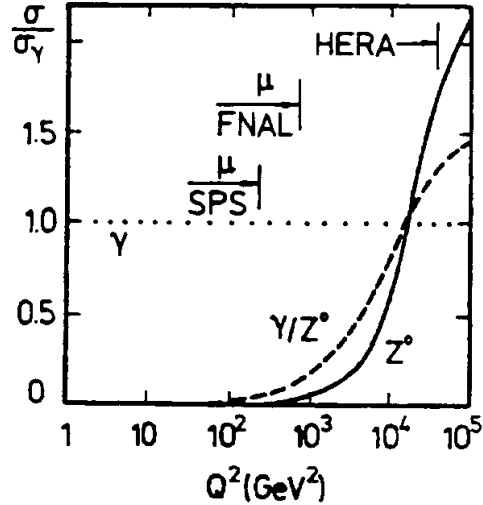


Abbildung 1.4: Die relativen Beiträge der einzelnen Terme zum neutralen Strom (entnommen aus [Ing88]).

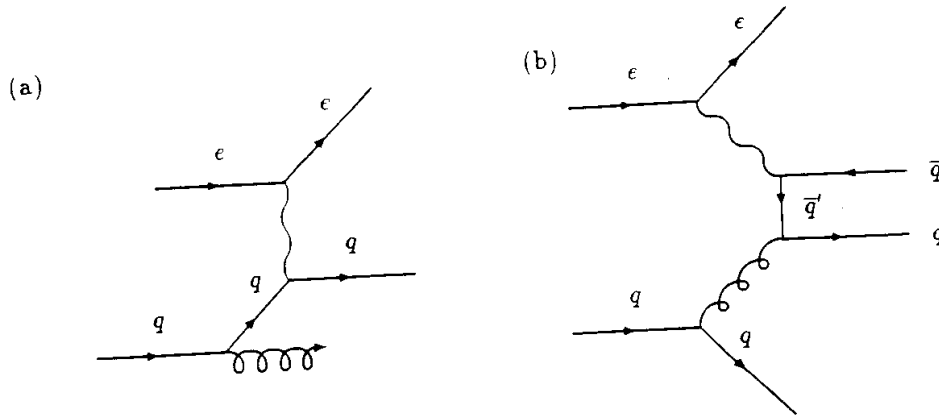


Abbildung 1.5: Gluonbremsstrahlung (a) und Boson-Gluon-Fusion (b) in niedrigster Ordnung.

### Einflüsse der starken Wechselwirkung

Bjorken hat 1969 errechnet, daß für  $(\nu, Q^2) \rightarrow \infty$  bei festem  $Q^2/\nu$  die Strukturfunktion  $F_2$  eine alleinige Funktion von  $x$ , nicht aber von  $Q^2$  ist: [Bjo69]

$$F_2(x, Q^2) \longrightarrow F_2(x).$$

Dieses Skalenverhalten wurde durch Streuexperimenten z.B. beim SLAC bestätigt. Es spiegelt die Streuung des Leptons an einem quasi-freien Parton wieder. Mit der Vergrößerung des für die Messungen zugänglichen kinematischen Bereichs sind bei späteren Fixed Target Experimenten Abweichungen vom Skalenverhalten gefunden worden, die ebenso wie ein weiteres experimentelles Ergebnis, nämlich die nicht verschwindende longitudinale Strukturfunktion  $F_L = F_2 - 2xF_1$ , nicht durch das Modell des quasi-freien Partons allein erklärt werden können. Beide Resultate deuten auf eine Wechselwirkung der Partonen untereinander hin.

Wenn das Nukleon nur aus punktförmigen, quasi-freien Valenzquarks besteht, ist auch mit wachsendem Auflösungsvermögen, also wachsendem  $Q^2$ , keine Änderung der Struktur zu erwarten. Die Dichteverteilungen  $q_f(x)$  der Quarks und damit auch  $F_2$  sind dann eine alleinige Funktion von  $x$ . Andererseits sagt die Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD), daß bei größerer Auflösung eine Wolke von Partonen um die Quarks sichtbar wird. Die Zahl der aufgelösten Partonen und damit auch die Partondichte nimmt mit wachsendem  $Q^2$  zu, die Dichteverteilungen sind somit auch vom Impulsübertrag abhängig. Zudem wächst die Wahrscheinlichkeit, an einem Parton mit kleinem Impulsanteil  $x$  im Nukleon zu streuen. Dagegen sinkt die Wahrscheinlichkeit, ein Parton mit großem  $x$  zu finden, da Quarks mit großem Impuls durch Gluonbremsstrahlung an Impuls verlieren. In Abbildung 1.5a ist der Feynmangraph für Gluonbremsstrahlung durch das primäre Quark in führender Ordnung gezeigt.

Gluonbremsstrahlung trägt in Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  zu  $F_2$  bei. Von der selben Ordnung sind auch die Boson-Gluon-Fusionsprozesse, die von der Gluondichteverteilung im Nukleon abhängen und somit weitere Strukturen in  $F_2$  einführen (Abbildung 1.5b). Qualitativ läßt sich der Einfluß dieser Kanäle bei reinem Photonaustausch nach einer Darstellung in [Hal84] wie folgt zusammenfassen:

$$\begin{aligned}
\frac{F_2(x, Q^2)}{x} &= \left| \text{Quark-Parton-Modell} \right|^2 + \left| \text{Gluonbremsstrahlung} \right|^2 + \left| \text{Photon-Gluon-Fusion} \right|^2 \\
&= \sum_{f=q,\bar{q}} e_f^2 \times \left\{ q_f(x) + \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(x/\xi) \log \frac{Q^2}{\mu^2} + \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} g(\xi) \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{gq}(x/\xi) \log \frac{Q^2}{\mu^2} \right\}
\end{aligned}$$

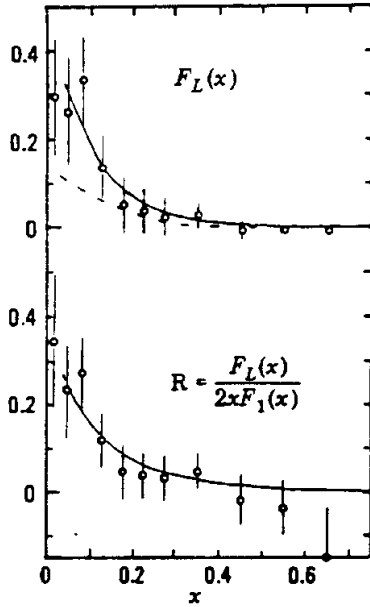


Abbildung 1.6:  $F_L$  und die Abweichung von der Callan-Gross-Relation als Funktion von  $x$  (entnommen aus [Rob90]).

Dieser Beitrag ist von *Next-to-Leading Order* der QCD und in [Mar88] berechnet worden. Abbildung 1.6 zeigt  $F_L$  und das Verhältnis  $F_L/(2xF_1)$  als Funktion von  $x$ , wie sie von der CDHSW Kollaboration in  $\nu N$  Streuung gemessen wurden [Ber91]. Die durchgezogenen Kurven zeigen das aus  $F_2$  und der Gluonstrukturfunktion  $G$  berechnete  $F_L$ . Bei HERA wird es möglich sein, den kinematischen Bereich sehr kleiner  $x$  auszumessen, in dem der Beitrag von  $F_2$  an der longitudinalen Strukturfunktion vernachlässigbar klein gegen den Beitrag der Gluonen wird.  $F_L$  ist dann direkt ein Maß für die Verteilung der Gluonen  $G(x, Q^2)$  im Nukleon in dieser  $x$ -Region (aus [Sti88]):

$$F_L(x, Q^2) \simeq \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} \left( 8 \sum_f e_f^2 \right) \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left( \frac{x}{\xi} \right)^2 \left( 1 - \frac{x}{\xi} \right) G(\xi, Q^2)$$

Neben den Dichteverteilungen  $q_f(x)$  der Quarks und der Gluonen ( $g(\xi)$ ) werden die *Splitting-Funktionen*  $P_{qq}(z)$  und  $P_{gq}(z)$  eingeführt. Sie repräsentieren die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Quark ein Gluon mit dem Anteil  $z = x/\xi$  seines Impulses emittiert ( $P_{qq}(z)$ ) bzw. daß ein Gluon ein Quark-Antiquarkpaar erzeugt, indem das Quark den Anteil  $z$  des Gluons übernimmt ( $P_{gq}(z)$ ). Die Gluonbremsstrahlung gewinnt bei großem  $Q^2$  an Bedeutung, während die bei kleinem  $x$  dominante Boson-Gluon-Fusion prinzipiell das Studium der Gluonenverteilung im Nukleon ermöglicht. Außerdem können in diesem Kanal noch offene oder gebundene Zustände der schweren Quarks untersucht werden.

Die insbesondere bei kleinem  $x$  nicht verschwindende longitudinale Strukturfunktion  $F_L$  ist ein Hinweis auf einen intrinsischen Transversalimpuls der Partonen im Nukleon, ebenfalls hervorgerufen durch Wechselwirkungen mit Gluonen.

## Geladene Ströme

Die Struktur des Protons kann natürlich auch über den bei großem  $Q^2 \gtrsim M_W^2 \approx 6400 \text{ GeV}^2$  dominant zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragenden Kanal des geladenen Stroms ausgemessen werden. Die elektrische Ladung der Austauscheteilchen führt zu einer Unterdrückung der Kopplung an Quarks mit gleichem Ladungsvorzeichen. Dieses drückt sich im Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms für unpolarisierte  $ep$ -Streuung aus (nach [Ing89]):

$$\frac{d\sigma_{CC}(e^-p)}{dx dQ^2} = \frac{\pi\alpha^2}{4\sin^4\theta_W(Q^2 + M_W^2)^2} \left\{ \sum_{f=u,c} q_f(x, Q^2) + (1-y)^2 \sum_{f=d,s} \bar{q}_f(x, Q^2) \right\}$$

Bemerkenswert ist, daß über die Messung des Wirkungsquerschnittes des geladenen Stroms und im Vergleich mit dem des neutralen Stroms einige Parameter des Standardmodells wie z.B. Elemente der Kobayashi-Maskawa-Matrix bestimmt werden können (aus [Ing88]):

$$\frac{d\sigma_{CC}(e^-p)}{dx dQ^2} = \frac{(1-\lambda)\pi\alpha^2}{4\sin^4\theta_W(Q^2 + M_W^2)^2} \sum_{i,j} \left\{ |V_{u,d_i}|^2 u_i(x, Q^2) + (1-y)^2 |V_{u,d_i}|^2 \bar{d}_i(x, Q^2) \right\}$$

Dabei sind  $u_i, d_j$  die Bezeichnungen für die Quarkflavour und die Dichteverteilungen der entsprechenden Quarks ( $u_i = u, c, \dots; d_j = d, s, b$ ).  $V_{u,d}$  ist das entsprechende Element der Kobayashi-Maskawa-Matrix.

## 1.2 Energiekalibration und Strukturfunktionsmessung

Die Einflüsse der Kalibrationsfehler in der Energiemessung und der Energie- und Winkelauflösungen auf die Fehler in den rekonstruierten kinematischen Variablen ist – im wesentlichen unabhängig vom eigentlichen Detektor – detailliert von Feltesse [Fel88] anhand von Simulationsrechnungen studiert worden. Im nachfolgenden werden die Ergebnisse dieser Studie zusammengefaßt.

Die Genauigkeit der Messung des inklusiven Wechselwirkungsquerschnitts in den beiden HERA Detektoren ist bestimmt durch die Güte der Kalibration und der möglichen Auflösung der einzelnen Detektorkomponenten. Der kinematische Bereich in  $(x, Q^2)$  oder  $(y, Q^2)$ , der von der Maschine her abgedeckt wird und somit ausmeßbar wäre, wird durch die Detektoreigenschaften eingegrenzt und ist abhängig von der geforderten Genauigkeit in der Messung des Wirkungsquerschnittes. Der Zusammenhang zwischen der wahren, dem Wirkungsquerschnitt entsprechenden Zählrate  $\sigma_w(x, Q^2)$  in einem  $(x, Q^2)$ -Bin und der tatsächlich gemessenen Rate  $\sigma_m(x, Q^2)$  ist durch die Akzeptanzfunktion  $A(x, Q^2)$  gegeben [Fel88]:

$$\sigma_w(x, Q^2) = \frac{\sigma_m(x, Q^2)}{A(x, Q^2)} \quad (1.12)$$

Diese Funktion beschreibt die Migration von Ereignissen aus und in ein bestimmtes  $(x, Q^2)$ -Bin. Eine Ursache dieser Migration ist die endliche Auflösung des Detektors in der Winkel- und Energiemessung. Ein weiterer, wichtiger Grund für Migrationen sind Strahlungskorrekturen, die für HERA Ereignisse in [Hol88] zusammenfassend dargestellt



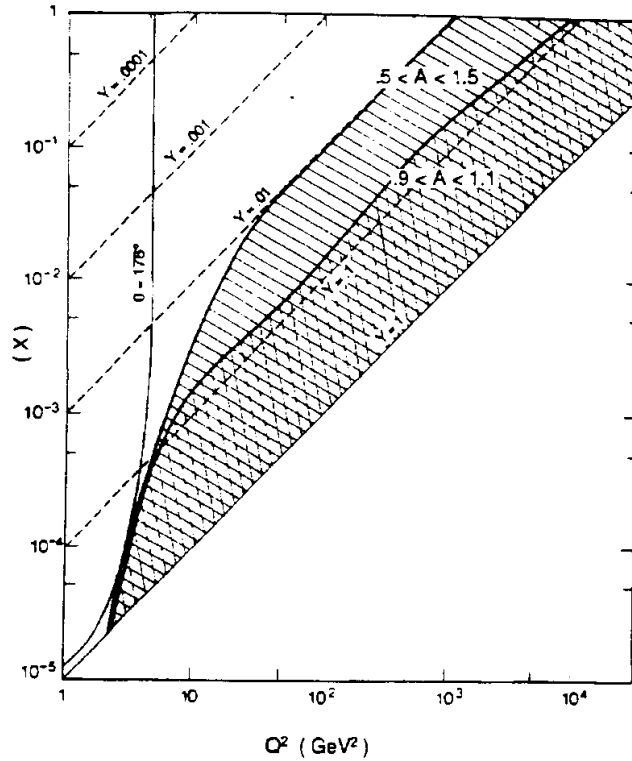


Abbildung 1.7: Die Akzeptanzfunktion  $A$  aus Gleichung 1.12 in der  $(x, Q^2)$ -Ebene für die Elektronenmessung. Der eingezeichnete maximale Elektronenstreuwinkel wird mit  $\theta = 176^\circ$  angegeben. [Fel88]

sind und hier nicht weiter diskutiert werden. Abbildung 1.7 zeigt den kinematischen Bereich, in dem bei einer Bestimmung des Wirkungsquerschnittes allein aus der Messung des gestreuten Elektrons das Verhältnis  $\sigma_m(x, Q^2)/\sigma_w(x, Q^2)$  um nicht mehr als 10% von eins abweicht. Zum Vergleich ist auch der Bereich gezeigt, in dem dieses Verhältnis um nicht mehr als 50% streut. Dabei wurde die für Elektronen im H1 Detektor realistische Energieauflösung von

$$\frac{\sigma(E_e)}{E_e} = \frac{0.13}{\sqrt{E_e}}$$

angenommen.

### 1.2.1 Die Messung des gestreuten Elektrons

Prinzipiell kann der differentielle Wirkungsquerschnitt für Prozesse des neutralen Stroms allein aus der Energie und dem Streuwinkel des Elektrons bestimmt werden. Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen ist im Laborsystem bei Vernachlässigung der Elektronenmasse durch

$$x = \frac{E'_e E_e \cos^2 \frac{\theta}{2}}{E_p (E_e - E'_e \sin^2 \frac{\theta}{2})}$$

$$Q^2 = 4E'_e E_e \cos^2 \frac{\theta}{2}$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

gegeben. Dabei sind  $E_p$  und  $E_e$  die Energie des Protons und des Elektrons,  $E'_e$  und  $\theta$  die Energie und der Winkel des gestreuten Elektrons im Laborsystem, d.h. gemessen relativ zur Protonflugrichtung. Die Unsicherheit, mit der die kinematischen Variablen  $x$  und  $Q^2$  aufgrund des Fehlers in der Energie- und Winkelmessung behaftet sind, stellt sich dann als

$$\frac{dQ^2}{Q^2} = \left. \frac{\delta Q^2}{Q^2} \right|_E \oplus \left. \frac{\delta Q^2}{Q^2} \right|_\theta = \frac{dE}{E} \oplus \left( -\tan \frac{\theta}{2} \right) d\theta \quad (1.13)$$

$$\frac{dx}{x} = \left. \frac{\delta x}{x} \right|_E \oplus \left. \frac{\delta x}{x} \right|_\theta = \frac{1}{y} \frac{dE}{E} \oplus \tan \frac{\theta}{2} \left( x \frac{E_p}{E_e} - 1 \right) d\theta \quad (1.14)$$

dar. Es zeigt sich, daß der Fehler in  $Q^2$  außer bei sehr kleinen Auslenkungen des Elektrons, also bei großen Winkeln  $\theta$ , durch die Güte der Energiemessung dominiert wird. Für Elektronen kann hier ein Fehler von nur 1 - 2% erreicht werden. Der Fehler in  $x$  wird bei kleinem  $y$  sehr groß. Mit der erreichbaren Genauigkeit in der Energiemessung ist  $dx/x \leq 10\%$  nur für  $y > 0.1$  möglich. Der Fehler in der Winkelmessung trägt nur für große  $x$  und kleine  $Q^2$  signifikant zum Fehler in  $x$  bei. Der kinematische Bereich, in dem der Wechselwirkungsquerschnitt um weniger als 10% vom wahren Wert abweicht, ist für einen einprozentigen und einen zweiprozentigen Fehler in der Energiekalibration für Elektronen in Abbildung 1.8 gezeigt.

## 1.2.2 Rekonstruktion der Kinematik aus dem hadronischen Endzustand

Für Ereignisse des geladenen Stroms steht zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen nur der hadronische Endzustand zur Verfügung. Zudem kann durch Rekonstruktion der Kinematik aus dem hadronischen Endzustand auch der zugängliche Bereich für Ereignisse des neutralen Stroms vergrößert werden.

Die Methode von Jacquet-Blondel [Jac79] erlaubt eine modellunabhängige Rekonstruktion der Kinematik, ohne von der Definition eines Teilchenjets abhängig zu sein. Die grundlegenden Beziehungen sind in [Fel88] zusammengefaßt:

$$y = \frac{P \cdot (P_H - P)}{P \cdot k} = \frac{1}{2E_e} \sum_h (E_h - p_{z,h}) \quad (1.15)$$

$P$  ist der Viererimpuls des Protons,  $k$  der des einfliegenden Elektrons;  $P_H$  ist die Summe aller Vierervektoren des hadronischen Endzustandes:

$$P_H = \sum_h (E_h, p_{x,h}, p_{y,h}, p_{z,h}).$$

Der Impulsübertrag ist auf der Hadronseite gegeben als:

$$Q^2 = \frac{p_\perp^2}{1-y} = \frac{(\sum_h \vec{p}_{\perp,h})^2}{1-y} \quad (1.16)$$

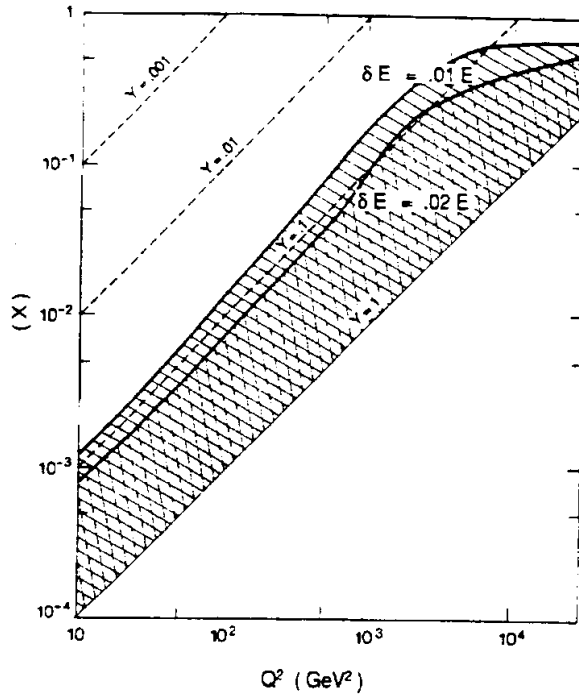


Abbildung 1.8: *Einfluß der Energiekalibration für Elektronen auf den zugängigen kinematischen Bereich.* [Fel88]

Damit kann  $x$  unter Verwendung der Beziehungen in den Gleichungen (1.5,1.6) aus

$$x = \frac{Q^2}{2(P \cdot k)y} = \frac{Q^2}{4E_e E_p y} \quad (1.17)$$

berechnet werden. Bemerkenswert ist, daß es zur Rekonstruktion der Kinematik nicht notwendig ist, den Currentjet zu identifizieren. Lediglich der totale hadronische Energiefluß muß gemessen werden. Ein weiterer Vorteil dieser Methode ist, daß bei genügend großem Winkel  $\theta_H$  des Currentjet nur gering ausgelenkte Hadronen ( $p_{z,h} \simeq E_h$ ), die im wesentlichen das Strahlrohr entlangfliegen und damit nicht zu messen sind, nicht signifikant zu  $y$  oder  $Q^2$  beitragen, siehe Gleichung (1.15). Falls allerdings  $\theta_H$  sehr klein wird ( $\leq 10^\circ$ ), ist durch die Teilchenverluste im Strahlrohr die Rekonstruktion der kinematischen Größen aus den Hadronen praktisch nicht mehr möglich. Eine weitere Schranke für die hadronische Messung der kinematischen Variablen ist  $x > 10^{-2}$ , bei kleineren  $x$  sind die Hadronenergien  $E_h$  zu klein, um noch verläßlich gemessen werden zu können.

Der Fehler in  $x$  und  $Q^2$  durch Unsicherheiten in der Energie- und Winkelmessung ist für den hadronischen Endzustand gegeben durch:

$$\frac{dQ^2}{Q^2} = \frac{2-y}{1-y} \frac{dE_H}{E_H} \oplus \left\{ 2 \cot \theta_H + \frac{y}{1-y} \cot \frac{\theta_H}{2} \right\} d\theta_H \quad (1.18)$$

$$\frac{dx}{x} = \frac{1}{1-y} \frac{dE_H}{E_H} \oplus \left\{ -2 \cot \theta_H + \frac{1-2y}{1-y} \cot \frac{\theta_H}{2} \right\} d\theta_H \quad (1.19)$$

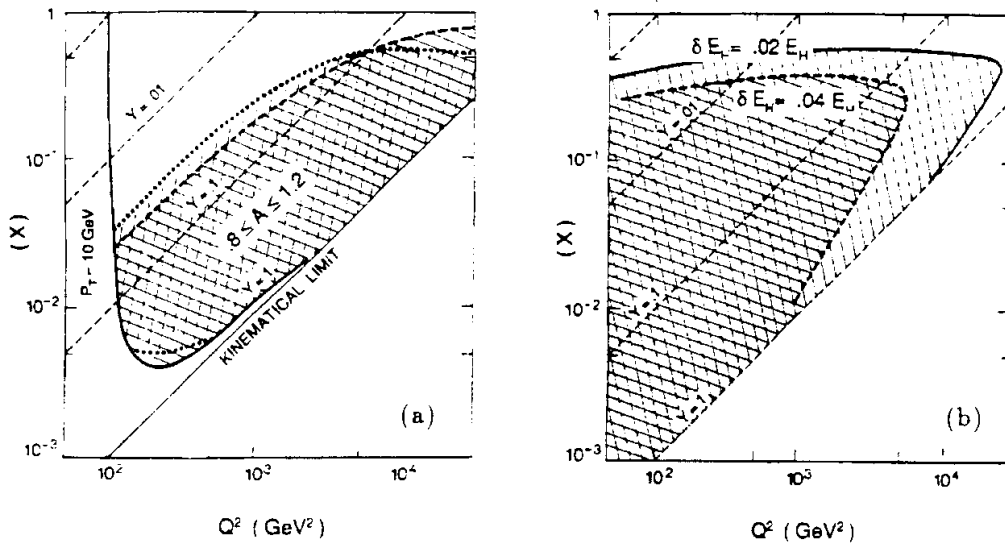


Abbildung 1.9: Die Akzeptanzregion für Hadronen, in der der gemessene Wirkungsquerschnitt um nicht mehr als 20% vom wahren abweicht (a). Die gepunktete Linie zeigt die Akzeptanz für eine Simulation des H1 Detektors, die gestrichelte Linie für eine des ZEUS Detektors. In Bild (b) ist der kinematische Bereich, in dem für die beiden angegebenen Kalibrationsfehler der Wirkungsquerschnitt auf 10% genau aus der Messung des hadronischen Endzustandes bestimmt werden kann, dargestellt. [Fel88]

Der Fehler in  $x$  wird für große  $y$  groß. Die Bestimmung von  $Q^2$  aus dem hadronischen Endzustand ist im Gegensatz zur Messung des Elektrons von  $y$  abhängig und zeigt eine schlechtere Auflösung als  $dx/x$ . Bei einer Kombination beider Messungen bei Ereignissen des neutralen Stroms zur optimalen Ausnutzung des kinematischen Bereichs in  $(x, Q^2)$  sollte die Bestimmung von  $Q^2$  über das gestreute Elektron erfolgen.

Der innerhalb einer 20 prozentigen Unsicherheit zugängliche kinematische Bereich für rein hadronische Messungen ist in Abbildung 1.9a dargestellt. Die für den H1 Detektor erreichbare Region ist unter der für kleine  $\theta_H$  sehr optimistischen Annahme einer hadronischen Energieauflösung von

$$\frac{\sigma(E_H)}{E_H} = \frac{1.00}{\sqrt{E_H}} \oplus 0.02 \quad \theta_H < 4^\circ$$

$$\frac{\sigma(E_H)}{E_H} = \frac{0.50}{\sqrt{E_H}} \oplus 0.02 \quad \theta_H > 4^\circ$$

bei einer totalen Winkelakzeptanz von  $0.6^\circ < \theta_H < 135^\circ$  gezeigt. Eine Begrenzung durch  $p_\perp > 10$  GeV kommt durch Triggeranforderungen zustande.

Der Bereich, indem der aus dem hadronischen Endzustand rekonstruierte Wirkungsquerschnitt um nicht mehr als 10% vom wahren abweicht, ist für zwei verschiedene Fehler in der Energiekalibration für Hadronen ( $dE/E = 0.02$  und  $dE/E = 0.04$ ) in Abbildung 1.9b dargestellt.

# Kapitel 2

## Einführung in die Kalorimetrie

Wie im vorherigen Kapitel dargestellt wurde, ist die Bestimmung der Energie und des Streuwinkels des Leptons und des hadronischen Endzustandes essentiell zur Rekonstruktion der Kinematik eines Ereignisses in den HERA Experimenten. Wegen den möglichen großen Energien sind Kalorimeter besonders geeignet zur Messung derselben, da sich ihre relative Energieauflösung mit dem Inversen der Quadratwurzel der Energie verbessert. Zusammen mit einer genügend feinen räumlichen Granularität der Auslesekanäle ist die vollständige Rekonstruktion der Ereigniskinematik allein aus der kalorimetrischen Messung innerhalb relativ kleiner Fehler möglich.

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Schauerphysik und Signalerzeugung in Kalorimetern in Anlehnung an die Eigenschaften des am Ende des Kapitels vorgestellten H1 Kalorimeters diskutiert.

### 2.1 Absorptionsverhalten verschiedener Teilchenarten in Materie

Die elementaren Wechselwirkungen, die zur Absorption der Energie eines in Materie eindringenden Teilchens führen, sind entweder von elektromagnetischer oder starker Natur<sup>1</sup>. Der Energietransfer durch Wechselwirkungen mit dem Coulombfeld der Atomkerne tritt für alle geladenen Teilchen und Photonen auf und führt zu Bremsstrahlung bzw. Paarbildung und Ionisation. Elektrisch geladene und neutrale Hadronen können inelastisch an den Kernen streuen und dabei ihre Energie in die Produktion von Sekundärteilchen und Kernanregungen investieren. Aufgrund der sehr unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse ist die räumliche Verteilung der deponierten Energie nicht nur von den Eigenschaften der Materie, sondern auch von der absorbierten Teilchenart abhängig. Es können drei verschiedene Strukturen unterschieden werden:

- (i) der elektromagnetische Schauer wird durch hochenergetische Elektronen, Positronen und Photonen ausgelöst und ist durch eine regelmäßige, von Ereignis zu Ereignis nur wenig variierende Struktur und Kompaktheit ausgezeichnet.
- (ii) der hadronische Schauer wird durch schnelle Hadronen induziert. Seine räumliche Struktur unterliegt von Ereignis zu Ereignis relativ großen Fluktuationen; im Ver-

---

<sup>1</sup>Schwache Prozesse tragen erst bei Schauerenergien im TeV-Bereich bei [Fab89]

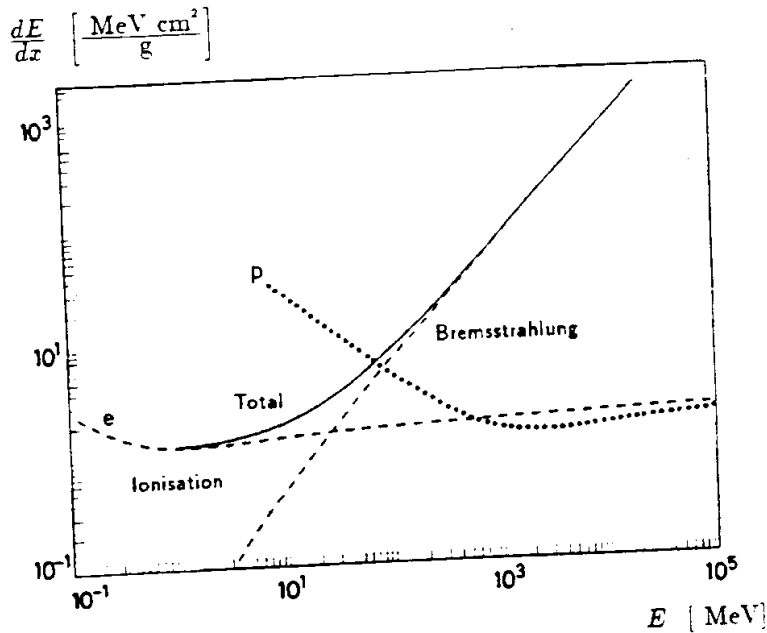


Abbildung 2.1: Energieverlust des Elektrons durch Bremsstrahlung und Ionisationen in Kupfer. Zum Vergleich ist der Ionisationsverlust von Protonen im selben Medium dargestellt [Leo87].

gleich zu elektromagnetischen Schauern des gleichen Energiegehalts sind hadronische Schauer meistens sehr viel breiter und tiefer.

- (iii) Energieverluste durch Ionisationen entlang der Teilchenspur ohne Ausbildung eines Schauers treten für Myonen und geladene Hadronen, welche ein Medium ohne inelastische Wechselwirkung durchqueren, auf.

Zunächst werden die den in den Punkten (i) und (iii) beschriebenen Strukturen der Energie deposition zugrunde liegenden elektromagnetischen Prozesse beschrieben.

### 2.1.1 Elektromagnetischer Energieverlust

Bei geladenen, massiven hochenergetischen Teilchen kann sich die Wechselwirkung mit dem Coulombfeld der Atomkerne als Bremsstrahlung, Ionisation oder atomare Anregung darstellen; Photonen können je nach ihrer Energie in Elektron-Positron-Paare konvertieren oder ebenfalls Ionisation und Anregung durch Compton- oder Photoeffekt induzieren.

#### Bremsstrahlung

Bremsstrahlung tritt hauptsächlich beim Durchgang hochenergetischer Elektronen und Positronen durch Materie auf. Schon bei den nächst-schwereren Myonen ist die Produktion von Bremsstrahlungsphotonen bei Teilchenenergien bis zu etwa 100 GeV um mehr

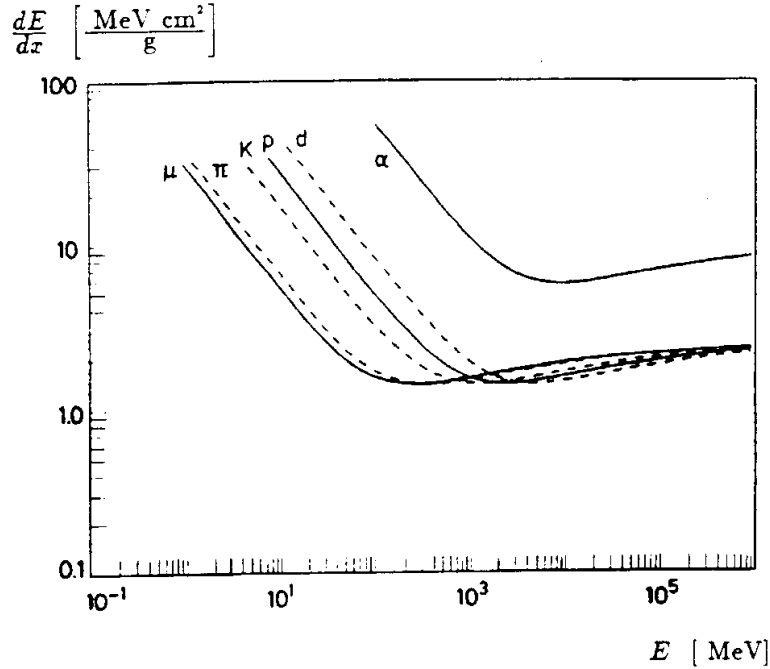


Abbildung 2.2: Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation in Blei (entnommen aus [Leo87]).

als vier Größenordnungen gegenüber den Elektronen unterdrückt, da sich die Bremsstrahlungswahrscheinlichkeit umgekehrt proportional zum Quadrat der Teilchenmasse verhält [Tsa74]. Damit werden auch geladene Hadronen nur mit geringer Wahrscheinlichkeit Bremsstrahlungsphotonen emittieren.

Die Energie der Bremsstrahlungsphotonen entlang der Bahn eines hochenergetischen Elektrons folgt einem differentiellen Spektrum  $dE_\gamma/E_\gamma$ ; die meisten dieser Photonen haben also eine kleine Energie  $E_\gamma$  [Fab89,Loh86]. Der mittlere relative Energieverlust durch Bremsstrahlung in der Tiefe zwischen  $x$  und  $x + dx$  in Materie läßt sich dann in der Strahlungsformel (z.B. aus [Loh86])

$$\left. \frac{dE}{dx}(x) \right|_{\text{brems}} = - \frac{E(x)}{X_0} \quad (2.1)$$

in guter Näherung ausdrücken. Dabei ist  $X_0$  die Strahlungslänge, deren statistische Bedeutung durch die Lösung der Gleichung (2.1) ersichtlich ist:

$$E(x) = E_0 \cdot e^{-x/X_0}$$

$E(x)$  ist die mittlere Energie von Elektronen der Anfangsenergie  $E_0$  nach Durchlaufen der Strecke  $x$  in Materie. Somit ist die Strahlungslänge  $X_0$  gerade die Strecke, auf dem ein Elektron im Mittel  $(1 - 1/e)$  seiner Energie durch Bremsstrahlung verloren hat. In ihr sind alle Materialabhängigkeiten vereinigt; für viele Medien ( $13 \leq Z \leq 92$ ) gilt mit  $dX_0/X_0 < \pm 0.2$ : [Fab85]

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

$A$  ist dabei die Massen- und  $Z$  die Kernladungszahl des Mediums. Der in Abbildung 2.1 dargestellte Energieverlust von Elektronen in Kupfer zeigt die Dominanz des Bremsstrahlungsverlustes gegenüber dem Ionisationsverlust für große Elektronenergien.

### Ionisationsverluste

Ionisationsverluste treten für alle geladenen Teilchen in Materie auf. Dieser Prozess wird qualitativ und quantitativ durch den Bethe-Bloch Formalismus [Bet30,Blo32] beschrieben. Demnach folgt der mittlere Energieverlust eines Elektrons pro Wegelement in Materie dem in Abbildung 2.1 dargestellten Verhalten. Für schwerere geladene Teilchen ist der Ionisationsverlust in Abbildung 2.2 dargestellt. Beachtenswert ist, daß oberhalb einer Energie von etwa 100 MeV der Ionisationsverlust für Myonen und geladene Pionen praktisch gleich ist.

### Energieverlustmechanismen des Photons

Photonen geben ihre Energie in Materie vorwiegend entweder indirekt durch Elektron-Positron-Paarbildung oder direkt durch Comptonstreuung oder Absorption (Photoeffekt) ab. Die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Prozesse sind als Funktion der Photonenenergie in Abbildung 2.3 dargestellt. Die einzelnen Beiträge sind:[Hub80]

$\sigma_P$  atomarer Photoeffekt;

$\sigma_R$  Rayleigh-Streuung;

$\sigma_C$  Compton-Streuung;

$\sigma_N$  Paarbildung im Kernfeld;

$\sigma_E$  Paarbildung im Feld der Elektronen;

$\sigma_A$  photonuklearer Effekt.

Photonen mit Energien größer als einige zehn MeV werden dominant in Elektron-Positron-Paare konvertieren, bei kleineren Energien bis hinab zu einigen hundert keV überwiegen Ionisationen durch den Compton-Effekt. Für kleinere Photonenergien treten hauptsächlich Ionisationen durch den Photoeffekt auf.

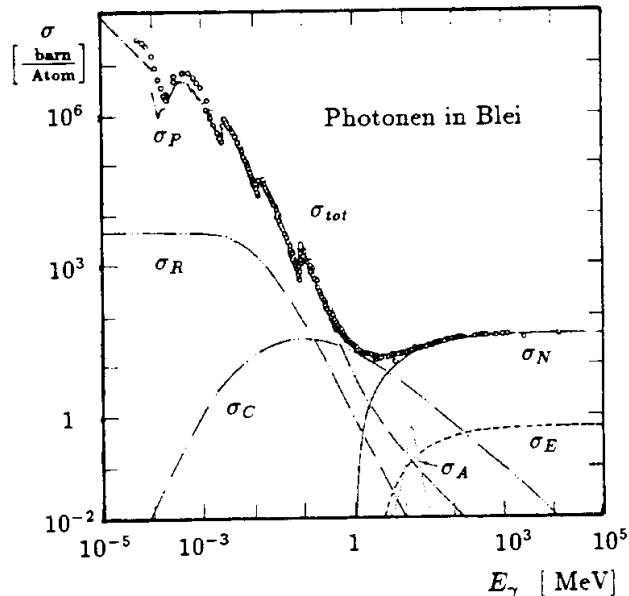


Abbildung 2.3: Der totale Wechselwirkungsquerschnitt für Photonen in Blei und die einzelnen Beiträge der möglichen Prozesse als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  [Hub80].



## 2.1.2 Ausbildung des elektromagnetischen Schauers

Das Zusammenspiel der oben beschriebenen elementaren Prozesse führt bei Eintritt eines hochenergetischen Elektrons, Positrons oder Photons in Materie zur Ausbildung einer elektromagnetischen Teilchenkaskade<sup>2</sup>. Ein einfallendes hochenergetisches Elektron zum Beispiel wird zunächst mit großer Wahrscheinlichkeit Bremsstrahlungspotonen emittieren, die wiederum, falls ihre Energie groß genug ist, in Elektron-Positronpaare konvertieren. Die so produzierten sekundären Teilchen können wieder Photonen emittieren, die dann weitere Paare erzeugen können. Die Zahl der Schauerteilchen erreicht ihr Maximum in der Tiefe  $t_{max}$ , ab der der Wirkungsquerschnitt für Ionisationsverluste über den für Bremsstrahlung dominiert. Die Energie, bei der beide Querschnitte gleichgroß sind, ist die kritische Energie  $E_c$ , die näherungsweise durch [Fab85]

$$E_c \simeq \frac{550 \text{ MeV}}{Z}$$

gegeben ist. Dieser Zusammenhang ist für Materialien mit  $13 \leq Z \leq 92$  genauer als  $\pm 10\%$ .

Die Ausbreitung der Kaskade in Richtung des Primärteilchens – und damit die Eindringtiefe des Schauers – wird durch die Strahlungsprozesse in der Anfangsphase bestimmt. Die Skala  $t$  ist zur Beschreibung der longitudinalen Schauerentwicklung geeignet:

$$t = \frac{x}{X_0}, \quad [x] = [X_0].$$

Genauere Betrachtungen der longitudinalen Schauerentwicklung wurden bereits 1952 von Rossi [Ros52] durchgeführt. In seiner *Approximation B* ergeben sich unter den Annahmen, daß

- der Wirkungsquerschnitt für Ionisationen unabhängig von der Energie ist;
- Vielfachstreuung vernachlässigt wird (eindimensionale Schauerentwicklung);
- und die Compton-Streuung der Photonen vernachlässigt wird

die in Tabelle 2.1 [Fab85] dargestellten Parameter für elektromagnetische Schauer. Beachtenswert ist, daß die Tiefe des Schauermaximums  $t_{max}$  nur logarithmisch mit der Einfallenergie  $E_0$  wächst. Die in der Tabelle genannte mittlere totale Spurlänge  $T$  ist ein geeignetes Maß für die Energiedeposition in der Phase der Schauerausbildung, da sie proportional zu den Ionisationsverlusten geladener Schauerteilchen ist. In Rossis Modell kann  $T$  durch Integration über alle Spuren geladener Teilchen, deren Energie  $E \gg E_c$  ist, berechnet werden:

$$T = \frac{2}{3} \int_0^{t_{max}} N(t) dt \approx \frac{2}{3 \ln 2} \frac{E_0}{E_c} [X_0] \approx \frac{E_0}{E_c} [X_0] \quad (2.2)$$

Die Zahl der Schauerteilchen  $N(t)$  in der Schauertiefe  $t$  ist dabei durch  $N(t) = 2^t$  gegeben; der Faktor  $2/3$  berücksichtigt, daß Photonen mit  $E \gg E_c$  nicht ionisieren.

<sup>2</sup>Wegen der schon erwähnten starken Massenabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Bremsstrahlung werden schwere geladene Teilchen im allgemeinen keine elektromagnetischen Schauer induzieren.

	einfallendes Elektron	einfallendes Photon
Schauermaximum	$t_{max} = 1.0 \times \left( \ln \frac{E_0}{E_c} - 1 \right)$	$t_{max} = 1.0 \times \left( \ln \frac{E_0}{E_c} - 0.5 \right)$
Schauerschwerpunkt	$t_{cog} = t_{max} + 1.4$	$t_{cog} = t_{max} + 1.7$
Totale Spurlänge	$T = \frac{E_0}{E_c} \cdot \mathcal{F}(\rho)$	$T = \frac{E_0}{E_c} \cdot \mathcal{F}(\rho)$

Tabelle 2.1: *Einige Parameter der longitudinalen Entwicklung elektromagnetischer Schauer, nach [Fab85] mit einer Modifikation  $\mathcal{F}(\rho)$  der totalen Spurlänge nach [Ama81], siehe Text.*

Die Annahme in Approximation B, daß alle Schauerteilchen bei Unterschreiten der kritischen Energie  $E_c$  diese vollständig in Ionisationen einbringen können, bedarf in einem realen Detektor einer Modifikation in Form einer Funktion  $\mathcal{F}(\rho)$  [Ama81]. Diese Funktion berücksichtigt eine Ansprechschwelle des Detektors ( $E_{thr}$ ) und daß für Materialien mit großen Ladungszahlen  $Z$  die Annahmen in Approximation B weniger gerechtfertigt sind als bei Materialien mit mittleren  $Z$ :

$$\mathcal{F}(\rho) = e^\rho \cdot \left( 1 + \rho \ln \frac{\rho}{1.53} \right) \quad (2.3)$$

Die Variable  $\rho$  beinhaltet den Schwelleneffekt und die Materialabhängigkeit:

$$\rho = 4.58 \frac{Z}{A} \frac{E_{thr}}{E_c}$$

Longo et.al. [Lon75] haben den Energieverlust als Funktion der Schauertiefe anhand von Simulationen von Photon-induzierten elektromagnetischen Schauern studiert und die qualitative Beschreibung für das longitudinale Schauerprofil angegeben. Der folgende Ausdruck gibt das Profil unter Verwendung dieser Ergebnisse in differentieller Form an: [Par88]

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{N_0 b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} t^a e^{-bt} \quad (2.4)$$

$dN(t)/dt$  ist die Zahl der Schauerteilchen in der Tiefe zwischen  $t$  und  $t+dt$ . Die Energie- und Materialabhängigkeiten von  $a$ ,  $b$  und  $N_0$  werden mit [Par88]

$$N_0 = 5.51 \sqrt{Z} \frac{E_0}{1 \text{ GeV}}$$

$$b = 0.634 - 0.0021 Z$$

$$a = 2.0 - Z/340 + (0.664 - Z/340) \ln \frac{E_0}{1 \text{ GeV}}$$

parametrisiert.  $Z$  ist die Kernladungszahl des Mediums und  $E_0$  die in GeV gemessene Primärenergie. Die Tiefe des Schauermaximums ist in dieser Darstellung dann:

$$t_{max} = \frac{a}{b} [X_0].$$

Die laterale Verteilung der im Schauer deponierten Energie ist in den Näherungen in [Ros52] nicht berücksichtigt worden. Qualitativ lassen sich zwei Einflüsse auf die Schauerbreite separieren [Fab85]. In der frühen Schauerphase wird die Schauerbreite durch die kleinen Emissionswinkel für Bremstrahlung und die Vielfachstreuung mit ebenfalls kleinen mittleren Effekten auf die Teilchenbahn bestimmt. Erst mit abnehmender Individualenergie der Schauerteilchen am Ende der longitudinalen Kaskadenentwicklung werden die Streuwinkel größer und verbreitern den Schauer. Diese beiden Phasen können in einem mittleren transversalen Profil durch eine Überlagerung zweier Exponentialfunktionen des Abstands von der Schauerachse beschrieben werden [Ako77]. Die Skala, mit der die laterale Schauerentwicklung quantitativ beschrieben werden kann, ist der Moliere Radius  $R_m$ . Dieser beschreibt die Grundfläche des Zylinders, in dem etwa 92 % der Primärenergie an die Materie abgegeben werden. Näherungsweise kann  $R_m$  aus [Ama81]

$$R_m \simeq \frac{21.2 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \simeq 7 \frac{A}{Z} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$$

bestimmt werden. Die Genauigkeit für diese Abschätzung ist  $\Delta R_m/R_m < \pm 0.1$  für  $13 \leq Z \leq 92$ .

### 2.1.3 Grundlegende Prozesse in hadronischen Schauern

Die Ausbildung von hadronischen Teilchenkaskaden in Materie erfolgt im wesentlichen durch die starke Wechselwirkung zwischen den primären und sekundären Hadronen und den Nucleonen in den Atomkernen. Aufgrund des großen Spektrums an möglichen Prozessen ist die hadronische Schauerentwicklung sehr viel unregelmäßiger als die elektromagnetische. Dennoch läßt sich auch für Hadronen eine räumliche Ausbreitungsskala, die Kernabsorptionslänge  $\lambda$ , angeben, die in ihrer Bedeutung der bereits eingeführten Strahlungslänge  $X_0$  entspricht.

Anhand eines von Wigmanns [Wig87] ausführlich diskutierten Modells werden im nachfolgenden einige Merkmale hadronischer Schauer beschrieben.

#### Spallationsmodell

In diesem Modell wird die Ausbildung der Kaskade durch das Aufbrechen (*Spallation*) von Kernen durch Hadronen unter Produktion sekundärer Teilchen hervorgerufen. Induziert wird dieser Prozess durch quasi freie Stöße zwischen einem in einen Kern eindringenden Hadron und den Nucleonen. Das angestoßene Nucleon kann, ebenso wie das primäre Hadron, seine Energie an weitere Nucleonen übertragen; es kommt zu einer schnellen intranuklearen Kaskade (charakteristische Zeit  $10^{-22}$  sec [Fab85]).

Wenn der Energieübertrag bei einem Hadron-Nucleon-Stoß groß genug ist, können Pionen und andere Hadronen im Verlauf des intranuklearen Schauers produziert werden. Einige der Schauerteilchen können aufgrund ihrer Energie das Kernpotential verlassen

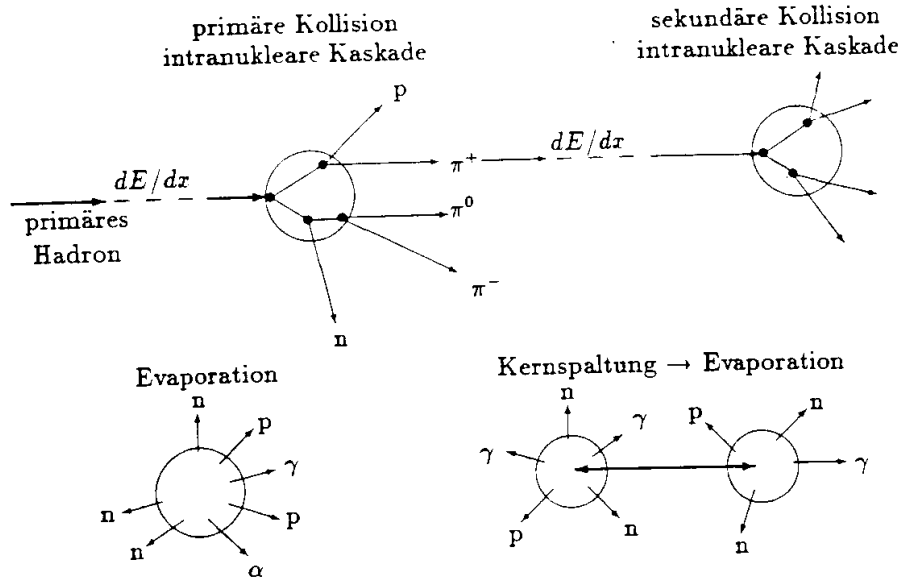


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung einer inelastischen Hadron-Kern Wechselwirkung (aus [Zei91]).

und somit zur globalen Schauerentwicklung beitragen. Andere Hadronen aus der intranuklearen Kaskade werden ihre kinetische Energie an die im Kern verbleibenden Nukleonen abgeben und somit zu einer Anregung des Kerns führen.

Nach der relativ schnellen intranuklearen Kaskade wird der verbleibende, angeregte Kern durch Abdampfen (*Evaporation*) von Nukleonen und auch Abspaltung von Kernfragmenten seine Anregungsenergie abgeben. In diesem vergleichsweise langsamen Prozeß ( $10^{-18} - 10^{-13}$  sec) [Fab85] werden solange Teilchen emittiert, bis die verbleibende Anregungsenergie kleiner wird als die Bindungsenergie für ein Nukleon im Kern. Der vollständige Übergang des Restkerns in den Grundzustand erfolgt schließlich durch Photonemission. Abbildung 2.4 zeigt schematisch die einzelnen Stufen des inelastischen Prozesses.

### Intrinsische elektromagnetische Schauerkomponente

Besondere Aufmerksamkeit bei der Betrachtung hadronischer Schauer verdienen die nur während der intranuklearen Kaskade erzeugten und aus dem Kern austretenden neutralen und geladenen Pionen. Während die geladenen Pionen aufgrund ihrer relativ langen Lebensdauer ihre Energie häufig in weitere Hadron-Nukleon-Reaktionen einbringen, zerfällt das neutrale Pion mit seiner um einen Faktor von etwa  $3 \times 10^{-9}$  kleineren Lebensdauer spontan in etwa 98.8% Prozent aller Fälle in zwei Photonen und in etwa 1.2% der Fälle in ein Photon und ein Elektron-Positron-Paar (andere Zerfallskanäle sind statistisch irrelevant [Par88]). Das führt zur Induktion intrinsischer elektromagnetischer Schauer in hadronischen Kaskaden, die wichtige Konsequenzen für die Absorptionseigenschaften und damit für die Signalbildung in Kalorimetern haben.

Im Mittel sind ein Drittel der in einer inelastischen Hadron-Nukleon Reaktion erzeugten Pionen neutral; ihr mittlerer Anteil  $f_{em}$  an der total deponierten Energie  $E$  läßt sich nach [Fab85] mit

$$f_{em} \simeq 0.1 \ln \frac{E}{1 \text{ GeV}}$$

angeben.

#### 2.1.4 Strukturen hadronischer Schauer

Ergebnisse detaillierter Simulationsrechnungen in [Wig87] zeigen, daß etwa 300 verschiedenen Reaktionen mit annähernd gleicher Wahrscheinlichkeit  $> 0.1\%$  zum totalen Spallationsquerschnitt beitragen. Die größten Wirkungsquerschnitte für eine bestimmte Reaktion machen dabei nicht mehr als etwa zwei Prozent des Gesamtquerschnitts aus. Somit gibt es für ein in Materie eindringendes Hadron eine große Auswahl von Möglichkeiten, seine Energie zu deponieren. Dieses führt bei stets gleicher Primärenergie zu Fluktuationen sowohl in der Dichte der in der Schauerbildung deponierten Energien als auch in der tatsächlich in einem endlichen Volumen deponierten Energie. Tabelle 2.2 faßt die verschiedenen Komponenten der hadronischen Wechselwirkung zusammen (nach [Fab85,Ama81]). Die intranukleare Kaskade ist charakterisiert durch

$M$  die mittlere Multiplizität der in der intranuklearen Kaskade erzeugten und aus dem Kern freigesetzten Sekundärteilchen.

$n$  die mittlere Inelastizität der Hadron-Kern-Reaktion, d.h. der mittlere bei einer Reaktion in die Produktion neuer Teilchen investierte Anteil der Energie des primären Hadrons.

$p_{\perp}$  der mittlere Transversalimpuls der Sekundärteilchen.

Die über viele Hadron-Kern-Reaktionen gemittelten jeweiligen Energieanteile der verschiedenen Reaktionskanäle in der Evaporationsphase des Kerns sind:

$f_{evap}$  ist der durch langsame Nukleonen und Kernfragmente ( $E_{kin} < 150 \text{ MeV}$ ) übernommene Energieanteil.

$f_{bind}$  ist der in das Aufbrechen nuklearer Bindungen investierte Anteil.

$f_{n,p}$  gibt den durch schnelle Neutronen bzw. Protonen ( $E_{kin} > 150 \text{ MeV}$ ) fortgetragene Energieanteil an. Die Wechselwirkungslänge dieser Teilchen ist  $\lambda_{n,p}$ .

Schließlich wird ein geringer Teil der produzierten Pionen nicht in einer nuklearen Reaktion absorbiert, sondern zerfallen. Der durch die Zerfallsprodukte (Myon und Myon-Neutrino) übernommene Energieanteil  $f_{\mu,\nu}$  ist klein und leicht energieabhängig.

Die in Tabelle 2.2 angegebenen Werte sind Ergebnisse von Simulationsrechnungen und natürlich modellabhängig – eine detaillierte Vorstellung der verwendeten Programme und der Ergebnisse ist in [Fab75,Scu75,Gab76,Ran72,Bar74] zu finden. Das hier wiedergegebene Bild kann nur sehr allgemein zum Verständnis der hadronischen Schauerentwicklung dienen.

Reaktion	Charakteristische Größen			Fluktuationen
	Zeit [s]	Länge [g/cm <sup>2</sup> ]	sonstige	
Hadron-Produktion in der intranuklea- ren Kaskade	10 <sup>-22</sup>	$\lambda \simeq 35A^{1/3}$	$M \simeq A^{0.1} \ln E$ $n \simeq 1/2$ $p_{\perp} \simeq 0.4 \text{ GeV}$	$\pi^0/\pi^{\pm}$ Rate, Bin- dungsenergieverlus- te
Nukleare Rekombi- nation	10 <sup>-18</sup> - 10 <sup>-13</sup>	$\lambda_n \simeq 100$ $\lambda_p \simeq 20$	$f_{\text{evap}} \simeq 10\%$ $f_{\text{bind}} \simeq 10\%$ $f_n \simeq 40\%$ $f_p \simeq 40\%$	Bindungsenergiever- luste, unterschiedli- che Ansprache des Detektors auf schnelle und langsame $n$ , $p$ und $\gamma$ 's
Pion und Myon Zerfälle	10 <sup>-8</sup> - 10 <sup>-6</sup>	$\gg \lambda$	$f_{\mu,\nu}$ $\simeq \frac{0.05}{\ln E [\text{GeV}]}$	Energieverluste durch nicht gemes- sene $\mu$ und $\nu$

Tabelle 2.2: Charakteristische Merkmale hadronischer Schauer, nach [Ama81,Fab85].  
Zur Bezeichnung der einzelnen Größen siehe Text.

Die longitudinale Entwicklung eines mittleren hadronischen Schauers bei einer festen Primärenergie ist mehrfach aus Daten bestimmt worden. Die natürliche Variable zur Beschreibung der longitudinalen Entwicklung ist  $s$ :

$$s = \frac{x}{\lambda}, \quad [x] = [\lambda]$$

Die Kernabsorptionslänge  $\lambda$  ist als die mittlere freie Weglänge hochenergetischer Neutronen zwischen zwei inelastischen Wechselwirkungen definiert. Ihre statistische Bedeutung in der Beschreibung hadronischer Schauer entspricht der der Strahlungslänge  $X_0$  bei elektromagnetischen Schauern. Typischerweise ist  $X_0 \ll \lambda$ , Hadronen haben oft eine sehr viel größere Eindringtiefe in ein Medium als Elektronen der gleichen Energie. Das longitudinale Schauerprofil wird in [Cat87] in folgender Weise angegeben:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{ds} = \alpha \frac{b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} s^a e^{-bs} + (1-\alpha) c e^{-cs}$$

Die Schauertiefe  $s$  ist dabei stets vom Schauerstartpunkt zu messen. Der erste Term hat die selbe Form wie das longitudinale elektromagnetische Schauerprofil und beschreibt die relativ kompakt durch die intrinsische elektromagnetische Komponente deponierte Energie. Der zweite exponentiell abfallende Term zeigt den Einfluß der langreichweitigen hadronischen Komponente. Das Gewicht  $\alpha$  zwischen beiden Termen ist abhängig vom Detektor. Auch bei hadronischen Schauern nimmt die Tiefe des Schauermaximums im Mittel logarithmisch mit wachsender Energie zu.

Die laterale Breite hadronischer Schauer ist praktisch energie- und materialunabhängig. Die dem Moliereradius  $R_m$  entsprechende Größe ist  $R_{95\%}$ , der Radius eines Zylinders, in dem 95% der Energie deponiert wird ( $R_{95\%} \simeq 1\lambda$ , [Fab85]).

## 2.2 Kalorimetrische Energiemessung

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen unterschiedlichen Energieverlustprozesse können zur Bestimmung der Primärenergie eines in Materie eindringenden Teilchens genutzt werden. Unabhängig von der Teilchenart ist das Prinzip kalorimetrischer Energiemessung stets die Umwandlung der eingestreuten Energie in ein meßbares Signal wie elektrische Ladungen oder das Licht in Szintillatoren. Dieses Signal ist dann die Menge der entlang aller Spuren der Schauerteilchen freigesetzten Elektronen oder Photonen; es ist also direkt proportional<sup>3</sup> zur im vorherigen Abschnitt bereits vorgestellten totalen Spurlänge  $T$  in einem Schauer. Im diesem Abschnitt wird nach der Vorstellung der prinzipiellen Arbeitsweise des sogenannten *Sampling*-Kalorimeters die Beziehung zwischen dem Signal und der deponierten Energie für den elektromagnetischen und den hadronischen Schauer diskutiert.

### 2.2.1 Prinzip des Sampling Kalorimeters

In einem idealen Kalorimeter wird die eingestreute Energie vollständig in ein meßbares Signal konvertiert, d.h. alle Teilchen in einem Schauer tragen aktiv zum Signal bei. Um diesem Modell möglichst nahe zu kommen, muß ein reales Kalorimeter zunächst die einfliegenden Teilchen möglichst vollständig absorbieren (diese Eigenschaft wird als *Containment* bezeichnet), aber auch eine hohe Signaleffizienz besitzen. Die erste Anforderung verlangt, daß die Primärenergie eines einfliegenden Teilchens in einem endlich tiefen Detektor in möglichst hoher Dichte deponiert wird. Die zweite Forderung bedeutet im Fall von elektrischen Ladungen als Signalträger, daß das Material, aus dem das Kalorimeter aufgebaut werden soll, eine geringe Ionisationsenergie und einen kleinen Einfangsquerschnitt für die Ladungsträger hat. Diese kontroversen Anforderungen führen zu einem Kompromiß durch Verwendung zweier unterschiedlicher Materialien. Eine in der Tiefe regelmäßige Struktur aus einem Material mit guten Absorptionseigenschaften – dem (passiven) Absorber – und einem mit hoher Signalausbeute – dem aktiven Medium – erlaubt den Bau kompakter Detektoren und führt zu den kalorimetrischen Eigenschaften, die hier vorgestellt werden. Natürlich hat ein solcher Aufbau zur Folge, daß nur der Anteil der im aktiven Medium deponierten Energie meßbar ist; man sieht gewissermaßen nur eine Stichprobe aus der Teilchenkaskade (*Sampling Kalorimeter*). Die Größe der Stichprobe ist einer der wichtigsten Parameter eines solchen Detektors. Sie wird durch das Verhältnis  $S$  der sichtbar deponierten Energie  $E_{vis}$  zur total deponierten Energie  $E_{dep}$  beschrieben und als *Sampling Fraction* bezeichnet.  $S$  ist abhängig von der Häufigkeit der Stichprobe, also der Zahl der aktiven Schichten, welche eine Teilchenkaskade kreuzt. Aufgrund der in Abschnitt 2.1 vorgestellten unterschiedlichen Absorptionseigenschaften für Elektronen, Hadronen und Myonen und den damit verbundenen charakteristischen Eindringtiefen dieser Teilchen ist auch  $S$  von der Art

<sup>3</sup>in dem Modell von Rossi mit der Annahme eines energieunabhängigen Ionisationsquerschnittes

der Energiedeponierung abhängig. Häufig wird die Sampling Fraction auf den Energieverlust eines nicht-schauerbildenden, minimal ionisierenden Teilchens im Absorber und im aktiven Medium normiert:

$$S_{mip} = \frac{E_{vis}}{E_{dep}} = \frac{d_{aktiv} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{aktiv}^{mip}}{d_{aktiv} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{aktiv}^{mip} + d_{passiv} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{passiv}^{mip}} = \frac{\left. \frac{dE}{dx} \right|_{aktiv}^{mip}}{\left. \frac{dE}{dx} \right|_{aktiv}^{mip} + \frac{d_{passiv}}{d_{aktiv}} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{passiv}^{mip}} \quad (2.5)$$

Dabei ist  $d_{aktiv}$ ,  $d_{passiv}$  die Dicke einer aktiven bzw. passiven Schicht im Kalorimeter. Die pro Wegelement deponierte Energie  $dE/dx$  ist allgemein vom Material und von der Teilchenart und -energie abhängig. Der Vorteil des hier zur Normierung des Energieverlustes gewählten Modells des minimal ionisierenden Teilchens (*minimal ionizing particle*, *mip*) ist, daß  $dE/dx$  unabhängig von der Teilchenenergie als konstant im Minimum der Bethe-Bloch Kurve (Abbildung 2.2 auf Seite 21) angenommen wird und sich somit als eine reine Materialeigenschaft darstellt.  $S_{mip}$  ist dann ebenfalls nur von dem Dickenverhältnis  $d_{passiv}/d_{aktiv}$  und den Materialien abhängig und kann durch geeignete Wahl dieser Parameter eingestellt werden.

## 2.2.2 Elektromagnetische Signale

Das Signal eines elektromagnetischen Schauers wird durch die über alle geladenen Spuren integrierten Ionisationen und damit durch die mittlere totale Spurlänge  $T$  in der Ausbreitungsphase des Schauers bis zum Schauermaximum und durch die Ionisationen der niederenergetischen Photonen und Elektronen am Schauerende bestimmt. In einem Sampling Kalorimeter wird das Signal nun nicht mehr durch Ionisationen entlang  $T$  gebildet, sondern entlang einer reduzierten, effektiven Spurlänge. Diese Größe ist proportional zur Zahl der Kreuzungen geladener Teilchen durch jeweils gleich tiefe aktive Schichten im Kalorimeter, die im folgenden zunächst im Rahmen von Rossis Modell diskutiert wird (nach Darstellungen in [Ros52,Ama81,Fab85] und in Anlehnung an die Diskussion in [Rud89]). Dabei wird die generelle Annahme gemacht, daß die Energie  $E_0$  des einfallenden Teilchens vollständig im Kalorimeter deponiert wird ( $E_{dep} = E_0$ ) und somit die Energieauflösung frei von Fluktuationen durch ereignisabhängige transversale oder longitudinale Energieverluste ist. Anschließend werden die notwendigen Ergänzungen zum Rossi Modell – die Berücksichtigung der lateralen Schauerenausdehnung und des Transitioneffekts – auf das Signal vorgestellt.

### Signale in Rossis Modell

Das Signal eines elektromagnetischen Schauers in einem Sampling Kalorimeter kann im Rahmen von Rossis Approximation B in einem einfachen statistischen Modell verstanden werden. Unter der Annahme, daß das Signal proportional zur Zahl der Kreuzungen  $N_x$  geladener Teilchen durch aktive Schichten ist, welche wiederum mit  $T$  und der Dicke  $d = d_{aktiv}[X_0] + d_{passiv}[X_0]$  des kleinsten Samples – einer Absorber- und einer aktiven Schicht – zusammenhängt, gilt mit Gleichungen (2.2), (2.3) (Seite 23f):

$$N_x = \frac{T}{d} = \frac{E_0 \cdot \mathcal{F}(\rho)}{E_c \cdot d [X_0]} \quad (2.6)$$



Wenn bei jeder Kreuzung eines geladenen Teilchens durch eine aktive Schicht der Dicke  $d_{\text{aktiv}}$  die Energie  $\Delta E$  durch Ionisationen deponiert wird (mit

$$\Delta E = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{aktiv}}^c \cdot d_{\text{aktiv}} \approx \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{aktiv}}^{\text{mip}} \cdot d_{\text{aktiv}} = \text{const}$$

in Approximation B), so besteht eine direkte Proportionalität zwischen dem Signal im Sampling Kalorimeter – welches als sichtbar deponierte Energie  $E_{\text{vis}}$  interpretiert werden kann – und der totalen im elektromagnetischen Schauer deponierten Energie:

$$E_{\text{vis}} = N_x \cdot \Delta E = S_{\text{mip}} \cdot E_{\text{dep}}$$

Bei statistischer Unabhängigkeit der einzelnen Kreuzungen und einem normalverteilten  $N_x$  kann die relative Streuung dieser Größe mit

$$\frac{\sigma(N_x)}{N_x} = \frac{1}{\sqrt{N_x}} \Rightarrow \frac{\sigma(E_{\text{vis}})}{E_{\text{vis}}} \sim \frac{1}{\sqrt{E_{\text{dep}}}}$$

angegeben werden. Damit ist die typische Abhängigkeit der Energieauflösung eines Sampling Kalorimeters von der Teilchenenergie für Elektronen und Photonen eine direkte Folge der Stichprobenstatistik. Unter Verwendung der Gleichung (2.6) wird die Energieauflösung zu

$$\frac{\sigma(E_{\text{vis}})}{E_{\text{vis}}} \sim \sqrt{\frac{E_c \cdot d [X_0]}{E_{\text{dep}} \mathcal{F}(\rho)}}. \quad (2.7)$$

Die intrinsischen Fluktuationen in der Schauerentwicklung sind durch die Streuung  $\sigma(\Delta E)$  gekennzeichnet und für elektromagnetische Schauer typischerweise klein verglichen mit  $\sigma(N_x)$ .

### Einflüsse der Coulombstreuung

Die in Approximation B vernachlässigte Coulombstreuung im elektromagnetischen Schauer führt dazu, daß sich der Weg eines geladenen Teilchens durch eine Schicht der Dicke  $d$  im Mittel um einen Faktor  $1/\langle \cos \theta \rangle$  verlängert. Der Winkel  $\theta$  ist eine reine Materialeigenschaft: [Ama81]

$$\langle \cos \theta \rangle \approx \cos \frac{21.2 \text{ MeV}}{\pi E_c}$$

Der Einfluß auf die Sampling Fraction  $S$  aus Gleichung (2.5) führt zu:

$$S_c = \frac{\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{aktiv}}^{\text{mip}}}{\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{aktiv}}^{\text{mip}} + \frac{d_{\text{passiv}}}{d_{\text{aktiv}}} \cdot \frac{\langle \cos \theta_{\text{aktiv}} \rangle}{\langle \cos \theta_{\text{passiv}} \rangle} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{passiv}}^{\text{mip}}}$$

Die Energieauflösung aus Gleichung (2.7) wird modifiziert zu [Fab85]

$$\frac{\sigma(E_{\text{vis}})}{E_{\text{vis}}} \sim \sqrt{\frac{E_c \cdot d [X_0]}{E_{\text{dep}} \mathcal{F}(\rho) \cdot \langle \cos \theta_{\text{aktiv}} \rangle}}. \quad (2.8)$$

## Der Transitioneffekt

Die bekannte experimentelle Tatsache, daß Teilchen, die nur durch Ionisationen Energie in einem Sampling Kalorimeter deponieren, dabei häufig ein größeres Signal erzeugen als z.B. Elektronen, die über eine Kaskade die gleiche Energie deponieren, wurde zunächst durch die Unterschiede in der kritischen Energie und die damit verbundenen Änderungen der Schauerstrukturen beim Übergang vom passiven zum aktiven Medium erklärt und dementsprechend als *Transition-Effekt* bezeichnet [Pin65]. Neuere Simulationsstudien in [Wig87] zeigen allerdings, daß in einem typischen Sampling Kalorimeter ( $d_{\text{aktiv}} \ll d_{\text{passiv}}$  in Einheiten von  $X_0$ ) der Übergang zwischen den Medien für die Schauerentwicklung nicht kritisch ist, da diese vollkommen von den Absorberlagen allein dominiert wird. Der Effekt hängt vielmehr damit zusammen, daß die sehr niederenergetischen Photonen – deren Beitrag zu den Ionisationen mit zunehmendem Schaueralter immer größer wird – am Schauerende nicht mehr das aktive Medium erreichen, sondern im Absorber durch den Photoeffekt (proportional zu  $Z^5$ ) eingefangen werden. Die dabei freigesetzten Elektronen werden aufgrund ihrer ebenfalls sehr kleinen Energie praktisch spontan gestoppt. Dieses Phänomen führt zu einer Abhängigkeit des relativen sichtbaren Energieanteils (also der Sampling Fraction) von der Schauertiefe  $t$ :  $S_e \rightarrow S_e(t)$ . In [Fla85] ist gezeigt, daß Variation der Sampling Fraction mit der Schauertiefe unabhängig von der Energie des Primärteilchens ist und von der Differenz der Ordnungszahlen des Absorbers und des aktiven Mediums abhängt. Damit bleibt die direkte Proportionalität zwischen dem über den gesamten elektromagnetischen Schauer integrierten Signal und  $E_{\text{dep}}$  erhalten und  $S_e$  bekommt die Bedeutung einer mittleren Sampling Fraction.

## Realistische Energieauflösung

Die in der Gleichung (2.8) angegebene Energieauflösung für elektromagnetische Schauer wird durch die Fluktuationen in der Größe der Stichprobe  $N_x$ , die *Sampling Fluktuationen*, dominiert. Die intrinsischen Fluktuationen in der Schauerentwicklung, die qualitativ die gleiche Energieabhängigkeit haben, spielen für die Genauigkeit der Energiemessung praktisch keine Rolle.

In einem realen Sampling Kalorimeter muß der Einfluß der lokalen Imperfektionen im Detektorvolumen (z.B. durch ausgefallene Auslesekanäle oder zusätzliches inaktives Material) und das Rauschverhalten der Ausleseelektronik auf das Auflösungsvermögen berücksichtigt werden. Ersteres ist unabhängig von der Teilchenenergie und wird in Form eines Terms  $c$ , welcher auch andere Interkalibrationsfehler zwischen individuellen Kanälen beinhaltet, die Grenze der relativen Auflösung bei hohen Energien bestimmen. Elektronisches Rauschen dominiert die Auflösung bei sehr kleinen Signalen und damit kleinen deponierten Energien ( $< 1$  GeV) und liefert einen Beitrag  $b/E$ . Insgesamt läßt sich die Energieauflösung dann schreiben als:[Eng84]

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2} \quad (2.9)$$

Der Anteil der Sampling und intrinsischen Fluktuationen an der totalen elektromagnetischen Energieauflösung wird durch  $a$  beschrieben.

### 2.2.3 Hadronische Signale

Charakteristisch für Signale aus Schauern, die durch hochenergetische Hadronen ( $\geq 1$  GeV) induziert werden, ist, daß sich nicht alle in der Kaskadenentwicklung deponierte Energie in ein Signal umwandeln läßt. Abhängig von der Wahl des Absorbers und des aktiven Mediums gibt es einen Teil  $E_{in}$ , der von einem Hadron deponierten Energie  $E_{dep}$ , der kein Signal produziert. Die Beiträge an  $E_{in}$  kommen häufig von nicht-meßbaren Photonen aus Kernprozessen, Bindungsenergieverlusten und Neutrinos aus Zerfällen. In Abbildung 2.5 ist das Verhältnis der Signale aus elektromagnetischer und hadronischer Energie deponierung für verschiedene Materialkombinationen als Funktion der Energie gezeigt [Fab89]. Mit abnehmenden Energien nimmt auch die Wahrscheinlichkeit für inelastische Hadron-Nukleon-Wechselwirkungen ab; geladene Hadronen deponieren ihre Energie immer häufiger nur durch Ionisationen und erzeugen ein ähnliches Signal wie Myonen ( $e/h \approx e/\mu \lesssim 1$ ). Bei großen Energien dagegen nimmt die intrinsische elektromagnetische Komponente zu und das hadronische Signal nähert sich entsprechend dem Signal von Elektronen an.

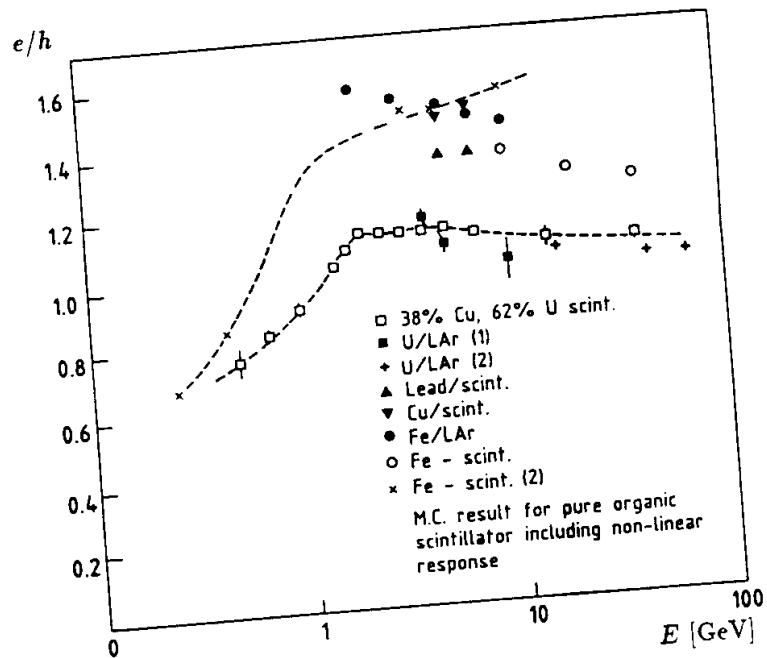


Abbildung 2.5: Das Elektron-Hadronensignalverhältnis für verschiedene Kombinationen von Absorber- und Auslesemitteln als Funktion der Teilchenenergie (aus [Fab89]).

Das Verhältnis  $(e/h)^{intr}$  des Elektronensignals zu dem Signal aus einer rein hadronischen Schauerkomponenten derselben deponierten Energie kann im Mittel zur Beschreibung der hadronischen Eigenschaften eines Sampling Kalorimeters verwendet werden. Dieses Signalverhältnis ist eine intrinsische Eigenschaft des Kalorimeters, welches in seiner Energieabhängigkeit durch den Aufbau und die verwendeten Materialien bestimmt ist [Wig87]. Häufig ist das Verhältnis  $e/h$  des totalen Signals von Hadronen - inklu-

sive des Signalanteils aus der intrinsischen elektromagnetischen Schauerkomponente – zum Signal von Elektronen derselben deponierten Energie einfacher als  $(e/h)^{intr}$  aus Messungen zu bestimmen.

### Zusammenhang zwischen $e/h$ und deponierter Energie

In der Energiebilanz eines hadronischen Schauers tragen drei Beiträge zur deponierten Energie  $E_{dep}$  bei:

$$E_{dep} = E_{em} + E_{had} + E_{ion} \quad (2.10)$$

Der rein hadronisch deponierte Energieanteil  $f_{had} = E_{had}/E_{dep}$  ist wiederum durch drei Beiträge gekennzeichnet:

$$f_{had} = \frac{E_{ion} + E_n + E_\gamma}{E_{dep}} = f_{ion} + f_n + f_\gamma \quad (2.11)$$

Die einzelnen Energieanteile sind mit den Schauercharakteristika in Tabelle 2.2 verknüpft: [Wig87]

$f_{ion}$  ist der überwiegend durch Spallationsprotonen (70 - 75%) und durch geladene Pionen in Ionisationen investierte Energieanteil.

$f_n$  ist der durch langsame Neutronen übernommene Anteil an der deponierten Energie.

$f_\gamma$  beschreibt den Anteil der in nuklearen Prozessen erzeugten Photonen an  $E_{dep}$ .

Signale im Kalorimeter sind mit der Sampling Fraction für eine bestimmte Teilchensorte verknüpft, da sie proportional zur im aktiven Medium deponierten Energie  $E_{vis}$  sind. Das Hadronsignal  $h$  läßt sich generell als

$$h(E_{dep}) = S_h(E_{dep}) \cdot E_{dep}$$

schreiben. Die hadronische Sampling Fraction  $S_h$  hängt von der deponierten Energie ab:

$$S_h(E_{dep}) = f_{em}(E_{dep})S_e + f_{had}(E_{dep})S_{had}(E_{had}) \quad (2.12)$$

$S_{had}(E_{had})$  ist eine Funktion der rein hadronisch deponierten Energie und bestimmt das Signal aus dieser Komponenten. Das Elektron-Hadron-Signalverhältnis bei gleicher deponierter Energie  $E_{dep}$  ist schließlich durch

$$\frac{e}{h}(E_{dep}) = \frac{S_e \cdot E_{dep}}{S_h(E_{dep}) \cdot E_{dep}} = \frac{S_e}{f_{em}(E_{dep})S_e + f_{had}(E_{dep})S_{had}(E_{had})} \quad (2.13)$$

gegeben. Die Beziehung zwischen  $e/h$  und  $(e/h)^{intr}$  kann mit

$$\frac{e}{h}(E) = \frac{\left(\frac{e}{h}\right)^{intr}}{1 - f_{em}(E) \left(1 - \left(\frac{e}{h}\right)^{intr}\right)}$$

angegeben werden (z.B. [Pet89]). Für ein intrinsisch kompensierendes Kalorimeter ( $(e/h)^{intr} = 1$ ) ist also auch das Elektron-Hadron-Signalverhältnis für alle Energien gleich eins.

## Energieauflösung für Hadronen

Die Energieauflösung bei der Messung hadronischer Schauer ist dominiert durch die intrinsischen Fluktationen, d.h. durch die starke Abhängigkeit des Signals von den in der Schauerentwicklung eines bestimmten Ereignisses tatsächlich auftretenden Prozessen. Insbesondere die Fluktationen in  $f_{em}$  führen bei nicht intrinsisch kompensierenden Kalorimetern zu breiten Signalverteilungen für Hadronen einer festen Primärenergie. Die Beiträge der schnellen und langsamen Phase einer Hadron-Kern-Reaktion an den intrinsischen Fluktationen ist in Tabelle 2.2 auf Seite 28 angegeben. Es ist zu beachten, daß diese Beiträge korreliert sind und eine gewisse Abhängigkeit von dem Charakter der ersten inelastischen Wechselwirkung haben. Eine große elektromagnetische Komponente in dieser führt zum Beispiel zu stark unterdrückten rein hadronischen Beiträgen und damit zu einem kleinen  $f_{in}$  und einem relativ großen Signal.

Quantitativ kann die Energieauflösung unter Vernachlässigung der bereits besprochenen elektronischen Einflüsse und Detektorimperfektionen sowie eventueller longitudinaler oder lateraler Energieverluste durch ein endliches Detektorvolumen nach [Wig87] und [Fab89] mit

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a_{samp} + a_{intr}}{\sqrt{E}} + X \cdot \left[ \left( \frac{e}{h} \right)^{intr} - 1 \right] \quad (2.14)$$

angegeben werden. Die Sampling ( $a_{samp}$ ) und die intrinsischen ( $a_{intr}$ ) Fluktationen sind in gleicher Art und Weise von der Energie abhängig. Die Abweichung der Energieabhängigkeit der relativen Auflösung von dem  $1/\sqrt{E}$  Verhalten ist in dieser Näherung abhängig von  $(e/h)^{intr}$ . Für ein intrinsisch kompensierendes Kalorimeter  $(e/h)^{intr} = 1$  ist die relative Auflösung bei hohen Energien beliebig gut, da die intrinsischen Fluktationen durch die identische Signalansprache für die rein hadronische und die elektromagnetische Schauerkomponente gedämpft werden.

Die Signale in intrinsisch nicht kompensierenden Kalorimetern können, bei einer genügend feinen Granularität der Auslesekanäle, mittels geeigneter Funktionen auf statistischer Basis gewichtet werden, um Kompensation zu erreichen. Diesem Verfahren, welches auch bei der Rekonstruktion der deponierten Energie im H1 Kalorimeter zur Anwendung kommt, liegt die Annahme zugrunde, daß ein hohes Signal in einem relativ kleinen Kanalvolumen elektromagnetischen Ursprungs ist während ein vergleichsweise kleines Signal als rein hadronisch deponierte Energie interpretiert wird und mit einem anderen Gewicht – ähnlich dem Verhältnis  $e/h$  – in das Gesamtsignal eingeht.

## 2.3 Flüssig Argon Kalorimetrie in H1

Das in den H1 Detektor eingebaute Flüssig-Argon/Blei- bzw. Flüssig-Argon/Stahl-Kalorimeter ist durch seine feine Granularität und relativ große Homogenität ausgezeichnet, aber intrinsisch nicht kompensierend ( $(e/h)^{intr} > 1$ ). Insbesondere die erstgenannte Eigenschaft ermöglicht es, durch spezielle Signalgewichtungsmethoden Kompensation und eine relativ gute Energieauflösung zu erreichen. In diesem Abschnitt werden nach kurzer Vorstellung des Kalorimeters (Konstruktionsdetails finden sich in [H1T86]) die physikalischen Eigenschaften bezüglich der vorherigen Betrachtungen über die Signalbildung diskutiert und einige Simulationsergebnisse vorgestellt.

### 2.3.1 Aufbau des Kalorimeters

Das Kalorimeter arbeitet nach dem Prinzip der Ionisationskammer; die beim Durchgang eines geladenen Teilchen im flüssigen Argon freigesetzten Elektronen werden durch ein elektrisches Feld auf segmentierten Kupferflächen, den *Pads*, gesammelt.

Die Wahl von flüssigem Argon als aktives Medium hat einige Konsequenzen auf die charakteristischen Eigenschaften des Kalorimeters:

- das flüssige Medium reduziert den inaktiven Bereich im Kalorimeter auf ein Minimum.
- flüssiges Argon hat wegen seiner geringen Ionisationsenergie und der ebenfalls geringen Rekombinationswahrscheinlichkeit der Argonionen eine hohe Ladungseffizienz.
- das flüssige Argon hat eine große Strahlungsresistenz und damit eine hohe Langzeitstabilität.
- die große Mobilität der Elektronen und die damit verbundenen kleinen Ladungssammelzeiten (ca. 500 ns bei 2.5 mm Gap und 1 kV/mm Feld [Wil74]) führen zu einer in der HERA Maschine akzeptablen Totzeit.
- da das Argon bei etwa 86 K gehalten wird, frieren die meisten elektronegativen Verunreinigungen aus; es ist relativ einfach rein zu halten.

Flüssiges Argon ist praktisch nur sensitiv gegenüber direkt ionisierenden Teilchen wie Elektronen und insbesondere Protonen; Neutronen ohne inelastische Wechselwirkung hinterlassen kein Signal. Dieses hat Konsequenzen für die Wahl des Absorbers im hadronischen Kalorimeter, da das Verhältnis der im Schauerverlauf produzierten Protonen zu der Zahl der Neutronen sich wie  $Z/(A - Z)$  verhält [Wig87]. Eisen liefert damit nur etwa 13% weniger Protonen als Neutronen und ist bei einer relativ kleinen Absorptionslänge ein in Verbindung mit flüssigem Argon geeignetes Absorbermaterial. In dem in den elektromagnetischen H1 Kalorimetern verwendeten Blei werden im Schauerverlauf etwa 35% weniger Protonen als Neutronen erzeugt, womit dieser Absorber für hadronische Flüssig Argon Kalorimetrie nicht so vorteilhaft ist. Aufgrund seiner sehr kleinen Strahlungslänge von nur etwa 0.56 cm ist Blei allerdings zur Absorption elektromagnetischer Energie sehr gut geeignet.

#### Mechanischer Aufbau und Tiefe

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter besteht aus acht Rädern, deren Anordnung und Benennung der Abbildung 2.6a zu entnehmen ist. Die bezüglich des Wechselwirkungspunktes innen liegenden elektromagnetischen Kalorimeter sind Blei/Flüssig-Argon Kalorimeter und etwa  $25-30 X_0$  - je nach Rad - tief. Für Hadronen sind die elektromagnetischen Kalorimeter etwa  $1 - 1.5 \lambda$  tief. Zusammen mit den um die elektromagnetischen *Stacks* angeordneten hadronischen Stahl/Flüssig-Argon Kalorimetern variiert die von dem Winkel  $\theta$  bezüglich der Protonachse in HERA abhängige Gesamttiefe von etwa  $6.5 \lambda$  im Bereich des inneren Vorwärtskalorimeters (*IF*, *Inner Forward*) über etwa  $8 \lambda$  im *Forward Barrel*, *FB* bis zu etwa  $4.5 \lambda$  in den *Central Barrel*, *CB* Rädern (Abbildung 2.6b). Im Bereich des *Backward Barrel* findet nur noch elektromagnetische Kalorimetrie zur Messung des

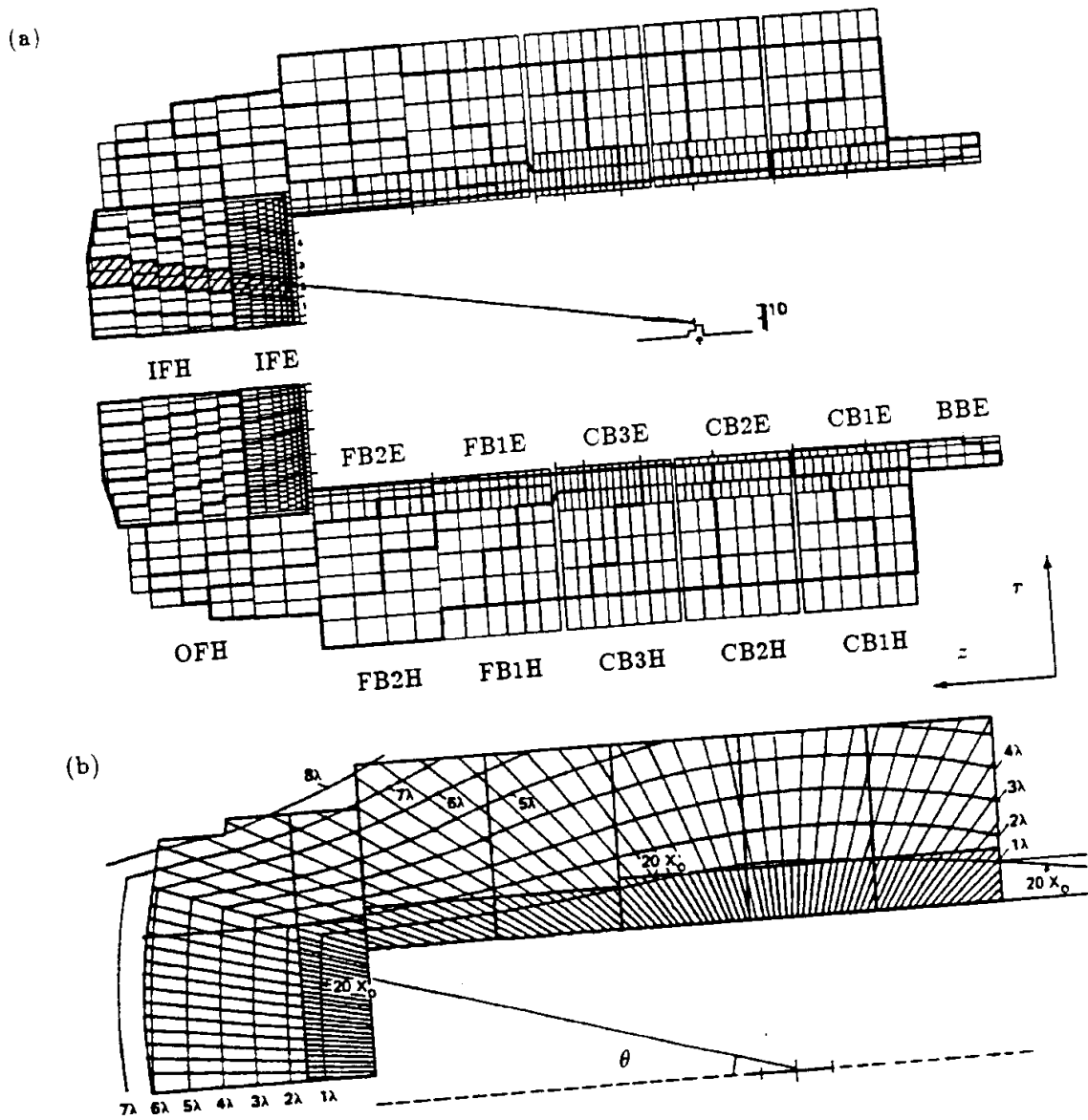


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des H1 Kalorimeters in einer  $r - z$  Projektion  
 (a). Die hervorgehobenen Linien begrenzen die in jeweils eine Energiesumme für den Trigger eingehenden Kanäle; die Linie vom Vertex soll die projektive Geometrie (Pointing) der Kanäle verdeutlichen. In (b) ist die Tiefe des Kalorimeters in Abhängigkeit vom Winkel  $\theta$  dargestellt.

in einer Reaktion des neutralen Stroms gestreuten Elektrons statt (*BBE*-Kalorimeter). Insgesamt wird bei zylinderförmiger Anordnung ein Bereich von etwa  $4^\circ < \theta < 150^\circ$  abgedeckt. Details zum mechanischen Aufbau der Räder und deren Tiefe sind in [H1T86] und [H1P89] zu finden, Einzelheiten zur longitudinalen Struktur und der Auslese werden noch bei der Diskussion des Prototyps für die IF Kalorimeter in Kapitel 5 gezeigt.

Die longitudinale und laterale Segmentierung der Auslesekanäle ist so gewählt, daß die Zellen einer projektiven Geometrie bezüglich des Wechselwirkungspunktes folgen (siehe Abbildung 2.6). Die laterale Struktur für drei verschiedene Räder ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Die Granularität nimmt mit zunehmenden Winkel  $\theta$  ab; die feinste Segmentierung ist im elektromagnetischen IFE-Stack zu finden. Generell sind die elektromagnetischen Kalorimeter zur Separation von hadronisch und elektromagnetisch deponierter Energie über Schauerstrukturen feiner segmentiert als die hadronischen. Das H1 Kalorimeter verfügt insgesamt über etwa 45000 Auslesekanäle.

### 2.3.2 Hadronen im H1 Kalorimeter

Die durch Hadronen im H1 Kalorimeter deponierte Energie und die daraus folgenden Signalverteilungen werden in diesem Abschnitt anhand von Simulationen von Pionen im IF Kalorimeter untersucht. Das Spektrum der Elektronsignale ist einfacher zugänglich und wird bei der Diskussion der Meßergebnisse gezeigt. Das IF ist wegen seiner hohen Granularität in gewisser Weise ausgezeichnet, dennoch ist die Form der gezeigten Spektren für andere Räder sehr ähnlich. In jedem Fall ist die Aufteilung der durch Hadronen deponierten Energie auf das elektromagnetische (*EMC*) und das hadronische Kalorimeter (*HAC*) und die daraus resultierenden Signalverteilungen eine typische Eigenschaft der Kalorimetrie in H1.

#### Energiedepositionierung

Wegen der sehr geringen Sensitivität des flüssigen Argons auf Neutronen ist die nicht in ein Signal konvertierbare deponierte Energie  $E_{inv}$  im H1 Kalorimeter relativ groß und kann nicht kompensiert werden ( $(e/h)^{intr} > 1$ ). Das Signal wird in der Hauptsache durch die elektromagnetische Komponente  $E_{em}$  und durch die Ionisationen des Argons durch Protonen und geladene Pionen ( $E_{ion}$ ) erzeugt. Die quantitativen Beiträge sind anhand von Studien mit detailliert simulierten Daten untersucht worden (zu den verwendeten Programmen und Abschneideparametern siehe Anhang A). Natürlich sind die vorgestellten Ergebnisse von dem im Simulationsprogramm eingebauten Modell der hadronischen Energiedepositionierung und der Genauigkeit der Beschreibung des realen Kalorimeters abhängig.

Folgende Verhältnisse werden in ihrer Abhängigkeit von der deponierten Energie  $E_{dep}$  untersucht:

$$f_{em}(E_{dep}) = \frac{E_{em}}{E_{dep}}, \quad f_{had}(E_{dep}) = \frac{E_{had}}{E_{dep}}, \quad f_{inv}(E_{dep}) = \frac{E_{inv}}{E_{dep}} \quad (2.15)$$

Abbildung 2.8 zeigt die Verteilung der  $f_{em}$ ,  $f_{had}$  und  $f_{inv}$  für simulierte Pionen der Einschußenergien 5 GeV und 80 GeV in IFE und IFH. In Abbildung 2.9 ist die Abhängigkeit der einzelnen Verhältnisse von der deponierten Energie eingetragen. Der



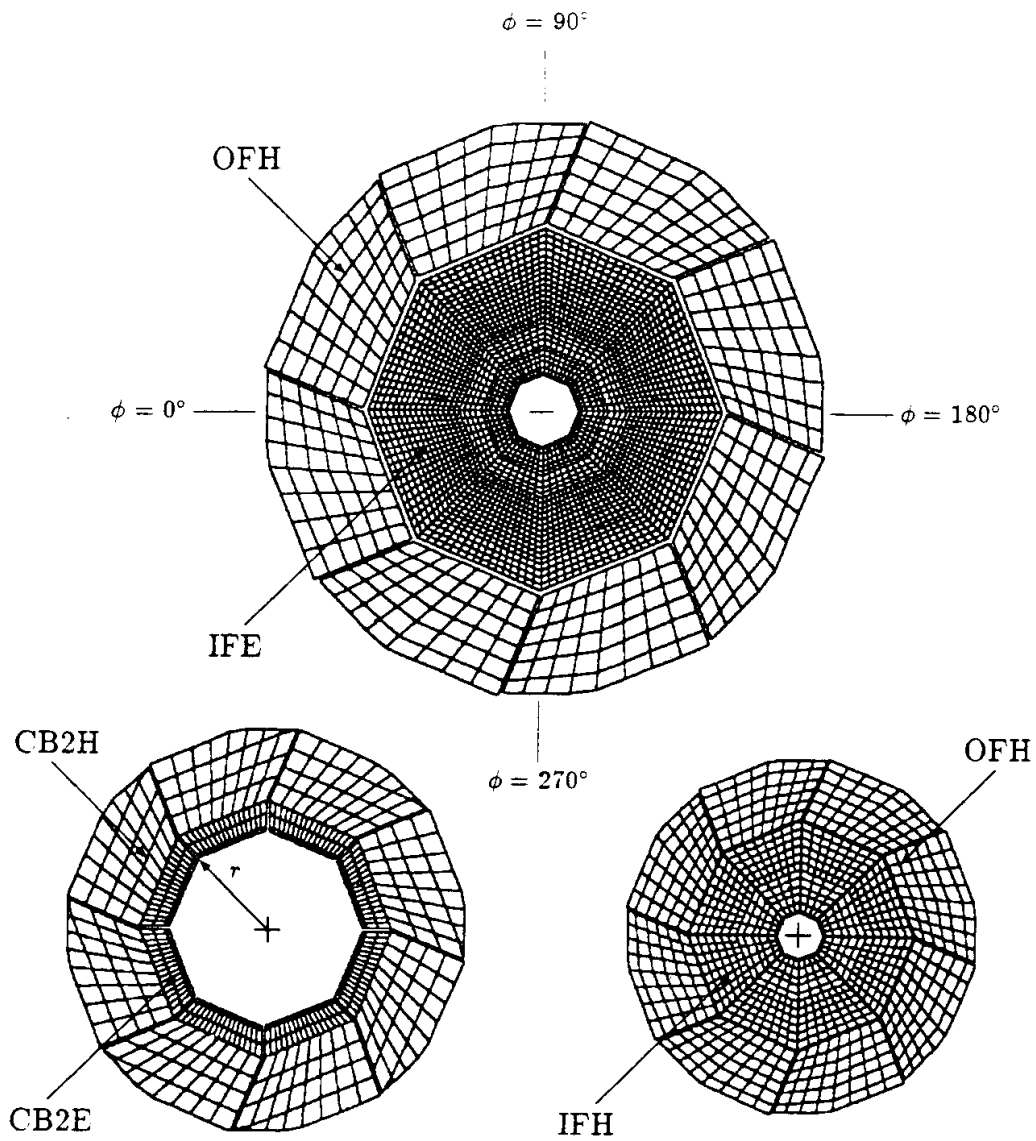


Abbildung 2.7: Laterale Segmentierung des H1 Kalorimeters in einer  $\tau - \phi$  Projektion für verschiedene Räder.

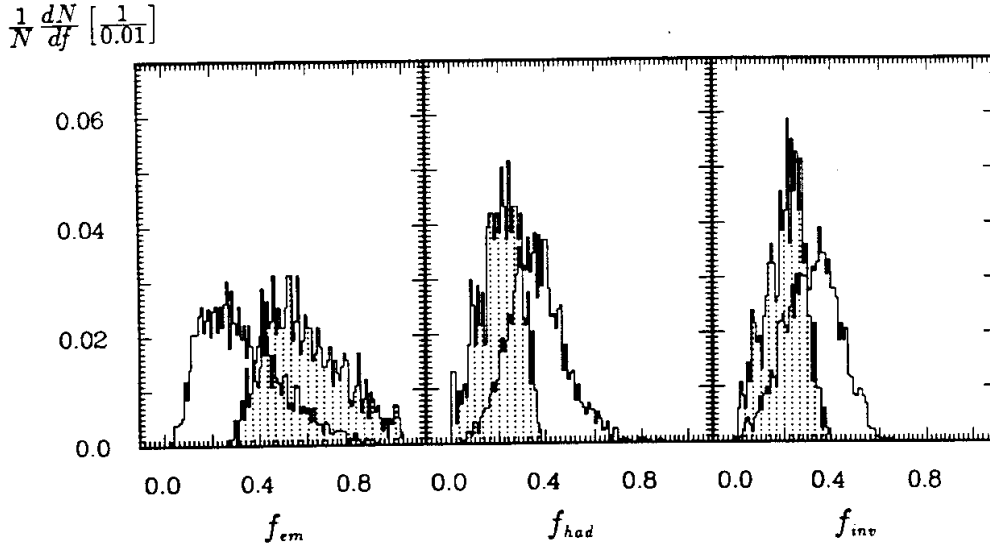


Abbildung 2.8: Die Verteilungen der Energieanteile  $f_{em}$ ,  $f_{had}$  und  $f_{inv}$  für zwei verschiedene Pionenergien (offene Histogramme 5 GeV, schattiert 80 GeV).

elektromagnetische Anteil läßt sich in dem studierten Energiebereich wie folgt parametrisieren:

$$f_{em} = (0.181 \pm 0.005) + (0.095 \pm 0.002) \ln \frac{E_{dep}}{1 \text{ GeV}} \quad (2.16)$$

parametrisieren. Die angegebenen Fehler sind rein statistisch. Es ist zu beachten, daß die in den Abbildungen gezeigten Größen unabhängig vom Ort der Energiedeposition (elektromagnetisches oder hadronisches Kalorimeter) berechnet wurden. Sie geben somit die mittleren Absorptionseigenschaften beider Stacks an. Auffallend sind die annähernd logarithmisch mit wachsender Energie fast gleich fallenden Anteile  $f_{had}$  und  $f_{inv}$ ; die Hälfte der rein hadronisch deponierten Energie ist praktisch nicht in ein Signal konvertierbar. Der elektromagnetische Energieanteil nimmt mit steigendem  $E_{dep}$  in der in [Fab85] beschriebenen Art und Weise logarithmisch zu. Bei der kleinsten simulierten Energie (5 GeV) sind alle drei Anteile etwa gleichgroß ( $f_{em} \approx f_{had} \approx f_{inv} \approx 1/3$ ). Dieses deutet darauf hin, daß in diesem Energiebereich Pionen häufig nur eine inelastische Wechselwirkung erleiden, in der neutrale Pionen erzeugt werden können. Die dabei produzierten geladenen Pionen haben nicht genug Energie, um in inelastischen Prozessen weitere Hadronen zu erzeugen.

### Typische hadronische Signalspektren

Die Verwendung von verschiedenen passiven Medien im H1 Kalorimeter führt zu Unterschieden in den Absorptionseigenschaften zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter. Anhand einer qualitativen Diskussion werden die Signale aus Pionereignissen und deren Korrelation in den hintereinander angeordneten Kalorimetern auf der Basis der im aktiven Medium deponierten Energie  $E_{vis}$  gezeigt. Die Kompensation der unterschiedlichen Sampling Fractions für elektromagnetische Signale ist ein Teil der Ergebnisse dieser Arbeit und wird später diskutiert. In Abbildung 2.10

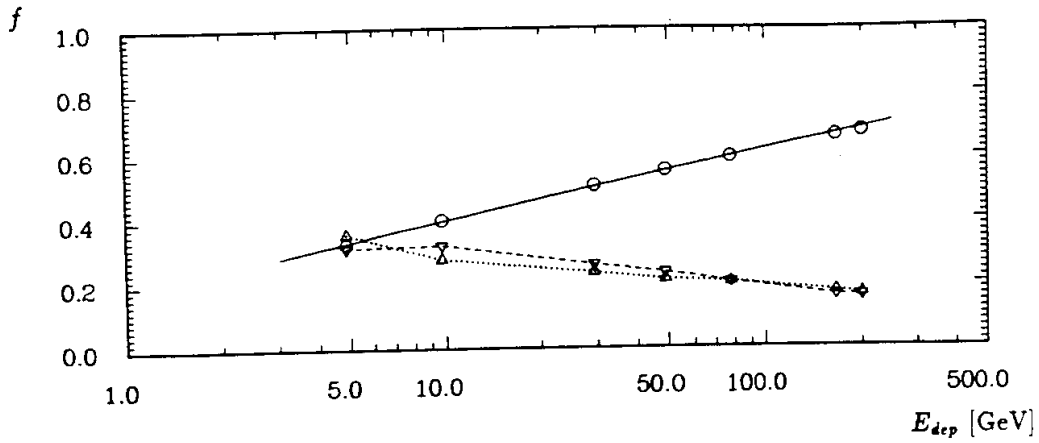


Abbildung 2.9: Die Energieabhängigkeit von  $f_{em}$  ( $\circ$ ),  $f_{had}$  ( $\triangle$ , - - -) und  $f_{inv}$  ( $\nabla$ , ...). Die durchgezogene Linie zeigt die Gleichung (2.16) beschriebene Funktion. Die statistischen Fehler der Meßpunkte sind kleiner als die Symbolgrößen.

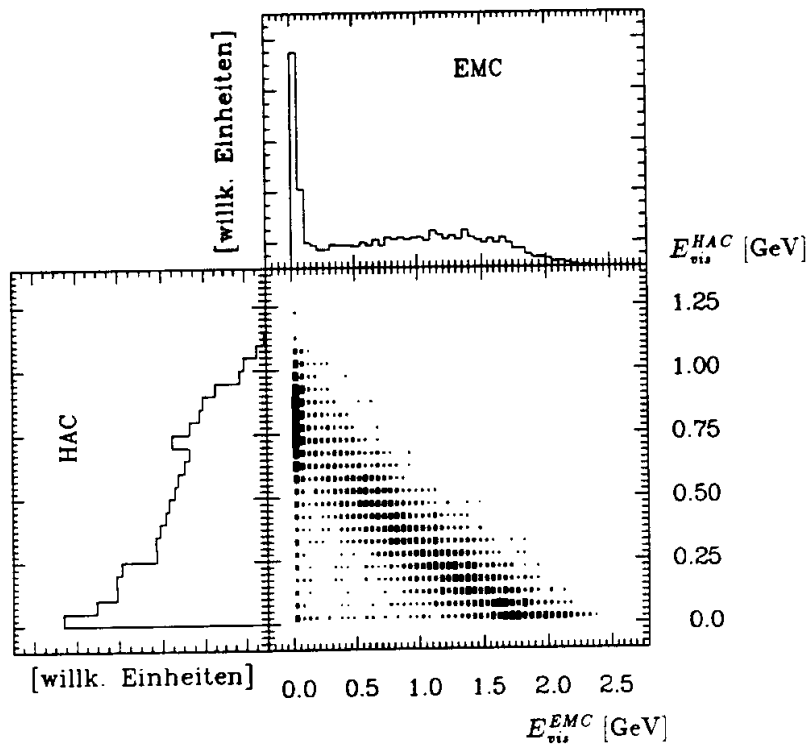


Abbildung 2.10: Das Signal von simulierten 30 GeV Pionen in IFE und IFH. Die Abbildung zeigt die Spektren in den beiden Kalorimetern und die Korrelation zwischen ihnen.

sind die einzelnen Signalverteilungen und ihre Korrelation gezeigt. Die Signale berechnen sich jeweils aus der Summe der in den Kanälen des elektromagnetischen bzw. des hadronischen Kalorimeters im Argon deponierten Energien

$$E_{vis}^j = \sum_i E_{vis,i}^j, \quad j = EMC, HAC$$

für simulierte 30 GeV Pionen in IFE und IFH. Neben Ereignissen, in denen Pionen ihre Energie sehr früh zu einem großen Teil im EMC deponieren, gibt es sehr viele Pionen, die in diesem vorderen Kalorimeter keine inelastische Wechselwirkung erleiden und erst im hadronischen Kalorimeter aufschauern.

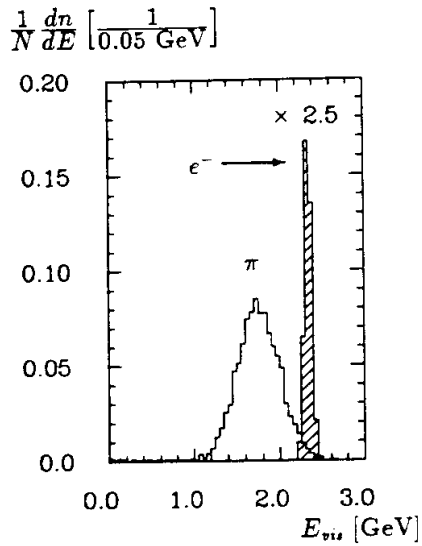


Abbildung 2.11: Spektren der totalen Signale für simulierte 30 GeV Elektronen (schraffiert) und Pionen im IF Kalorimeter. Die Ordinate ist für das Energiespektrum der Elektronen um eine Faktor 2.5 unterdrückt.

onen zeigt den nicht kompensierenden Charakter des H1 Kalorimeters. Die erheblich größeren Fluktuationen im Pionsignal sind eine direkte Folge dieser Kalorimereigenschaft.

Einige Pionen durchqueren beide Kalorimeter ohne inelastische Wechselwirkung; sie hinterlassen wie die meisten Myonen sowohl im EMC als auch im HAC ein kleines Signal.

Aus der Abbildung 2.10 ist ebenfalls zu entnehmen, daß die Sampling Fraction für Pionen im elektromagnetischen Kalorimeter etwa doppelt so groß ist wie im hadronischen. Um das totale Signale  $E_{vis}^*$  von Pionen mit dem totalen Signal von Elektronen vergleichen zu können, wird das Signal im HAC durch Anbringen eines konstanten Faktors

$$R = \frac{S^{EMC}}{S^{HAC}} \simeq 2$$

auf den Unterschied in den Sampling Fractions  $S^{EMC}, S^{HAC}$  korrigiert:

$$E_{vis}^* = E_{vis}^{EMC} + R \cdot E_{vis}^{HAC}$$

Die Verteilung des so berechneten Gesamtsignals für simulierte 30 GeV Pionen wird in Abbildung 2.11 mit dem totalen Signal von simulierten Elektronen der gleichen Primärenergie verglichen. Das im Mittel um etwa 25% kleinere Signal der Pionen zeigt den nicht kompensierenden Charakter des H1 Kalorimeters.

# Kapitel 3

## Grundlagen der Kalibration

Die Kalibration eines Kalorimeters in einem komplexen Detektor wie H1 kann unter verschiedenen Modellen für die Beziehung zwischen dem Signal und der Energie eines eingestreuten Teilchens oder Teilchenjets erfolgen. Der in dieser Arbeit verwendete Ansatz einer von den anderen Detektorkomponenten unabhängigen Kalibration mittels Testdaten erlaubt innerhalb gewisser Fehler die Konversion des Kalorimetersignals in die tatsächlich deponierte Energie, kann damit aber allenfalls nur in guter Näherung die Energie eines vom Vertex einer  $ep$  Reaktion kommenden Teilchens liefern. Letztere kann erst bei Berücksichtigung der vor und hinter dem Argon Kalorimeter deponierten Energie vollständig rekonstruiert werden.

Die Normierung der Kalibration auf die deponierte Energie ist wegen dem bei Kalibrationsmessungen vorhandenen inaktiven Material vor dem Kalorimeter und der nicht mit dem eigentlichen Experiment identischen Elektronik nicht allein aus der Kenntnis der Strahlenergie zu erhalten. Die Energieverluste der Strahlteilchen im vorgelagerten inaktiven Material erfordern genaue Simulationsstudien; die eventuellen Unterschiede in der Elektronik können durch eine Absoluteichung des digitalen Signals auf Ladungen kompensiert werden.

In diesem Kapitel wird zunächst das Ladungssignal im Flüssig Argon Kalorimeter und seine Beziehung zur deponierten Energie insbesondere für Elektronen diskutiert. Dann wird auf der Basis von Elektronensignalen eine universelle Kalibrationskonstante definiert, die innerhalb relativ kleiner systematischer Fehler unabhängig von den genannten Unterschieden zwischen eigentlichem Experiment und den Kalibrationsmessungen ist und die die gemessene Ladung in ein Energiesignal konvertiert. Aufgrund dieser Eigenschaft können auf dieser Skala dann Ergebnisse der Kalibrationsmessungen auf das H1 Kalorimeter übertragen werden.

### 3.1 Bedeutung von Kalibrationskonstanten

Das Signal in einem Sampling Kalorimeter wurde im vorherigen Kapitel als die im aktiven Medium deponierte Energie  $E_{\text{in}}$  interpretiert. Diese ist mit der total deponierten Energie  $E_{\text{dep}}$  über die Sampling Fraction  $S$  verbunden. Das reale experimentelle Signal ist allerdings durch die Zahl  $N$  der mittels Ionisationen im aktiven Medium freigesetzten Elektronen<sup>1</sup> bestimmt. Diese entspricht einer Ladungsmenge  $Q_{\text{ion}} = N\epsilon$ , welche mit

---

<sup>1</sup>die positiven Argonionen tragen wegen ihrer geringen Beweglichkeit praktisch nicht zum Signal bei.

$E_{vis}$  verknüpft ist:

$$Q_{ion} = \frac{E_{vis}}{E_{ion}} \cdot \epsilon = S \cdot \frac{E_{dep}}{E_{ion}} \cdot e$$

$E_{ion}$  ist die zur Ionisation des aktiven Mediums benötigte Energie (für flüssiges Argon ist  $E_{ion} = 23.6$  eV).

### 3.1.1 Ladungssammlung im Argon

Das Absammeln von  $Q_{ion}$  in einem elektrischen Feld im Argon ist in [Wil74] diskutiert worden. Danach werden bei Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch eine Argonschicht der Dicke  $d$  die Ionisationselektronen zunächst homogen entlang der Teilchenspur verteilt sein. Dieses ist eine Folge der im Vergleich zur Teilchengeschwindigkeit geringen Driftgeschwindigkeit  $v_d$  dieser Elektronen im flüssigen Argon ( $v_d \approx 5$  mm/ $\mu$ s bei 1 kV/mm elektrischem Feld). Die nach Ablauf der Driftzeit  $t_d = d/v_d$  nach dem Teilchendurchgang gesammelte Ladung  $Q(t_d)$  ist dann gegeben durch:

$$Q(t_d) = \int_0^{t_d} I(t) dt = \int_0^{t_d} Ne \left( \frac{1}{t_d} - \frac{t}{t_d^2} \right) dt = \frac{Ne}{2} = \frac{Q_{ion}}{2}$$

Damit entspricht das Signal prinzipiell nur der Hälfte aller im Argon freigesetzten Elektronen.

In dieser Gleichung sind Elektronenverluste durch Rekombination nicht berücksichtigt. Qualitativ sind zwei Prozesse zu unterscheiden: die initiale und die säulenartige Rekombination (nach [Gre90], dort aus älteren Quellen, u.a. [Ons38, Jaf13], zitiert). Die initiale Rekombination erfolgt durch spontanes Wiedereinfangen des Elektrons durch das Feld des Ions. Sie ist insbesondere bei Kalorimetern mit Szintillatorauslese wichtig, da kein äußeres elektrisches Feld die Elektronen absammelt. In [Bir51] wird dieser Effekt – der sich in einer Sättigung der Ionisation ausdrückt – empirisch beschrieben (*Birks' Law*):

$$\frac{dE'}{dx} = \frac{dE/dx}{1 + k_b dE/dx} \quad (3.1)$$

Bei einer hohen Ionendichte ist auch die Wahrscheinlichkeit für Rekombination zwischen Elektronen und anderen Ionen groß. Diese säulenartige Rekombination tritt entlang der Trajektorie eines tief-ionisierenden Teilchens insbesondere dann auf, wenn sich wie in einer Ionisationskammer die Ionen und Elektronen antiparallel bewegen. Ähnlich der initialen Rekombination drückt sich auch der Effekt in einem wie in Gleichung (3.1) beschriebenen, hier aber von der elektrischen Feldstärke  $\epsilon$  abhängigen Sättigungsverhalten aus ( $k_b \rightarrow k_b(\epsilon) \sim 1/\epsilon$ ). Für flüssiges Argon in einer Ionisationskammer kann näherungsweise nach [Fab77]

$$k_b = 0.005 \frac{\text{g}}{\text{MeV cm}^2}$$

gesetzt werden, wenn die Kammer auf dem Hochspannungsplateau betrieben wird ( $\epsilon \approx 1$  kV/mm). Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen ist der Sättigungseffekt in der Ionisation bei der Berechnung der sichtbaren Energie  $E_{vis}$  in der Simulation von realen Ereignissen berücksichtigt worden.

In einem realen Detektor sind noch die Reinheit des Argons, also die Effizienz der Ladungssammlung, und die Einflüsse der Ausleseelektronik zu beachten, die beide reine

Detektoreigenschaften sind. Zusammenfassend können diese und die oben beschriebenen Effekte mittels der Kalibration  $c$  beschrieben werden, die das Ladungssignal  $Q$  in die tatsächlich deponierte Energie  $E_{dep}$  überführt ( $E_{dep} = c \cdot Q$ ).

### 3.1.2 Beziehungen zwischen Kalibrationen für verschiedene Teilchenarten

Die oben eingeführte Kalibration  $c$  ist abhängig von der Art der Energiedeponierung, da sie proportional zur inversen Sampling Fraction ist. Für Elektronen gilt nach den Betrachtungen im letzten Kapitel

$$c_e = \frac{E_{dep}}{Q} \sim \frac{1}{S_e} = const,$$

für Hadronen entsprechend

$$c_h = \frac{E_{dep}}{Q} \sim \frac{1}{S_h(E_{dep})}.$$

Es ist zu beachten, daß die Kalibration  $c_h$  für Hadronen im Gegensatz zu der für Elektronen eine Funktion der deponierten Energie ist. Unter Verwendung des Elektron-Hadron-Signalverhältnisses  $e/h$  kann

$$c_h(E_{dep}) = \frac{e}{h}(E_{dep}) \cdot c_e \quad (> c_e \text{ für } E_{dep} \gtrsim 1 \text{ GeV})$$

gesetzt werden. Für Signale von Myonen<sup>2</sup> lautet die entsprechende Beziehung:

$$c_\mu = \frac{e}{\mu} \cdot c_e \quad (< c_e)$$

Die Normierung der Hadron- und Myonkalibration auf eine gemeinsame Skala, die elektromagnetische Kalibrationskonstante  $c_e$ , ermöglicht die Übertragung der aus den Ergebnissen der Kalibrationsmessungen extrahierten Funktion  $c_h$  bzw. der Konstanten  $c_\mu$  auf die entsprechenden Signale im H1 Kalorimeter. Voraussetzung dafür ist die Verwendung baugleicher Module sowohl bei den Kalibrationsmessungen als auch im H1 Kalorimeter, da  $e/h$  und  $e/\mu$  nur von den verwendeten Materialien und dem geometrischen Aufbau sowie, im Fall von  $e/\mu$  nur schwach [And88], von der Teilchenenergie abhängen. An die elektromagnetische Kalibrationskonstante  $c_e$  ist die Forderung der Universalität zu stellen, d.h. sie muß für die Kalibrationsmodule und für das H1 Kalorimeter identisch sein. Diese geforderte Eigenschaft bedingt insbesondere, daß  $c_e$  nicht von speziellen Gegebenheiten bei den Kalibrationsmessungen wie z.B. der Menge des inaktiven Materials vor dem eigentlichen Kalorimeter abhängt.

Bevor die elektromagnetische Skala weiter diskutiert wird, soll hier die Beziehung zwischen der primären Teilchenenergie, der tatsächlich deponierten Energie und eventuellen Energieverlusten für Elektronen, Hadronen und Myonen kurz vorgestellt werden. Für alle drei Teilchensorten gilt:

$$E_{inc} = E_{loss} + E_{dep} + E_{leak}$$

<sup>2</sup>unter dem Myonsignal wird das meistwahrscheinliche Signal von Myonen verstanden.

mit:

- $E_{inc}$  – primäre Teilchenenergie am Vertex bzw. im Strahl;
- $E_{loss}$  – vor dem Kalorimeter deponierte Energie;
- $E_{dep}$  – im Kalorimeter deponierte Energie;
- $E_{leak}$  – hinter dem Kalorimeter deponierte Energie.

Für Elektronen bringt der Energieverlust  $E_{loss}$  vor dem eigentlichen Kalorimeter einen insbesondere bei kleinen Energien nicht zu vernachlässigenden Effekt für die Normierung der Kalibration, wie im nächsten Abschnitt noch gezeigt wird. Andererseits gibt es bei diesen Teilchen praktisch keine longitudinalen Energieverluste ( $E_{leak} \approx 0$ ).

Bei Hadronen spielt die vor dem Kalorimeter deponierte Energie bei typischen Materialtiefen von 0.1 bis 0.4  $\lambda$  im H1 Experiment [H1P87] und 0.3  $\lambda$  bei den Kalibrationsmessungen eine geringere Rolle bei der Normierung. Der insbesondere bei höheren Teilchenenergien ( $E_{inc} > 30$  GeV) mögliche relativ große longitudinale Energieverlust ist dagegen zu beachten (weitere Diskussion in Abschnitt 5.3).

Die meistwahrscheinliche, durch Myonen mit  $2 \text{ GeV} \lesssim E_{inc} \lesssim 100 \text{ GeV}$  im Kalorimeter deponierte Energie  $E_{dep} = E_{dep}^{mop}$  nimmt im genannten Primärenergieintervall nur um etwa zehn Prozent zu: [And88]

$$E_{dep}^{mop}(E_{inc} = 100 \text{ GeV}) \approx 1.1 \cdot E_{dep}^{mop}(E_{inc} = 2 \text{ GeV})$$

Myonen mit Primärenergien kleiner als 2 GeV werden mit großer Wahrscheinlichkeit im Kalorimeter absorbiert. Beachtenswert ist, das die mittlere durch Myonen deponierte Energie, zu deren Berechnung auch Myonereignisse beitragen, in denen elektromagnetische Schauer z.B. durch  $\delta$ -Elektronen induziert werden, sehr viel stärker von der Primärenergie  $E_{inc}$  abhängt [And88].

## 3.2 Ideale elektromagnetische Kalibration

Die elektromagnetische Kalibrationskonstante  $c_e$  ist dann als ideal oder universell zu bezeichnen, wenn sie unabhängig von der Energie der Elektronen deren physikalisches Signal in die im auslesbaren Kalorimetervolumen deponierte Energie sowohl in den Kalibrationsmodulen als auch im H1 Kalorimeter konvertiert. Da neben dem physikalischen Signal auch das elektronische Rauschen zur gemessenen Ladung beiträgt, wird es auch eine universelle Kalibrationskonstante nicht ermöglichen, direkt die Energie aus dieser Ladung zu rekonstruieren. Dazu ist eine weitere Funktion notwendig, die den in beiden Fällen unterschiedlichen Beitrag des elektronischen Rauschens korrigiert. Diese Funktion ist wiederum von der Definition des Signals und damit z.B. auch von der Kanalselektion in der Analyse abhängig. Insbesondere kann diese Korrektur für die Signale im H1 Kalorimeter nicht aus den Kalibrationsmessungen bestimmt werden, da der Gesamtbeitrag durch elektronisches Rauschen aufgrund der sehr viel größeren Zahl an Kanälen im H1 Kalorimeter nicht derselbe ist.

Zum prinzipiellen Verständnis der Bestimmung von  $c_e$  wird zunächst das Ergebnis der Kalibrationsmessungen, die unkorrigierte elektromagnetische Kalibrationskonstante  $c_e^u$ , vorgestellt und dann die notwendigen Korrekturen gezeigt.



### 3.2.1 Experimentelle Kalibration für Elektronen

Die unkorrigierte Kalibration  $c_e^u$  für Elektronen ist ein direktes Ergebnis der Kalibrationsmessungen und wird aus der über viele Ereignisse gemittelten Summe  $\langle Q \rangle$  der in den einzelnen Kalorimeterkanälen gemessenen Ladungen  $q_i$  und der bekannten Energie des Elektronenstrahls  $E_{inc}$  berechnet:

$$c_e^u = \frac{E_{inc}}{\langle \sum_i^n q_i \rangle} = \frac{E_{inc}}{\langle Q \rangle} \quad (3.2)$$

Sie hängt nicht nur von der Sampling Fraction, sondern auch von der Ladungssammlungseffizienz des flüssigen Argons und Eigenschaften der Ladungsauslese, z.B. dem Übersprechen von Signalen zwischen benachbarten Kanälen, ab. Die beiden letztgenannten Einflüsse sind von lokaler Natur, d.h. sie sind spezifisch für die Kalibrationsmessungen und stellen sich im eigentlichen Detektor durch Unterschiede in der Elektronik und im Zustand des Argons anders dar. Eine weitere wichtige Quelle systematischer Unsicherheit bei diesen Messungen stellt der Energieverlust der Elektronen im inaktiven Material vor dem Kalorimeter dar, der nicht mit dem im H1 Detektor identisch ist. Die in Gleichung (3.2) gewählte Normierung auf  $E_{inc}$  berücksichtigt diesen Verlust nur für Signale aus den Kalibrationsmessungen. Schließlich hängt  $c_e^u$  auch von der Art der Datenanalyse, hier insbesondere von der Kanalselektion zur Unterdrückung der Signalbeiträge durch elektronisches Rauschen, ab.

Aus diesen Betrachtungen heraus ist  $c_e^u$  nicht zur Übertragung der Kalibrationen auf Signale im H1 Kalorimeter geeignet. Es wird eine universelle elektromagnetische Skala  $c_e$  benötigt, die weitestgehend frei von den Bedingungen bei den Kalibrationsmessungen ist. Bei der Diskussion der Ladungskorrekturen im Abschnitt 4.4 werden Verfahren vorgestellt, die es ermöglichen, den Einfluß der Elektronik und des Zustands des Argons aus  $c_e^u$  in gewissen Grenzen zu entfalten; diese Korrekturen sind ohne Verwendung von Ergebnissen aus Simulationen durch spezielle Messungen möglich. Die Korrektur auf Energieverluste im inaktiven Material erfordert zusätzliche Informationen aus Simulationsrechnungen, die hier kurz vorgestellt werden.

### 3.2.2 Energieverluste im inaktiven Material

Durch Wechselwirkungen mit inaktivem Material vor dem aktiven Modul deponieren die eingestreuten Elektronen bereits ein Teil  $E_{loss}/E_{inc}$  ihrer Energie. Dieser relative Energieverlust ist eine Funktion der Strahlenergie, der mit abnehmender Strahlenergie größer wird. Damit wäre dann auch die Elektronenkalibration nicht mehr energieunabhängig, wenn man die Kalibrationskonstante nach Gleichung (3.2) berechnet.

Die Energieverluste vor dem Kalorimeter können nur durch eine möglichst realistische Simulation der Kalibrationsmessungen bestimmt werden. Das Resultat einer solchen Simulation von Elektronen im Kalibrationsmodul ist eine Beziehung zwischen dem Äquivalent der gemessenen Ladung,  $\langle E_{vis}^* \rangle$ , und der Strahlenergie  $E_{inc}$ , ausgedrückt durch die dimensionlose Kalibrationskonstante  $c_{e,MC}^u$ :

$$c_{e,MC}^u = \frac{E_{inc}}{\langle E_{vis}^* \rangle} \quad (3.3)$$

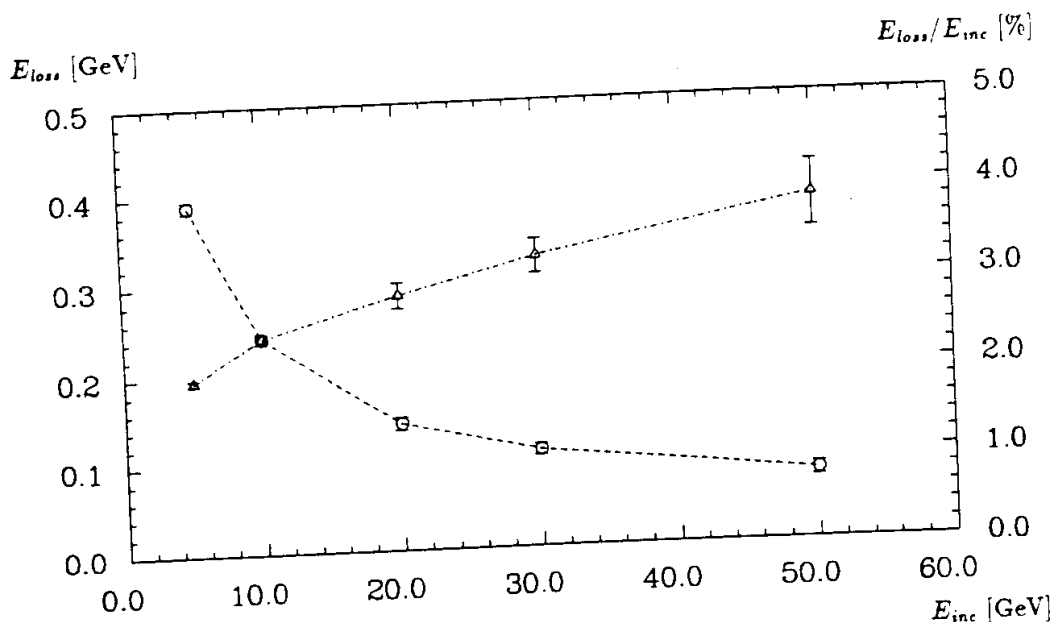


Abbildung 3.1: Die durch Elektronen in  $1.53 X_0$  inaktivem Material vor dem Kalorimeter deponierte Energie als Funktion der Einschussenergie  $E_{inc}$  (linke Skala,  $\Delta$ ). Zusätzlich ist der relative Anteil dieser Energieverluste an  $E_{inc}$  gezeigt (rechte Skala,  $\circ$ ).

Dabei ist

$$\langle E_{vis}^* \rangle = \left\langle \sum_i^n (E_{vis,i} + E_{r,i}) \right\rangle.$$

$E_{vis,i}$  ist die simulierte, im aktiven Argon eines Kalorimeterkanals deponierte Energie und  $E_{r,i}$  das dem Beitrag des elektronischen Rauschens entsprechende Energieäquivalent im gleichen Kanal. Die Berechnung dieser Größe wird im Kapitel 5 besprochen. Zunächst bleibt anzumerken, daß zur Berechnung von  $c_{e,MC}^u$  die Kanalselektion in der gleichen Art und Weise zu erfolgen hat wie bei der Berechnung von  $c_e^u$ .

Die Größe  $c_{e,MC}^u$  enthält – unter der Voraussetzung einer realistischen Beschreibung im Simulationsprogramm – alle Imperfektionen des Kalibrationsmoduls und Einflüsse von inaktivem Material im Strahl. Elektronische Probleme und die Effizienz der Ladungssammlung werden nicht simuliert.

In Abbildung 3.1 ist der absolute und der relative Energieverlust von Elektronen in  $1.53 X_0$  inaktivem Material vor dem Kalorimeter als Funktion der Einschussenergie  $E_{inc}$  gezeigt. Die Ergebnisse sind unter Verwendung einer dem Aufbau bei den Kalibrationsmessungen möglichst nahekommenden Simulation des experimentellen Aufbaus bei den Kalibrationsmessungen für das IF Kalorimeter gewonnen (weitergehende Beschreibungen der Simulationsprogramme finden sich in Anhang A).

Von geringer Bedeutung ist der Einfluß des inaktiven Materials auf die Sampling Fraction. Durch die Verschiebung des mittleren Schauerstartpunktes vor das eigentliche aktive Volumen ist durch die beim Transitioneffekt diskutierte Abhängigkeit der Sampling Fraction von der Schauertiefe eine etwas kleinere mittlere Sampling Fraction zu erwarten. Dieser Effekt wurde ebenfalls anhand von Simulationen studiert und wird

bei der Berechnung der idealen Kalibrationskonstanten für die simulierte Energiedeposition durch Elektronen angegeben.

### 3.2.3 Korrektur der experimentellen Skala

Durch Simulationen von Elektronereignissen im Kalibrationsmodul kann eine ideale Kalibration  $c_{e,MC}$  bestimmt werden, die die sichtbar deponierte Energie  $\langle E_{vis} \rangle$ , also das Äquivalent des physikalischen Signals im Experiment, mit der tatsächlich im Kalorimeter deponierten Energie  $E_{dep}$  in Verbindung setzt. Die Definition dieser dimensionslosen Konstanten sei hier kurz wiederholt:

$$c_{e,MC} = \frac{E_{dep}}{\langle E_{vis} \rangle} = \frac{1}{S_e} \quad (3.4)$$

Die Annahme, daß die in Gleichung (3.3) gegebene Kalibrationskonstante  $c_{e,MC}^u$  als Ergebnis einer der Realität weitgehend entsprechenden Simulation der Kalibrationsmessungen in ihrer Bedeutung der unkorrigierten experimentellen Konstanten  $c_e^u$  aus Gleichung (3.2) entspricht, führt zur idealen elektromagnetischen Skala  $c_e$  für experimentelle Elektronensignale:

$$c_e = \frac{c_{e,MC}}{c_{e,MC}^u} \cdot c_e^u \quad (3.5)$$

Durch Verhältnisbildung von  $c_e^u$  zu  $c_{e,MC}^u$  wird der systematische Effekt durch Energieverluste vor dem Kalorimeter entfaltet. Die Kalibrationskonstante  $c_e$  ist auch nicht abhängig von der Wahl der Simulationsparameter, solange  $c_{e,MC}^u$  und  $c_{e,MC}$  unter Verwendung identischer Abschneideparameter bestimmt worden sind. Der Einfluß von von Detektorimperfektionen, welcher spezifisch für das Kalibrationsmodul ist, ist bei genügend realistischer Beschreibung in der Simulation ebenfalls eliminiert.

Es sei jetzt schon darauf hingewiesen, daß bei der Extraktion von  $c_e$  in Kapitel 5 nicht direkt der in Gleichung (3.5) aufgezeigte Weg gegangen wird. Die Gleichung gibt nur in einfacher Weise die Beziehungen zwischen den Skalen wieder und ist deshalb hier angegeben worden. Tatsächlich brauchen die beiden unkorrigierten Skalen  $c_e^u$  und  $c_{e,MC}^u$  gar nicht explizit berechnet zu werden, um die ideale Kalibrationskonstante für Elektronen zu bestimmen. Bei entsprechender Behandlung des elektronischen Rauschens reicht allein die Forderung nach Gleichheit der aus realen und simulierten Elektronensignalen einer Strahlenergie rekonstruierten Energie zur Berechnung der idealen Skala aus.

# Kapitel 4

## Durchführung der Kalibrationsmessungen

Im Zeitraum August 1989 bis Juni 1990 fanden beim CERN in Genf Kalibrationsmessungen für verschiedene Module des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters statt. Ziele dieser Testserie waren zum einen die Bestimmung der Kalibrationen für Elektronen, Pionen und Myonen sowie verschiedene Studien zur Homogenität und zeitliche Stabilität der Module. Im folgenden werden in der Hauptsache Ergebnisse für das Kalibrationsmodul für das innere Vorwärtskalorimeter (IF im Winkelbereich von etwa 4 bis 20 Grad im H1 Detektor) diskutiert. Die Daten wurden im November/Dezember 1989 und im März 1990 genommen. Da das Modul zwischen den beiden Meßperioden im Kryostaten verblieb, waren Studien des Langzeitverhaltens möglich.

Nach der Beschreibung des Aufbaus und des Teststrahls im nächsten Abschnitt wird die Datennahme vorgestellt und insbesondere das elektronische Kalibrationsverfahren diskutiert. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden schließlich die Ladungskorrekturen beschrieben.

### 4.1 Die Kalibrationsmodule

Für das innere Vorwärtskalorimeter ist 1988 ein Kalibrationsmodul, das *Viertelstack*, beim DESY in Hamburg gebaut worden. Es hat die gleiche longitudinale und laterale Struktur wie das eigentliche Kalorimeter, allerdings aus Platzgründen nur ein Viertel der Querschnittsfläche.

#### 4.1.1 Elektromagnetisches Viertelstack

Der Prototyp für das elektromagnetische IFE Kalorimeter im H1 Detektor ist im Teststrahl vor dem hadronischen Viertelstack angeordnet (die Abbildungen 4.1,4.2 zeigen die beiden Module im Kryostaten in zwei verschiedenen Ansichten). Zunächst wird der mechanische Aufbau des IFE Viertelstacks vorgestellt.

##### Auslesestrukturen

Das elektromagnetische Kalibrationsmodul besteht aus 63 im Abstand von etwa 2.4 mm hintereinander angeordneten Absorberplatten, wobei die erste und die letzte Platte aus

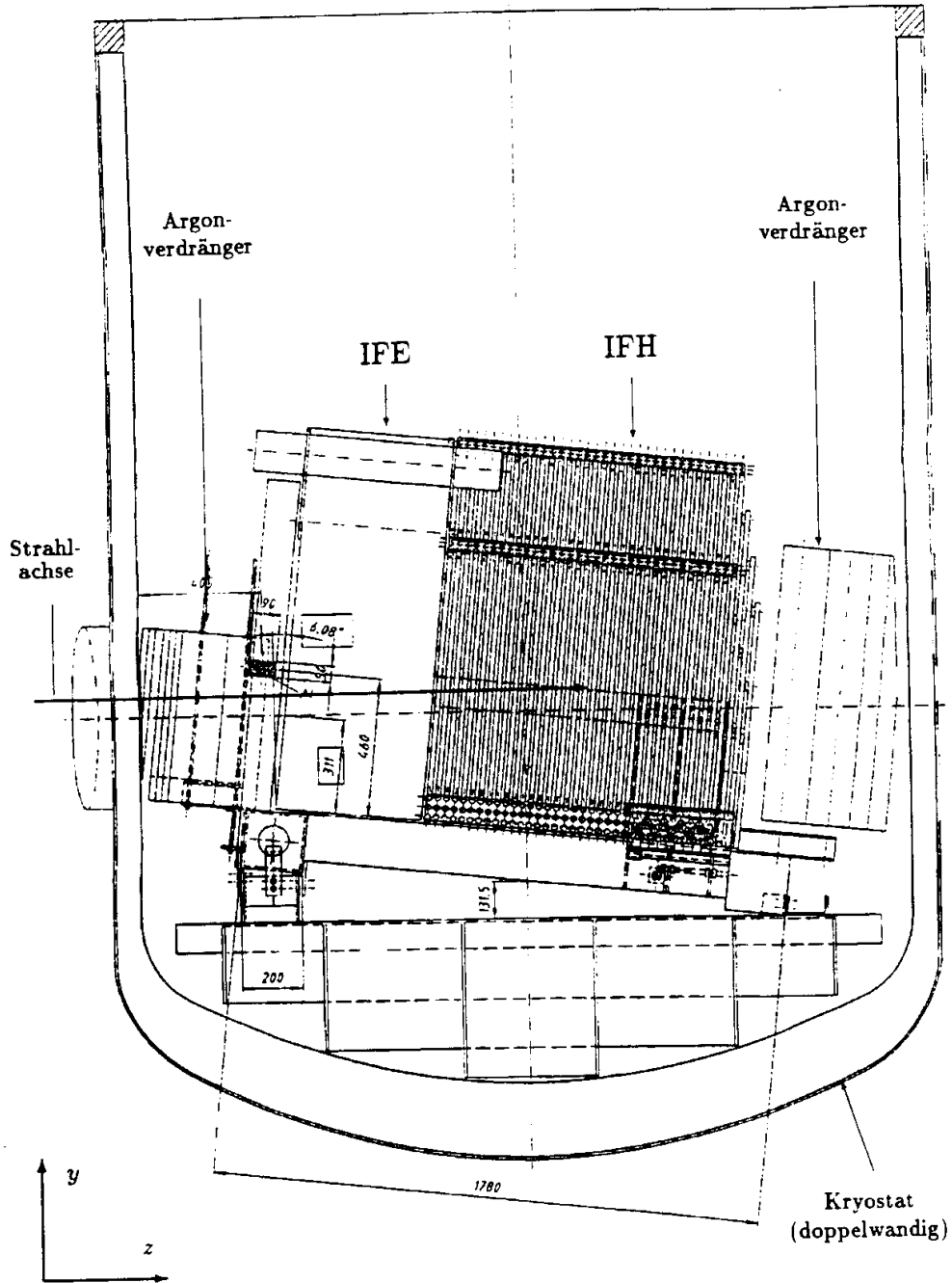


Abbildung 4.1: Die Prototypen für die inneren Vorwärtskalorimeter in ihrer Anordnung im Kryostaten beim CERN, vertikaler Querschnitt. Alle Maße in mm.

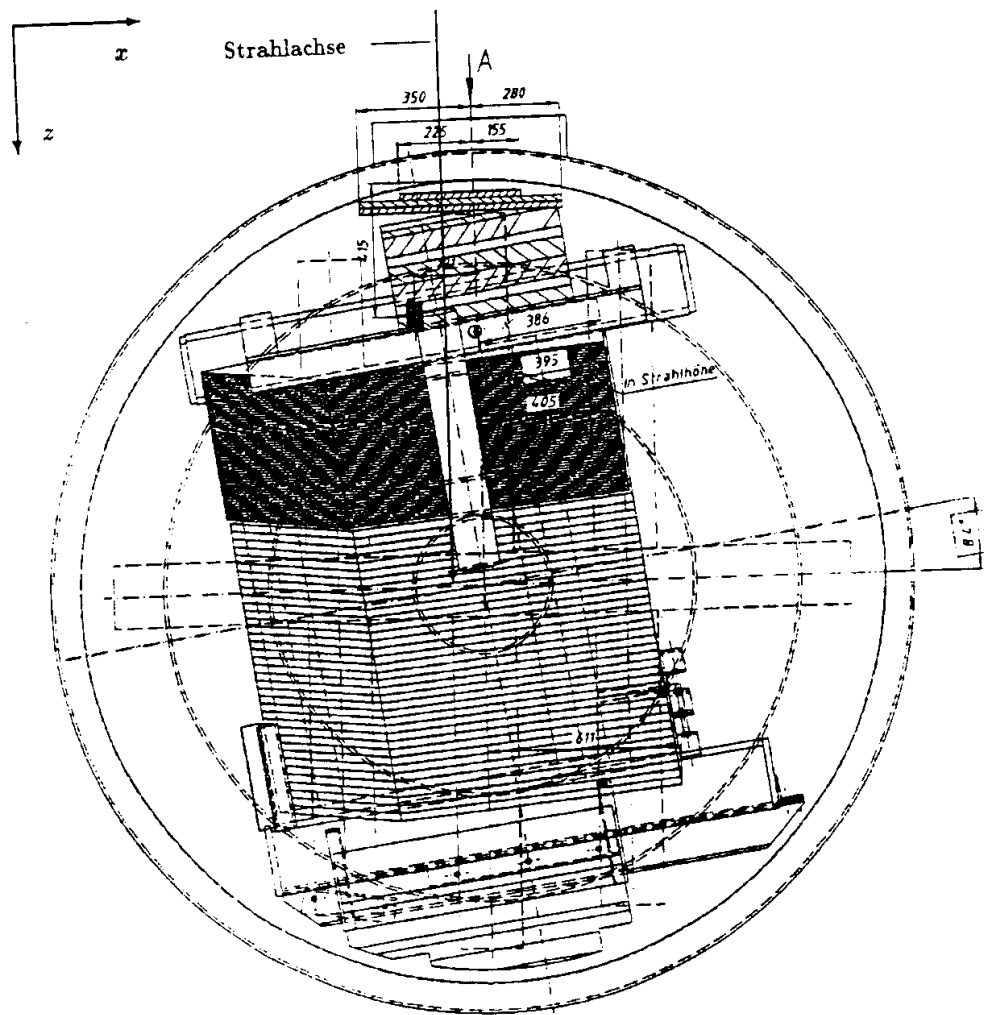


Abbildung 4.2: Das Viertelstack im Kryostaten in einer Projektion auf die  $x - z$  Ebene.  
 Alle Maße in mm.

IFE Segment	Zahl der Ausleseplatten	Segmentzentrum		Segmenttiefe	
		$X_0$	$\lambda$	$X_0$	$\lambda$
0	3	1.17	0.07	2.34	0.13
1	6	5.08	0.28	5.48	0.30
2	8	11.47	0.63	7.30	0.39
3	14	21.22	1.17	12.81	0.70
$\Sigma$	31	-	-	27.93	1.52

Tabelle 4.1: Die longitudinale Segmentierung des IFE Prototypen.

Aluminium und die anderen aus Blei mit geringen Beigaben anderer Metalle bestehen. Auf die Platten ist die Hochspannungs- bzw. Auslesestruktur geklebt. Zwischen den Platten befindet sich das flüssige Argon als Auslesemedium. Den Querschnitt durch die Anordnung und den Plattenaufbau zeigt Abbildung 4.3.

Zwischen jeweils zwei mit einer hochohmigen Schicht bedruckten Hochspannungsplatten befindet sich eine mit den Auslesekanälen beklebte Ausleseplatte, die eine laterale Struktur aufweist. Die hochohmige Schicht führt im Kalorimeterbetrieb die negative Hochspannung, so daß die im flüssigen Argon freigesetzten Elektronen zur Ausleseplatte (auf Massenpotential) driften und dort abgesammelt werden. Die Bedeutung der hochohmigen Schicht wird im Abschnitt über das Signalüberspeichern noch diskutiert.

Die Dicke einer Blei-Absorberplatte beträgt etwa 2.4 mm, mit den aufgeklebten G10 Folien, dem Kupfer und dem Klebefilm selbst entspricht das etwa einer halben Strahlungslänge. Das Argon zwischen zwei Platten dagegen ist nur etwa zwei Prozent einer Strahlungslänge tief. Die sich damit ergebenden Absorptionseigenschaften drücken sich in den in Tabelle 4.1 zusammengefaßten Parametern aus. Diese Tabelle gibt auch die vierfache Segmentierung der Auslesekanäle in der Tiefe an, die durch gemeinsame Auslese einer bestimmten Anzahl von hintereinander liegenden Argongaps in einem Kanal erfolgt. Die laterale Struktur der Ausleseplatten in IFE ist bereits in Abbildung 2.7 auf Seite 39 gezeigt. Die Kantenlänge der Kupfersegmente (*Pads*) beträgt etwa einen Moliereradius in Blei.

#### 4.1.2 Hadronisches Prototypkalorimeter

Die hadronischen Kalorimeter im H1 Detektor zeichnen sich durch das Konzept der *Independent Readout Boards* aus, welches hier anhand der longitudinalen Struktur des IFH Viertelstacks vorgestellt wird.

Wie in Abbildung 4.4 gezeigt sind die Auslesekanäle im hadronischen Kalorimeter mechanisch von der Absorberstruktur getrennt. Letztere besteht aus 37 etwa 15.7 mm dicken Stahlplatten, die im Abstand von ca. 27 mm hintereinander angeordnet sind. Zwischen jeweils zwei dieser Stahlplatten sind die Independent Readout Boards eingeschoben, die aus zwei dünnen Stahlplatten (im Mittel 1.5 mm dick) und der zwischen diesen angeordneten Auslesekanäle aus kupferkaschiertem G10 aufgebaut sind. Die beiden dünnen Stahlplatten tragen die Hochspannungselektroden, die wie im Fall der elektromagnetischen Kalorimeter aus einer hochohmigen Schicht bestehen. Das elektrische Feld ist so eingestellt, daß die Elektronen im Argon zu der Auslesekanäle driften.

Die laterale Segmentierung der Auslesekanäle ist schon in Abbildung 2.7 dargestellt. Die Kantenlänge der Pads beträgt etwa 0.5 bis 0.7  $\lambda$ . Zwei Independent Readout Boards

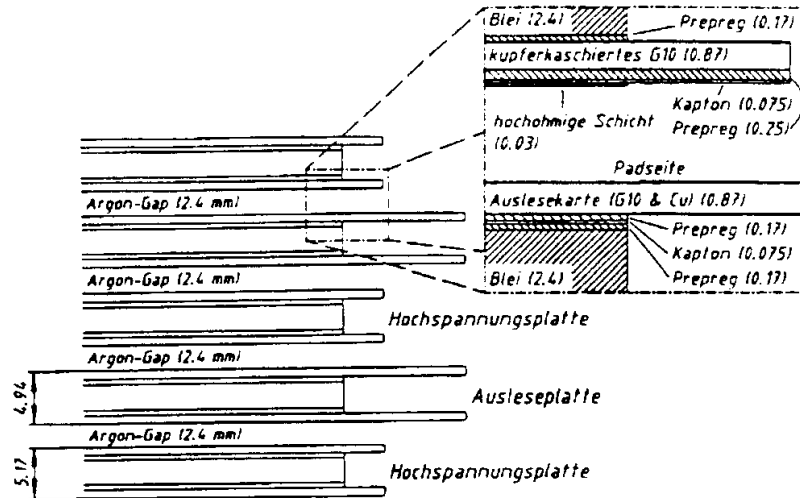


Abbildung 4.3: Der longitudinale Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters, alle Maße in mm.

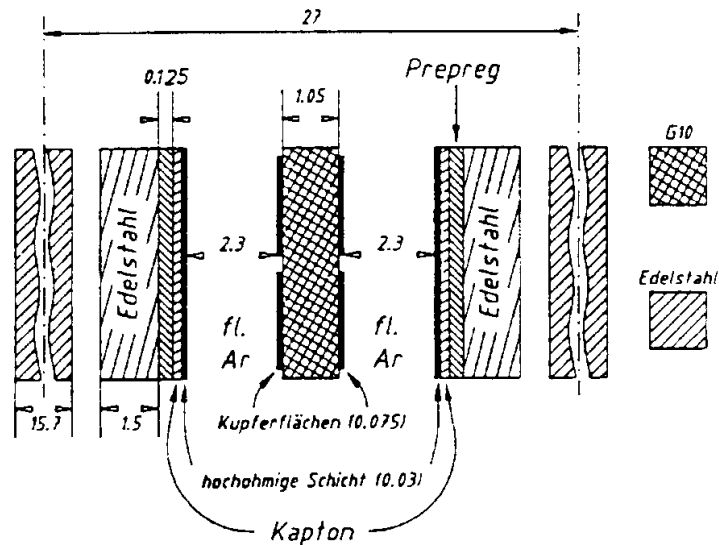


Abbildung 4.4: Die longitudinale Struktur des hadronischen Kalorimeters, alle Maße in mm.



IFH Segment	Zahl der Ausleseplatten	Segmentzentrum		Segmenttiefe	
		$X_0$	$\lambda$	$X_0$	$\lambda$
0	6	3.36	0.42	6.72	0.84
1	6	10.08	1.26	6.72	0.84
2	7	17.91	2.25	7.83	0.99
3	7	25.74	3.24	7.83	0.99
4	11	38.05	4.82	12.31	1.58
$\Sigma$	37	-	-	41.41	5.24
IFE + IFH	-	-	-	69.34	6.76

Tabelle 4.2: Die longitudinale Segmentierung des IFH Kalorimeters.

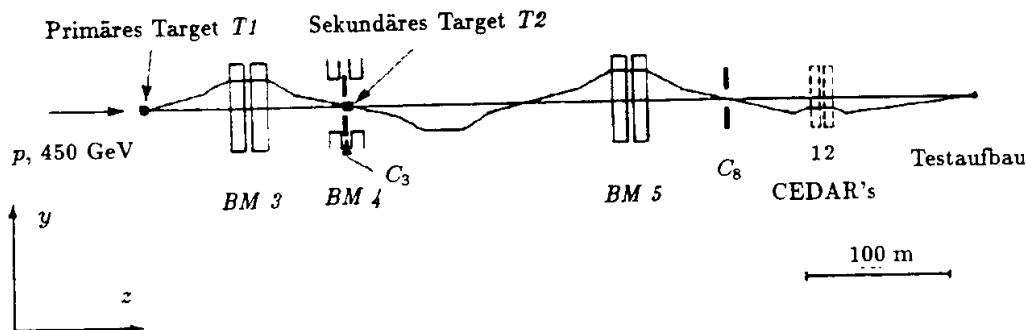


Abbildung 4.5: Die Optik des H6 Teststrahls beim CERN. Die einzelnen Elemente sind im Text erklärt.

bilden lateral einen Oktant des IFH Kalorimeters. Der Vorteil des Konzepts der unabhängigen Auslezellen ist eine größere Homogenität des Kalorimeters insbesondere in  $z$  und in  $\phi$  (siehe Abbildung 2.7).

## 4.2 Aufbau der Kalibrationsmessungen

Die in dieser Arbeit besprochenen Daten wurden mit Teilchen am Teststrahl H6 des CERN SPS (Abbildung 4.5) genommen. Dort standen Elektronen im Energiebereich von 5 bis 166 GeV und Pionen und Myonen im Energiebereich von 5 bis 205 GeV zur Verfügung. Der genaue Aufbau des Teststrahls ist bereits in [Bin89] beschrieben worden; daher sollen hier nur die wichtigsten Strahlelemente und Triggerzähler kurz vorgestellt werden.

### 4.2.1 Aufbau in der Testregion

In Abbildung 4.6 ist der Aufbau im Bereich des Testareals gezeigt. Vor und hinter dem Kryostaten sind einige Zähler zur Strahldefinition aufgebaut. Für die Energiemessung von Pionen, die ihre Energie nicht vollständig im Flüssig Argon Kalorimeter deponieren, ist – analog der Konstellation in H1 – hinter dem Flüssig-Argon-Kalorimeter ein etwa

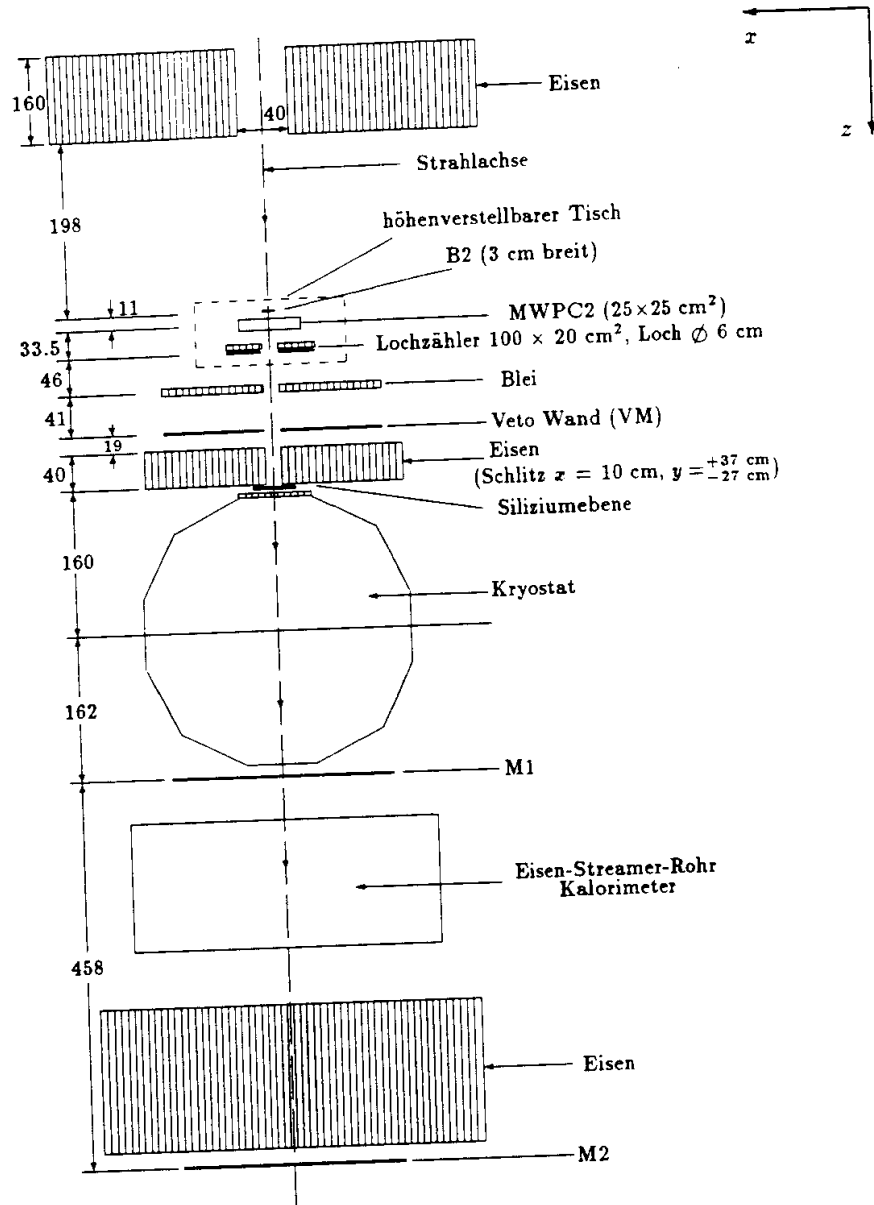


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der Elemente des Strahlbereichs in der Nähe des Kryostaten. Die Maße sind in [cm] (aus [Zei91]).

10  $\lambda$  tiefes Eisen-Streamer-Tube Kalorimeter aufgebaut, der *Tailcatcher*. Eine genaue Beschreibung dieses warmen Kalorimeters ist z.B. in [Jus91] zu finden; im Rahmen dieser Arbeit werden die Signale aus diesem Modul nur als Veto gegen longitudinale Energieleckage benutzt.

Die Lage des Viertelstacks relativ zum Teilchenstrahl ist bereits in den Abbildungen 4.1 und 4.2 zu sehen. Das Modul ist vertikal und horizontal so gedreht, daß für die Standardeinschußposition die Eintrittsrichtung gerade der eines Teilchens vom Vertex im H1 Detektor entspricht.

## 4.2.2 Strahlführung

Die gewünschten Teilchenenergien können mittels spezieller Magneten (*BM3*, *BM4*, *BM5* in Abbildung 4.5) und Kollimatoren (*C<sub>3</sub>*, *C<sub>8</sub>* in der selben Abbildung) hinter dem primären Target *T1* oder einem sekundären Target *T2* selektiert werden. Die so ausgewählten Teilchen werden dann durch verschiedene Detektoren zur Bestimmung der Strahlage und der Teilchenart geschickt. Die wichtigsten Strahlelemente sind in Tabelle 4.3 und, soweit sie sich in der Nähe des Kryostaten befinden, in Abbildung 4.6 dargestellt.

Einige der Zähler im Strahl sind als aktive Elemente in den Ereignistrigger eingebaut, d.h. ihre Signale dienen zur Anreicherung bestimmter Ereignisse während der Datennahme. Für alle Zähler wurde für jedes akzeptierte Ereignis eine digitale Information in Form von Treffermustern oder eine analoge Information, z.B. ein Pulshöhenspektrum, aufgezeichnet.

## 4.2.3 Trigger und Teilchenselektion

Drei verschiedene Klassen von Ereignissen werden während der regulären Datennahme getriggert<sup>1</sup>:

- (i) reale Strahlteilchen. Das sind Elektronen, Pionen und Myonen, die sich in einem durch die Strahlzähler definierten Orts- und Phasenraum aufhalten.
- (ii) leere Ereignisse. Diese *Random Trigger Events* werden zwischen anderen Ereignissen zur Überprüfung der Nullagen der Analog-zu-Digital-Signalkonverter genommen.
- (iii) gepulste Ereignisse (*Calibration Events*) dienen als Monitor für die Funktionen, die das digitalisierte Signal in Ladung zurückkonvertieren.

Die beiden letzten Ereignisklassen sind wichtig zur Überprüfung des Zustandes der Ausleseelektronik während der regulären Datennahme und werden im Abschnitt über elektronische Kalibration noch diskutiert.

---

<sup>1</sup>eine weitere, im Trigger stark unterdrückte Ereignisklasse sind die Myonen aus der Strahlhalo, die auch im Rahmen dieser Arbeit keine Rolle spielen.

Zähler		Funktion
Bezeichnung	Typ	
CEDAR 1, CEDAR 2	differentielle Cerenkovzähler	Selektion einer bestimmten Teilchenart aus dem Strahl.
MWPC1, MWPC2	Vieldrahtproportional-kammern	Vier paarweise zusammengefaßte Kammern messen die horizontale und vertikale Strahllage. Die erste befindet sich weit vor dem Kryostaten in der Nähe des letzten Magneten, die zweite nahe am Kryostaten auf einem vertikal zu bewegendem Tisch. Durch Forderung von koinzidenten <i>Single Wire Hits</i> in den Kammern können Einzelteilchen im Strahl selektiert werden.
B1, B2	Szintillatoren	Die beiden gekreuzten Fingerzähler definieren ein $3 \times 3 \text{ cm}^2$ großes Fenster im Strahl. B1 befindet sich bei MWPC1, während B2 auf dem Tisch bei MWPC2 angebracht ist.
VM, Lochzähler	Szintillatoren	Das Vetosystem gegen Teilchen in der Strahlhalo besteht aus der Vetowand (VM) und dem Lochzähler, welcher ein Veto gegen schräge Teilchenspuren bildet.
M1, M2	Szintillatoren	Die beiden Szintillatorwände – M1 zwischen dem Flüssig-Argon-Kalorimeter und dem Tailcatcher und M2 hinter der Eisenwand – können als Veto gegen hadronische Ereignisse mit longitudinaler Energieleckage oder zur Selektion von Myonereignissen benutzt werden.

Tabelle 4.3: Die wichtigsten Detektoren zur Definition des Teststrahls.

## Teilchenereignisse

Strahlteilchen befinden sich in einem Phasenraum, der durch die gekreuzten Fingerzähler und das Vetosystem (ohne Myonveto) definiert ist. Ihr Impuls wird durch ein System aus Kollimatoren und Magneten definiert. Die Impulsaufösung beträgt:[Bra87]

$$\begin{aligned}\frac{\Delta p}{p} &= 0.8\% && \text{für Pionen und Elektronen, } p < 100 \text{ GeV}/c \\ \frac{\Delta p}{p} &= 0.05\% && \text{für Pionen, } p \geq 100 \text{ GeV}/c \\ \frac{\Delta p}{p} &= 0.8\% && \text{für Elektronen, } p \geq 100 \text{ GeV}/c\end{aligned}$$

Zu beachten ist noch eine systematische Unsicherheit bezüglich des absoluten Teilchenimpulses, die in folgender Weise angegeben wird: [Dob91]

$$\frac{\delta p}{p} = 0.5\% \oplus \frac{150 \text{ MeV}}{p} \quad (4.1)$$

Damit ist insbesondere bei kleinen Impulsen ein relativ großer Fehlerbeitrag durch den Strahl zu erwarten.

Während der Datennahme sind die Standardteilchentrigger durch

- eine Koinzidenz zwischen B1 und B2 sowie, falls die Strahlenergie kleiner als 100 GeV ist, den CEDARs und
- eine Antikoinzidenz mit den Signalen aus dem Vetosystem

gekennzeichnet. Außerdem werden zur Unterdrückung von Signalpileup bestimmte Zeitfenster um ein akzeptiertes Ereignis definiert, indem kein weiteres Signal ausgelesen werden darf (weitere Details zum Trigger finden sich in [Rie89]).

## Teilchentrennung im Strahl

Zur Identifikation der Strahlteilchen werden bei Impulsen von 10 bis zu 100 GeV/c die beiden differentiellen Cherenkovzähler CEDAR 1 und CEDAR 2 benutzt. Sie erlauben eine gute Separation von Elektronen und Pionen in diesem Energiebereich<sup>2</sup>. Bei höheren Energien können Elektronen wegen der Synchrotronstrahlung räumlich mittels Kollimatoren von den Pionen getrennt werden.

Bei dem niedrigst möglichen Strahlimpuls von 5 GeV/c erfolgt die Teilchentrennung durch ein zusätzliches Bleitarget (etwa  $2 X_0$  tief), in dem die Elektronen Energie verlieren und somit aus dem Strahlbereich ausgelenkt werden.

Myonen im Strahl werden durch eine Koinzidenzbedingung zwischen den Fingerzählern und dem Myonveto getriggert. Ereignisse mit Myonen in der Halo des Pionstrahls (erzeugt durch Pionzerfälle) können durch eine Koinzidenz zwischen Vetosystem und Myonveto - bei gleichzeitiger Antikoinzidenz mit den Strahlbedingungen - angereichert werden.

---

<sup>2</sup>die Eigenschaften der CEDAR's sind in [Bov82] beschrieben.

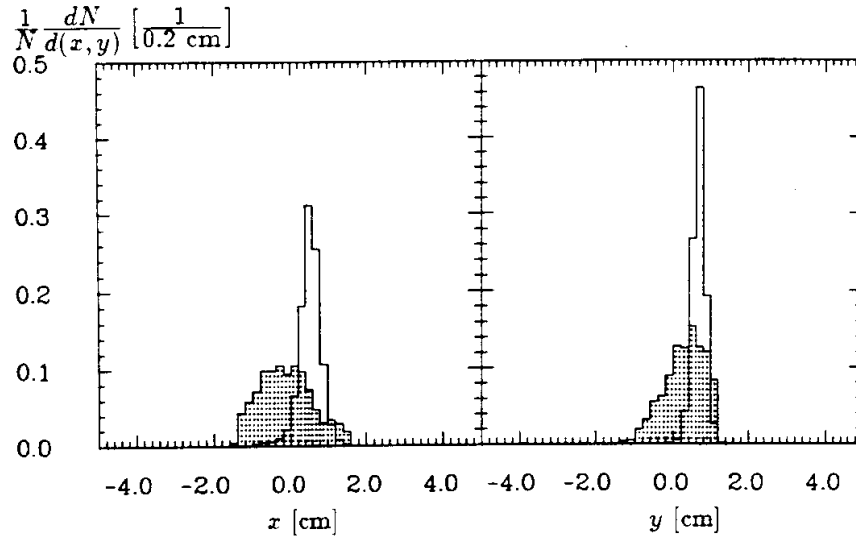


Abbildung 4.7: Strahlbreiten in  $x$  und  $y$  für 30 (schattiert) und 170 GeV Pionen.

### Strahlprofile

Das transversale Profil des Strahls wird mit den MWPCs horizontal ( $x$ ) und vertikal ( $y$ ) gemessen. In Abbildung 4.7 sind Profile für Pionen der Strahlenergien 30 und 170 GeV gezeigt. Die Abschnittskanten sind durch die Lage von B1 und B2 im Strahl bedingt. Die Varianz der (energieabhängigen) Verteilungen wird bei der Simulation berücksichtigt.

## 4.3 Elektronische Kalibration

In diesem Abschnitt wird zunächst kurz die bei den Kalibrationsmessungen verwendete Ausleseelektronik vorgestellt. Im Anschluß werden die Verfahren zur elektronischen Kalibration, d.h. die Konversion des digitalisierten Signals in Ladungswerte, diskutiert.

### 4.3.1 Elektronische Signalauslese

Das hier beschriebene Kalibrationsmodul hat insgesamt 2176 bestückte Auslesekanäle<sup>3</sup>, die alle nach dem in Abbildung 4.8 gegebenen Prinzipschaltbild ausgelesen werden. Die nachfolgende Diskussion der Signalverarbeitung erfolgt in Anlehnung an Beschreibungen in [H1T86,Bin89].

Die Hochspannungsseite jedes Kanals wird durch den Widerstand  $R_{HRC}$  der hochohmigen Schicht und der Kapazität  $C_{HRC}$ , die Störungen in der Hochspannung herausfiltert, charakterisiert. Die Detektorkapazität  $C_D$  ist durch die Zahl der jeweils zu einem Auslesekanal longitudinal zusammengeschalteten Argonschichten bestimmt. Die in  $C_D$  durch Ionisationen freigesetzten Elektronen werden über Schutzglieder gegen Hochspannungsüberschläge – bestehend aus einer Glimmlampe  $L$ , einem  $R_s = 20\Omega$  großen

<sup>3</sup>einige strahlferne geometrische Bereiche in den ersten beiden longitudinalen Segmenten des elektromagnetischen Viertelstacks konnten nicht ausgelesen werden.

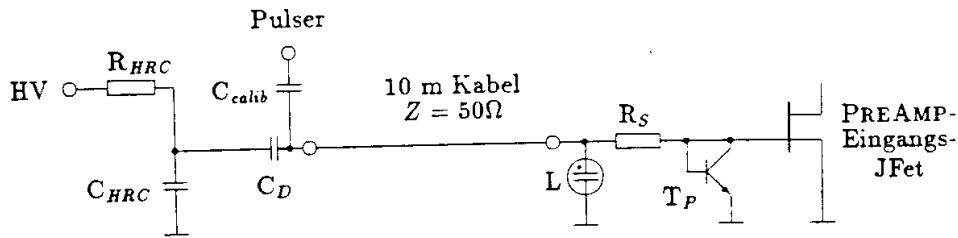


Abbildung 4.8: *Prinzipschaltung der Ladungsauslese im H1 Kalorimeter (aus [Bin89]).*

Reihenwiderstand und dem Transistor  $T_P$  - in den Vorverstärker eingespeist. Letzterer zeichnet sich durch die Verwendung eines rauscharmen JFet Transistors am Signaleingang aus. Dem Vorverstärker nachgeschaltet sind noch bipolare *Shaper*, die das Signal in eine für die weitere Behandlung geeigneteren Form konvertieren. Alle bisher beschriebene elektronischen Bauteile nach dem 10 m Kabel sind in Gruppen von jeweils 16 Kanälen auf Analogkarten zusammengefaßt. Insgesamt 1024 geometrische Kanäle im Bereich des Strahleintrittspunktes im Kalorimeter werden mit zwei verschiedenen elektronischen Verstärkungsfaktoren ausgelesen, so daß die Gesamtzahl der elektronischen Kanäle 3200 beträgt.

Bei Vorlage eines Triggersignals werden die Signale in einem *Sample & Hold* Glied zwischengespeichert und seriell mit 1 aus 16 an eine Empfangseinheit weitergeleitet. Hier werden sie erneut zwischengespeichert und nacheinander mit 1 aus 8 über die Endverstärker an die Analog-zu-Digital-Konverter (*ADC's*) übertragen. Insgesamt werden jeweils 1024 elektronische Kanäle in acht ADC Kanälen auf einer ADC Karte digitalisiert. Der gesamte dynamische Bereich der ADCs beträgt 12 Bits.

Gesteuert wird die Auslese über drei miteinander vernetzte Rechner. Eine MicroVax übernimmt die zentrale Steuerung des Datenflusses inklusive des Schreibens auf Magnetband. An sie ist ein CAB Prozessor [Bra87] angeschlossen, der die eingelesenen Signale ereignisweise an die MicroVax schickt. Die zeitliche Koordination der Signale und das Pulsen zur elektronischen Kalibration wird von einem 68k Rechner in Verbindung mit einem *Sequencer* übernommen.

### 4.3.2 Ladungseichung des digitalen Signals

Das gemessene digitalisierte Signal muß zur Berechnung der entsprechenden Ladung in jedem Kanal konvertiert werden. Die dabei benutzten Funktionen gehen von einer in erster Näherung linearen Digitalisierung aus, berücksichtigen aber Nichtlinearitäten in den ADCs bei sehr großem Signal. Der Ansatz ist:[Ja89b]

$$q_0 = p_0 + p_1 \cdot A \quad (4.2)$$

$$q = q_0 + p_2 \cdot q_0^2 + p_3 \cdot q_0^3 \quad (4.3)$$

$q$  ist die in jedem Kanal aus dem gemessenen digitalen Signal  $A$  rekonstruierte Ladungsmenge. Die Parametrisierungen  $p_i$  müssen für jeden Kanal ermittelt werden. Die beiden nachfolgend diskutierten Verfahren werden angewendet.

## Kalte elektronische Kalibration

Das Standardverfahren zur Ermittlung der Parametrisierungen der Konversionsfunktion (Gleichungen (4.2), (4.3)) ist die sogenannte kalte elektronische Kalibration. Dabei werden simultan alle elektronischen Kanäle mit einer Ladung  $Q_p$  wiederholt gepulst und das korrespondierende digitale Signal  $A(Q_p)$  gemessen. Die gepulste Ladung wird sehr nah am Detektor im Kryostaten in die Ausleseleitungen eingespeist, sodaß das Signal fast den gesamten Weg eines Teilchensignals durchläuft (Abbildung 4.8). Dieses wird für etwa 35 verschiedene Ladungspunkte durchgeführt. Dabei wird der jeweilige Wert von  $Q_p$  durch die Kalibrationskapazität  $C_{calib}$  und einen Spannungspuls  $U_p$  definiert:  $Q_p = C_{calib} \cdot U_p$ . Durch Invertieren der Abhängigkeit  $A(Q_p) \rightarrow Q_p(A)$  und einem Ansatz wie in Gleichung (4.2, 4.3) beschrieben, kann die Parametrisierung durch Anpassung des Polynoms in jedem Kanal gewonnen werden.

Nach dem Einfüllen des flüssigen Argons im November 1989 zeigte sich, daß insgesamt drei der 64 Pulserleitungen ausgefallen waren. Die an diese Leitungen angeschlossenen Kanäle waren somit mit der Standardprozedur elektronisch nicht zu eichen. Mit Hilfe der warmen Kalibration konnten allerdings auch für diese Kanäle die Parameter der Konversionsfunktionen gefunden werden.

## Warme elektronische Kalibration

Bei diesem Verfahren wird im Prinzip genauso wie bei der oben beschriebenen kalten Kalibration vorgegangen. Auch hier werden bekannte Ladungen auf die elektronischen Kanäle gepulst, allerdings erst direkt vor dem Verstärker, also außerhalb des Kryostaten. Im Unterschied zur kalten Kalibration kann mit diesem Verfahren also die Verbindung zwischen Verstärkern und dem Detektor nicht getestet werden. Allerdings erlaubt es näherungsweise die Bestimmung der elektronischen Kalibrationsparameter  $p_{i,j} = p_{i,j}^{kalt}$  in einem Kanal  $i$ , für den die kalte Pulserleitung ausgefallen ist. In einem einfachen Ansatz [Ja89a] können diese durch Vergleich mit Parametern des Nachbarkanals<sup>4</sup>  $k$  gemäß

$$p_{i,j}^{kalt} = \frac{p_{k,j}^{kalt}}{p_{k,j}^{warm}} \cdot p_{i,j}^{warm}$$

berechnet werden<sup>5</sup>.

## 4.4 Ladungskorrekturen

Die wahre, einer bestimmten deponierten Energie entsprechende Ladung in einem elektronischen Kanal des Kalibrationsmoduls ist nur näherungsweise meßbar, da das Signal durch verschiedene Effekte in der verwendeten Elektronik verfälscht wird. Diese Effekte sind spezifisch für die Kalibrationsmessungen und müssen deswegen möglichst vollständig korrigiert werden.

<sup>4</sup>die Pulserleitungen sind so verteilt, daß aus einer Gruppe von 16 benachbarten Kanälen bei einer fehlenden Leitung nur ein Kanal betroffen ist.

<sup>5</sup>diese Berechnung ist wegen der Korrelation der  $p_j$  in einem Kanal untereinander nur als gute Näherung zu betrachten.



Neben den elektronischen Korrekturen gibt es das Problem der unterschiedlichen Ladungssammlungseffizienzen im Argon bei den Kalibrationsmessungen und im eigentlichen Experiment. Die Unterschiede werden durch verschieden große Kontaminationen des Argons mit elektronegativen Elementen, insbesondere Sauerstoff, hervorgerufen. Die Korrekturen dieses Effekts sind im zweiten Teil dieses Abschnitts beschrieben.

#### 4.4.1 Elektronische Korrekturen

Zwei wichtige Effekte in der elektronischen Kette können das gemessene Signal beeinflussen. Zum einen kann durch eine Verschiebung der Nullage im ADC – dem *Pedestal* – die gemessene Signalladung vergrößert oder verkleinert werden, zum anderen ist durch Signalübersprechen sowohl zwischen den Pulser- als auch zwischen den Signalleitungen eine Verfälschung der in Gleichung (4.2, 4.3) beschriebenen Parameter der elektronischen Kalibration möglich. Zunächst wird die Korrektur einer eventuellen Pedestaldrift besprochen.

##### Korrektur der Pedestaldrift

Bei der Anpassung der elektronischen Kalibrationsparameter wird die Parametrisierung  $p_i$  in jedem Kanal so bestimmt, daß die rekonstruierte Ladung für das Pedestal  $P$  null ist. Damit ergibt sich aus (4.2) die folgende Bedingung:

$$q(P) = p_0 + p_1 \cdot P = 0$$

$$\Rightarrow -\frac{p_0}{p_1} = P$$

Die Parametrisierung der elektronischen Kalibration ist also direkt mit der Nullage des ADCs verknüpft.

Da die Bestimmung der  $p_i$  außerhalb der regulären Datennahme erfolgt, kann es passieren, daß die Pedestal während der Datennahme nicht mit denen zur Zeit der elektronischen Kalibration übereinstimmen. Damit wäre die Signalladung in einem Kanal um eine Ladung  $q(P) \neq 0$  gegenüber der wahren Ladung verschoben.

Diese Verschiebung kann mittels spezieller, während der normalen Teilchendatennahme genomener Ereignisse korrigiert werden. Diese leeren oder *Random Trigger* Ereignisse werden durch einen speziellen Trigger ausgelöst, der mit einer Häufigkeit von etwa 0.5 - 1% aller Ereignisse immer dann das Kalorimeter ausliest, wenn innerhalb eines bestimmten Zeitfensters nach einem realen Ereignis kein weiteres Teilchen getriggert wird. Die Random Trigger Ereignisse sind somit ein Monitor für die Nullagen der ADCs während der regulären Datennahme.

Die einem digitalen Signal  $A_p$  in einem Kanal entsprechende rekonstruierte Ladungsmenge muß für Random Trigger Ereignisse gerade null sein. Es muß also eine korrigierte Parametrisierung  $\hat{p}_i$  der Konversionsfunktion gefunden werden, für deren ersten beiden Parameter die folgende Bedingung gilt:

$$-\frac{\hat{p}_0}{\hat{p}_1} = A_p$$

Mit dieser Bedingung und unter der gerechtfertigten Annahme, daß die Pedestaldrift zu einer linearen Verschiebung der rekonstruierten Ladung führt, kann eine Beziehung

zwischen der ursprünglichen, nicht korrigierten Parametrisierung  $p_i$  und den korrigierten Parametern  $\hat{p}_i$  gefunden werden, die die Korrelation zwischen den Parametern berücksichtigt: [Pas90]

$$\begin{aligned}\hat{p}_3 &= p_3 \cdot \left(\frac{p_1}{\hat{p}_1}\right)^3 \\ \hat{p}_2 &= (3p_3q_{korr} + p_2) \cdot \left(\frac{p_1}{\hat{p}_1}\right)^2 \\ \hat{p}_1 &= p_1 \cdot (1 + 2p_2q_{korr}^2 + 3p_3q_{korr}^3) \\ \hat{p}_0 &= -\hat{p}_1 \cdot P\end{aligned}$$

Dabei ist  $P$  der Pedestalwert zur Zeit der kalten Kalibration und  $q_{korr} = q_0 - q(\Delta P)$  die in erster Ordnung ( $q_0$  aus Gleichung (4.2) und  $\Delta P = P - A_p$ ) auf die Pedestaldrift korrigierte Ladung.

Der Effekt dieser Korrektur auf das Gesamtsignal von Teilchenereignissen ist natürlich stark abhängig von der jeweiligen elektronischen Situation während der Datennahme. Die Korrektur kann für Daten der hier besprochenen Meßperioden für den IF Prototypen zu einer Zunahme der rekonstruierten Ladung um bis zu 0.7 pC führen, was bei Elektronen einer Strahlenergie von 50 GeV einer Zunahme von etwa 5% entspricht.

### Korrektur des elektronischen Übersprechens

Die Einflüsse von Signalen in Nachbarkanälen auf das Signal in einem Kanal führt zu dessen Verfälschung. Zwei in ihrer Wirkung entgegengesetzte Effekte können unterschieden werden:

- Bei dem physikalischen oder negativen Übersprechen kommt es durch den Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch das flüssige Argon in einem Kanal zu einer Reduktion des Signals in benachbarten Kanälen. Qualitativ ist dieser Effekt so zu verstehen, daß durch die Ionisationen und dem damit verbundenen Strom im Argongap das elektrische Feld kurzzeitig lokal zusammenbricht. Diese Feldvariation führt zu Potentialunterschieden auf den Hochspannungsplatten, die wiederum Ursache für transversale Ströme auf der hochohmigen Schicht sind, die durch Induktion zu einer Signalverminderung auf den Kupferpads führen. Der quantitative Effekt ist aufgrund des relativ großen Flächenwiderstands (1 - 100 M $\Omega$  pro Flächeneinheit) der Schicht vernachlässigbar klein ( $\leq 0.1\%$  [Fla87]) und bedarf keiner Korrektur.
- Das elektronische oder positive Übersprechen durch kapazitive Kopplung zwischen benachbarten Ausleseleitungen ist dagegen quantitativ nicht mit einem Teilchendurchgang korreliert, sondern nur von der Wahl der Leitungsführung und der Qualität der Abschirmung abhängig. Insbesondere ist damit dieser Effekt nicht zeitabhängig.

Das positive Übersprechen kann durch die Parametrisierung der Kalibrationsfunktion korrigiert werden, wenn gepulste Ladungen Signalen aus realen Ereignissen entsprechen. Beim simultanen Pulsens aller elektronischen Kanäle liegt allerdings eine Situation vor,

bei der aufgrund der in allen Kanälen gleich großen Signale kein Übersprechen auftritt. Das Signal in einem einzelnen Kanal entspricht direkt der gepulsten Ladungsmenge  $Q_p$ .

Damit ergibt sich für Signale von realen Ereignissen in einzelnen Kanälen, daß zwar das Signal der tatsächlich am ADC zu messenden Ladung entspricht, diese aber durch Ladungsverluste durch Übersprechen nicht mehr der im Argon freigesetzten Ladungsmenge. Das Übersprechsignal ist zudem langsamer als das Originalsignal [Ja89b], es wird daher nicht vollständig digitalisiert. Damit werden auch global die gemessenen Ladungssummen nicht mit der im gesamten Argon freigesetzten Ladungsmenge übereinstimmen.

Eine Korrektur ist zu erreichen, indem explizit die Kalibrationsparameter in einzelnen gepulsten Kanälen<sup>6</sup> bestimmt werden und die damit rekonstruierte Ladung  $q_s(A)$  für ein bestimmtes Signal  $A$  mit der mit den Standardparametern berechneten Ladungsmenge  $q_a(A)$  für das gleiche Signal verglichen wird.

Das Ergebnis dieses Vergleichs ist eine nur von  $A$  und dem Aufbau, nicht aber z.B. von der Zeit abhängige Korrekturfunktion  $f_z(A)$ , die in folgender Weise parametrisiert werden kann (Abbildung 4.9):

$$f_z(A) = \frac{q_s(A)}{q_a(A)} = a_0 + a_1 \cdot A + a_2 \cdot A^2 + a_3 \cdot A^3 \quad (4.4)$$

Der Effekt auf die mittlere rekonstruierte Ladung für Teilchen einer bestimmten Energie in IF ist ein um etwa drei Prozent vergrößertes Signal.

### Kalibrationskapazitätskorrektur

Die Korrektur auf kanalabhängige Variationen der Kalibrationskapazitäten, über die die Ladung  $Q_p$  bei der elektronischen Kalibration eingepulst wird, ist im Gegensatz zu den bereits diskutierten elektronischen Korrekturen nicht für alle Kalibrationsmodule notwendig; teilweise sind diese Variationen bereits bei der Bestimmung der elektronischen Kalibrationsparameter berücksichtigt worden.

Die gepulste Ladung  $Q_p$  ist direkt proportional zu der Kalibrationskapazität  $C_{calib}$  in einem Kanal. Bei der Bestimmung der Parameter  $p_i$  der Konversionsfunktion (4.2), (4.3) wurde  $C_{cal} = 47$  pF als konstant für alle Kanäle angenommen. Kanalabhängige Abweichungen von diesem Sollwert können durch einen Korrekturfaktor in folgender

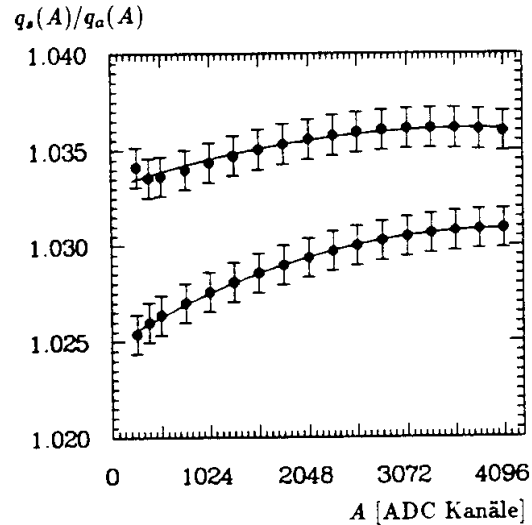


Abbildung 4.9: Die Korrekturfunktion  $f_z(A)$  in zwei Kanälen des Viertelstacks. Die Punkte zeigen die aus den beiden Parametrisierungen berechneten Ladungsverhältnisse, die Kurven das Ergebnis der jeweiligen Anpassung des Polynoms (Gleichung (4.4)).

<sup>6</sup>dieses Verfahren ist sehr zeitaufwendig und wurde in der Praxis nur ein Mal in jeder Meßperiode zur Bestimmung der Korrektur durchgeführt.

Weise berücksichtigt werden:

$$q_{\text{kor}}(A) = \frac{C_{\text{calib}}}{47 \text{ pF}} \cdot q(A)$$

Dabei ist  $q_{\text{kor}}(A)$  die korrigierte und  $q(A)$  die nicht auf diesen Effekt korrigierte Ladung. Die individuellen  $C_{\text{calib}}$  sind vor der Installation einzeln gemessen worden. Die Korrektur vermindert das Teilchensignal im IF Kalorimeter im Mittel um weniger als 0.5%.

### Zusammenfassung der elektronischen Korrekturen

Die oben beschriebenen elektronischen Korrekturen entfalten Einflüsse der bei den Kalibrationsmessungen verwendeten Elektronik und Verfahren zur Bestimmung der Konversion des digitalen Signals  $A$  zur gemessenen Ladung  $q$  weitgehend aus der Ladungsinformation. Alle angewendeten Korrekturen arbeiten auf dem Niveau der elektronischen Kanäle, d.h. für jeden einzelnen Kanal gibt es eine Korrekturfunktion oder -faktor. Die einzelnen Korrekturen sind nicht gänzlich unabhängig voneinander, die Reihenfolge ihrer Anwendung bei der Berechnung der Ladung ist folgende:

- I auf dem Niveau der Konversion von  $A$  zu  $q$  wird die Parametrisierung  $p_i$  durch die auf die Pedestaldrift korrigierte Parametrisierung  $\hat{p}_i$  ersetzt.
- II auf dem Ladungsniveau wird das positive elektronische Übersprechen mittels einer von  $A$  abhängigen Funktion korrigiert und die von Kanal zu Kanal variierende Kalibrationskapazität mittels eines konstanten Faktors berücksichtigt.

### 4.4.2 Effizienz der Ladungssammlung

Die in diesem Abschnitt diskutierten Korrekturen sind nicht mit der elektronischen Kalibration oder der Elektronik selbst verbunden. Die Ladungseffizienz des flüssigen Argons ist eine globale Eigenschaft des Kalibrationsmoduls, die mittels spezieller Messungen bestimmt werden kann.

Ursache für Ladungsverluste im Argongap sind elektronegative Verunreinigungen, insbesondere Sauerstoff, welche durch Ionisationen bei einem Teilchendurchgang freigesetzte Elektronen absorbieren und somit dem Signal Ladungen entziehen. Diese Absorptionsverluste sind, wie auch eventuelle Ladungsverluste durch Rekombination von Argonionen mit Elektronen, abhängig von der elektrischen Feldstärke im Gap. Durch Wahl eines möglichst großen Feldes können die Effizienzverluste gering gehalten werden; die im H1 Kalorimeter gewählte Feldstärke von etwa 1 kV/mm erlaubt bei hoher Effizienz einen stabilen, überschlagsfreien Betrieb.

Zur Korrektur von Effizienzverlusten sind zwei Schritte notwendig. Zum einen muß die absolute Effizienz des verwendeten Argons am Beginn einer Meßperiode bestimmt werden; andererseits ist es notwendig, die Abnahme der Effizienz mit zunehmender Meßzeit aufgrund der zunehmenden Verschmutzung des Argons zu bestimmen und durch eine geeignete, zeitabhängige Korrekturfunktion zu kompensieren.

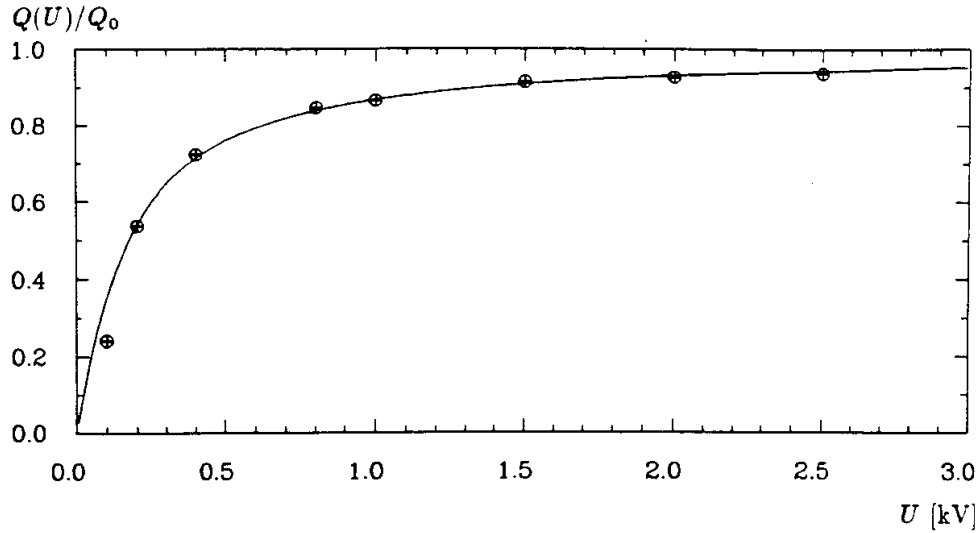


Abbildung 4.10: Die Hochspannungskurve für 30 GeV Elektronen in IFE. Aufgetragen ist die auf den Plateauwert  $Q_0$  normierte Ladung  $Q$  als Funktion der Hochspannung. Der Punkt bei 0.1 kV wurde bei der Kurvenanpassung nicht mitberücksichtigt.

### Hochspannungskurve

Die Messung der absoluten Effizienz der Ladungssammlung kann durch das Kalorimeter selbst erfolgen. Dabei wird benutzt, daß Ladungsverluste durch Verunreinigungen im Argon feldstärkeabhängig sind. Die Variation des mittleren Signals von Elektronen oder Pionen einer festen Energie als Funktion der elektrischen Feldstärke im Argongap ist ein Maß für die Verunreinigung des Argons; die Funktion selber wird als Hochspannungskurve bezeichnet.

Unter der Annahme, daß Sauerstoff die wesentliche Quelle für Ladungsverluste ist, kann die Beziehung zwischen der Ladung  $Q(E, P)$ , der elektrischen Feldstärke  $E$  und der Sauerstoffkontamination  $P$  in folgender Weise beschrieben werden: [Hof76]

$$Q(E, P) = Q_0 \cdot 2 \frac{\lambda(E, P)}{d} \left[ 1 - \frac{\lambda(E, P)}{d} \left( 1 - e^{-\frac{d}{\lambda(E, P)}} \right) \right] \quad (4.5)$$

mit:

$$\lambda(E, P) = \alpha \cdot \frac{E}{P}$$

$$\alpha = 0.12 \frac{\text{ppm} \cdot \text{cm}^2}{\text{kV}}$$

$Q_0$  ist Plateauladung für ein unendlich großes elektrisches Feld,  $d = 0.24$  cm ist die mittlere Breite der Argongaps und  $\lambda(E, P)$  ist ein Faktor, der die Feldstärke- und Verunreinigungsabhängigkeiten von  $Q(E, P)$  vereinigt. Dabei ist  $\alpha$  eine empirische Konstante.

Die Messung der Hochspannungskurve erfolgt durch Bestimmung des mittleren Gesamtsignals für 30 GeV Elektronen im elektromagnetischen Kalibrationsmodul bei verschiedenen Feldstärken (von 0.04 bis 1.00 kV/mm). In der Analyse wird der aktive Bereich des Kalorimeters auf einen kleinen Bereich um den Einschußpunkt eingeschränkt. Das Gesamtsignal eines Ereignisses ist dann die Ladungssumme aller Kanäle in diesem Bereich – ohne weitere Kanalselektion zur Unterdrückung des Einflusses des elektronischen Rauschens. Damit ist sichergestellt, daß auch bei kleineren Feldstärken stets das gesamte Signal gemessen wird und die Abhängigkeiten von der Feldstärke nicht verfälscht werden. Bei sehr kleinen Feldstärken wird die Ladungssammlungszeit im Argon groß gegen die Integrationszeit der Elektronik, es wird nicht mehr das volle Signal ausgelesen. Aus diesem Grund ist  $Q(0.1 \text{ kV})$  kleiner als der allein aufgrund der Verunreinigung zu erwartende Wert und wird bei der Anpassung nicht berücksichtigt.

In Abbildung 4.10 ist die Hochspannungskurve als Funktion der über das Argongap anliegenden Spannung gezeigt. Die freien Parameter der Anpassung der in Gleichung (4.5) gegebenen Funktion sind  $Q_0$  und  $P$ . Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit werden die Parameter zusätzlich noch mit verschieden großen Schnitten gegen Signalbeiträge durch elektronisches Rauschen bei der Ladungsberechnung bestimmt (Details in [Ga91a]). Es ergibt sich eine Effizienzkorrektur  $\eta_{abs}$  von

$$\eta_{abs} = \frac{Q_0}{Q(2.5 \text{ kV})} = 1.065 \pm 0.002 \text{ (stat.)} \begin{matrix} + 0.002 \\ - 0.005 \end{matrix} \text{ (syst.)}$$

Die entsprechende Sauerstoffverunreinigung ergibt sich zu

$$P = (0.911 \pm 0.003 \text{ (stat.)} \begin{matrix} + 0.027 \\ - 0.040 \end{matrix} \text{ (syst.)}) \text{ ppm}$$

Der angegebene systematische Fehler beinhaltet die maximalen Abweichungen der Ergebnisse der oben erwähnten Analysen vom durch Anpassung an die Signale aus dem begrenzten Kalorimeterbereich bestimmten Wert.

### Zeitabhängige Effizienzkorrekturen

Mit zunehmender Meßzeit nahm die Verunreinigung des flüssigen Argons zu. Die korrespondierende Abnahme der Effizienz in der Ladungssammlung wird durch unter gleichen Bedingungen wiederholte Messungen des Signals von Elektronen einer festen Strahlenergie bestimmt. Die Kalibration des Viertelstacks erfolgte in zwei etwa drei Monate voneinander getrennten Meßperioden, zwischen denen das Kalibrationsmodul im flüssigen Argon verblieb. Die Angleichung der Signale aus der zweiten Periode an die der ersten ist mit Hilfe eines zeitabhängigen Korrekturfaktors  $\eta_{rel}(\tau)$  möglich, der relativ zum Zeitpunkt  $t_{HV}$  der Datennahme für die Hochspannungskurve gemessen wird ( $\tau = t - t_{HV}$ ).

Die Zeitabhängigkeit des in Abbildung 4.11 dargestellten mittleren Ladungssignals  $Q(\tau)$  läßt sich in guter Näherung als linear über den betrachteten Zeitraum annehmen:

$$Q(\tau) = Q(\tau = 0) \cdot (1 + s \cdot \tau) = \frac{Q(\tau = 0)}{\eta_{rel}(\tau)}$$

Damit ist der Korrekturfaktor durch

$$\eta_{rel}(\tau) = \frac{1}{1 + s \cdot \tau}$$

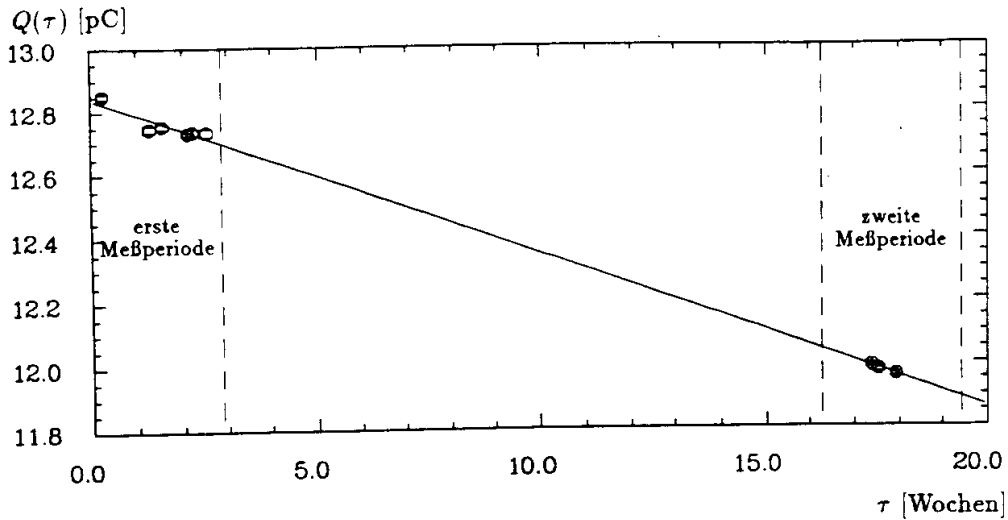


Abbildung 4.11: Die mittlere Ladung  $Q(\tau)$  für 30 GeV Elektronen in IFE als Funktion der Meßzeit  $\tau$ . Die Steigung der an die Meßpunkte angepaßten Geraden bestimmt die Korrektur der Ladungsverluste durch Verunreinigungen.

gegeben. Die Anpassung einer Geraden an die Meßpunkte ergibt eine relative Signalabnahme von

$$s = (-0.382 \pm 2.8 \cdot 10^{-3}) \frac{\%}{\text{Woche}}$$

Die verbleibende Unsicherheit bezüglich der zeitlichen Abhängigkeit des Kalorimetersignals beträgt etwa 0.4%.

# Kapitel 5

## Energierückonstruktion auf der elektromagnetischen Skala

Im Kapitel 3 wurden die Eigenschaften der idealen elektromagnetischen Skala bereits diskutiert. In diesem Kapitel wird die Extraktion dieser Skala aus den gemessenen und korrigierten Elektronensignalen vorgestellt. Die Linearität des Elektronensignals und die Auflösung des elektromagnetischen Kalorimeters werden gezeigt. Im letzten Abschnitt werden die Signale realer und simulierter Pionen im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter verglichen. Dieser Vergleich erfolgt auf der elektromagnetischen Skala.

### 5.1 Bestimmung der elektromagnetischen Skala

Die Aufteilung des Kalorimeters in einen elektromagnetischen und hadronischen Teil erfordert die Bestimmung zweier experimenteller Kalibrationskonstanten  $c_e^{EMC}$ ,  $c_e^{HAC}$  für elektromagnetisch deponierte Energie. Während  $c_e^{EMC}$  unter Verwendung der gemessenen Signale realer Elektronen berechnet werden kann, stehen für das hadronische Kalorimeter keine entsprechenden Daten zur Verfügung. Dessen Kalibration  $c_e^{HAC}$  kann nur durch Simulationsrechnungen aus

$$c_e^{HAC} = \frac{c_{e,MC}^{HAC}}{c_{e,MC}^{EMC}} \cdot c_e^{EMC} \quad (5.1)$$

bestimmt werden. Die Skalen  $c_{e,MC}$  konvertieren dabei das simulierte Elektronensignal im Blei- bzw. Stahlkalorimeter in die deponierte Energie. Wegen der unterschiedlichen Geometrie und den unterschiedlichen Absorbermaterialien ist  $c_e^{HAC}$  von der Güte der Beschreibung der beiden Kalorimeter im Simulationsprogramm und der Wahl der Abschneideparameter abhängig. Eine realistische Simulation erfordert möglichst niedrige Parameter.

#### 5.1.1 Die ideale Monte Carlo Skala

Die Monte Carlo Skalen  $c_{e,MC}$  werden aus Simulationen von Elektronensignalen in den IFE und IFH Kalibrationsmodulen berechnet. Dabei werden für das IFE Kalorimeter zwei Konstellationen simuliert, die es erlauben, die Abhängigkeit der Kalibration von



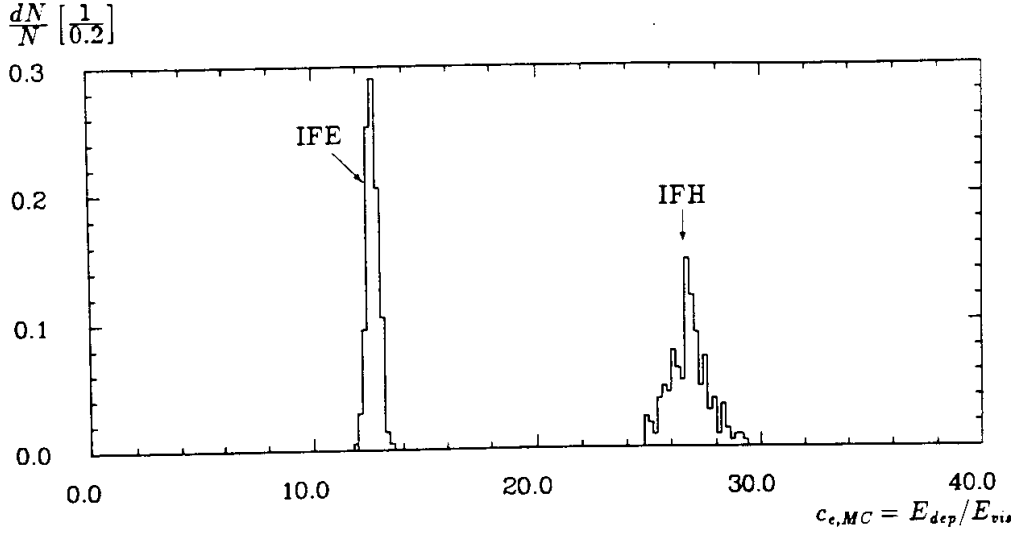


Abbildung 5.1: Die dimensionslosen Skalen  $c_{e,MC}$  im elektromagnetischen und im hadronischen Kalorimeter, beispielhaft bestimmt mit simulierten Signalen von 30 GeV Elektronen im jeweiligen Kalorimeter.

der durch inaktives Material vor dem Kalorimeter bedingten Vorverlegung des Schauerstartpunkts zu bestimmen:

- A die Elektronen werden direkt vor dem aktiven Detektorvolumen injiziert; die im inaktiven Material vor dem Kalorimeter deponierte Energie  $E_{loss}$  ist gleich null.
- B die Elektronen starten vor dem Fingerzähler B2 auf dem Tisch und durchqueren zunächst  $1.53 X_0$  inaktives Material, welches auch bei den Messungen vorhandenen ist ( $E_{loss} \neq 0$ ).

Für das hadronische Kalorimeter wurde nur Konstellation A simuliert.

Die Ergebnisse für verschiedene Einschußenergien sind in der Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Berechnet wurden die  $c_{e,MC}$  durch Mittelung des Verhältnisses  $E_{dep}/E_{vis}$  über Ereignisse einer Strahlenergie; Abbildung 5.1 zeigt die Verteilung dieser Größe für Ereignisse des Typs A mit  $E_{inc} = 30$  GeV in IFE und IFH. Die Differenz  $\Delta$  zwischen den Kalibrationskonstanten für die in Konstellation A und der in B simulierten Elektronensignale ist für die betrachteten Energien (5, 10 und 30 GeV) in IFE kleiner als zwei Promille; das inaktive Material vor dem Kalorimeter beeinflusst die mittlere Sampling Fraction und damit die ideale Kalibrationskonstante für simulierte Elektronen nicht.

Gemittelt über alle simulierten Elektronenergien und beide Konstellationen ergibt sich die ideale Kalibration zu:

$$c_{e,MC}^{EMC} = 12.716 \pm \underbrace{0.008}_{stat.} \quad \underbrace{+0.061}_{syst.} \quad -0.033 \quad (5.2)$$

$$c_{e,MC}^{HAC} = 26.731 \pm 0.047 \quad \underbrace{+0.094}_{syst.} \quad -0.091 \quad (5.3)$$

$E_{inc}$ [GeV]	IFE			IFH
	A $c_{\epsilon,MC}^{EMC}$	B $c_{\epsilon,MC}^{EMC}$	$\Delta$ [%]	A $c_{\epsilon,MC}^{HAC}$
1	-	12.787±0.040	-	-
5	12.737±0.027	12.739±0.024	< 0.1	-
10	12.675±0.018	12.696±0.018	< 0.2	26.825±0.093
30	12.695±0.018	12.717±0.013	< 0.2	26.728±0.069
50	-	12.693±0.016	-	-
80	12.705±0.017	-	-	26.640±0.079

Tabelle 5.1: Die Kalibrationskonstanten für simulierte Elektronen in IFE und IFH, ermittelt für verschiedene Strahlenergien  $E_{inc}$ .  $\Delta$  ist die relative Differenz zwischen den Skalen für die beiden im Text beschriebenen Konstellationen A und B.

Die systematischen Fehler sind die jeweils größten Abweichungen der in Tabelle 5.1 angegebenen Werte für einzelne Energien bzw. Konstellationen vom Mittelwert.

Damit ist im elektromagnetischen Kalorimeter im Mittel etwa 7.9% und im hadronischen Kalorimeter etwa 3.7% der total durch Elektronen deponierten Energie im Argon sichtbar.

Außer in den Signalkanälen ( $E_{vis} \geq E_{thr}$ ) wird Energie auch in Kanälen deponiert, deren Signal null ist (falls  $E_{vis} < E_{thr}$  wird  $E_{vis} = 0$  gesetzt). Die Schwellenenergie  $E_{thr}$  ist ein Parameter des Simulationsprogramms, hier ist  $E_{thr} = 50$  keV.

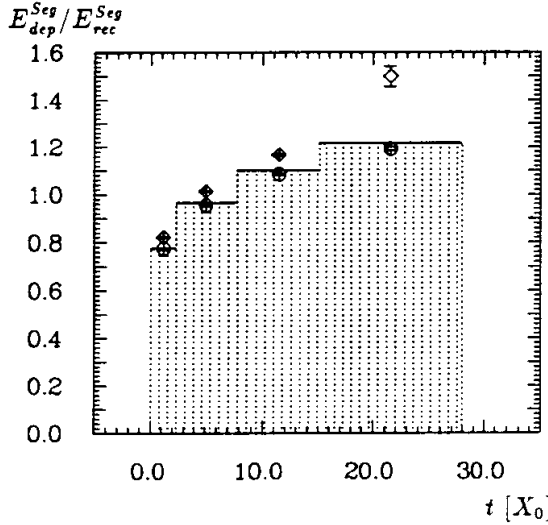


Abbildung 5.2: Das Verhältnis von deponierter zu rekonstruierter Energie als Funktion der Schauertiefe  $t$  im elektromagnetischen Kalorimeters für drei verschiedene Elektronenergien ( $\diamond$  5 GeV, schattiert 30 GeV,  $\circ$  50 GeV).

ling Fraction von der Schauertiefe entspricht einer Variation des Verhältnisses  $E_{dep}/E_{vis}$  und damit der Kalibration mit der Schauertiefe. Prinzipiell kann diese Variation durch

Die vorgestellte Kalibration berücksichtigt diese Energie, deren absoluten und relativen Anteile an der total deponierten Energie in der Tabelle 5.2 zusammengefasst sind. Die Differenz der ebenfalls in dieser Tabelle genannten total deponierten Energie zur nominellen Strahlenergie ist gerade die im inaktiven Material vor dem Kalorimeter deponierte Energie, wie sie in der Abbildung 3.1 auf Seite 48 gezeigt wurde.

Die prinzipiell noch zu berücksichtigenden Energieverluste durch longitudinale Leckage aus dem elektromagnetischen Kalorimeter betragen für die größte untersuchte Strahlenergie gerade etwa ein Promille der total deponierten Energie.

Die im Abschnitt 1.2 angesprochene, aufgrund des Transitioneffekts auftretende Abhängigkeit der Sampling Fraction von der Schauertiefe entspricht einer Variation des Verhältnisses  $E_{dep}/E_{vis}$

$E_{inc}$ [GeV]	$E_{dep}$ [GeV]	$E_{dep}^*$ [GeV]	$E_{dep}^*/E_{dep}$ [%]
5	4.803±0.003	0.207±0.001	4.31±0.02
10	9.752±0.006	0.287±0.002	2.94±0.02
20	19.698±0.014	0.382±0.003	1.95±0.02
30	29.645±0.021	0.448±0.004	1.51±0.01
50	49.553±0.040	0.519±0.005	1.05±0.01

Tabelle 5.2: Die durch Elektronen der nominellen Strahlenergie  $E_{inc}$  total in IFE deponierte Energie  $E_{dep}$  und die davon in Kanälen mit  $E_{vis} = 0$  deponierte Energie  $E_{dep}^*$ .

die der Abbildung 5.2 zu entnehmende Faktoren, die z.B. in Abhängigkeit vom Gesamtsignal der Elektronen bestimmt werden können, in jedem longitudinalen Segment des elektromagnetischen Kalorimeters korrigiert werden. In der Abbildung ist das mittlere Verhältnis von deponierter ( $E_{dep}^{Seg}$ ) zu rekonstruierter Energie ( $E_{rec}^{Seg} = c_{\epsilon,MC}^{EMC} \cdot E_{vis}^{Seg}$ ) in den longitudinalen Segmenten dargestellt, welches gerade der genannten Korrektur entspricht. Für die weiteren Betrachtungen in dieser Arbeit ist diese Korrektur allerdings nicht wichtig, da stets das (integrierte) Gesamtsignal eines vollständig gemessenen elektromagnetischen Schauers betrachtet wird.

### 5.1.2 Die Kalibration für reale Elektronen

Mit den im vorherigen Abschnitt bestimmten idealen Skalen für simulierte Elektronensignalen ist es nun möglich, die korrigierte elektromagnetische Skala  $c_\epsilon$  für reale Elektronenereignissen in IFE anzugeben. Voraussetzung ist, daß alle im Kapitel 4 diskutierten kanalabhängigen und globalen Korrekturen an das Ladungssignal in den einzelnen Kalorimeterkanälen angebracht worden sind.

Die in Gleichung (3.5) gegebenen Relation, die nur die prinzipielle Korrektur veranschaulicht, wird bei der Bestimmung von  $c_\epsilon$  nicht direkt verwendet. Stattdessen wird die experimentelle Konstante in IFE durch Vergleiche von realen mit simulierten Elektronensignalen – wobei bei letzteren das elektronische Rauschen berücksichtigt wird – bestimmt [Ga91a].

#### Behandlung des elektronischen Rauschens

Unter der insbesondere für Elektronen gerechtfertigten Annahme, daß die Beschreibung der Energiedeponierung durch das Simulationsprogramm realistisch ist, kann die experimentelle elektromagnetische Skala  $c_\epsilon$  aus der Forderung gewonnen werden, daß die rekonstruierte Energie für simulierte und reale Elektronen der gleichen Einfallsenergie gleich ist. Diese Forderung setzt voraus, daß die Art der Datenanalyse für beide Ereignisarten absolut identisch erfolgt. Damit verbunden ist die richtige Behandlung des elektronischen Rauschens im Fall von simulierten Signalen. Dieses ist eine individuelle Eigenschaft der Kanäle, die wegen Abweichungen der Pedestalfuktuationen vom Gaußschen Verhalten nur schwierig zu simulieren ist. Einfacher ist, zu jedem simulierten Ereignis ein reales, durch einen Random Trigger gewonnenes Ereignis auf Kanalbasis

zu addieren. Die in einem Kanal  $i$  rekonstruierte Energie ist dann durch

$$E_{rec,MC,i} = c_{e,MC} \cdot E_{vis,i} + c_e \cdot q_{r,i} \quad (5.4)$$

gegeben. Dabei ist  $c_{e,MC}$  die schon vorgestellte dimensionslose Kalibrationskonstante für simulierte Elektronen,  $E_{vis,i}$  die sichtbare deponierte Energie aus der Simulationsrechnung,  $q_{r,i}$  die Ladung aus dem Random Trigger Ereignis und  $c_e$  die korrigierte experimentelle Skala für Elektronen.

Durch Schnitte gegen Beiträge des elektronischen Rauschens werden in experimentellen Ereignissen nur Kanäle berücksichtigt, deren Signalladung  $q_i$  größer ist als das Vielfache  $f$  des Ladungsäquivalents  $q_{\sigma,i}$  der Breite der Pedestalverteilung:

$$q_i > f \cdot q_{\sigma,i} \quad (5.5)$$

Im Fall der simulierten Ereignisse werden entsprechend nur Kanäle akzeptiert, die die Bedingung

$$\frac{E_{rec,MC,i}}{c_e} > f \cdot q_{\sigma,i} \quad (5.6)$$

erfüllen.

### Balancieren der Signale

Die Forderung der Identität der rekonstruierten Energien für reale und simulierte Elektronereignisse einer Einfallenergie in IFE kann durch die folgende Gleichung ausgedrückt werden:

$$c_e \cdot \left\langle \sum_i^{\text{Kanäle}} q_i \right\rangle = \left\langle \sum_i^{\text{Kanäle}} E_{rec,MC,i} \right\rangle \quad (5.7)$$

$$\underbrace{\hspace{10em}}_{\langle E_{rec,exp} \rangle} \quad \underbrace{\hspace{10em}}_{\langle E_{rec,MC} \rangle}$$

$\langle E_{rec,exp} \rangle$  ist die mittlere, aus realen Signalen unter Verwendung der vollständig korrigierten Kanalladungen  $q_i$  rekonstruierte Energie während  $\langle E_{rec,MC} \rangle$  die unter Verwendung der in Gleichung (5.4) gegebenen Relation aus den simulierten Daten und den realen Rauschereignissen mit den gleichen Analyseschnitten rekonstruierte Energie ist.

Da  $\langle E_{rec,MC} \rangle$  aufgrund der Addition der Rauschereignisse schwach von  $c_e$  abhängt (Gleichung (5.4)), muß die Gleichung (5.7) iteriert werden, um die elektromagnetische Skala zu bestimmen. Für 30 GeV Elektronen in IFE und einen  $f = 3$  Schnitt gegen elektronisches Rauschen ergibt sich aus einer solchen Iteration

$$c_e^{EMC} = (3.542 \pm 0.006) \frac{\text{GeV}}{\text{pC}} \quad (5.8)$$

Unter Verwendung der Gleichung (5.1) und den Ergebnissen der Simulationen berechnet sich die elektromagnetische Skala im hadronischen IFH Kalorimeter zu

$$c_e^{HAC} = (7.154 \pm 0.018) \frac{\text{GeV}}{\text{pC}} \quad (5.9)$$

Es sei darauf hingewiesen, daß der hier angegebene Wert für  $c_e^{HAC}$  nicht direkt das Ergebnis der oben genannten Berechnung ist, sondern aufgrund einer nicht genügend genauen Beschreibung der Geometrie des hadronischen Kalorimeters im Simulationsprogramm um etwa 4% nach unten korrigiert wurde (nach [Ga91c]). Die angegebenen Fehler sind rein statistisch.

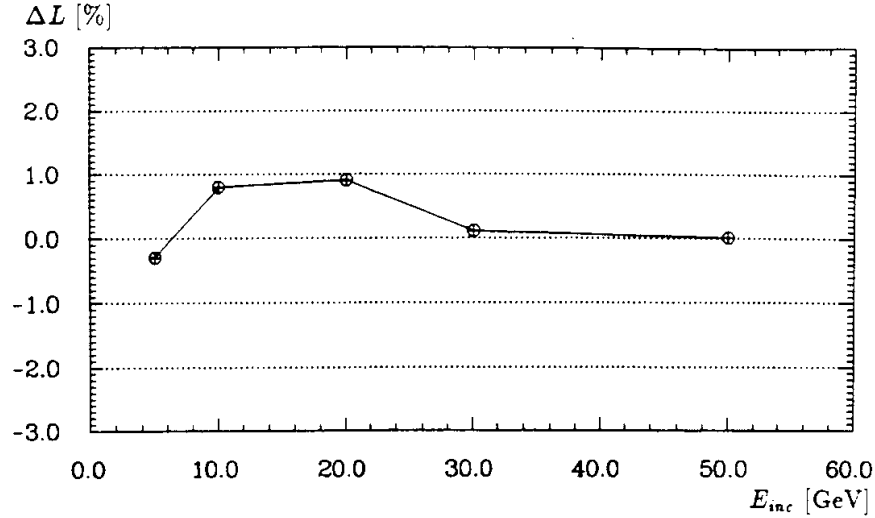


Abbildung 5.3: Die Energielinearität des Elektronensignals. Dargestellt ist die relative Abweichung  $\Delta L$  der aus simulierten Elektronenignalen unter Berücksichtigung des elektronischen Rauschens rekonstruierten Energien von den entsprechenden aus experimentellen Signalen rekonstruierten Energien für verschiedene Strahlenergien  $E_{inc}$  (Gleichung (5.10) mit  $f = 3$ ).

### 5.1.3 Systematische Unsicherheiten der elektromagnetischen Skala

Die (ideale) experimentelle Skala muß, so wie sie oben bestimmt worden ist, unabhängig von der Elektronenenergie  $E_{inc}$  und von Schnitten gegen Signalbeiträge durch elektronisches Rauschen – ausgedrückt in  $f$  – sein. Die quantitative Abweichung von diesen Forderungen können als Abweichung von der Energielinearität und damit als systematische Fehler in der Elektronenkalibration betrachtet werden. Diese Abweichungen sind als  $\Delta L$  in folgender Weise definiert:

$$\Delta L(E_{inc}, f) = \frac{\langle E_{rec, MC}(E_{inc}, f) \rangle}{\langle E_{rec, exp}(E_{inc}, f) \rangle} - 1 \quad (5.10)$$

Die Überprüfung der Linearität des Elektronensignals im IFE Kalorimeter erfolgt für verschiedene  $E_{inc}$  bei konstantem  $f = 3$ . Das Ergebnis ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Aus der Abbildung ist zu entnehmen, daß die hier mit der Korrektur bestimmte elektromagnetische Skala  $c_e^{EMC}$  auf ein Prozent unabhängig von der Elektronenenergie  $E_{inc}$  ist.

Die Abhängigkeit der rekonstruierten Energien von der Größe  $f$  des Schnittes gegen Beiträge des elektronischen Rauschens ist für experimentelle und simulierte Elektronereignisse in IFE in Abbildung 5.4 gezeigt. Die Abweichung beträgt im Bereich der üblichen Rauschunterdrückung ( $2 \leq f \leq 3$ ) weniger als ein halbes Prozent.

In Tabelle 5.3 werden die systematischen Unsicherheiten der elektromagnetischen Skala zusammengefaßt. Die in dieser Arbeit nicht besprochenen Unsicherheiten bezüglich der räumlichen Homogenität des Kalorimeters wurden durch Variation der Ein-

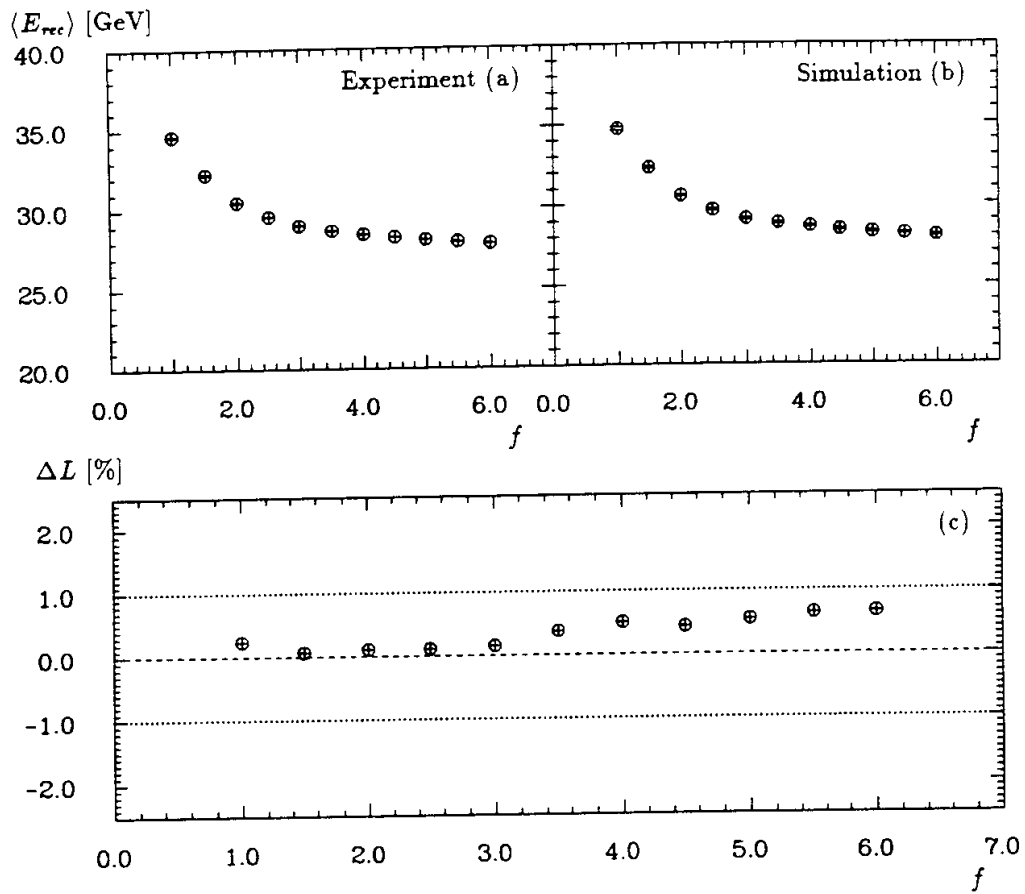


Abbildung 5.4: Die für 30 GeV Elektronen rekonstruierte Energie für experimentelle (a) und simulierte (b) Signale als Funktion der Höhe  $f$  des Schnittes gegen elektronisches Rauschen. In (c) ist die relative Abweichung des simulierten vom experimentellen Signal als Funktion von  $f$  dargestellt, nach Gleichung (5.10) mit  $E_{inc} = 30$  GeV berechnet.

schußposition für Elektronen bei den Kalibrationsmessungen ermittelt. Die ebenfalls nicht genauer diskutierten Fehler in der Bestimmung der elektronischen Kalibrationsparameter (Abschnitt 4.4) sind stark abhängig von dem aktuellen Zustand der Elektronik während der Datennahme und wurden über die gepulsten Ereignisse bestimmt. Der angegebene Wert ist als typische mittlere Abweichung der gepulsten Ladung von der rekonstruierten Ladung in den verwendeten Daten zu verstehen.

Quellen systematischer Fehler	Fehlerbeitrag
Impulsunsicherheit des Strahls	0.7% <sup>†</sup>
Elektronische Kalibration	0.5%
Tote / heiße Kanäle	0
Effizienzkorrekturen	0.5%
Zeitliche Signalstabilität	0.4%
Räumliche Homogenität	1.0%
Simulationen	0.4%
Energielinearität	1.0%
Rauschunterdrückung	0.5%
insgesamt	1.9%

<sup>†</sup> die Kalibrationskonstante ist bei  $p = 30$  GeV bestimmt worden, vgl. 4.1 auf Seite 59.

Tabelle 5.3: Abschätzung der systematischen Unsicherheiten in der Elektronkalibration.

### 5.1.4 Rekonstruktion der deponierten Energie

Abschließend sei auf einen wichtigen Aspekt der elektromagnetischen Skala  $c_e$  hingewiesen. Die jeweils aus experimentellen oder simulierten Elektronereignissen rekonstruierte Energie  $E_{rec,exp}$  bzw.  $E_{rec,MC}$  ist immer von den angewendeten Analyseschnitten wie z.B. der Kanalselektion zur Unterdrückung von Signalbeiträgen durch elektronisches Rauschen abhängig. Im vorherigen Abschnitt hat sich gezeigt, daß diese Abhängigkeiten bei Verwendung der idealen Kalibrationen für experimentelle und simulierte Elektronen innerhalb der vorgestellten Fehler identisch sind. Dadurch ist es möglich, aus der nur im Fall der Simulation bekannten deponierten Energie  $E_{dep}$  auch die für reale Elektronen (mit  $E_{rec,exp} = E_{rec,MC}$ ) tatsächlich im Kalorimeter deponierte Energie zu bestimmen. Dieses kann z.B. durch eine geeignete Funktion erfolgen, die aus dem Verhältnis  $E_{rec,MC}/E_{dep}$  bestimmt werden kann. In Abbildung 5.5 ist dieses Verhältnis für eine  $f = 3$  Rauschunterdrückung gemäß Gleichungen (5.5), (5.6) gezeigt. Die Abweichung der rekonstruierten von der deponierten Energie beträgt demnach etwa  $-2.5\%$  bei 5 GeV Strahlenergie bis etwa  $-1.5\%$  bei 50 GeV, hervorgerufen durch die gewählte Art der Rauschunterdrückung.

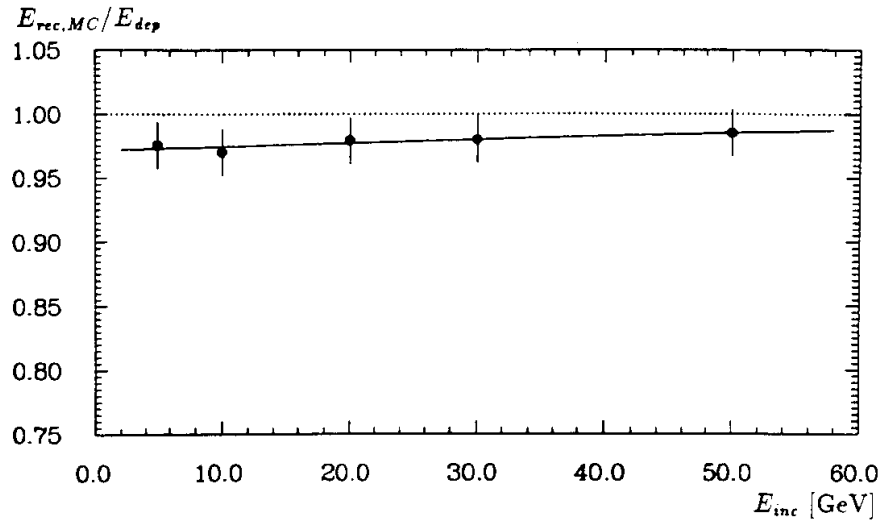


Abbildung 5.5: Das Verhältnis der für simulierte Elektronen unter Berücksichtigung des elektronischen Rauschens und einem  $f = 3$  Schnitt nach Gleichung (5.6) rekonstruierten Energie  $E_{rec,MC}$  zur deponierten Energie  $E_{dep}$  in Abhängigkeit von der Strahlenergie  $E_{inc}$  in IFE. Die eingezeichnete Linie zeigt das Ergebnis der Anpassung einer Geraden in dem dargestellten Energiebereich. Die systematischen Unsicherheiten der Skalen sind bei den angegebenen Fehlern berücksichtigt.

Für die Signale von Elektronen im Energiebereich von 5 bis 50 GeV aus den Kalibrationsmessungen reicht eine einfache, nur wenig energieabhängige lineare Korrektur der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie aus, um die Signalverluste durch die Kanalselektion zur Unterdrückung des Rauschens zu kompensieren. Es sei noch darauf hingewiesen, daß bei der gleichen Art der Rauschunterdrückung für Signale im H1 Kalorimeter eine deutlich andere Korrektur zu erwarten ist; aufgrund der sehr viel größeren Zahl an vorhandenen Kanälen ist hier der Beitrag des elektronischen Rauschens zum Gesamtsignal größer als bei den Kalibrationsmessungen.



## 5.2 Elektronensignale in IFE

Im folgenden Abschnitt werden die auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Signale von experimentellen Elektronen mit simulierten Ereignissen verglichen. Es wird dabei zwischen drei verschiedenen rekonstruierten Signalen unterschieden:

1. für experimentelle Ereignisse wird die mittels der elektromagnetischen Kalibrationskonstanten in einem Kanal  $i$  rekonstruierte Energie mit

$$E_{rec,i} = c_e \cdot q_i \quad (5.11)$$

berechnet.

2. zum Vergleich mit realen Ereignissen werden simulierte Ereignisse unter Berücksichtigung der Beiträge durch elektronisches Rauschen rekonstruiert, deren Energie auf der elektromagnetischen Skala durch

$$E_{rec,i} = c_{e,MC} \cdot E_{vis,i} + c_e \cdot q_{r,i} \quad (5.12)$$

in einem Kanal gegeben ist (vergleiche Gleichung (5.4)).

3. für reine Simulationsstudien werden die gleichen Ereignisse wie unter 2. verwendet, allerdings wird in diesem Fall die Energie in einem Kanal nach

$$E_{rec,i} = c_{e,MC} \cdot E_{vis,i} \quad (5.13)$$

rekonstruiert.

Die Rekonstruktionsvorschriften ansich können z.B. auch für Pionen angewendet werden, wie im nächsten Abschnitt gezeigt.

Zunächst werden die Verteilungen der rekonstruierten Energien und die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters für reale und simulierte Elektronen vorgestellt. Das totale Elektronensignal berechnet sich durch

$$E_{rec} = \sum_1^{EMC} E_{rec,i}, \quad (5.14)$$

wobei im Fall der Simulation ohne Beiträge durch elektronisches Rauschen (5.13) diese Summe gerade die deponierte Energie ist. Zur Unterdrückung des Signalbeitrages durch elektronisches Rauschen tragen bei der Rekonstruktion experimenteller Elektronereignisse nur Kanäle bei, deren Signale die Bedingungen (5.5) mit  $f = 3$  erfüllen. Die gleiche Selektion erfolgt auch bei simulierten Elektronensignalen, die mit Rauschbeiträgen rekonstruiert werden (nach Gleichung (5.6)).

Die longitudinalen und lateralen Schauerstrukturen werden für experimentelle Elektronensignale gezeigt und, wie die Auflösung, mit Simulationsergebnissen verglichen.

### 5.2.1 Energieauflösung

In Abbildung 5.6 sind die Verteilungen der aus experimentellen und simulierten Elektronensignalen rekonstruierten Energien dargestellt. Die jeweilige Breite der Verteilungen

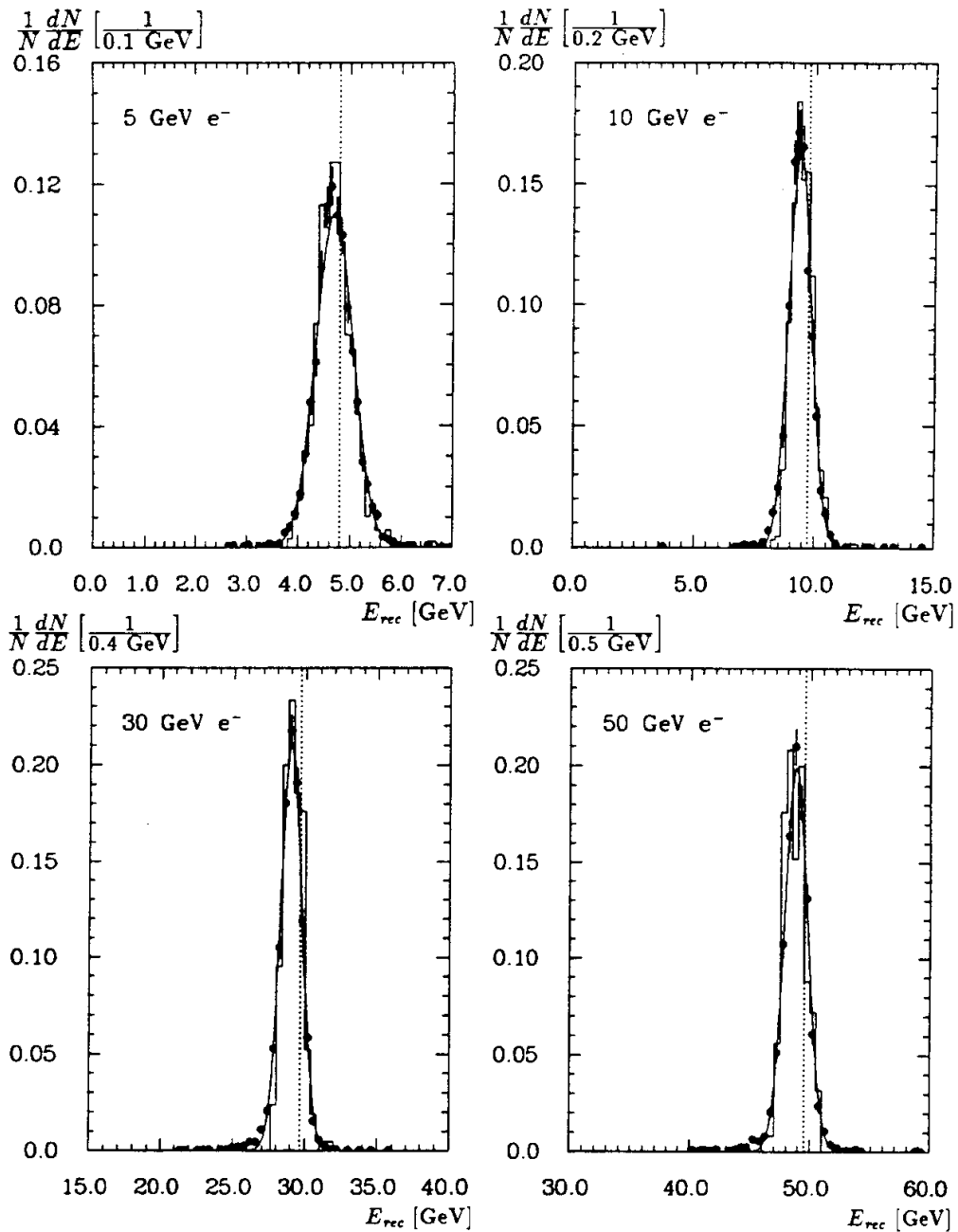


Abbildung 5.6: Die Verteilung der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energien für experimentelle ( $-\bullet-$ ) und simulierte (Histogramme) Elektronereignisse verschiedener Strahlenergien im IFE Viertelstapel. Die gestrichelt eingezeichneten Linien zeigen jeweils die aus der Simulation bestimmte deponierte Energie. Die Differenz zwischen der mittleren rekonstruierten und der deponierten Energie ist durch die Art der Rauschunterdrückung gegeben (vgl. Abbildung 5.5). Die Kurven zeigen Ergebnisse von Anpassungen von Gaußkurven an die experimentellen Verteilungen.

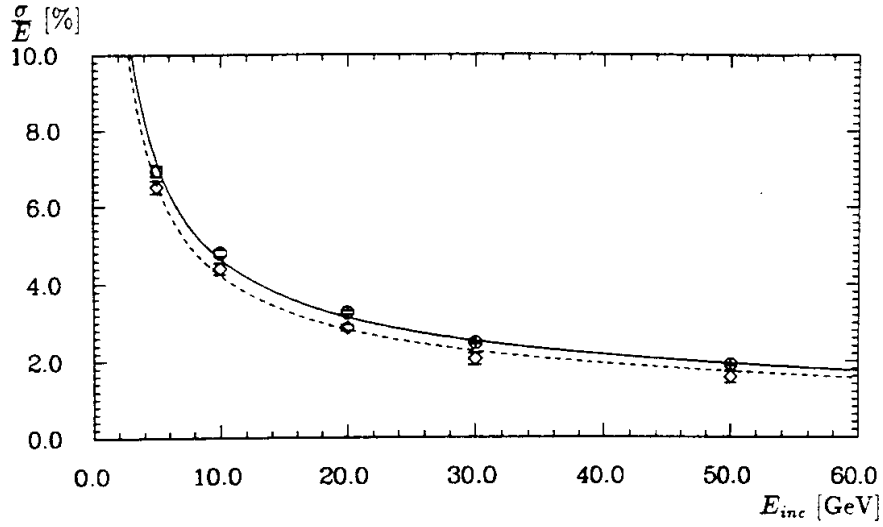


Abbildung 5.7: Die Energieauflösung als Funktion der Nominalenergie für experimentelle ( $\circ$ ) und simulierte Elektronen ( $\diamond$ ) in IFE. Bei der Rekonstruktion der simulierten Signale ist das elektronische Rauschen berücksichtigt worden. Die Kurven zeigen das Ergebnis der Anpassung der in Gleichung (5.15) gegebenen Auflösungsfunktion.

wird durch Anpassung einer Normalverteilung bestimmt. Hieraus ergeben sich dann die Energieauflösungen, die in Abbildung 5.7 als Funktion der Strahlenergie gezeigt sind. Die Energieabhängigkeit der Auflösung kann, wie bereits im Abschnitt 2.2 diskutiert, durch

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2} \quad (5.15)$$

parametrisiert werden. Das Ergebnis der Anpassung für reale Elektronen ist:

$$a = (13.3 \pm 0.2)\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}, \quad b = (20.0 \pm 1.5)\% \cdot \text{GeV}, \quad c = (0.0 \pm 0.5)\%$$

Für simulierte Elektronen mit Rauschbeiträgen ergibt sich eine vergleichbare Auflösung mit leicht kleineren Sampling Fluktuationen:

$$a = (11.8 \pm 0.5)\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}, \quad b = (19.8 \pm 2.2)\% \cdot \text{GeV}, \quad c = (0.0 \pm 0.5)\%$$

Der Term  $c$  ist in beiden Fällen mit null verträglich, was auf eine gute Interkalibration zwischen den Kanälen im elektromagnetischen Kalorimeter schließen läßt. Die angegebenen Fehler sind rein statistisch.

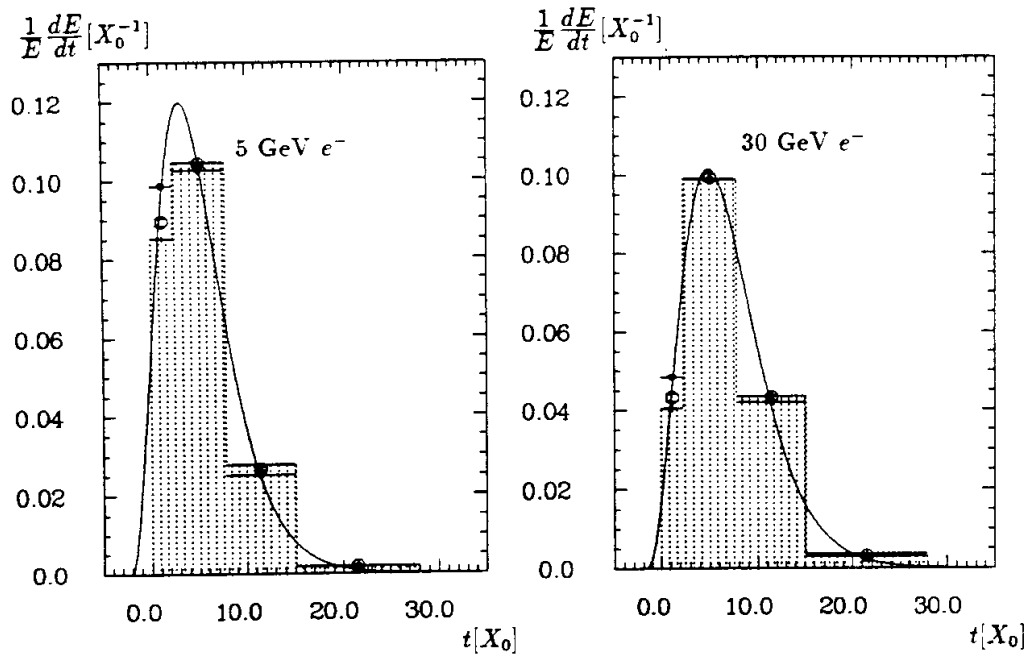


Abbildung 5.8: Longitudinales Schauerprofil für 30 GeV Elektronen (experimentelle Ereignisse  $\bullet$ , Simulation mit Rauschbeiträgen  $\circ$ , reine Simulation schattiert). Die Kurve zeigt eine Anpassung der in Gleichung (2.4) auf Seite 24 gegebenen Formel an das Profil realer Elektronen. Die freien Parameter sind dabei die Norm und der Schauerstartpunkt.

## 5.2.2 Schauerstrukturen

Die longitudinale und laterale Energieverteilung ist für Elektronen in IFE untersucht worden. Abbildung 5.8 zeigt exemplarisch die longitudinalen Schauerprofile für reale und simulierte Elektronen von 5 und 30 GeV. Innerhalb der Fehler stimmen die Profile jeweils gut miteinander überein. Die leichte Überhöhung des Signals für reale Elektronen im ersten longitudinalen Segment deutet darauf hin, daß das inaktive Material vor dem Kalorimeter in seiner Tiefe leicht unterschätzt in die Simulation implementiert wurde.

Das laterale Schauerprofil ist in Abbildung 5.9 für experimentelle und simulierte Ereignisse mit Rauschbeiträgen sowie für reine simulierte Daten ohne Kanalselektion gezeigt. An das Profil aus letzteren Ereignissen kann die Funktion angepaßt werden, die bereits bei der Diskussion elektromagnetischer Schauer erwähnt wurde: [Ako77]

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dr} = a_0 \cdot e^{-\alpha \cdot r} + a_1 \cdot e^{-\beta \cdot r}. \quad (5.16)$$

Die Kurven in der Abbildung zeigen das Ergebnis der Anpassung der energieabhängigen Parameter  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $\alpha$  und  $\beta$ . Bei experimentellen und simulierten Daten mit Rauschbeiträgen sind die Schauer bedingt durch die Kanalselektionen schmaler; weit entfernt von der Schauerachse gefundene Signale sind im wesentlichen durch elektronisches Rauschen bedingt. Die Abnahme der deponierten Energie sehr nah bei der Schauerachse

kann durch Phasenraumbegrenzungen<sup>1</sup> und durch die Granularität des Kalorimeters bedingt sein. Im allgemeinen ist die Übereinstimmung zwischen den aus Simulationen rekonstruierten Signalen und den Daten von realen Elektronen sehr gut.

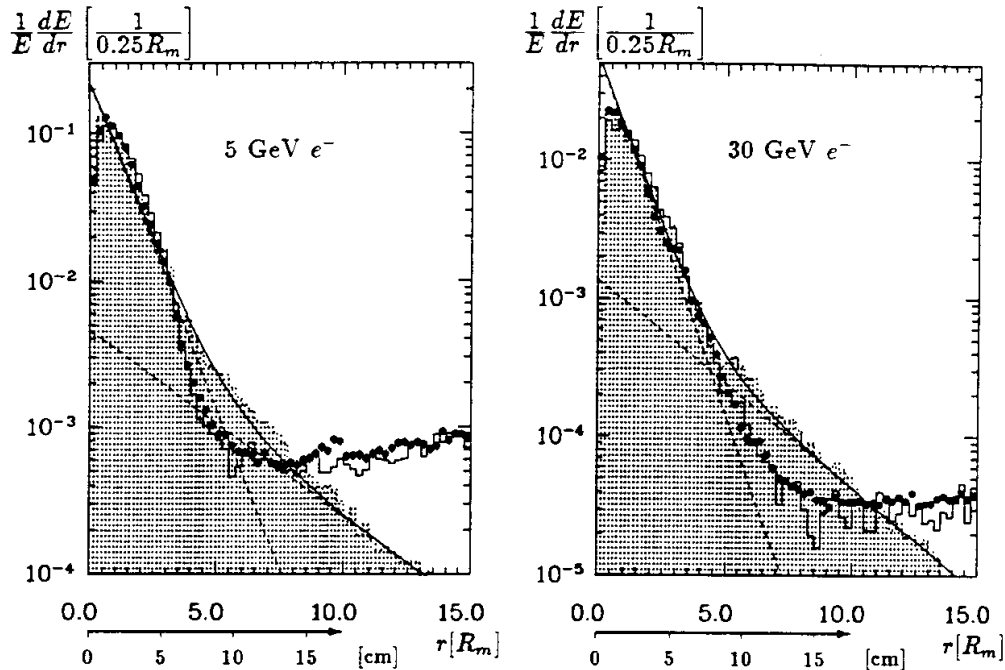


Abbildung 5.9: Das laterale Schauerprofil für Elektronen zwei verschiedener Energien in IFE. Die Abbildung zeigt die über die gesamte Schauertiefe integrierte Schauerbreite für experimentelle Daten ( $\bullet$ ), simulierte Daten mit Rauschbeiträgen (Histogramm), und reine simulierte Daten ohne Schnitte (schattiert). Die durchgezogenen Kurven sind Ergebnisse der Anpassung der in Gleichung (5.16) gegebenen Funktion.

## 5.3 Signale von Pionen

Die vollständige Rekonstruktion von durch Hadronen deponierter Energie wird im H1 Kalorimeter durch die im nächsten Kapitel vorgestellten Methoden der Signalgewichtung erfolgen. Zunächst werden Pionsignale auf der elektromagnetischen Skala betrachtet, die rekonstruierte Energie wird also im Mittel gerade um  $e/h$  zu klein sein. Zum Vergleich mit simulierten Pionereignissen reicht die elektromagnetische Kalibration aus.

### 5.3.1 Ereignisselektion

Anders als bei den bisher besprochenen Elektronen verlangt die Analyse von Pionen eine Klassifikation von Ereignissen bezüglich longitudinaler Energieverluste. Bei einer

<sup>1</sup>die Fläche eines Ringelements um die Schauerachse ist  $2\pi r dr \rightarrow 0$  für  $r \rightarrow 0$  [Ga91d]

totalen Tiefe der IF Module von etwa  $6.5 \lambda$  sind diese insbesondere bei hohen Teilchenenergien nicht zu vernachlässigen. Die Bewertung der hadronischen Ereignisse kann nach folgenden Kriterien erfolgen:

- (I) Die Pionenergie wird vollständig im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeterabsorber absorbiert (*Containment*).
- (II) der Schauerstartpunkt befindet sich im elektromagnetischen oder hadronischen Kalorimeter, ein gewisser Teil des Schauers leckt longitudinal heraus (*Leakage*).
- (III) es findet keine inelastische Wechselwirkung beim Durchqueren des Flüssig-Argon Kalorimeters statt (*Punchthrough*).

Die Definition der drei Ereignisklassen erfolgt für reale und simulierte Pionereignisse in identischer Art und Weise unter Verwendung der digitalen Information (Zahl der getroffenen Drähte) aus dem Tailcatcher-Kalorimeter oder der Forderung nach einem minimalen Gesamtsignal im Flüssig-Argon Kalorimeter.

Die zu bestimmende Kalibration soll für beliebige hadronische Schauer die jeweils tatsächlich deponierte Energie rekonstruieren. Daher werden möglichst viele hadronische Ereignisse verschiedener deponierter Energien und Schauerstrukturen zur ihrer Bestimmung herangezogen. Bei Selektion der oben definierten Klasse I werden insbesondere bei großen Strahlenergien Ereignisse angereichert, in denen die Schauer kurz sind, also solche mit hohem elektromagnetischen Anteil. Für reale Ereignisse der Klasse II ist die total im Kalorimeter deponierte Energie nicht gut bekannt<sup>2</sup>. Mit Hilfe von Simulationen ist es möglich, die Relation zwischen deponierter Energie und Signal innerhalb der Vergleichbarkeit mit realen Daten auch für diese Ereignisklasse zu bestimmen. Die Vereinigungsmenge der beiden ersten Klassen wird aus Ereignissen gebildet, deren Signalverteilungen beliebige hadronische Schauer z.B. für eine bestimmte Strahlenergie beschreiben. Die dritte Ereignisklasse ist für die hadronische Kalibration nur insofern interessant, als daß die entsprechenden Ereignisse aus den Energie- und Schauerinformationen des Kalorimeters erkannt werden sollten und wie Myonen zu behandeln sind.

## Strahluntergrund

Aufgrund des relativ langen Strahlweges ( $\sim 600$  m) am H6 Teststrahl sind Teilchenverluste im Strahl durch Zerfälle für Pionen insbesondere bei kleinen Energien groß – etwa 90% bei 5 GeV. Dementsprechend steigt bei dieser Strahlenergie die Zahl der Myonen, die sich im selben Phasenraum wie die Pionen aufhalten, stark an. Diese Teilchen bilden einen Untergrund, der bei der Analyse durch Selektion von Ereignissen ohne Signale in der letzten Drahtlage des Tailcatchers (nach insgesamt etwa  $16.5 \lambda$ ) und in der Myonwand *M2* unterdrückt werden kann. Wie der Myonuntergrund die Energiespektren beeinflusst, ist der Abbildung 5.10 zu entnehmen. In Abbildung 5.11 ist die Korrelation zwischen den Signalen im elektromagnetischen und denen im hadronischen Kalorimeter mit und ohne Selektion der Strahlmyonen zu sehen. Natürlich werden mit den gleichen Analyseschnitten auch einige Pionen aus den Daten selektiert, die keine inelastische Wechselwirkung im Flüssig Argon Kalorimeter erlitten haben.

<sup>2</sup>der Tailcatcher erlaubt zwar eine analoge Energiemessung der Schauerschwänze, die aber bei den hier besprochenen Kalibrationsmessungen aus technischen Gründen nicht zur Verfügung stand. Die digitale Information aus den Drähten ist nur innerhalb großer Fehler mit der deponierten Energie korreliert.

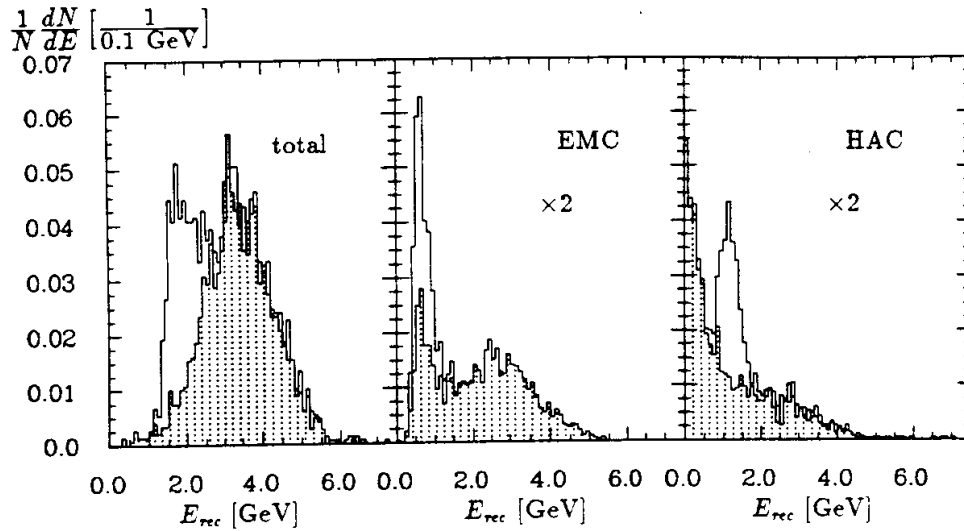


Abbildung 5.10: Die Energiespektren für reale 5 GeV Pionen mit (schattiert) und ohne Schnitte gegen Strahlmyonen. Gezeigt ist die totale, nach Gleichung (5.17) rekonstruierte Energie und die im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter jeweils rekonstruierten Energien. Die Ordinate für die Verteilungen in den einzelnen Kalorimetern ist um einen Faktor 2 unterdrückt.

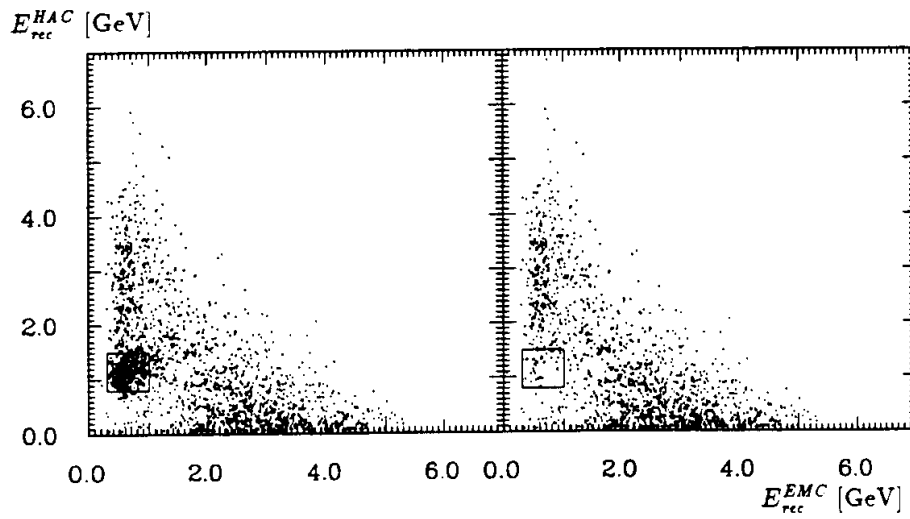


Abbildung 5.11: Die Korrelation zwischen der im elektromagnetischen und im hadronischen Kalorimeter rekonstruierten Energie für 5 GeV Pionen mit (rechts) und ohne Schnitte gegen Strahlmyonen. Das eingezeichnete Rechteck zeigt den Bereich, der von Myonsignalen ausgefüllt wird.

### 5.3.2 Vergleichbarkeit mit Simulationen

Im nachfolgenden werden das totale Kalorimetersignal, die mittlere longitudinale und laterale Struktur der hadronischen Schauer und die Signalverteilungen in den einzelnen Kalorimetern für reale und simulierte Pionen verglichen. (Vergleiche experimenteller hadronischer Ereignisse mit zwei verschiedenen Simulationsprogrammen sind in [Ga91b] zu finden). Basis ist die auf der elektromagnetischen Skala in einem Kalorimeterkanal gemäß den Gleichungen (5.11) und (5.12) rekonstruierte Energie. Die gesamte im Flüssig Argon Kalorimeter rekonstruierte Energie  $E_{rec}$  ist damit für reale Pionereignisse nach

$$E_{rec,exp} = c_e^{EMC} \cdot \sum_i q_i + c_e^{HAC} \cdot \sum_j q_j \quad (5.17)$$

und für simulierte Pionereignisse mit Rauschbeiträgen nach

$$E_{rec,MC} = \sum_i^{EMC} \{c_{e,MC}^{EMC} \cdot E_{vis,i} + c_e^{EMC} \cdot q_{r,i}\} + \sum_j^{HAC} \{c_{e,MC}^{HAC} \cdot E_{vis,j} + c_e^{HAC} \cdot q_{r,j}\} \quad (5.18)$$

zu berechnen. Die Kanalselektion erfolgt in beiden Kalorimetern wiederum nach (5.5), (5.6) mit  $f = 3$ .

#### Energieverteilungen im Vergleich

Verglichen werden rekonstruierte Energien von realen und simulierten Pionen im Energiebereich von 5 bis 205 GeV. Akzeptierte Ereignisse sind solche, bei denen keine longitudinalen Energieverluste nach dem Tailcatcher Kalorimeter auftreten. Dieses bedeutet, daß für diese Ereignisse kein Signal in der letzten Drahtlage des Tailcatchers oder in der dahinter angeordneten Myonwand  $M\#$  zu messen ist. Die simulierten Ereignisse sind nach Gleichung (5.18) rekonstruiert und mit dem gleichen Schnitt gegen longitudinale Energieverluste gefiltert.

In Abbildung 5.12 ist das totale Signal für verschiedene Einschußenergien gezeigt. Die Schwänze in den Verteilungen zu kleinen Signalen sind durch die Ereignisselektion bedingt, die auch Ereignisse zuläßt, wo der hadronische Schauer erst sehr spät im Flüssig Argon Kalorimeter startet. Es zeigt sich, daß auch bei alleiniger Verwendung der elektromagnetischen Kalibrationskonstanten die Summe der in IFE und IFH rekonstruierten Energien, über viele Ereignisse gemittelt, um den meistwahrscheinlichen Wert bereits einer Normalverteilung nahe kommt. Die Abweichungen der simulierten von den experimentellen Pionsignalen ist in Abbildung 5.13 als Funktion der Strahlenergie dargestellt. Die relative Differenz  $\Delta_E$  ist dabei zum einen aus den statistischen Mittelwerten der Verteilungen  $E_{rec}^{stat}$ , zum anderen aus den durch die Anpassung einer Gaußkurve bestimmten Mittelwerten  $E_{rec}^{norm}$  berechnet:

$$\Delta_E = \frac{E_{rec,MC}^j}{E_{rec,exp}^j} - 1; \quad j = stat, norm \quad (5.19)$$

Im Bereich kleiner bis moderater Energien von 5 bis 80 GeV sind die Mittelwerte aus der Anpassung der Gaußkurve auf etwas besser als zwei Prozent gleich, wobei ab 10 GeV die Simulationen ein etwas zu niedriges Signal produzieren. Diese Tendenz ist



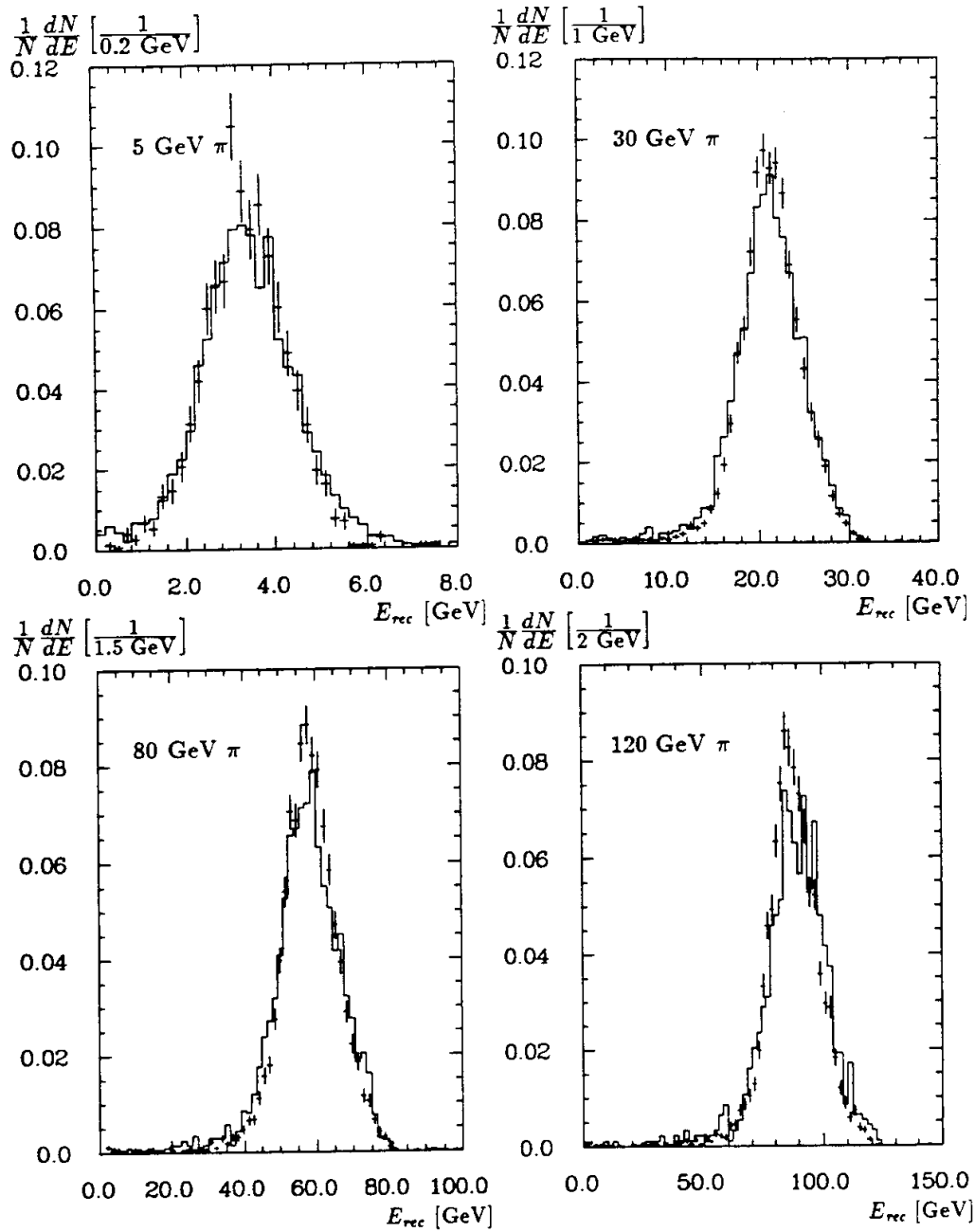


Abbildung 5.12: Energieverteilungen für Pionen, simulierte (Histogramme) und experimentelle (+) Daten.  $E_{rec}$  ist jeweils nach (5.17) bzw. nach (5.18) berechnet.

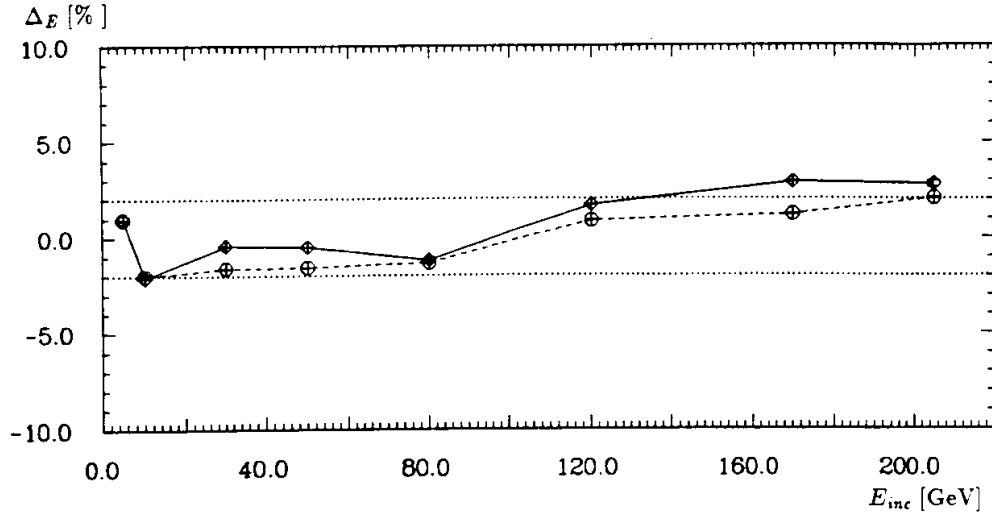


Abbildung 5.13: Die relative Differenz zwischen experimentellen und simulierten Pionsignalen, berechnet nach (5.19) für die statistischen ( $\circ$ ) und die aus den Anpassungen von Gaußkurven bestimmten Mittelwerte ( $\diamond$ ). Die gepunkteten Linien zeigen den Bereich von  $\pm 2\%$ .

für das statistische Mittel aller Ereignisse einer Strahlenergie sehr ähnlich. Bei größeren Energien ab 80 GeV kehrt sich der Trend um, die simulierten Signale werden im Mittel größer. Die Gründe dafür können unter anderem in der Simulation selbst liegen. Ein gegenüber den realen Pionen zu geringer longitudinaler Energieverlust ist ebenso wie eine unterschiedliche Effizienz des Tailcatchers für Drahttreffer für reale und simulierte hadronischen Ereignissen möglich.

Aus der Anpassung der Normalverteilungen läßt sich die Auflösung  $\sigma(E_{rec})/E_{rec}$  auf der elektromagnetischen Skala bestimmen. Ihre Energieabhängigkeit ist in Abbildung 5.14 gezeigt. Die Anpassung einer reduzierten Auflösungsfunktion<sup>3</sup>

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + c^2} \quad (5.20)$$

ergibt für reale Pionen

$$a = (54.6 \pm 0.9)\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}, \quad c = (10.0 \pm 0.1)\%$$

und für simulierte Pionen

$$a = (58.5 \pm 0.9)\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}, \quad c = (11.7 \pm 0.2)\%.$$

Das in beiden Fällen große  $c$  ist eine direkte Folge des auf der elektromagnetischen Skala nicht kompensierten Signalverhältnisses  $e/h$ . Beachtenswert ist die im Fall der simulierten Daten schlechtere Auflösung, die auf zu groß beschriebene Fluktuationen im Simulationsprogramm hindeuten.

<sup>3</sup>aufgrund der großen dominanten intrinsischen Fluktuationen ist der durch elektronisches Rauschen bedingte Anteil nicht aus der Anpassung zu bestimmen.

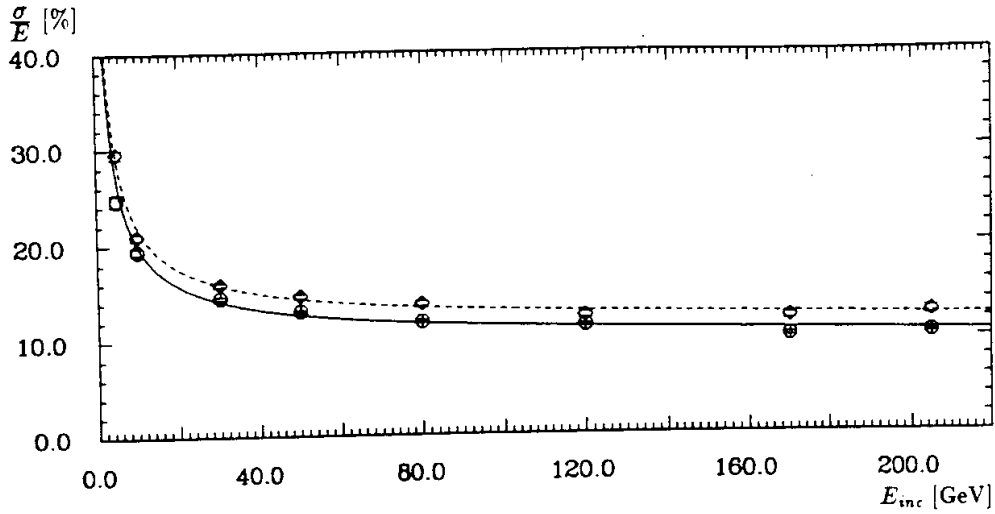


Abbildung 5.14: Die Auflösung für simulierte ( $\circ$ , - - -) und reale ( $\circ$ , —) Pionen bei Rekonstruktion auf der elektromagnetischen Skala. Die Kurven sind Ergebnisse einer Anpassung der Auflösungsfunktion (5.20).

Die Spektren in den einzelnen Flüssig Argon Kalorimetern, deren qualitativer Verlauf im Abschnitt 2.3 gezeigt wurde, sind in der Abbildung 5.15 für das elektromagnetische und in 5.16 für das hadronische Kalorimeter für Pionen von 5, 30, 80 und 120 GeV dargestellt. Es gibt insbesondere bei kleineren Strahlenergien im Mittel mehr simulierte Ereignisse, die nur wenig Energie im hadronischen Kalorimeter deponieren als bei realen Pionen; in der Simulation wird die Energie schneller deponiert als in der Realität.

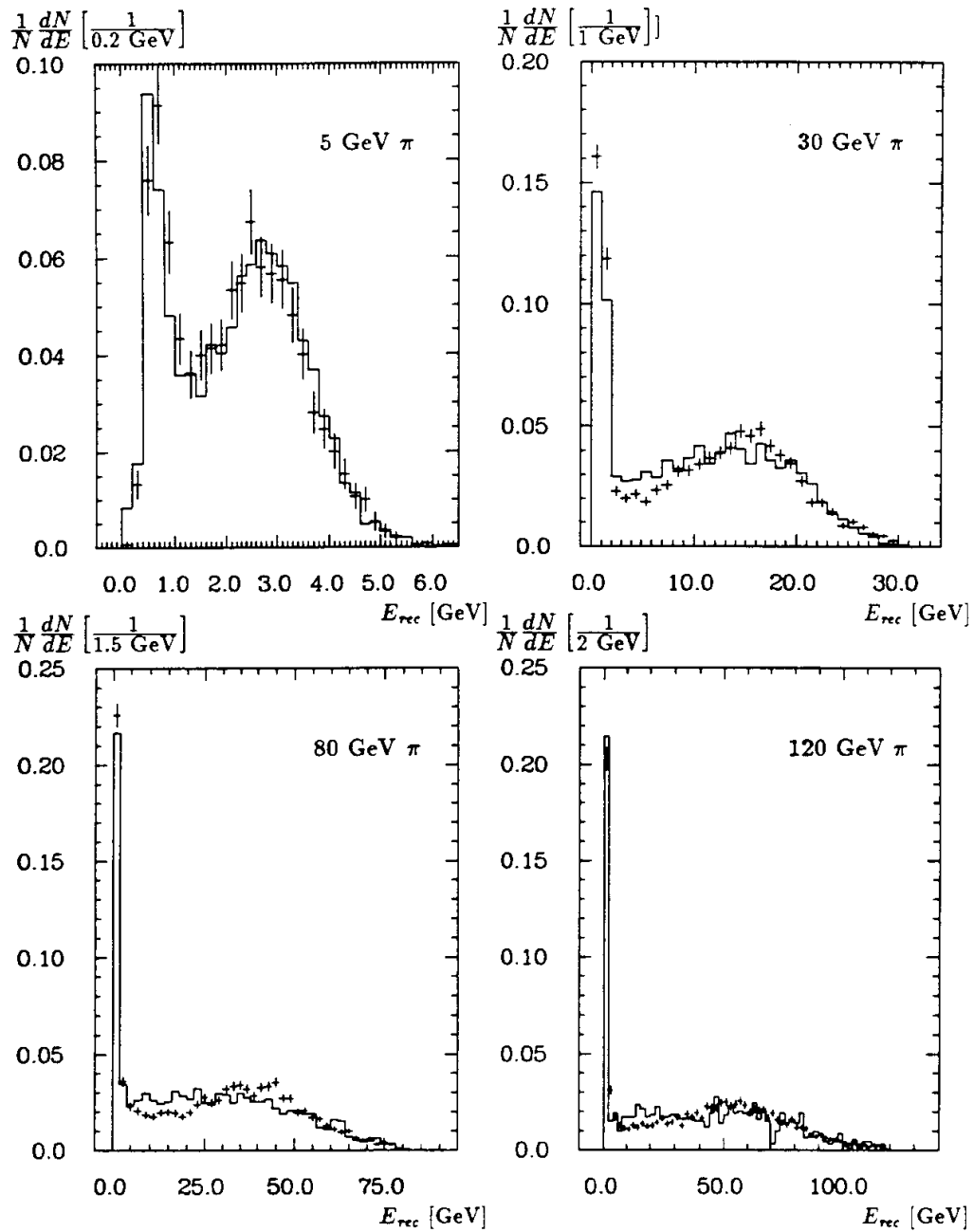


Abbildung 5.15: Mit der Elektronkalibration rekonstruierte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter für experimentelle ( $+$ ) und simulierte Pionereignisse (Histogramme) vier verschiedener Strahlenergien.

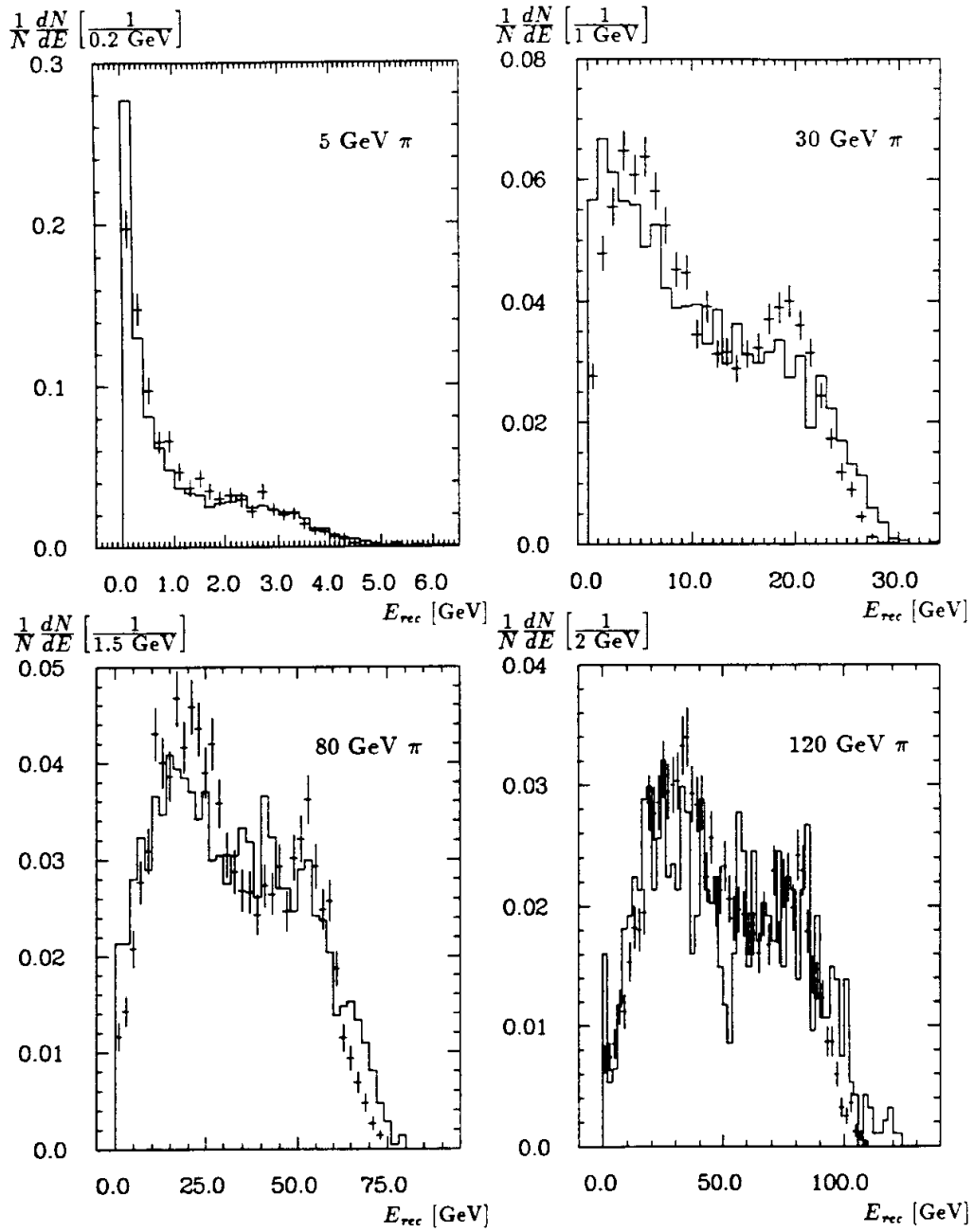


Abbildung 5.16: Unter Verwendung der elektromagnetischen Skala rekonstruierte Energie im hadronischen Kalorimeter für reale (+) und simulierte Pionen (Histogramme) vier verschiedener Strahlenergien.

## Hadronische Schauerstrukturen

Wie bei der Diskussion der gemessenen elektromagnetischen Energieverteilungen werden auch bei den Hadronen die mittlere longitudinale und laterale Verteilung des Signals vorgestellt. Im Fall des longitudinalen Profils wird darauf verzichtet, die Entwicklung der Schauer in der Tiefe direkt vom individuell für jedes Ereignis zu bestimmenden Schauerstartpunkt aus zu messen. Vielmehr wird das im Mittel über alle hadronischen Ereignisse auf die Segmenttiefe normierte Signal als Funktion der Tiefe des Kalorimeters für experimentelle und simulierte Pionereignisse bei verschiedenen Strahlenergien gezeigt (Abbildung 5.17). Die Übereinstimmung des relativen Anteils des mittleren Signals in einem longitudinalen Segment an der total rekonstruierten Energie zwischen simulierten und unter Berücksichtigung des elektronischen Rauschen rekonstruierten Pionereignissen und experimentellen Ereignissen ist über alle studierten Strahlenergien gut. Beachtenwert ist das bei einer Strahlenergie von 5 GeV durch elektronisches Rauschen dominierte Signal im letzten longitudinalen Segment des hadronischen Kalorimeters. Die Vermutung, daß die hadronischen Schauer in der Simulation zu kurz beschrieben werden, wird durch die longitudinalen Profile bei hohen Energien nicht unterstützt.

Die in Abbildung 5.18 für verschiedene Strahlenergien gezeigten mittleren lateralen Verteilungen der rekonstruierten Energien um die für jedes Ereignis individuell bestimmte Schauerachse zeigen innerhalb der Kalorimetergranularität eine gute Übereinstimmung zwischen der Messung und den Simulationen. Zudem sind sie qualitativ nur wenig energieabhängig, was den bei der Diskussion des hadronischen Schauermodells erwähnten empirischen Erkenntnissen entspricht. Die gegenüber der reinen Simulation kleinere laterale Akzeptanz des Kalibrationsmoduls für experimentelle Pionsignale ( $r \lesssim 2\lambda$ ) ist durch den in der Messung nicht auslesbaren Bereich in den vorderen Segmenten des IFE bedingt, der bei der Rekonstruktion der simulierten Signale mit Rauschbeiträgen berücksichtigt wird. Bei kleinen Energien wird die Form des Profils im Abstand von etwa 0.5 bis 1.5  $\lambda$  von der Schauerachse durch die Beiträge vom elektronischen Rauschen dominiert; erst bei höheren Strahlenergien folgt die gemessene Schauerform aufgrund der nun gegenüber dem Rauschen absolut größeren Beiträge der tatsächlichen Schauerstruktur in diesem räumlichen Bereich.

Zusammenfassend ergibt sich aus dieser Studie, daß für hadronische Ereignisse die Vergleichbarkeit zwischen realen und simulierten Daten zwar nicht die Qualität wie bei den Elektronen erreicht, aber dennoch mit dem hier verwendeten Simulationsprogramm sowohl qualitativ als auch quantitativ eine gute Beschreibung der Messungen zu erreichen ist. Insbesondere ist zu beachten, daß die Energierekonstruktion bisher nur durch die auf Messungen und Simulationen von Elektronen basierende elektromagnetische Skala erfolgte. Die Unterschiede in der Sampling Fraction zwischen dem elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter sind damit nur für Elektron- und Photonsignale vollständig korrigiert, d.h. Signale aus der gleichen elektromagnetisch deponierten Energiemenge führen auf der elektromagnetischen Skala in beiden Kalorimetern zur selben rekonstruierten Energie. Bei hadronischen Schauern werden die im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter jeweils aus der gleichen, rein hadronischen Energiedeposition mittels dieser Skala rekonstruierten Energien wegen der unterschiedlichen Elektron-Hadron-Signalverhältnisse in den beiden Kalorimetern nicht identisch sein.

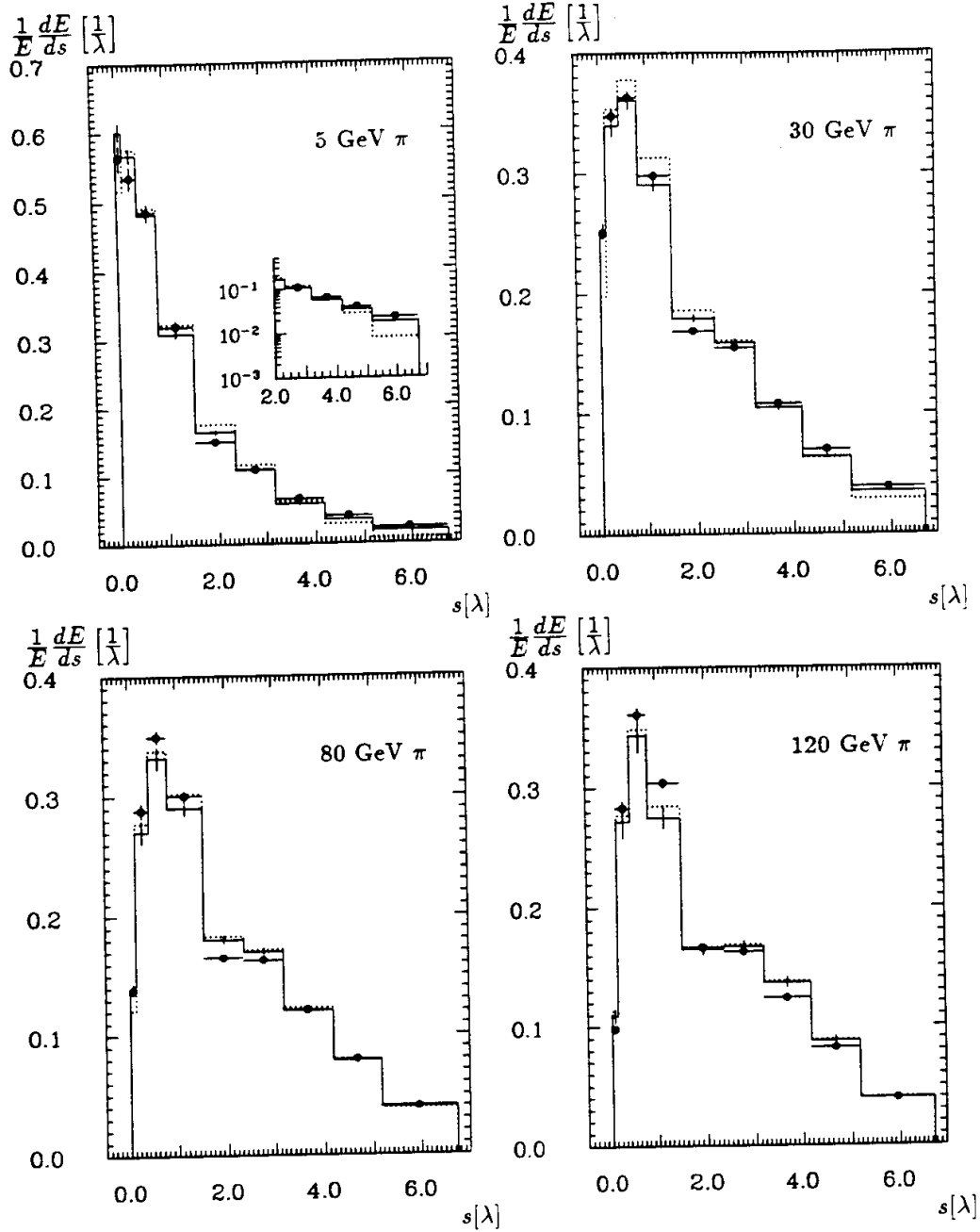


Abbildung 5.17: Das mittlere longitudinale Profil für Pionen verschiedener Strahlenergien, gemessen ohne explizite Bestimmung des individuellen Schauerstartpunktes für jedes Ereignis, für Simulation mit Rauschbeiträgen (Histogramme), experimentelle ( $\bullet$ ) und rein simulierte Pionsignale (gepunktet). Aufgetragen ist der mittlere relative Energieverlust pro Wegstrecke  $ds$  als Funktion der Kalorimetertiefe  $s$ .

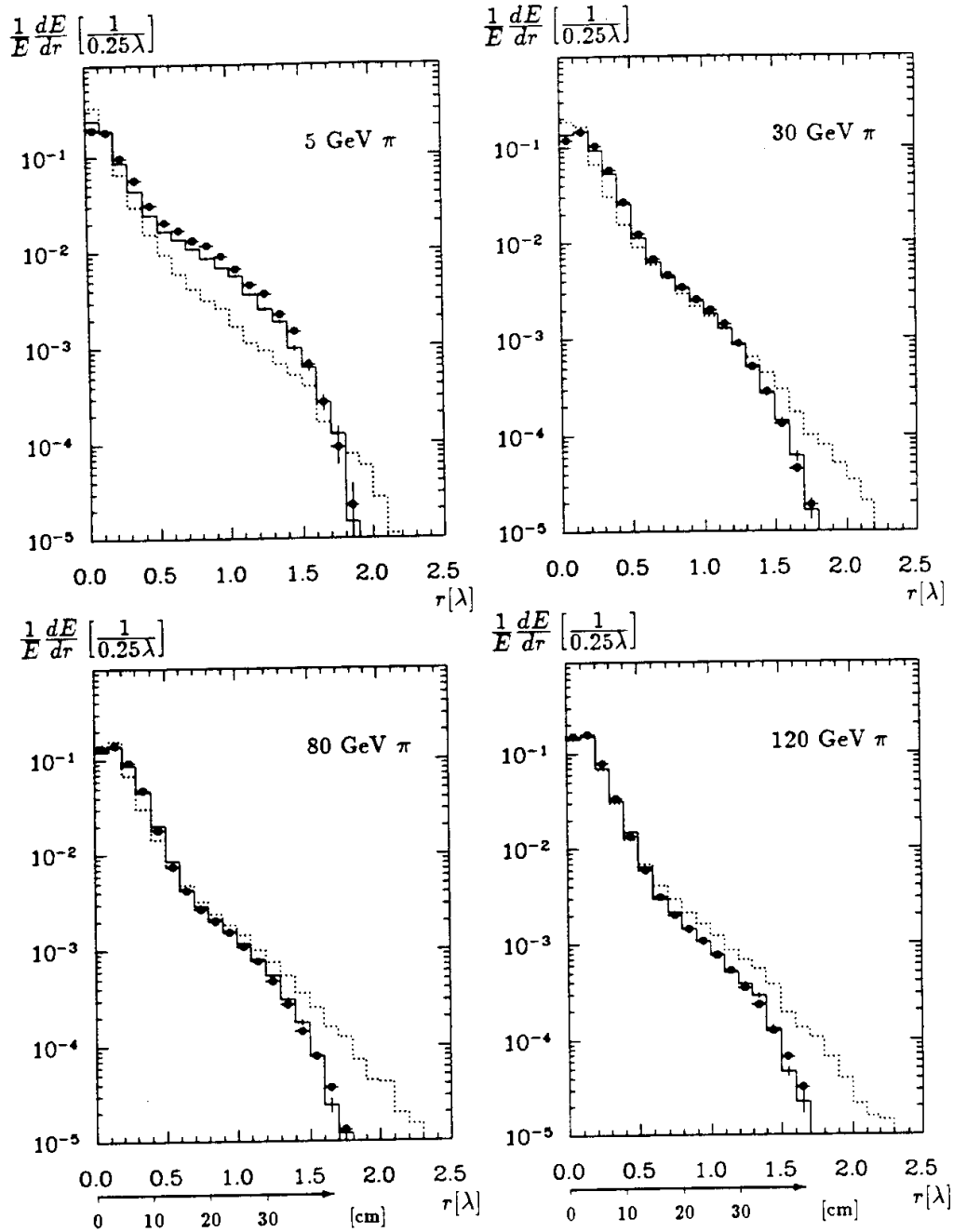


Abbildung 5.18: Das laterale Schauerprofil von Pionen, gemittelt über die gesamte Kalorimetertiefe, für Simulation mit Rauschbeiträgen (Histogramme), experimentelle (—●—) und rein simulierte Pionsignale (gepunktet) verschiedener Strahlenergien. Im Fall der Simulation ohne Beiträge durch elektronisches Rauschen ist die transversale Akzeptanz des Kalorimeters größer (siehe Text).



## Kapitel 6

# Energierückrekonstruktion für Hadronen und Teilchenjets mit Signalgewichtung

Der Übergang von der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie zur vollständigen Kalibration für hadronisch deponierte Energie erfolgt durch Bestimmung der Signalgewichtungsfunktionen, mit denen Kompensation von  $e/h \neq 1$  erreicht werden kann. Qualitativ und quantitativ werden diese Funktionen zunächst für Einzelteilchenereignisse studiert, für die es Daten aus Kalibrationsmessungen gibt. Danach wird anhand von Betrachtungen von Signalen aus Simulationen von Teilchenjets aus  $u$ -Quark Fragmentationen ein Weg vorgeschlagen, die aus Einzelteilchen gewonnenen Funktionen auf Teilchenjets anzuwenden.

### 6.1 Bestimmung der Gewichtungsfunktionen

Die Idee, Kompensation in einem intrinsisch nicht kompensierenden Kalorimeter durch die Gewichtung der Signale in einzelnen Kanälen zu erreichen, ist bereits in [Dis79] vorgestellt worden. Eine ähnliche Methode wurde von der CDHS Kollaboration [Abr81] vorgeschlagen. Letztere ist für hadronische Einzelteilchenereignisse bezüglich ihrer Qualitäten der Verbesserung der Energieauflösung für verschiedene Testmodule für das H1 Flüssig Argon Kalorimeter bereits in [Bra87,Bra89] und detaillierter in [Mar89,Gre90] studiert worden. In [Bin89] sind Daten aus einer ersten Testmessung (1988) mit dem auch hier betrachteten Kalibrationsmodul unter Verwendung verschiedener Gewichtungsmethoden analysiert worden. Im folgenden soll zunächst kurz auf qualitative Aspekte der Signalgewichtung eingegangen werden.

#### 6.1.1 Beziehungen zwischen Signal und deponierter Energie in einzelnen Kanälen

Die Bestimmung der Gewichtung als Funktion des Signals in einzelnen Kalorimeterkanälen kann durch die explizite Minimalisierung der Auflösung z.B. in einem linearen Ansatz [Gre90] erfolgen. Diese Methode ist sowohl für reale als auch für simulierte Ereignisse anwendbar. Alternativ kann mittels Simulationen die Beziehung zwischen dem

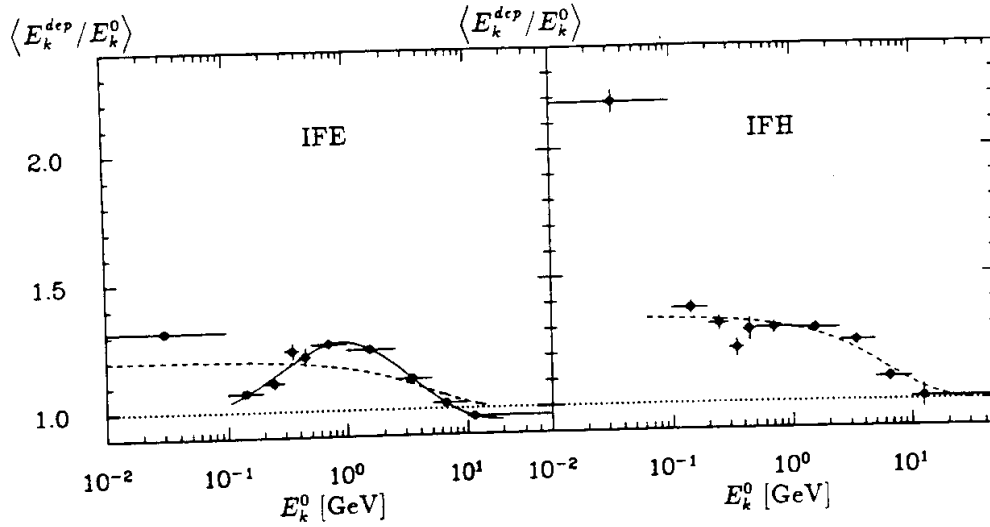


Abbildung 6.1: Das jeweils in verschiedenen Bereichen des Energiesignals  $E_k^0$  in Kanälen des elektromagnetischen (links) und hadronischen Kalorimeters (rechts) gemittelte Verhältnis  $\langle E_k^{dep}/E_k^0 \rangle$  für simulierte 30 GeV Pionen, aufgetragen in Abhängigkeit von  $E_k^0$ . Die durchgezogene Linie im linken Bild zeigt eine Gewichtungsfunktion nach (6.1) während die gestrichelten Kurven rein qualitativ die Greif'schen Funktionen (6.2) zeigen.

Signal und der tatsächlich deponierten Energie untersucht werden. Bei diesen Betrachtungen wird zunächst das reine Simulationssignal  $E_{vis}$  mittels der elektromagnetischen Kalibration in ein Energiesignal

$$E^0 = c_{e,MC} \cdot E_{vis}$$

konvertiert. Das elektronische Rauschen wird zunächst nicht berücksichtigt.

Das Verhältnis der in Kanälen mit einem bestimmten Energiesignal  $E_k^0$  deponierten Energie  $E_k^{dep}$  zu  $E_k^0$  kann im Mittel über viele Pionereignisse einer festen Strahlenergie berechnet und als Funktion von  $E_k^0$ , getrennt nach elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter, dargestellt werden (Abbildung 6.1). Die Kalibrationsfunktion  $\mathcal{W}(E_k^0)$  ist dann die kontinuierliche Beschreibung<sup>1</sup> von  $\langle E_k^{dep}/E_k^0 \rangle$  und hängt sowohl vom Kalorimetertyp als auch von der Strahlenergie  $E_{inc}$  ab. Diese Funktion wird nun im elektromagnetischen Kalorimeter für  $E_{inc} = 30$  GeV näher betrachtet.

### Die Kalibrationsfunktion im elektromagnetischen Kalorimeter

In Abbildung 6.2 ist  $\langle E_k^{dep}/E_k^0 \rangle$  nochmal für Signale  $E_k^0$  in Kanäle in IFE dargestellt. Daneben sind die drei verschiedenen Anteile  $f_{em}$ ,  $f_{had}$  und  $f_{inv}$  in ihrem mittleren Verhalten als Funktion des Signals in diesen Kanälen in Abbildung 6.3 gezeigt. Die Definition der verschiedenen Anteile sei hier kurz wiederholt (vgl. Gleichung (2.15) auf Seite 38):

<sup>1</sup>es sei angemerkt, daß im eigentlichen Sinne die rekonstruierte Energie von der deponierten Energie abhängt.

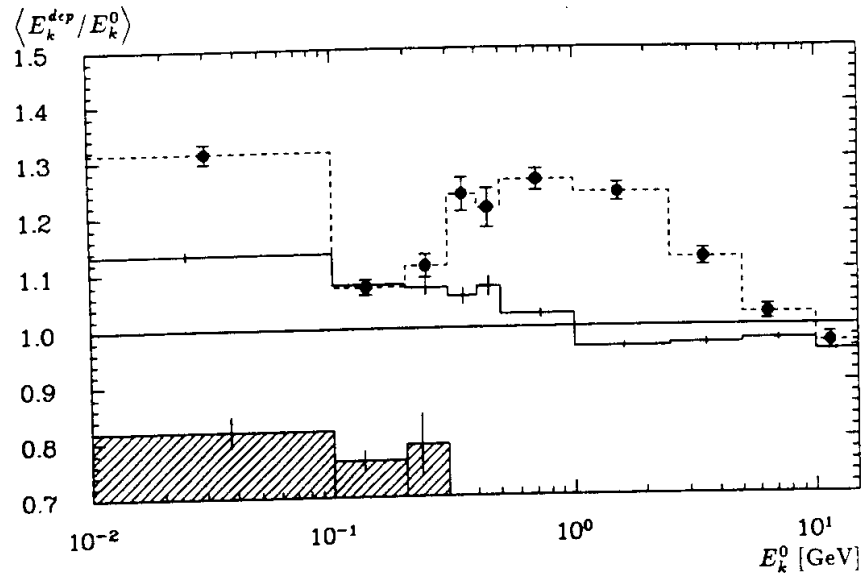


Abbildung 6.2:  $\langle E_k^{dep}/E_k^0 \rangle$  für simulierte 30 GeV Pionen und Elektronen als Funktion des Energiesignals  $E_k^0$  in IFE Kanälen. Dargestellt ist das Verhalten gemittelt über beliebige Pionereignisse ( $\bullet$ ), für selektierte, vorwiegend nicht inelastisch wechselwirkende Pionen ( $\times$ , schraffiert) und für Elektronen ( $+$ , Histogramm).

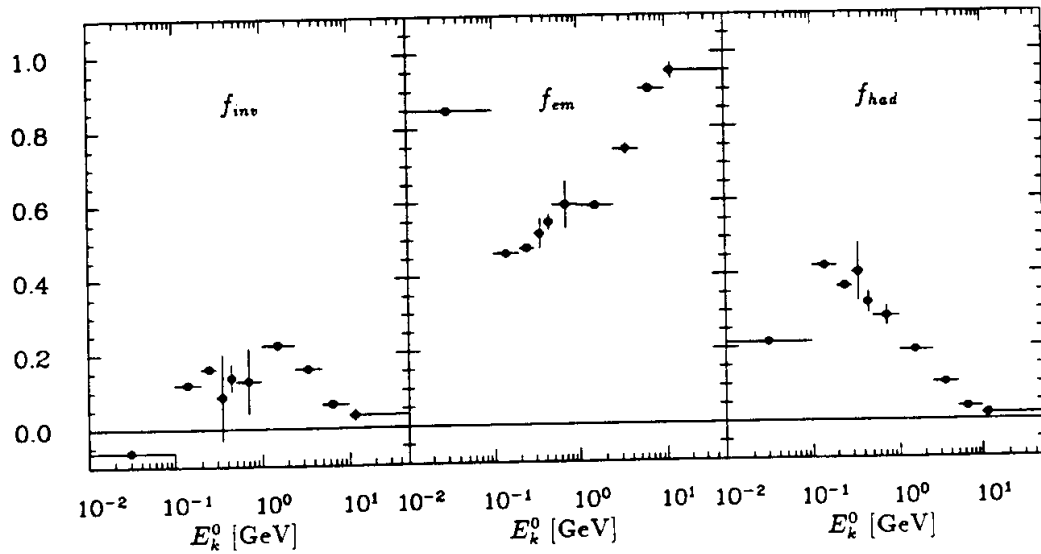


Abbildung 6.3: Die einzelnen Anteile an der durch 30 GeV Pionen deponierten Energie als Funktion des Energiesignals in einzelnen Kanälen des IFE.

$f_{em}$  ist der durch Photonen, Elektronen und Positronen deponierte Anteil an der total in einem hadronischen Schauer deponierten Energie;

$f_{had}$  ist der durch Ionisationen anderer geladener Teilchen wie Protonen und geladene Pionen – aber auch Myonen – deponierte Energieanteil;

$f_{inv}$  ist der prinzipiell nicht in ein Signal konvertierbare Anteil an der durch einen Hadron deponierten Energie (langsame Neutronen, Neutrinos aus Pionzerfällen etc.).

Aus der Betrachtung der Abbildungen ergibt sich folgendes Bild:

- Sehr kleine Energiesignale ( $E_k^0 < 100$  MeV) in einzelnen Kalorimeterkanälen stammen häufig von niederenergetischen Photonen aus elektromagnetischen Subschaubern oder Kernprozessen. Sie sind aufgrund von Sampling Fluktuationen und wegen des Transitioneffekts nur sehr schlecht kalibriert ( $\langle E_k^{dep}/E_k^0 \rangle > 1$ ). Diese Interpretation wird durch das relativ große mittlere  $f_{em}$  für diesen Signalbereich gestützt.
- Größere Kanalsignale von etwa 100 bis 300 MeV sind häufig aus Kalorimeterzellen in Schauerbereichen, in denen die Pionen als minimal ionisierende Teilchen durch das Kalorimeter fliegen; der rein hadronisch deponierte Energieanteil  $f_{had}$  – zu welchem alle Ionisationen außer die durch Photonen und Elektronen bzw. Positronen gezählt werden – nimmt zu. Für diese Kanäle wird  $\langle E_k^{dep}/E_k^0 \rangle$  wieder kleiner, da  $e/mip < 1$  ist.
- Noch höhere Signale bis zu 1 GeV kommen in Kanälen vor, in denen eine inelastische Wechselwirkung stattgefunden hat. Dieses drückt sich durch einen größeren Beitrag von neutralen Pionen ( $f_{em}$ ), aber auch in dem relativ großen ( $f_{inv}$ ) aus. Für sehr große Signale in Kanälen dominiert dann der elektromagnetische Anteil im Mittel ( $f_{em} \sim 1$ ).

Diese Strukturen im Signal lassen sich im elektromagnetischen Kalorimeter aufgrund seiner relativ kleinen Kanalvolumina und seiner geringen Gesamttiefe von etwa  $1.5 \lambda$  separieren. Die Wahrscheinlichkeit für Signalbeiträge aus inelastischen Wechselwirkungen in einem kleinen Zellvolumen ist in diesem Kalorimeter relativ klein; das Signal in den entsprechenden Kanälen stammt oft aus reiner Ionisation.

Für Signale von nicht im IFE inelastisch wechselwirkende Pionen wird, wie auch für Myonen,  $\langle E_k^{dep}/E_k^0 \rangle < 1$  gefunden. Das maximale Energiesignal dieser Teilchen in einem Kanal des IFE beträgt etwa 300 MeV (schraffierter Bereich in Abbildung 6.2). Zum Vergleich ist in der selben Abbildung das Verhältnis von deponierter zu rekonstruierter Energie für 30 GeV Elektronen in den Kanälen des elektromagnetischen Kalorimeters gezeigt; die Abweichungen dieses Verhältnisses von eins sind, wie bereits diskutiert, auf die Tatsache zurückzuführen, daß die elektromagnetische Skala nur für den integrierten elektromagnetischen Schauer die deponierte Energie rekonstruiert.

Die in Abbildung 6.3 gezeigte Relation zwischen dem Signal  $E_k^0$  in einem IFE Kanal und dem unsichtbar deponierten Energieanteil  $f_{inv}$  ist insofern bemerkenswert, als das für  $E_k^0 < 100$  MeV im Mittel  $f_{inv} < 0$  ist. Ursache für diesen Energiegewinn bei einzelnen Reaktionen kann das Einfangen von Neutronen sein, deren kinetische Energie praktisch null ist. Wenn ein Kern ein solches Neutron einfängt, kann Bindungsenergie in Form von Photonen freiwerden. Die Energiebilanz dieser Reaktion ist somit negativ<sup>2</sup> in Bezug auf Energiedeponierung [Kuh91].

<sup>2</sup>das Simulationsprogramm läßt den Einfangsprozeß für diese Neutronen ( $E_{kin} < 1$  MeV) noch zu.

## Beschreibung durch Kalibrationsfunktionen

Im Prinzip ist es möglich, anhand einer Beschreibung des bisher diskutierten mittleren Verhältnisses von deponierter Energie zum Signal in einzelnen Kanälen eine Funktion zu finden, die es erlaubt, in einem beliebigen Kanal eine gute Schätzung der tatsächlich deponierten Energie zu bekommen. Diese Funktion kann relativ kompliziert sein; z.B. ist die in Abbildung 6.1 gezeigte durchgezogene Kurve das Ergebnis einer Anpassung der Funktion

$$\mathcal{W}(E_k^0) = |a_0| - (|a_1| \cdot \exp(+|\alpha_1|E_k^0) + |a_3| \cdot \exp(-|\alpha_2|E_k^0)). \quad (6.1)$$

Offensichtlich ist diese Beschreibung auch nur für Signale  $E_k^0 > 100$  MeV geeignet. Berücksichtigt man noch, daß die Parameter dieser Funktionen typischerweise vom mittleren elektromagnetischen Anteil in hadronischen Ereignissen abhängen, so wird der numerische Apparat zur Rekonstruktion von hadronisch deponierter Energie sehr unübersichtlich.

Eine einfachere Beschreibung der Gewichtungsfunktionen, bei der die Forderung nach minimaler Auflösung qualitativ implementiert ist und die die Strukturen in  $\langle E_k^{dep}/E_k^0 \rangle$  über einen großen Signalbereich mittelt, wurde von Greif in [Gre90] vorgeschlagen (Abbildung 6.1, gestrichelte Kurve):

$$\mathcal{W}(E_k^0) = a_0 + a_1 \exp(-\alpha \cdot E_k^0); \quad a_i > 0, \alpha > 0 \quad (6.2)$$

Die Anwendung einer solchen Funktion auf das Energiesignal in einem Kalorimeterkanal rekonstruiert zwar nicht die in dem Kanal deponierte Energie optimal, ermöglicht aber eine sehr gute Schätzung der total deponierten Energie in hadronischen Ereignissen bei einer sehr guten Auflösung. Der Parametersatz  $P = \{a_0, a_1, \alpha\}$  ist abhängig vom Kalorimeter und den Charakteristika hadronischer Schauer. Letztere Abhängigkeit kann zum Beispiel durch eine Parametrisierung der Elemente von  $P$  als Funktionen der in einem Ereignis deponierten Energie beschrieben werden, die im Mittel ein gutes Maß für hadronische Schauercharakteristika ist [Mar89, Gre90]. Da diese Variable gleichzeitig das Ergebnis der Rekonstruktion ist, ist ein iteratives Vorgehen notwendig.

Hier wird ein Weg vorgeschlagen, die Parameter der Gewichtungsfunktion (6.2) direkt aus gemessenen Größen zu bestimmen. Dazu werden Substrukturen in hadronischen Schauern gesucht, die mit dem Charakter (hadronisch oder elektromagnetisch) der lokal in einem Kalorimeterbereich deponierten Energie korreliert sind. Das Signal in der kleinstmöglichen Einheit, der Kalorimeterzelle selbst, enthält keine Informationen über seinen hadronischen Charakter. Erst durch Betrachtungen der Signale in benachbarten Kanälen können Schauerstrukturen separiert werden, aus denen sich eine geeignete Variable zur Bestimmung der Gewichtungsfunktionen extrahieren läßt. Eigenschaften dieser Strukturen werden nachfolgend diskutiert.

### 6.1.2 Berücksichtigung von Korrelationen zwischen Signalen in einzelnen Kanälen

Aufgrund der feinen Granularität des H1 Kalorimeters ist es möglich, getroffene Kanäle in einem Ereignis zu Substrukturen (*Cluster*) in Teilchenschauern zusammenzufassen. Die Kriterien, nach denen die Clusterbildung erfolgt, seien hier kurz erläutert (nach [Gör91]).

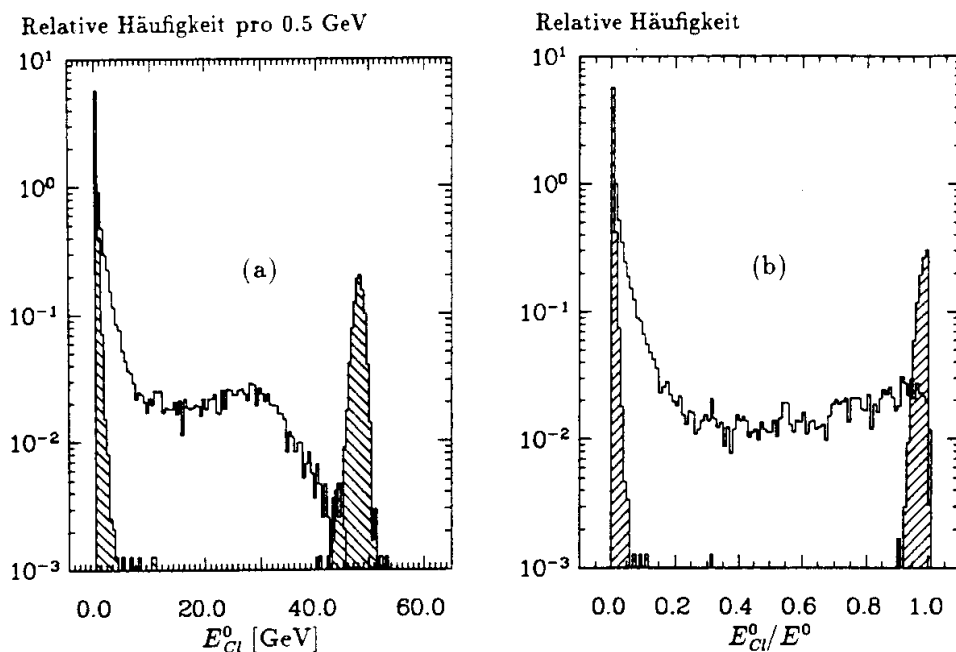


Abbildung 6.4: Das Spektrum der Clustersignale  $E_{Ci}^0$  für reale 50 GeV Elektronen (schraffiert) und Pionen. Bild (a) zeigt das absolute Signal auf der elektromagnetischen Skala; Bild (b) zeigt den relativen Anteil der einzelnen Cluster am Gesamtsignal  $E^0$ . Die Verteilungen sind auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normiert.

Aus einem individuellen Teilchenschauer werden zunächst in jedem longitudinalen Kalorimetersegment zweidimensionale, topologisch verknüpfte Gebiete gebildet, die aus Gruppen getroffener, transversal benachbarter Kanäle bestehen. Die laterale Trennung zweier Gebiete erfolgt über das Lokalisieren von Tälern in der Signalverteilung. Die Verknüpfung der zweidimensionalen Gebiete zu dreidimensionalen Strukturen erfolgt durch Definition einer Richtung (üblicherweise die Richtung der Schauerausbreitung) und Anwendung von Überdeckungskriterien auf hintereinanderliegende zweidimensionale Gebiete. Diese Kriterien werden als Dispersion in zwei Winkeln definiert.

Die Algorithmen zum Finden der Cluster sind so eingestellt, daß ein elektromagnetischer Schauer im Mittel gerade einen Cluster bildet. Bei hadronischen Ereignissen werden aufgrund der oft sehr viel stärkeren Strukturierung des Schauers häufig mehrere Cluster für ein Teilchen gefunden. Diese Eigenschaften sind in Abbildung 6.4 anhand des Anteils des Clustersignals am Gesamtsignal für 50 GeV Elektronen und Pionen gezeigt. Die Cluster mit kleinen totalen Signalen treten zwar für beide Teilchenarten häufig auf, tragen aber zum gesamten Kalorimetersignal insbesondere für Elektronen nur gering bei. Pionereignisse zeigen eine deutlich stärkere Struktur in den Clustern, wie aus dem Spektrum des relativen Anteils des Clustersignals am totalen Signal zu entnehmen ist.

Bei der Signalgewichtung können Schauersubstrukturen benutzt werden, um die Parametrisierung  $P$  der Gewichtungsfunktion (6.2) als Funktion lokaler, direkt meßbarer Variablen zu bestimmen. Grundlage für dieses Modell ist, daß die durch den Clu-

steralgorithmus gefundenen Korrelationen zwischen Signalen in einzelnen Kanälen eines Ereignisses tatsächlich der Schauerentwicklung entsprechen. Unter der Annahme, daß dieses der Fall ist, soll eine einfache Variable, nämlich die Summe  $E_{Cl}^0$ , der mittels der elektromagnetischen Kalibration berechneten Energiesignale in den einem Cluster zugehörigen Kanälen, genügen, um  $P$  für beliebige hadronische Schauer berechnen zu können. Die Güte dieses Kalibrationsmodells wird im folgenden geprüft.

### 6.1.3 Bestimmung der Parameter der Gewichtungsfunktion

Bei der Rekonstruktion der durch einzelne Hadronen deponierten Energie wird folgende Kette für jedes Ereignis durchlaufen:

- (i) das Signal aus simulierten oder realen Daten wird nach Gleichung (5.11) bzw. (5.12) in einem Kalorimeterkanal rekonstruiert ( $E_k^0$ ).
- (ii) Gruppen von Kanälen werden zu Cluster zusammengefaßt, deren Energiesignal  $E_{Cl}^0$  auf der elektromagnetischen Skala sich aus der Summe der zum jeweiligen Cluster beitragenden Kanalsignale  $E_k^0$  bildet:

$$E_{Cl}^0 = \sum_k E_k^0 \quad (6.3)$$

- (iii) die in einer Zelle  $k$  eines Clusters  $Cl$  mit einem von  $E_{Cl}^0$  abhängigen Gewicht  $\mathcal{W}$  rekonstruierte Energie  $E_k^w$  ergibt sich aus:

$$E_k^w = \mathcal{W}(E_{Cl}^0, E_k^0) \cdot E_k^0 = [a_0(E_{Cl}^0) + a_1(E_{Cl}^0) \cdot \exp\{-\alpha(E_{Cl}^0) \cdot E_k^0\}] \cdot E_k^0 \quad (6.4)$$

Dabei hängen die Parameter  $a_0, a_1$  und  $\alpha$  nicht nur von  $E_{Cl}^0$ , sondern auch davon ab, in welchem Kalorimeterteil (EMC oder HAC) sich die Zelle befindet.

- (iv) die gesamte, für ein hadronisches Ereignis rekonstruierte Energie  $E^w$  ist durch

$$E^w = \sum_j \underbrace{\left[ \sum_1^{\text{Kanäle}} \widehat{E}_k^w \right]}_{\text{Cluster}} \quad (6.5)$$

gegeben. Dieses ist schließlich die beste Schätzung für die durch ein Hadron total deponierte Energie.

Die Parameter  $a_0, a_1$  und  $\alpha$  sind also für jedes Kalorimeter als Funktion von  $E_{Cl}^0$  zu bestimmen. Es zeigt sich, daß die Energieauflösung mit dem Ansatz

$$a_0^{EMC} = a_0^{HAC} = 1$$

nur unwesentlich verschlechtert wird, sodaß eine Reduktion der Zahl der freien Parameter auf zwei pro Kalorimeter akzeptabel ist.

In einem ersten Schritt werden zunächst die Abhängigkeiten der Gewichtungsparemeter von  $E_{Cl}^0$  bestimmt. Grundlage dafür sind Simulationen von einzelnen Pionen verschiedener Strahlenergien im Kalibrationsmodul. Die Signale werden zunächst ohne Addition von Rauschereignissen rekonstruiert.

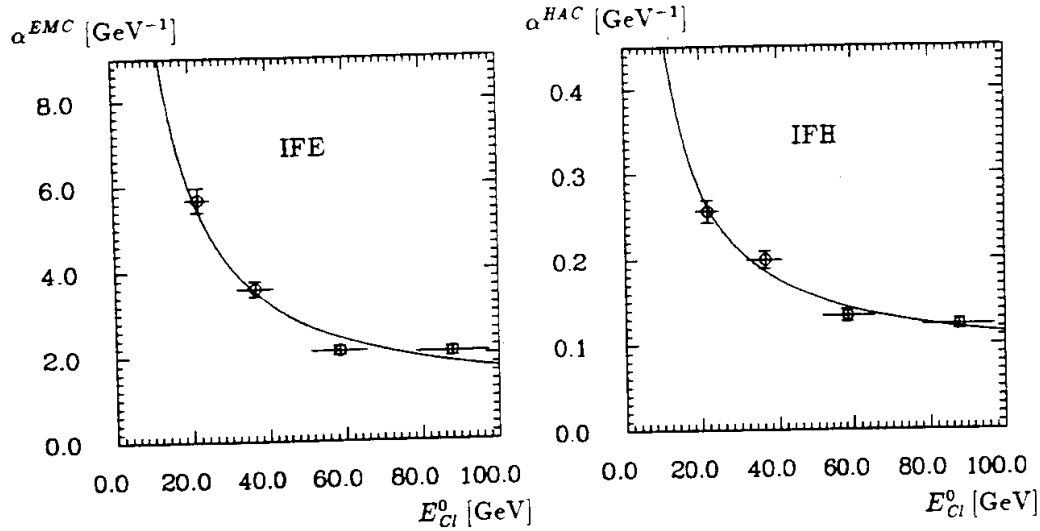


Abbildung 6.5: Die Abhängigkeit der Exponenten  $\alpha$  der Gewichtungsfunktion im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter vom Clustersignal  $E_{Cl}^0$ . Die Kurven zeigen Ergebnisse von Anpassungen gemäß (6.7) bzw. (6.8).

### Abhängigkeit der Parameter vom Clustersignal

Die Beschreibung der Beziehung zwischen einem Cluster mit dem Signal  $E_{Cl}^0$  und der entsprechenden, lokal deponierten Energie in einem hadronischen Schauer soll durch die Gewichtungsfunktionen auf statistischer Basis erfolgen. Diese hängen in dem hier diskutierten Kalibrationsmodell nicht von globalen Schauergrößen ab. Zu Bestimmung der Abhängigkeit von der lokalen Variablen  $E_{Cl}^0$  werden die Parameter der Gewichtungsfunktionen zunächst für Cluster mit jeweils innerhalb einer kleinen Verschmierung gleich großem Signal aus Ereignissen aller zur Verfügung stehender Strahlenergien berechnet.

Diese Normierung auf Clusterebene verlangt die Berücksichtigung von außerhalb von Clustern deponierter Energie. Diese Energie ist in Kalorimeterzellen mit  $E_{vis} = 0$  oder in Kanälen, die aufgrund ihrer zu kleinen Signale und nicht vorhandener Nachbarn nicht in einen Cluster eingebunden sind, deponiert. Sie wird jeweils dem nächsten Cluster im Raum zugeordnet. Diese Vorgehensweise hat die wichtige Konsequenz, daß Kanäle außerhalb von Clustern nicht zum Signal beitragen, wobei zu beachten ist, daß auch ein isolierter Kanal als Cluster verstanden wird, falls sein Signal nur groß genug ist. Die Kalibration ist dann so bestimmt, daß die total in einem Ereignis deponierte Energie nur auf Basis der Signale in Clustern rekonstruiert wird.

Die Parameter der Gewichtungsfunktionen sind so zu wählen, daß die mit ihnen in einem Cluster rekonstruierte Energie (mit  $E_k^w$  aus Gleichung (6.4))

$$E_{Cl}^w = \sum_k E_k^w$$

gerade der deponierten Energie  $E_{Cl}^{dep}$ , welche die oben genannten Beiträge enthält, ent-



spricht. Durch Minimalisierung von

$$\chi^2 = \sum_{\text{Cluster}} \frac{1}{\sigma_{Cl}^2} (E_{Cl}^w - E_{Cl}^{dep})^2 \quad (6.6)$$

wird diese Bedingung erfüllt. Dabei ist  $\sigma_{Cl}^2 \sim E_{Cl}^w + E_{Cl}^{dep}$  gesetzt (nach  $\sigma \sim \sqrt{E}$ ).

In einer ersten Iteration werden alle vier Parameter jeweils für ein Clustersignal korreliert bestimmt. Das Ergebnis für die Exponenten der Gewichtungen zeigt Abbildung 6.5. Die Abhängigkeit dieser Parameter von  $E_{Cl}^0$  kann durch

$$\alpha^{EMC} = \alpha_0 + \frac{\alpha_1}{E_{Cl}^0}; \quad \alpha_i > 0 \quad (6.7)$$

$$\alpha^{HAC} = \beta_0 + \frac{\beta_1}{E_{Cl}^0}; \quad \beta_i > 0 \quad (6.8)$$

beschrieben werden. Die Kurven in der Abbildung zeigen die Ergebnisse der Anpassungen. Diese Funktionen werden nun in die  $\chi^2$ -Minimalisierung investiert; in der nächsten Iteration sind nur noch die verbleibenden freien Parameter  $a_1^j$  zu bestimmen. Deren Abhängigkeit von  $E_{Cl}^0$  ist in Abbildung 6.6 gezeigt und läßt sich mit

$$a_1^{EMC} = A_0 + \frac{A_1}{E_{Cl}^0}; \quad A_i > 0 \quad (6.9)$$

für das elektromagnetische und

$$a_1^{HAC} = B_0 = const > 0 \quad (6.10)$$

für das hadronische Kalorimeter angeben. Damit ist die Form der Parametrisierung gewonnen. In einer letzten Iteration werden schließlich die energieunabhängigen Parameter  $P_j = \{\alpha_0, \alpha_1, \beta_0, \beta_1, A_0, A_1, B_0\}$  simultan für alle verfügbaren Cluster bestimmt. Die Gewichte für die simulierten Pionereignisse sind als Funktion des Signals  $E_k^0$  in einzelnen Kanälen des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters für verschiedene Clustersignale  $E_{Cl}^0$  in Abbildung 6.7 dargestellt.

### Auswirkungen der Gewichtung in einzelnen Kanälen

Bevor die Bestimmung der Parametrisierungen der Gewichtungen unter realistischen Bedingungen und deren Ergebnisse diskutiert werden, seien hier kurz die Auswirkungen der Gewichtung in einzelnen Kanälen exemplarisch für simulierte 30 GeV Pionen gezeigt.

Zur Untersuchung dieser Frage wird die nach Gleichung (6.4) gewichtet in einem Kanal rekonstruierte Energie  $E_k^w$  mit der tatsächlich im entsprechenden Kanal deponierten Energie  $E_k^{dep}$  verglichen. Das Ergebnis für IFE und IFH ist, ausgedrückt in einem mittleren Verhältnis  $\langle E_k^w / E_k^{dep} \rangle$ , in Abbildung 6.8 im Vergleich mit dem  $\langle E_k^0 / E_k^{dep} \rangle$  zu sehen. Allgemein werden kleine Signale im IFE zu groß rekonstruiert, was nach der bisherigen Diskussion zu erwarten war. Kompensiert wird dieses Verhalten durch im Mittel zu klein rekonstruierte Energien bei höheren Signalen. Im hadronischen Kalorimeter erlaubt die Gewichtung eine gute Rekonstruktion für Kanäle mit Signalen größer als etwa 2 GeV; die Kompensation der im Signalbereich zwischen etwa 100 MeV und 2 GeV im Mittel zu groß rekonstruierten Kanalenergien erfolgt durch zu niedrige Gewichtung sehr kleiner Signale.

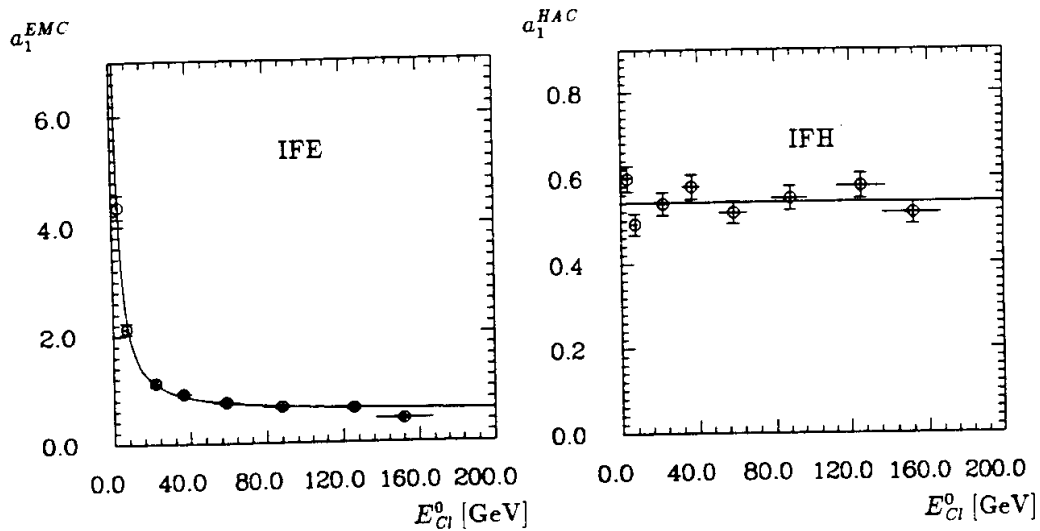


Abbildung 6.6: Die Gewichtungparameter  $a_1$  als Funktion des Clustersignals  $E_{Cl}^0$ . Die Kurve im linken Bild zeigt die Anpassung der in Gleichung (6.9) gegebenen Funktion. Im hadronischen Kalorimeter ist der Parameter  $a_1^{HAC}$  in guter Näherung unabhängig von Clustersignal.

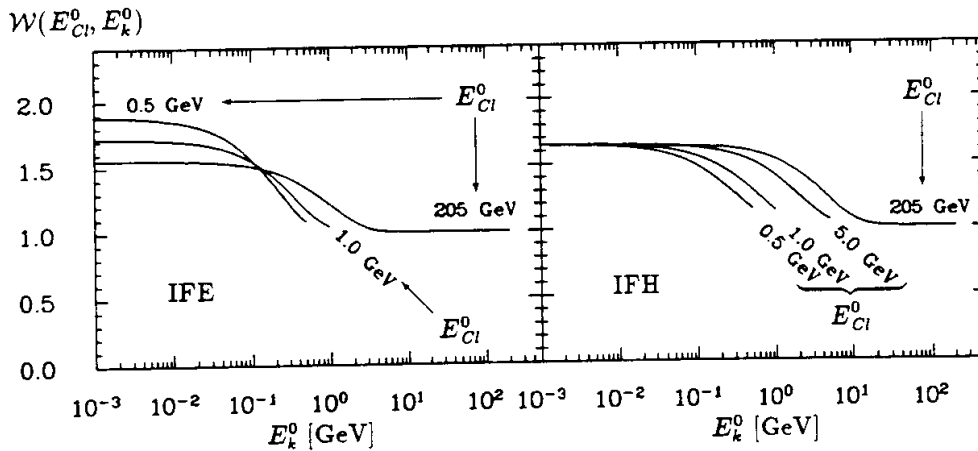


Abbildung 6.7: Die Gewichtungsfunktionen  $\mathcal{W}$  aus Gleichung (6.4) im elektromagnetischen und im hadronischen Kalorimeter in Abhängigkeit vom Energiesignal  $E_k^0$  in einem Kanal und dem Clustersignal  $E_{Cl}^0$ . Die Funktionen sind ohne Beiträge durch elektronisches Rauschen bestimmt worden.

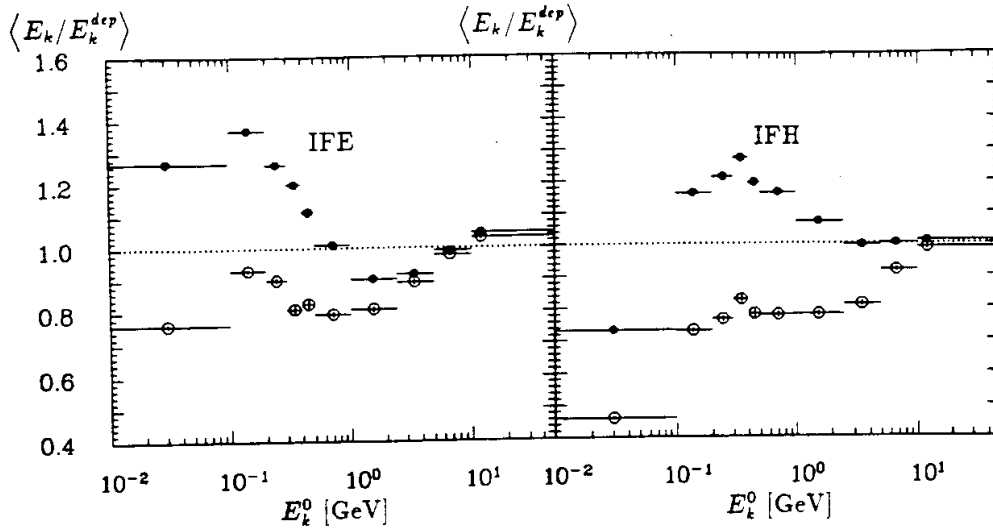


Abbildung 6.8: Das mittlere Verhältnis von rekonstruierter zu deponierter Energie in Kanälen des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters, vor (○) und nach (●) Anwendung der Signalgewichtungsfunktionen.

#### 6.1.4 Berücksichtigung des elektronischen Rauschens

Bisher wurde das elektronische Rauschen bei der Bestimmung der Gewichtungparameter nicht berücksichtigt. Dieses wird unter der Annahme, daß sich die qualitative Beschreibung der Abhängigkeit der Gewichtungparameter von  $E_{Cl}^0$  nicht ändert, erfolgen. Die Addition der Random Trigger zu den simulierten Ereignissen hat zur Folge, daß es einige Cluster gibt, denen keine deponierte Energie zugeordnet wird ( $E_{Cl}^{dep} = 0$ ). Die in Gleichung 6.6 angegebene Normierung auf Clusterebene ist in diesem Fall nicht zur Bestimmung der Parametrisierung geeignet und wird durch ein auf der Rekonstruktion vollständiger Ereignisse beruhendes  $\chi^2$  ersetzt:

$$\chi^2 = \sum_{\text{Ereignisse}} \frac{1}{\sigma_E^2} \left[ \left( \sum_{\text{Cluster}} E_{Cl}^w \right) - E_{dep} \right]^2 \quad (6.11)$$

$E_{dep}$  ist die totale, in einem hadronischen Ereignis deponierte Energie.

Auch in diesem Fall tragen nur Kanäle, die Clustern zugeordnet wurden, zum Signal bei. Die Kanäle sind durch Anwendung eines  $f = 3$  Schnittes zur Unterdrückung des Signalbeitrages durch elektronisches Rauschen nach (5.5), (5.6) auf Seite 74 vorselektiert. Die Bestimmung der Parameter  $P_f$  erfolgt in Analogie zum vorher beschriebenen Fall unter Verwendung von simulierten Pionereignissen aller verfügbaren Energien und Berücksichtigung des elektronischen Rauschens gemäß Gleichung (5.12).

#### 6.1.5 Ergebnisse der Anpassungen

In Abbildung 6.9 sind die aus der Anpassung der Parametrisierung  $P_f$  bestimmten Signalgewichte als Funktion des Signals  $E_k^0$  in Kanälen im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter für verschiedene Clustersignale  $E_{Cl}^0$  bei Berücksichtigung des

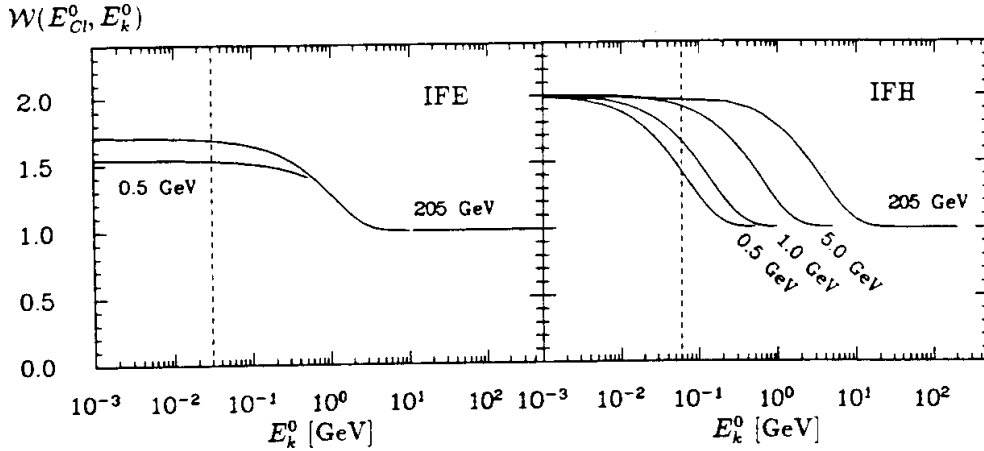


Abbildung 6.9: Die Gewichte als Funktion des Signals in Kanälen des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters bei Berücksichtigung des elektronischen Rauschens, gezeigt für verschiedene Clustersignale  $E_{Cl}^0$ . Die gestrichelt eingezeichneten Linien zeigen die typische Energieschwelle in einem einzelnen Kanal bei einem  $f = 3$  Schnitt gegen den Signalbeitrag durch elektronisches Rauschen (ca. 30 MeV in IFE und 60 MeV in IFH).

elektronischen Rauschens gezeigt. Auffallend ist der Wechsel in der qualitativen Beschreibung des Parameters  $a_1^{EMC}$  im IFE; er wird bei Berücksichtigung des elektronischen Rauschens mit steigendem Clustersignal größer. Dieser Vorzeichenwechsel  $A_1 \rightarrow -A_1$  in (6.9) gegenüber der Beschreibung ohne Rauschbeiträge deutet auf die geringe Abhängigkeit der Gewichtungsfunktionen von  $E_{Cl}^0$  im IFE hin, welche eine Folge der Unterdrückung von Clustern mit relativ kleinem Energiesignal  $E_{Cl}^0$  durch die Kanalselektion gegen Signalbeiträge durch elektronisches Rauschen ist. Zudem führt die realistische Rekonstruktion zu einer relativ höheren Gewichtung der Kanäle im hadronischen Kalorimeter.

Da die Parametrisierung  $P_f$  so bestimmt ist, daß im Mittel stets die tatsächlich deponierte Energie rekonstruiert wird, ist  $P_f$  selbst von Analyseschnitten abhängig. Auch der Clusteralgorithmus ist nicht unabhängig von Kanalselektionskriterien; somit kann der hier bestimmte Parametersatz  $P_f$  nur für die im folgenden mit  $f = 3$  analysierte Ereignisse die tatsächlich deponierte Energie gut rekonstruieren.

## 6.2 Linearität und Auflösung

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der oben besprochenen Bestimmung der Parametrisierung der Gewichtungsfunktion vorgestellt und auf die Rekonstruktion von Pionereignissen beliebiger Strahlenergie angewendet. Die unter Berücksichtigung des elektronischen Rauschens ermittelte Parametrisierung wird auch bei der Energiemessung von realen Pionen benutzt. Die Vergleichbarkeit der damit im Mittel rekonstruierten Energien ist, wie bereits beim Elektronensignal, dann ein Maß für die erreichte Linearität. Da der Fall der reinen Simulation ohne elektronisches Rauschen im nächsten Abschnitt

im Vergleich mit  $u$ -Quarkjets noch genauer diskutiert wird, sollen hier zunächst die Ergebnisse für experimentelle und simulierte Pionsignale mit Beiträgen des elektronischen Rauschens gezeigt werden.

Die Überprüfung der Energielinearität des unter Berücksichtigung der Gewichtung in einzelnen Kanälen rekonstruierten Gesamtsignals eines Pionereignisses erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird die Qualität der Parameterbestimmung anhand von simulierten Ereignissen unter Berücksichtigung des elektronischen Rauschens bestimmt. Die Parametrisierung wird dann auf Signale realer Pionen angewendet, um die Abhängigkeit vom Simulationsmodell zu testen. Die Energielinearität der gewichtet rekonstruierten Signale für reale Ereignisse ist in Analogie zu den Elektronensignalen über die relative Differenz zu der im Mittel für eine bestimmte Strahlenergie rekonstruierten Gesamtenergie für simulierte Pionen definiert.

### 6.2.1 Güte der Parameterbestimmung

Die aus den simulierten Pionereignissen bestimmte Parametrisierung der Gewichtungsfunktionen wird hinsichtlich der Güte der Energierekonstruktion überprüft. Die dazu getestete Größe ist die für individuelle Ereignisse berechnete relative Abweichung  $\Delta_{norm}$  der mittels der Gewichtungsfunktionen rekonstruierten Gesamtenergie  $E^w$  und der tatsächlich im jeweiligen Ereignis deponierten Energie  $E_{dep}$ :

$$\Delta_{norm} = \frac{E^w}{E_{dep}} - 1 \quad (6.12)$$

Die über viele Ereignisse gemittelte Abweichung dieser Größe von null ist ein Beitrag zum systematischen Fehler der Energiemessung. Die Breite der Verteilung der  $\Delta_{norm}$  gibt die Auflösung des Kalorimeters an.

Die relative Abweichung zwischen deponierter und rekonstruierter Energie, für jedes simulierte Ereignis nach Gleichung (6.12) berechnet, ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Sie ist praktisch für alle verfügbaren Energien normalverteilt, was auf eine gute Kompensation schließen läßt. Durch Anpassung von Gaußkurven sind die mittleren Abweichungen als Funktion der nominellen Strahlenergie bestimmt und in Spalte 1 der Tabelle 6.1 zusammengefaßt worden. Die gewählten Gewichtungsfunktionen und deren Parametrisierungen erlauben eine auf weniger als 1 % von der nominellen Strahlenergie abhängige Rekonstruktion der deponierten Energie.

### 6.2.2 Vergleichbarkeit mit realen Pionen

Die Anwendung der mittels Simulationen gewonnenen Gewichtungsfunktionen auf Signale realer Pionen erlaubt eine Abschätzung der Möglichkeit, die Parametrisierungen auf reale Signale im H1 Detektor anzuwenden. Es ist dabei zu beachten, daß das Simulationsmodell nur innerhalb gewisser Grenzen die realen Pionsignale beschreiben kann. Der Fehler in der Beschreibung wird durch die Vergleichbarkeit der mittels der elektromagnetischen Skalen rekonstruierten Signale, wie sie im vorherigen Kapitel vorgestellt wurde, definiert.

Die Verteilungen der gewichtet rekonstruierten Energien für experimentelle und simulierte Pionereignisse mit Rauschbeiträgen ist in Abbildung 6.11 gezeigt. Aus den

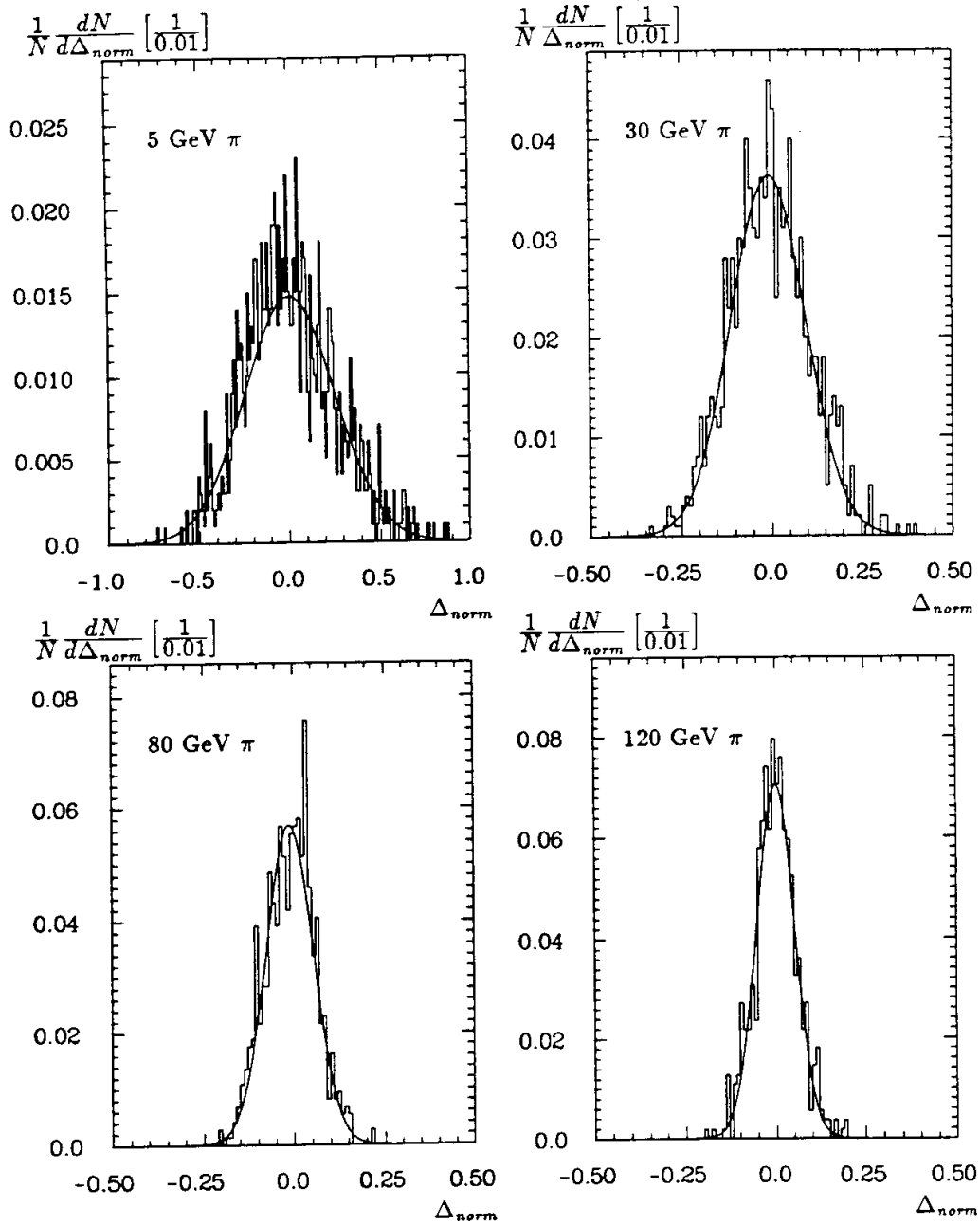


Abbildung 6.10: Die relative, für jedes Ereignis bestimmte Differenz zwischen der deponierten und der vollständig rekonstruierten Energie für simulierte Pionen, unter Berücksichtigung des elektronischen Rauschens. Die Kurven zeigen die Ergebnisse von Anpassungen von Gaußverteilungen.

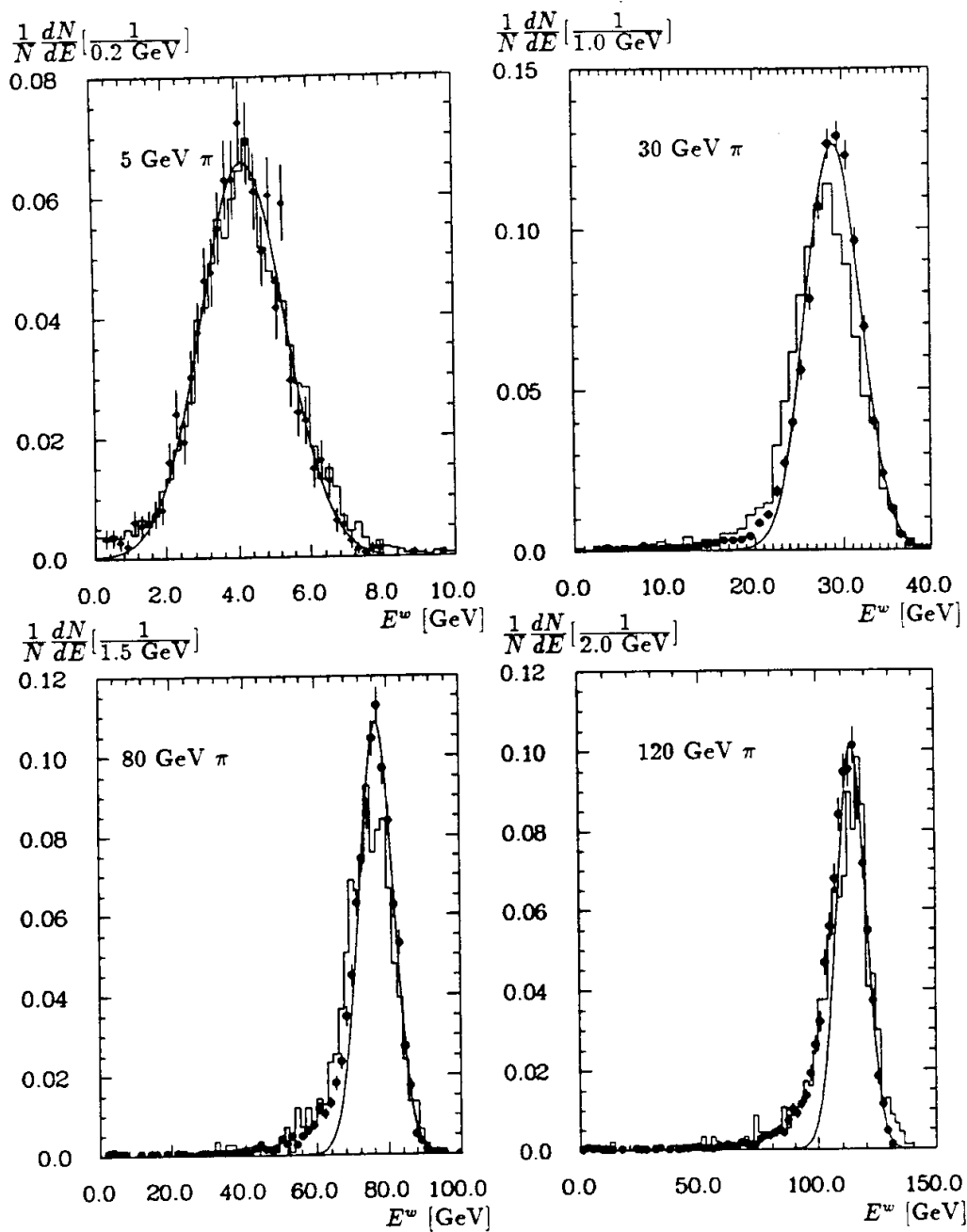


Abbildung 6.11: Energieverteilungen für Pionen, simulierte (Histogramme) und experimentelle ( $\bullet$ ) Ereignisse. Die eingezeichneten Gaußkurven sind an die Verteilungen der experimentellen Pionen angepaßt.

$E_{inc}$ [GeV]	1	2	3	4	5
	$\Delta_{norm}$ [%]	$\Delta_w$ [%]	$(e/h)_{MC}^*$	$(e/h)_{exp}^*$	$(e/h)_{exp}^*/(e/h)_{MC}^*$
5	$-0.8 \pm 0.5$	$2.0 \pm 0.0$	$1.303 \pm 0.009$	$1.349 \pm 0.013$	$1.035 \pm 0.013$
10	$-0.4 \pm 0.4$	$4.2 \pm 0.0$	$1.313 \pm 0.007$	$1.353 \pm 0.008$	$1.030 \pm 0.008$
30	$0.8 \pm 0.3$	$3.3 \pm 0.0$	$1.312 \pm 0.006$	$1.352 \pm 0.003$	$1.030 \pm 0.005$
50	$0.8 \pm 0.2$	$2.7 \pm 0.0$	$1.304 \pm 0.006$	$1.335 \pm 0.003$	$1.024 \pm 0.005$
80	$-0.1 \pm 0.2$	$1.4 \pm 0.0$	$1.302 \pm 0.008$	$1.313 \pm 0.003$	$1.008 \pm 0.007$
120	$0.0 \pm 0.2$	$-0.7 \pm 0.0$	$1.286 \pm 0.009$	$1.299 \pm 0.004$	$1.010 \pm 0.008$
170	$-0.3 \pm 0.2$	$-0.8 \pm 0.0$	$1.242 \pm 0.008$	$1.269 \pm 0.003$	$1.022 \pm 0.007$
205	$-0.7 \pm 0.2$	$-1.2 \pm 0.0$	$1.221 \pm 0.006$	$1.235 \pm 0.003$	$1.011 \pm 0.005$

Tabelle 6.1: Zusammenfassung des Vergleichs zwischen Simulation mit Rauschbeiträgen und experimentellen Pionsignalen.  $\Delta_{norm}$  ist die mittlere relative Abweichung zwischen rekonstruierter und deponierter Energie für die simulierten Signale;  $\Delta_w$  gibt die relative Abweichung zwischen den aus experimentellen und simulierten Signalen gewichtet rekonstruierten Energien an. Die Größen  $(e/h)_{MC}^*$  bzw.  $(e/h)_{exp}^*$  geben die durch die Gewichtung bewirkte mittlere Kompensation für Simulation und Experiment an.

Mittelwerten dieser Verteilungen kann die relative Differenz  $\Delta_w$  zwischen den rekonstruierten Energien bestimmt werden:

$$\Delta_w = \frac{\langle E_{exp}^w \rangle}{\langle E_{MC}^w \rangle} - 1 \quad (6.13)$$

Dabei ist  $\langle E_{MC}^w \rangle$  die mittlere, aus den simulierten Ereignissen gewichtet rekonstruierte Energie und  $\langle E_{exp}^w \rangle$  die gleiche aus realen Pionsignalen rekonstruierte Größe. Im Gegensatz zu den Betrachtungen im Kapitel 5, wo die Frage der Güte der Beschreibung der Messungen durch die Simulation im Vordergrund stand, wird hier die Übertragbarkeit der aus Simulationen bestimmten Gewichtungsfunktionen auf experimentelle Pionsignale getestet. Eine Normierung der relativen Differenz  $\Delta_w$  auf das Simulationsergebnis ist deswegen angebracht. In Spalte 2 der Tabelle 6.1 ist  $\Delta_w$  als Funktion der nominellen Strahlenergie angegeben.

Die Frage, inwieweit die Anwendung der aus simulierten Daten bestimmten Gewichtungsfunktionen die Vergleichbarkeit der rekonstruierten Energien aus Simulationen und realen Signalen gegenüber der im vorherigen Kapitel diskutierten Vergleichbarkeit auf der elektromagnetischen Skala verändert, läßt sich anhand des Verhältnisses

$$\left(\frac{e}{h}\right)^* = \frac{\langle E^w \rangle}{\langle E^0 \rangle} \quad (6.14)$$

jeweils für simulierte -  $(e/h)_{MC}^*$  - und experimentelle -  $(e/h)_{exp}^*$  - Pionereignisse diskutieren.  $\langle E^0 \rangle$  ist das mittlere, für Pionen einer bestimmten Strahlenergie auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierte Energiesignal und  $\langle E^w \rangle$  die mittlere mit Signalgewichtung rekonstruierte Energie der gleichen Ereignisse.

Die  $(e/h)^*$  sind in den Spalten 3 und 4 der Tabelle 6.1 angegeben. Spalte 5 der Tabelle zeigt die Unterschiede zwischen den  $(e/h)^*$  für reale und simulierte Signale. Aus diesen Ergebnissen folgt, daß die insbesondere bei kleinen Strahlenergien relativ



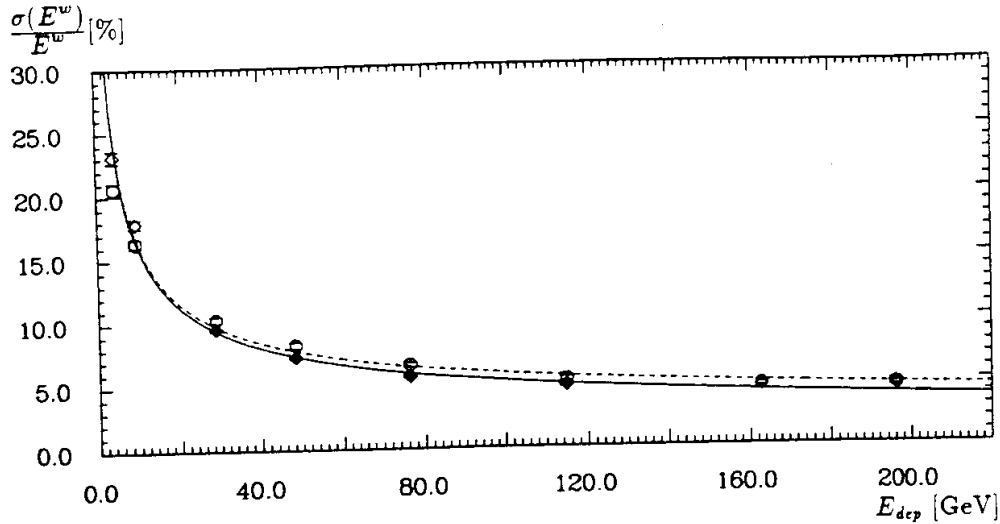


Abbildung 6.12: Gewichtete Energieauflösung für simulierte ( $\circ$ ) und experimentelle Pionereignisse ( $\diamond$ ) unter Verwendung der mittels der Simulation bestimmten Parametrisierung.

große Diskrepanz zwischen den rekonstruierten Energien im wesentlichen durch eine zu große Anhebung der Signale aus realen Pionereignissen durch die aus der Simulation gewonnene Parametrisierung zu erklären ist.

### 6.2.3 Gewichtete Energieauflösung

Die nach Anwendung der Gewichtung erreichte Energieauflösung ist in Abbildung 6.12 für simulierte und reale Pionen im IF Kalorimeter dargestellt. Die gezeigten Punkte sind aus Anpassungen der Gaußkurve an die Signalverteilungen in Abbildung 6.11 bestimmt. Die Kurven zeigen die Ergebnisse der Anpassung der reduzierten Auflösungsfunktion gemäß Gleichung 5.20 auf Seite 88. Damit ergibt sich für reale Pionereignisse

$$a = (49.7 \pm 0.6)\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}, \quad c = (1.6 \pm 0.3)\%$$

und für simulierte Signale

$$a = (49.8 \pm 0.8)\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}, \quad c = (3.0 \pm 0.2)\%$$

Der in beiden Fällen relativ große Term  $c$  ist in beiden Fällen auf zusätzliche Fluktuationen durch longitudinale Energieverluste zurückzuführen. Daß im Fall der Simulation  $c$  annähernd doppelt so groß ist wie bei den realen Pionen, deutet auf eine ungenügende Beschreibung der realen Fluktuationen in hadronischen Schauern durch das Simulationsprogramm – insbesondere bei hohen Einzelteilchenenergien – hin.

Die Form der Parametrisierung der gewählten Gewichtungsfunktionen erlaubt prinzipiell eine bessere Kompensation, wie in Abbildung 6.13 dargestellt ist. In dieser Abbildung ist die Auflösung für reale Pionen unter Verwendung des gleichen Gewichtungsansatzes gezeigt. Die Werte für die Parameter ändern sich allerdings durch eine andere,

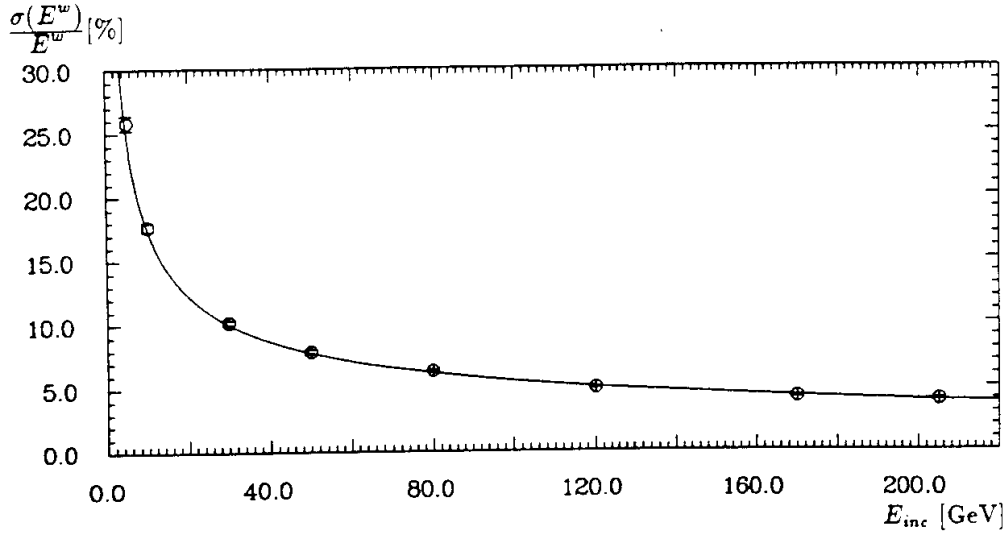


Abbildung 6.13: Gewichtete Energieauflösung für experimentelle Pionereignisse mit einer von der Tailcatcherkalibration abhängigen Normierung.

auf einer nicht auf Simulationen übertragbaren Energiekalibration des digitalen Tailcatchersignals beruhenden Berechnung der im Argon Kalorimeter deponierten Energie:

$$E_{dep} = E_{inc} - E_{TC}; \quad E_{TC} = 0.025 \cdot h^{1.4} \text{ GeV}$$

Dabei ist  $h$  die Zahl der Drahttreffer im Tailcatcher [Ber90]. Die angepaßten Parameter der Auflösungsfunktion sind in diesem Bild:

$$a = (54.7 \pm 0.4)\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}, \quad c = (0.7 \pm 0.2)\%$$

## 6.3 Rekonstruktion von Teilchenjets

Das im folgenden vorgeschlagene Modell zur Energierekonstruktion wird anhand von reinen Simulationen ohne Berücksichtigung der Beiträge durch elektronisches Rauschen und dadurch bedingte Kanalselektionen diskutiert. Die Basis sind die schon im letzten Abschnitt verwendeten Simulationen einzelner Pionen im Kalibrationsmodul und die unter gleichen Bedingungen simulierten Signale aus den Fragmenten von  $u$ -Quarkjets. Es sei darauf hingewiesen, daß weder die Definition von Teilchenjets noch bestimmte Jetcharakteristika in die Rekonstruktion direkt eingehen.

### 6.3.1 Ein Modell zur Energierekonstruktion von Jets

Die Rekonstruktion von durch Teilchenjets deponierter Energie wird unter der Vorstellung erfolgen, daß der in einem Jet vorhandene, insbesondere durch Photonen aus

Zerfällen neutraler Pionen getragene primäre elektromagnetische Energieanteil im Kalorimeter von der durch die Hadronkomponente des Jets deponierten Energie getrennt werden kann. Die durch die Photonen produzierten Signale sind auf der elektromagnetischen Skala geeicht; die Anwendung der oben vorgeschlagenen Gewichtungsfunktionen auf Kanäle im photoninduzierten elektromagnetischen Schauer könnte zu einer Überschätzung der deponierten Energie in einer typischen Größenordnung von 20% führen.

Die Hadronkomponente eines Jets zeichnet sich bezüglich ihres Kalorimetersignals durch die schon beim Eintritt in das Kalorimeter größere Teilchenmultiplizität und relativ geringe Energie der einzelnen Teilchen aus. Damit kann sie als die rein hadronische Komponente eines weit vor dem Kalorimeter gestarteten Einzelteilchenschauers angesehen werden. Diese einfache Interpretation legt es nahe, die durch die hadronische Jetkomponente deponierte Energie mittels derselben Funktionen zu rekonstruieren wie durch einzelne Pionen induzierte hadronische Schauer. Da die Hadronkomponente des Jets sich in diesem Bild in einer späteren Schauerphase befindet als der mittlere, energetisch vergleichbare durch ein Pion induzierte hadronische Schauer, scheint eine Parametrisierung der Gewichtungsfunktionen unter Verwendung globaler Schauergrößen nicht geeignet zu sein. Die bereits vorgestellte Parametrisierung auf der Basis lokaler Substrukturen hadronischer Schauer hat den Vorteil, daß im Mittel die Korrelation zwischen dem Signal und dem hadronischen Charakter solcher Cluster nicht von der Multiplizität der Hadronen vor dem Kalorimeter abhängen sollte. Impliziert wird, wie schon bei den Einzelteilchen, daß die Clusterbildung auf physikalisch relevanten Korrelationen von in Kanälen deponierter Energie beruht.

### Struktur der Teilchenjets

Bevor die Vorgehensweise bei der Rekonstruktion der Jetenergie weiter diskutiert wird, sollen hier kurz die verwendeten Ereignisse unter dem für die kalorimetrische Rekonstruktion wichtigem Aspekt der Winkelabhängigkeit des Energieflusses vorgestellt werden. Andere Gesichtspunkte der Fragmentation werden im Rahmen der hier erörterten Studien nicht diskutiert (zu den verwendeten Programmen siehe Anhang A).

Es stehen Jets zur Verfügung, die aus der Fragmentation von  $u$ -Quarks mit Impulsen von 20, 40, 80 und 100 GeV/c unter Winkeln von  $\theta = 10^\circ$  und  $\phi = 22.5^\circ$ , gemessen relativ zur Protonrichtung in H1, stammen und deren Konstituenten hauptsächlich in den Bereich des IF Kalorimeters einstreuen. In Abbildung 6.14 ist die Signalverteilung der Fragmente eines solchen Jets aus einem 20 GeV  $u$ -Quark exemplarisch gezeigt. Die jeweiligen Energiespektren für Hadronen und die elektromagnetische Jetkomponente sind für die kleinste und die größte zur Verfügung stehende Jetenergie in Abbildung 6.15 gezeigt. Der Energiefluß in Abhängigkeit von  $\theta$  ist in den Bildern in Abbildung 6.16 jeweils für die elektromagnetischen Komponenten (Elektronen, Positronen und Photonen) und für geladene und neutrale Hadronen im Vergleich mit dem totalen Fluß gezeigt.

### 6.3.2 Selektion von Clustern

Aufgrund der sehr unterschiedlichen räumlichen Ausbreitungsskalen von elektromagnetischen und hadronischen Schauern ist es möglich, die primäre elektromagnetische Fraktion eines Jets auf der Clusterebene bis zu einem gewissen Grad zu isolieren. Die Qua-

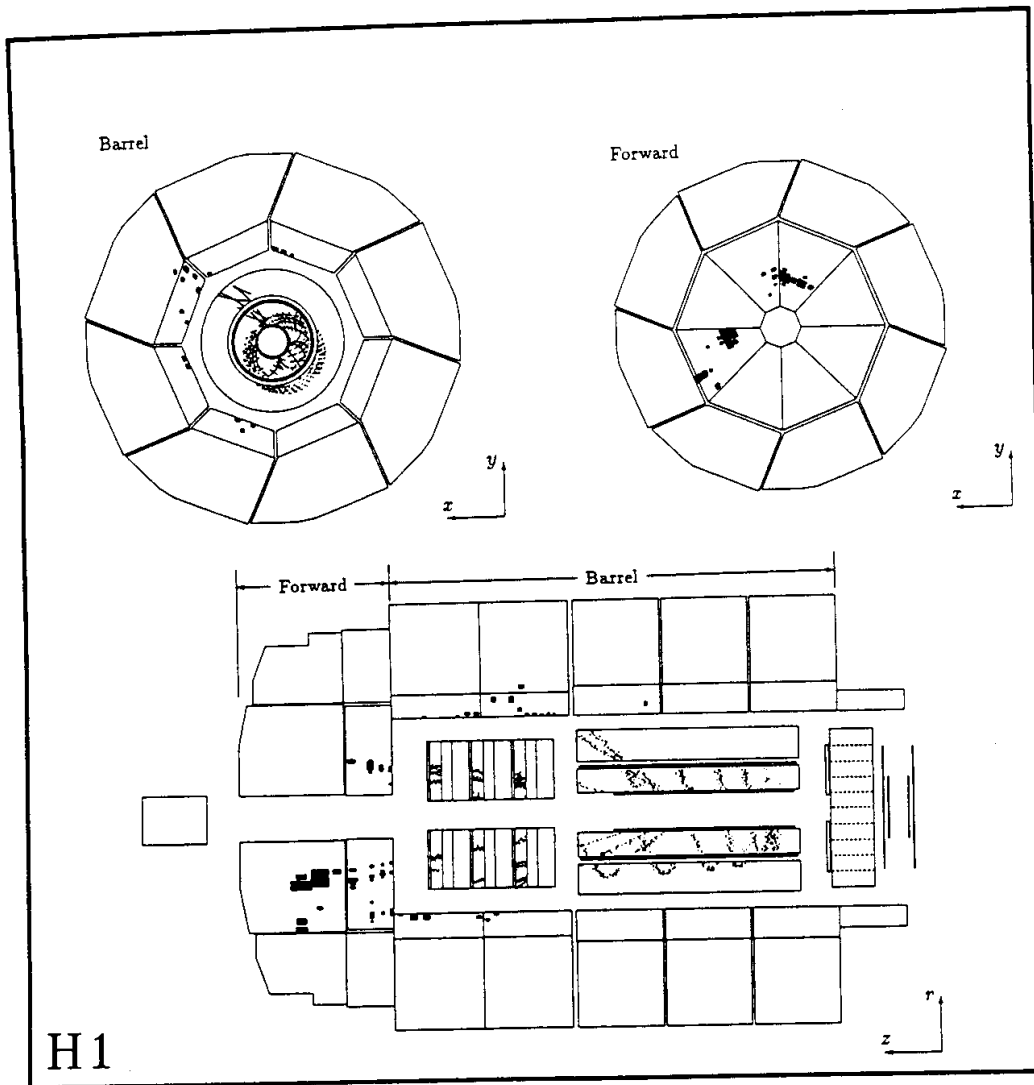


Abbildung 6.14: Signale eines Jets aus der Fragmentation eines  $20 \text{ GeV}$   $u$ -Quarks im H1 Detektor. In der unteren Bildhälfte ist eine  $r - z$  Projektion des Kalorimeters und der Spurkammern gezeigt. Oben links ist ein Querschnitt aus dem Bereich des Barrels, oben rechts einer aus dem Bereich der Forward Kalorimeter dargestellt. Bei diesem simulierten Ereignis ist ein langsames, geladenes Teilchen zu sehen, welches im Innendetektor im Magnetfeld eine spiralförmige Spur hinterläßt.

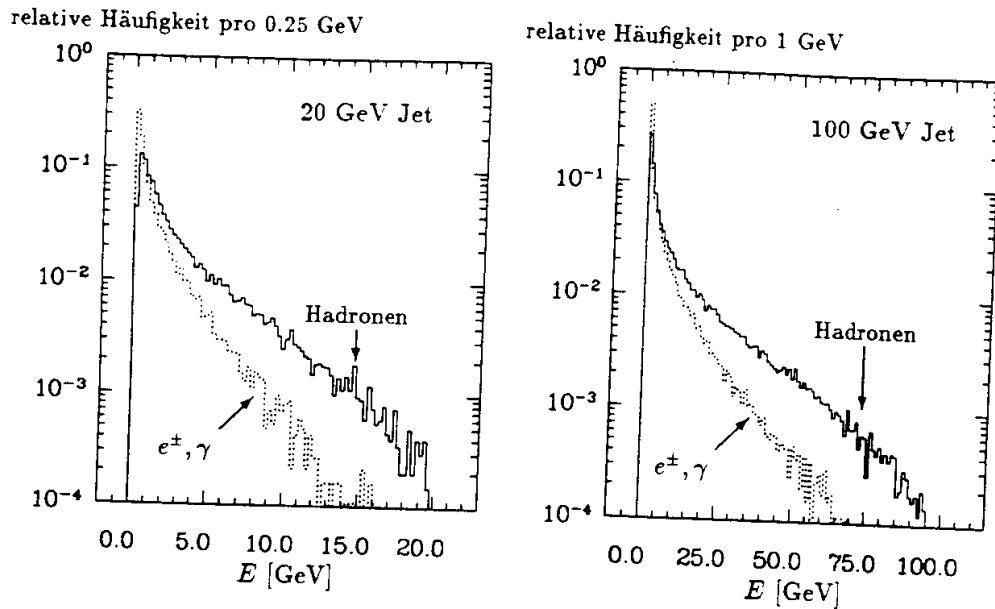


Abbildung 6.15: Die Energiespektren der in den simulierten Teilchenjets produzierten elektromagnetischen und hadronischen Einzelteilchen für zwei verschiedene Jetenergien.

lität, mit der elektromagnetische Cluster gefunden werden können, ist abhängig von der Granularität des Kalorimeters; im H1 Detektor reicht sie in den elektromagnetischen Kalorimetern aus, um einfallende Elektronen von Pionen zu trennen [Col90, Sir92]. Die intrinsische elektromagnetische Komponente kann allerdings im Allgemeinen wohl nicht isoliert werden.

Die Separation kann, falls ein Cluster über genügend Kanäle verfügt, aufgrund eines  $\chi^2$  Tests erfolgen, in dem die Momente der räumlichen Energieverteilungen mit denen eines elektromagnetischen Schauers der Clusterenergie verglichen werden (die Grundlagen der Methode sind z.B. in [Bab79, Eng83] beschrieben). Häufig sind die Cluster allerdings zu klein, um die Momente mit genügender statistischer Signifikanz ausrechnen zu können. Deshalb werden einige elementare Größen – definiert auf der elektromagnetischen Skala – zur Klassifizierung benutzt [Gör91, Sir92]:

- der im ersten longitudinalen Segment des elektromagnetischen Kalorimeters gemessene Anteil  $F_0$  am gesamten Clustersignal  $E_{Cl}^0$ ;
- der in Kanälen des elektromagnetischen Kalorimeter gemessene Anteil  $F_{emc}$  an  $E_{Cl}^0$ ;
- der Anteil  $F_{4h}$  der Summe der Signale in den Kanälen mit den vier höchsten Signalen in einem Cluster.

Diese Größen benutzen nicht explizit die Schauerstrukturen, die nur mit stark von der Kalorimetergeometrie abhängigen Fehlern – und damit in großer Abhängigkeit vom Winkel  $\theta$  in H1 – gemessen werden können. Dagegen werden mehr phänomenologische,

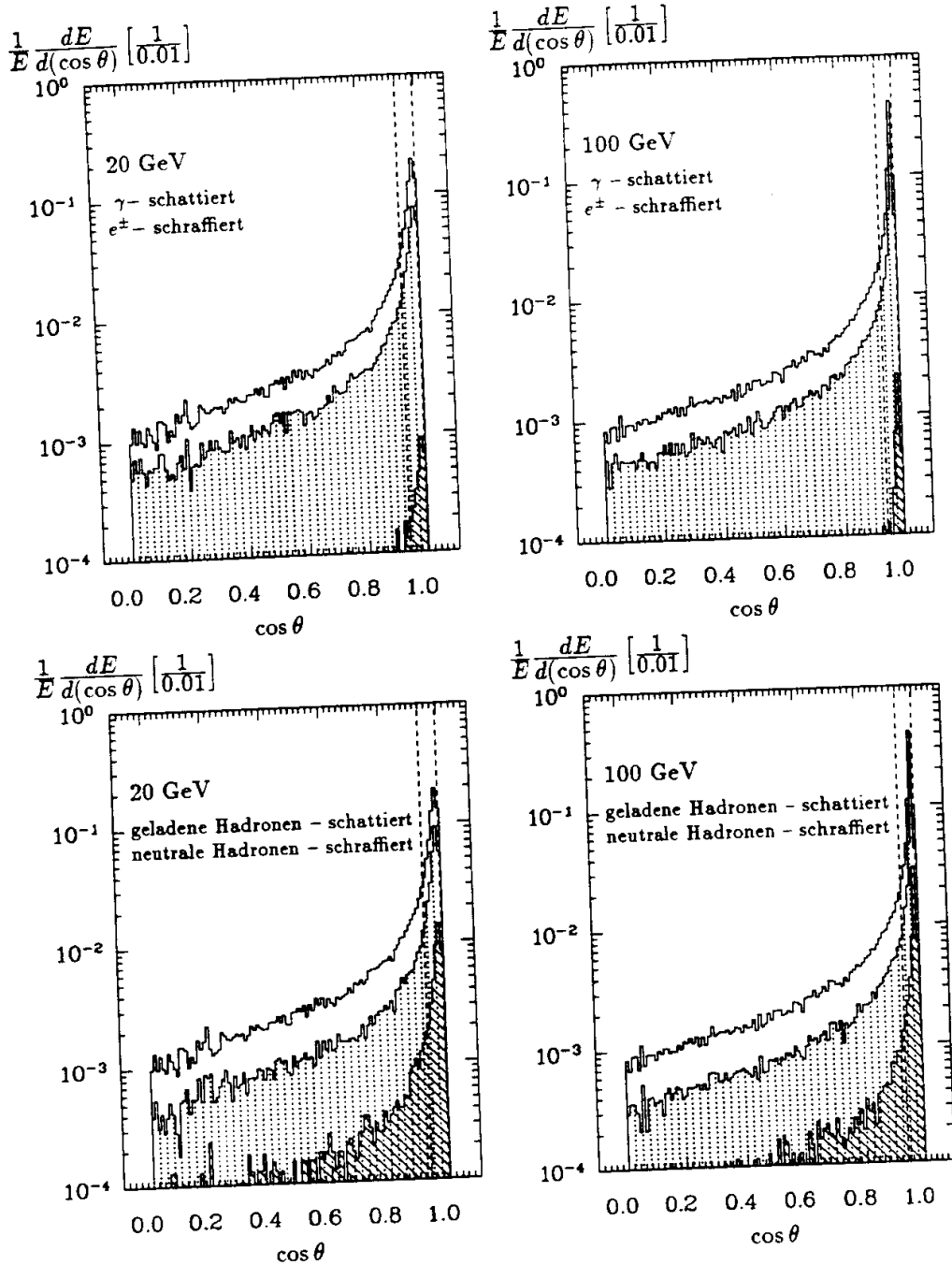


Abbildung 6.16: Der elektromagnetische (oberer Bildteil) und hadronische Energiefluß in Abhängigkeit von  $\cos \theta$  für 20 und 100 GeV Jets aus  $u$ -Quark Fragmentationen. Die offenen Histogramme zeigen den totalen Energiefluß aller Teilchen (neutrale Hadronen sind ohne Beiträge von  $\pi^0$  oder  $\eta$  zu verstehen). Das IF Kalorimeter befindet sich in dem Bereich zwischen den senkrechten, gestrichelten Linien.

weniger auf Unterschiede in der Geometrie der Kalorimeterräder empfindliche Aspekte der Schauerentwicklung, wie die relative hohe Energiedichte in elektromagnetischen Schauern ( $F_{4h}$ ) und die Tatsache, daß das erste longitudinale Segment typischerweise bereits drei Strahlungslängen, aber nur wenige 10 % einer Absorptionslänge tief ist, was praktisch alle primären Photonen und nur sehr wenige Hadronen zum Starten von Schauern bringt, ausgenutzt ( $F_{emc}, F_0$ ).

Die Schnitte in den drei vorgestellten Größen, die zur Separation elektromagnetischer Cluster benutzt werden sollen, können anhand von Clustern in Elektronereignissen, wo ein Cluster praktisch den gesamten elektromagnetischen Schauer enthält, untersucht werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.17 dargestellt. Die Energieabhängigkeit der Schnitte wird direkt als Funktion der Clusterenergie  $E_{Cl}^0$  parametrisiert:

$$\max(0.01, 0.05 - 0.01 \cdot \ln E_{Cl}^0) < F_0 < \max(0.10, 0.60 - 0.12 \cdot \ln E_{Cl}^0) \quad (6.15)$$

$$\min(0.60, 0.50 + 0.02 \cdot \ln E_{Cl}^0) < F_{4h} < \max(0.75, 0.98 - 0.05 \cdot \ln E_{Cl}^0) \quad (6.16)$$

$$F_{emc} > 0.98 \quad (6.17)$$

$E_{Cl}^0$  ist dabei in GeV zu messen.

Auf das explizite Studium der Effizienz dieser Selektionskriterien sei an dieser Stelle verzichtet; im Rahmen der Teilchenidentifikation im H1 Kalorimeter werden diese Aspekte – auch für andere Bestimmungsgrößen – genauer diskutiert [Sir92]. Stattdessen wird die Auswirkung der Clusterselektion auf die vollständig rekonstruierte Energie für hadronische Einzelteilchenereignisse und die oben genannten Jets diskutiert.

### 6.3.3 Rekonstruktion mit Clusterfilter

Die vollständige Rekonstruktion sowohl der simulierten Einzelteilchenereignisse als auch der  $u$ -Quarkjets erfolgt unter Verwendung des Filters für elektromagnetische Cluster. Formal stellt sich die in einem Ereignis rekonstruierte Energie  $E^w$  damit wie folgt da:

$$E^w = \underbrace{\sum E_{Cl}^0}_{\text{elektromagnetische Cluster}} + \underbrace{\sum E_{Cl}^w}_{\text{hadronische Cluster}} \quad (6.18)$$

Die über die Bedingungen (6.15) bis (6.17) definierten elektromagnetischen Cluster sind auf der idealen elektromagnetischen Skala kalibriert. Die verbleibenden Cluster werden als hadronisch gewertet; die Rekonstruktion ihrer Energie erfolgt durch Anwendung der Gewichtungsfunktionen nach (6.4). Die dabei verwendeten Parameter sind unter Verwendung von Pionereignissen ohne Berücksichtigung des elektronischen Rauschens ermittelt worden, wie in Abschnitt 6.2 beschrieben. Insgesamt beruht die Rekonstruktion der Energie in diesem Modell also nur auf direkt meßbaren charakteristischen Größen von hadronischen und elektromagnetischen Einzelteilchenschauern ohne explizite Verwendung der Topologie des zu rekonstruierenden Ereignisses. Zunächst wird gezeigt, daß die gewählten Selektionskriterien für elektromagnetische Cluster die Rekonstruktion von hadronischen Einzelteilchenereignissen bezüglich der Energielinearität nicht verschlechtert

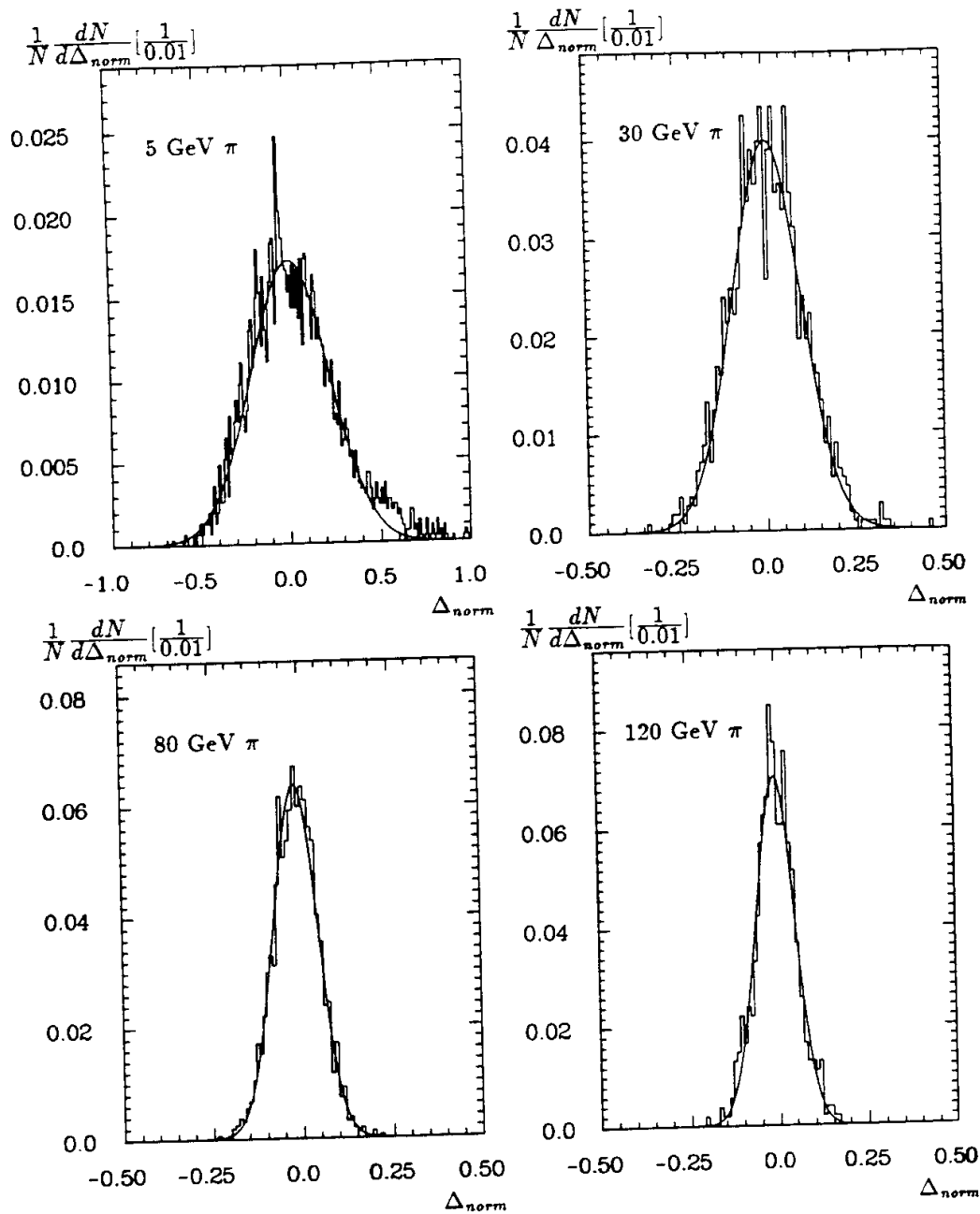


Abbildung 6.18: Die relative Differenz zwischen mit Selektion der elektromagnetischen Cluster rekonstruierten Energie und der tatsächlich deponierten Energie für simulierte Pionen. Die Kurven zeigen die entsprechende Normalverteilung.



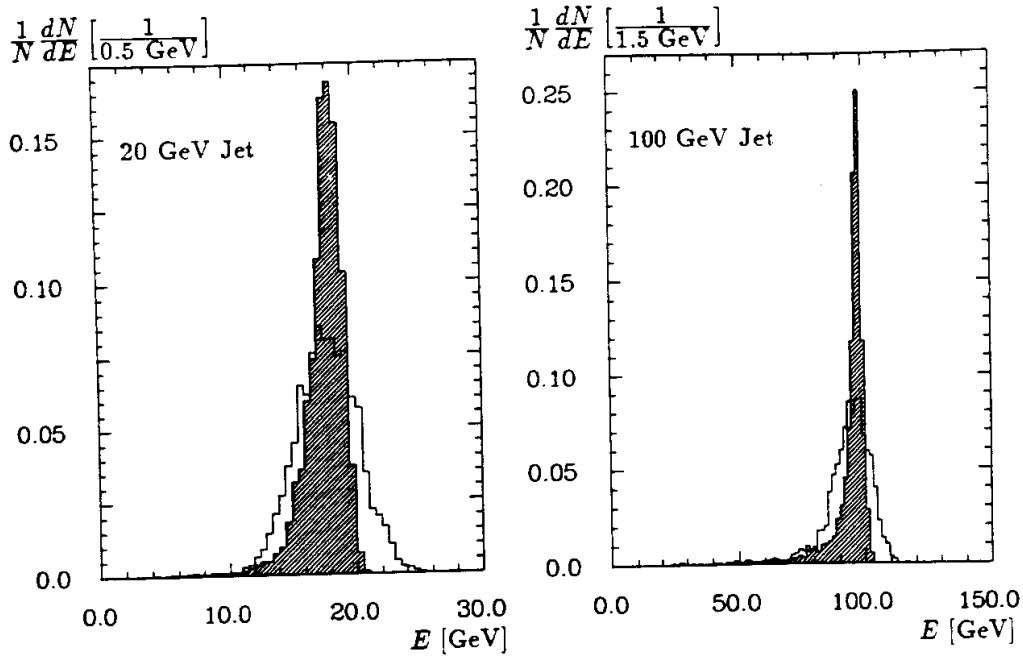


Abbildung 6.20: Die durch Jets im Flüssig Argon Kalorimeter deponierte (schraffiert) und rekonstruierte Energie.

für simulierte Pionen zweier Strahlenergien, jeweils getrennt für die als elektromagnetisch bzw. als hadronisch identifizierte Cluster. Die Einträge in den Verteilungen sind mit dem relativen Energieanteil für jeden Cluster gewichtet. Signifikant zur total deponierten Energie beitragende, als elektromagnetisch identifizierte Cluster sind relativ gut auf der elektromagnetischen Skala kalibriert. Dieses deutet auf einen großen intrinsischen elektromagnetischen Energieanteil in den entsprechenden Kanälen hin.

Bei den 5 GeV Pionen sind die relativen Energiebeiträge durch elektromagnetisch kalibrierte Cluster klein ( $< 1\%$ ). Diese Cluster sind aufgrund der Ineffizienz der Selektion insbesondere bei niedrigen Energien häufig fehlidentifiziert; die in ihnen rekonstruierte Energie ist im Mittel zu klein.

Zusammenfassend zeigt das Ergebnis dieser Analyse, daß der angewendete Filter zur Selektion elektromagnetischer Cluster die Qualität der Energierekonstruktion nur geringfügig beeinflusst. Der breite Untergrund schlecht kalibrierter Cluster trägt nur sehr wenig zur rekonstruierten Energie in einem vollständigen Ereignis bei. Cluster mit Energiebeiträgen von mehr als ein Prozent an der total deponierten Energie sind in der Regel gut kalibriert.

### Energierekonstruktion der Jets

Genau wie der bei der vorhergehend beschriebenen Rekonstruktion von hadronischen Einzelteilchenereignissen wird die Qualität der Energiemessung in dem vorgestellten Kalibrationsmodell nun für die Teilchenjets aus der  $u$ -Quark Fragmentation bestimmt. In analoger Vorgehensweise wird dazu die relative Differenz  $\Delta_{norm}$  auf der Basis ein-

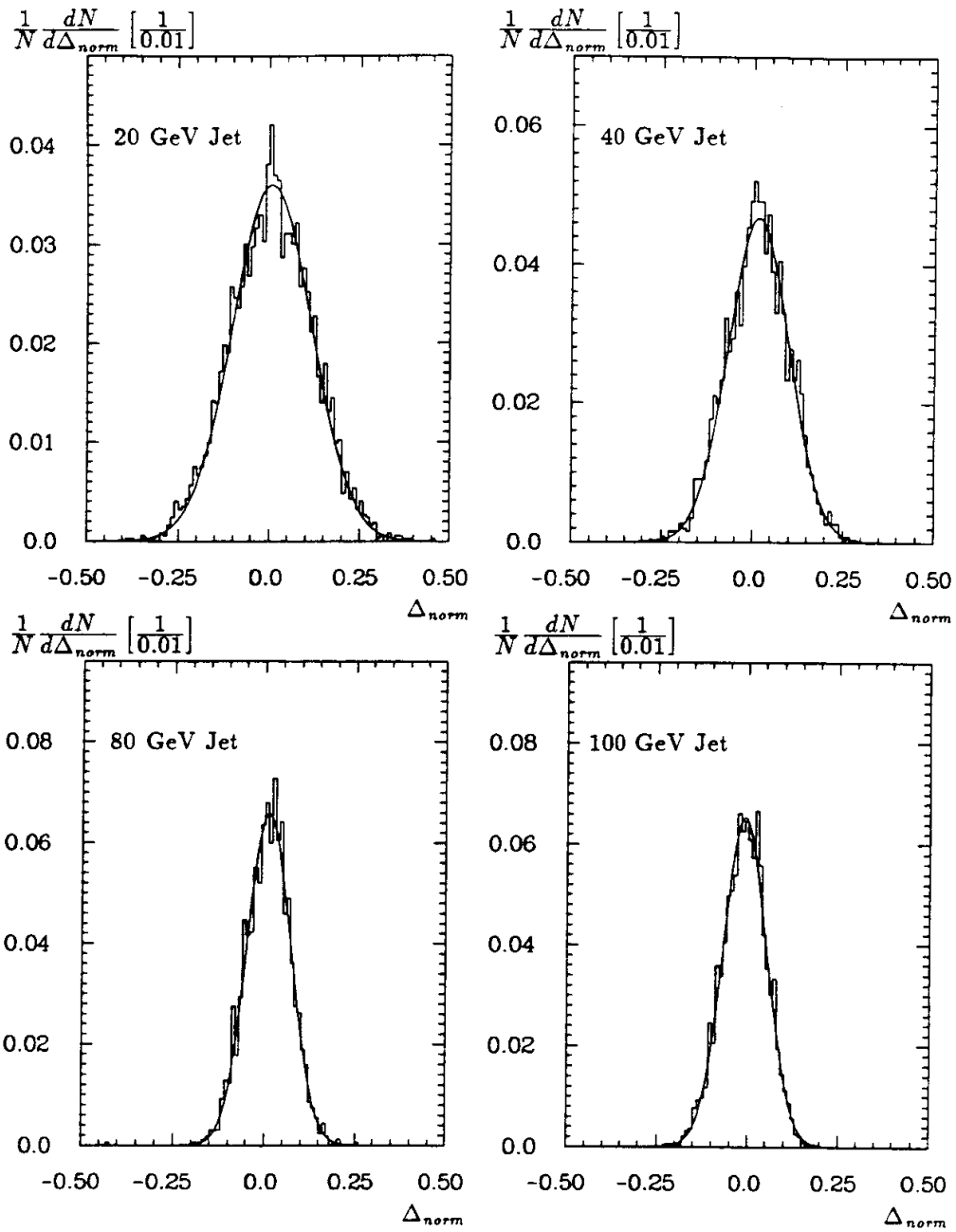


Abbildung 6.21: Die Abweichung der nach Gleichung ( 6.18) rekonstruierten und der tatsächlich deponierten Energie für die im Text besprochenen Jets.

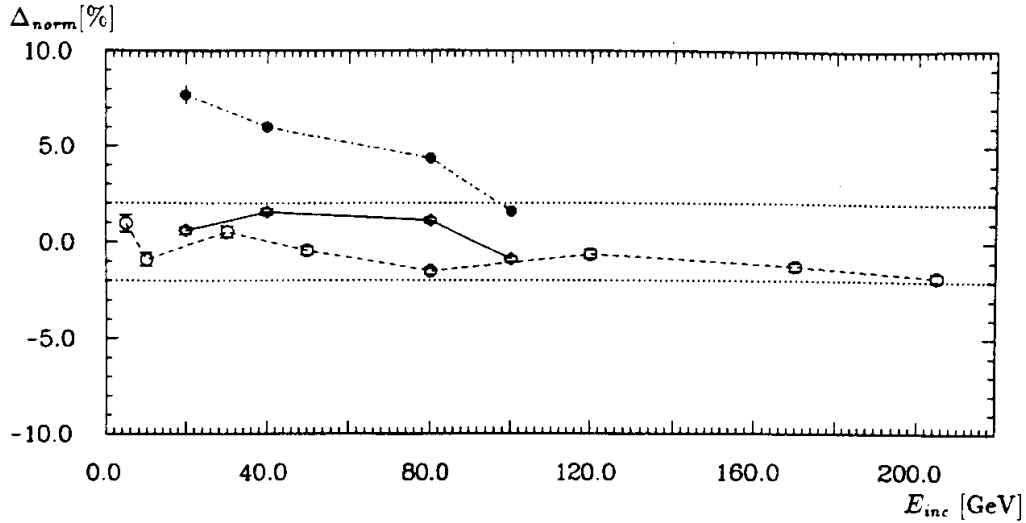


Abbildung 6.23: Linearität für Jets ( $\square$ ) und für identisch rekonstruierte Pionen ( $\circ$ ). Zum Vergleich ist der mittlere relative Unterschied zwischen deponierter und rekonstruierter Jetenergie gezeigt, wenn der Filter zur Identifikation elektromagnetischer Cluster ausgeschaltet ist ( $\bullet$ ).

struierten Einzelteilchenereignisse dargestellt; innerhalb eines Fehlers von zwei Prozent ist das beschriebene Kalibrationsmodell unabhängig von der Art und der Größe der eingestreuten Energie.

Durch die Art des Gewichtungsansatzes bedingt wird die ohne Selektion elektromagnetischer Cluster rekonstruierte Energie für Teilchenjets im allgemeinen zu groß sein. In der Abbildung 6.23 ist dieser Effekt gezeigt, der von einer Überschätzung in der Größenordnung von etwa 8% bei 20 GeV bis zu nur etwa 1.6% bei 100 GeV Jetenergie variiert. Somit ist die Selektion bei höheren Jetenergien bezüglich der Energielinearität in der Rekonstruktion weniger kritisch.

Die erreichte Auflösung ist, als Funktion der deponierten Energie, in Abbildung 6.24 gezeigt. Generell ist aufgrund der primären elektromagnetischen Komponenten in den Teilchenjets eine bessere Auflösung zu erreichen als für rein hadronisch eingestreute Energie. Die Anpassung der Auflösungsfunktion

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + c^2}$$

ergibt für die Pionen

$$a = (46.4 \pm 0.2)\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}; \quad c = (3.1 \pm 0.2)\%$$

und für die Teilchenjets

$$a = (37.5 \pm 1.0)\% \sqrt{\text{GeV}}; \quad c = (3.7 \pm 0.2)\%.$$

Der auch bei den Teilchenjets relativ große Beitrag  $c$  ist bedingt durch die mit wachsender Jetenergie abnehmende Effizienz in der Selektion elektromagnetischer Cluster,

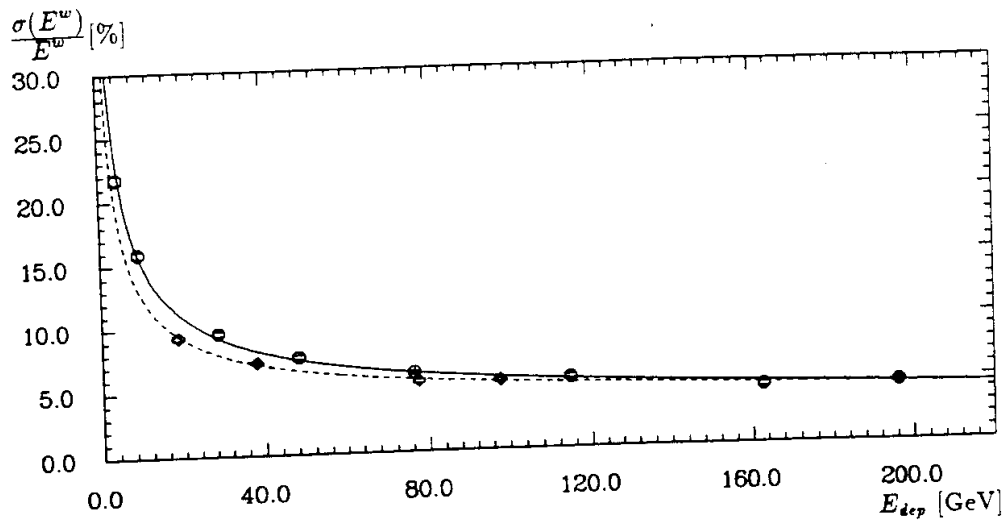


Abbildung 6.24: Die Energieauflösung für identisch rekonstruierte Pionen ( $\circ$ ) und Jets ( $\diamond$ ). Die Kurven zeigen das Ergebnis von Anpassungen der schon eingeführten Auflösungsfunktion.

die neben den intrinsischen weitere Fluktuationen im elektromagnetischen Energiegehalt einführt. Die mögliche Ursache für den relativ großen konstanten Term bei den Pionen ist bereits im Abschnitt 6.2 beim Vergleich der Auflösungen für simulierte und experimentelle Pionen angesprochen worden.

### Fehlerbetrachtungen

Abschließend folgt eine kurze Betrachtung der Güte der erreichten Kalibration, die für Hadronenergien zwischen 5 und 50 GeV im wesentlichen über die Vergleichbarkeit zwischen simulierten und realen Pionsignalen definiert wird. Bei höheren Energien ab 80 GeV sind die rekonstruierten Signale sehr viel besser vergleichbar, der Fehler wird hier durch die Abweichungen von der Energielinearität und den Fehler der elektromagnetischen Skala bestimmt.

Da die elektromagnetische Skala im ersten Schritt der Energierekonstruktion verwendet wird, überträgt sich deren systematische Unsicherheit auch auf die hadronische Kalibration. Unter der Annahme, daß alle Fehler bei den Kalibrationsmessungen in den systematischen Fehler der Elektronkalibration absorbiert werden, sind bei der Berechnung der systematischen Unsicherheit der hadronischen Kalibration noch die folgenden Beiträge zu beachten:

- der Fehler aus der Anpassung der Gewichtungsfunktionen wird über die Vergleichbarkeit der rekonstruierten und der deponierten Energie für die simulierten Pionereignisse zu 0.8% bestimmt (Tabelle 6.1 auf Seite 110, Spalte 1).
- die Übertragbarkeit der mittels simulierten Daten bestimmten Gewichtung auf Signale in experimentellen Pionereignissen kann in zwei verschiedenen Energiebereichen mit:

- einer etwa 3% zu groß rekonstruierten Energie für experimentelle Pionen zwischen 5 und 50 GeV  
- und einer etwa 1% zu klein rekonstruierten Energie für experimentelle Pionen im Bereich von 80 bis 205 GeV  
angegeben werden (Tabelle 6.1, Spalte 2).

- die Selektion des primären elektromagnetischen Energieanteils in Teilchenjets mittels eines einfachen Filters auf Clusterebene erlaubt die Anwendung der aus simulierten Pionereignissen gewonnenen Gewichtungsfunktionen auf Kanäle in als hadronisch klassifizierten Clustern. Die erreichten Abweichungen von der Energielinearität sind sowohl für die Teilchenjets als auch für hadronische Einzelteilchenereignisse, die mit dem gleichen Algorithmus rekonstruiert werden, etwas kleiner als 2% (Abbildung 6.23 auf Seite 125).
- der hier nicht weiter studierte Einfluß von toten oder heißen Kanälen auf die Pionkalibration ist kleiner als 0.1%, wie mit Simulationsergebnissen verifiziert werden konnte.

Zusammenfassend kann, je nach betrachteten Energiebereich, der systematische Fehler in der Kalibration für Teilchenjets – unter Berücksichtigung aller aufgezählten Effekte – im besseren Fall bei hohen Energien mit 3.0% und im schlechteren Fall bei kleineren Energien mit 4.2% abgeschätzt werden. Es bleibt zu bemerken, daß alle Ergebnisse nur in einem bestimmten Teil des H1 Flüssig Argon Kalorimeters erreicht wurden und insbesondere Interkalibrationseffekte zwischen einzelnen Rädern und die Abhängigkeit der Effizienz der Identifizierung elektromagnetischer Cluster vom Jetwinkel  $\theta$  zu größeren Fehlerbeiträgen führen können.

# Zusammenfassung

Ein wesentliches Ziel der mit verschiedenen Modulen des H1 Flüssig Argon Kalorimeters in den Jahren 1989 und 1990 durchgeführten Kalibrationsmessungen in einem Teststrahl des CERN SPS war, die elektromagnetische Skala für jedes der Räder des Kalorimeters<sup>3</sup> zu ermitteln. Weitere wichtige Ziele dieser Messungen waren das Studium von Pionsignalen und Fragen der Elektron-Pion Trennung.

Die Ergebnisse der Kalibrationsmessungen und der entsprechenden Simulationen erlauben die Bestimmung der elektromagnetischen Skala für das hier studierte Kalibrationsmodul des inneren Vorwärtskalorimeters innerhalb einer systematischen Unsicherheit von 1.9%. Die Abweichung von der Energielinearität wird durch die relative Differenz zwischen simulierten und experimentellen Elektronensignalen für jede Strahlenergie definiert und ist nach den vorliegenden Ergebnissen etwas kleiner als 1%. Die leicht von der Einschußenergie abhängigen Unterschiede zwischen der auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierten und der durch Elektronen deponierten Energie zwischen etwa 2.5% bei 5 GeV und etwa 1.5% bei 50 GeV werden durch den Beitrag des elektronischen Rauschens und die Schnitte zur Rauschunterdrückung hervorgerufen.

Die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt für gemessene Elektronen  $\sigma/E \approx 13.7\sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 200 \text{ MeV}/E$ ; für simulierte Elektronensignale sind etwas kleinere Sampling Fluktuationen gefunden worden ( $\sigma/E \approx 11.8\sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 198 \text{ MeV}/E$ ).

Die experimentellen Signale von Pionen im elektromagnetischen und hadronischen Kalibrationsmodul sind auf der elektromagnetischen Skala innerhalb einer Unsicherheit von etwa 2% durch Simulationen zu reproduzieren. Bemerkenswert ist auch die relativ gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung bezüglich der longitudinalen und transversalen hadronischen Schauerstrukturen.

Diese Ergebnisse legen es nahe, die zur Rekonstruktion der durch Hadronen deponierten Energie notwendigen Gewichtungsfunktionen aus der Simulation zu bestimmen, da für diese Daten die Beziehung zwischen dem Signal und der deponierten Energie besser bekannt ist als bei der Messung. Bei der Bestimmung der Gewichtungsfunktionen wurden die Korrelationen zwischen den Signalen in einzelnen Kalorimeterzellen durch Zusammenfassung der Zellen zu Clustern direkt zur Parametrisierung genutzt. Die Abweichungen von der Energielinearität ist nach Anwendung der Signalgewichtung für simulierte Pionen im studierten Energiebereich zwischen 5 und 205 GeV etwas kleiner als 1%.

Die Anwendung der aus der Simulation bestimmten Gewichtungsfunktionen auf experimentelle Pionereignisse führt bei kleineren Energien (5 - 50 GeV) zu einer im Ver-

---

<sup>3</sup>das detaillierte Studium von Elektronensignalen und der elektromagnetischen Skala für die CB Räder ist in [Lap91] zu finden; für das BBE sind entsprechende Ergebnisse zu erwarten [Bor92].

gleich mit der Simulation um etwa 3% zu groß rekonstruierten Energie. Bei größeren Energien (80 – 205 GeV) wird dagegen aus den experimentellen Signalen eine um etwa 1% zu kleine Energie rekonstruiert. Die für experimentelle Pionen erreichte Auflösung ist  $\sigma/E \approx 49.7\sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 1.6\%$ ; bei simulierten Pionen wird eine etwas schlechtere Kompensation erreicht, deren Ursachen unter anderem in der Parametrisierung der Fluktuationen in hadronischen Schauern bei großen Einzelteilchenenergien zu suchen sind ( $\sigma/E \approx 49.8\sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 3.0\%$ ).

Auf der Basis der Kalibrationen für Elektronen und Pionen kann die durch Teilchenjets im Kalorimeter deponierte Energie rekonstruiert werden. Anhand von simulierten Jets mit Energien zwischen 20 und 100 GeV wurde dazu ein einfaches Modell getestet, in dem durch Anwendung eines einfachen Filteralgorithmus Cluster als elektromagnetisch oder hadronisch klassifiziert werden. Damit ist es möglich, die durch Photonen in Teilchenjets hervorgerufenen Signale im Kalorimeter mit einer bestimmten Effizienz zu lokalisieren; die entsprechenden Signale sind dann – wenn simulierte Ereignisse ohne Rauschbeiträge und entsprechende Schnitte betrachtet werden – auf der elektromagnetischen Skala geeicht. Die Signale in den als hadronisch klassifizierten Clustern werden mit den aus den simulierten Pionereignissen bestimmten Funktionen gewichtet.

Die Rekonstruktion der deponierten Energie ist mit diesem Modell innerhalb einer zweiprozentigen Unsicherheit möglich. Bei Anwendung des Filteralgorithmus auf Pionereignisse ist die Abweichung von der Energielinearität in dem untersuchten Energiebereich auch für diese Ereignisse nie mehr als 2%.

Die relative Energieauflösung für Teilchenjets zeigt eine deutliche Dämpfung der intrinsischen Fluktuationen, aber auch einen relativ großen konstanten Term, der durch die bei hohen Jetenergien kleiner werdende Effizienz im Lokalisieren elektromagnetischer Cluster hervorgerufen wird ( $\sigma/E \approx 37.5\sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 3.7\%$ ).

# Anhang A

## Parameter der Simulationen

### A.1 Verwendete Programme

Die für die Simulationen der Elektron-, Pion- und Jetsignale im Kalorimeter verwendeten Programmpakete sind Teil der Standard H1 *Software*. Für die Simulation der Kalibrationsmessungen wurde das ARCET Programm verwendet; die Signale der  $u$ -Quarkjets wurden mit H1SIM simuliert. Die verwendeten Versionen der beiden Programme basieren auf GEANT [Bru87] in der Version 3.14/16 mit GHEISHA 8 [Fes85] für hadronisch deponierte Energie.

Die geometrische Beschreibung der Kalorimeter und die Simulation der deponierten Energie und des entsprechenden Signals sind in H1SIM und in ARCET identisch. Damit sind auch die elektromagnetische Skala in beiden Simulationsprogrammen gleich. Unterschiede bestehen darin, daß in H1SIM der gesamte H1 Detektor implementiert ist während in ARCET der Aufbau des Teststrahls und der Kryostat beim CERN detailliert beschrieben sind.

Die einzelnen im simulierten Schauer erzeugten Teilchen wurden bis zu den in der folgenden Übersicht angegebenen unteren Energieschwellen durch das Kalorimeter verfolgt:

Teilchenart	Energieschwelle [MeV]
$e^\pm$	1.0
$\gamma$	0.2
alle anderen	1.0

Die GEANT Steuerparameter zur Selektion physikalischer Prozesse wurden auf die folgenden Werte gesetzt: (vgl. [Bru87])

Parameter	IPAIR	ICOMP	IPHOT	IPFIS	IDRAY	IANNI	
Wert	1	1	1	0	1	1	
Parameter	IBREM	IHADR	IMUNU	IDCAY	ILOSS	IMULS	IRAYL
Wert	1	1	1	1	1	2	0



Zusätzlich wurde noch eine Signalabschwächung nach Birk's Law (vgl. Diskussion im Abschnitt 3.1) bei der Simulation berücksichtigt.

Die verwendeten Jets wurden mit dem *String* Fragmentationsmodell in LEPTO Version 5.2 generiert. Die Fragmente des Jets wurden dann mit H1SIM durch den H1 Detektor simuliert.

## A.2 Ereignisstatistik

Die Zahl der simulierten Pionen und Elektronen wurde so gewählt, daß der statistische Fehler in der Energierekonstruktion jeweils kleiner als 0.5% war. Für die beiden Teilchenarten standen für die verschiedenen Energien folgende Anzahlen von Ereignissen in IF zur Verfügung:

Strahlenergie [GeV]	Elektronen		Pionen		Teilchenjets
	Messung	Simulation	Messung	Simulation	Simulation
1	-	5000	-	-	-
5	2885	1250	1750	4000	-
10	1978	625	2181	3104	-
20	1977	880	-	-	2000
30	4182	1000	6205	4715	-
40	-	-	-	-	2000
50	2378	125	18972	2865	-
80	-	-	18676	3000	2000
100	-	-	-	-	10000
120	-	-	8545	1000	-
170	-	-	14599	1000	-
205	-	-	12905	1000	-

Die in der Tabelle angegebenen Ereignisse beinhalten nur den Teil der von den Kalibrationsmessungen zur Verfügung stehenden Daten, der in dieser Arbeit betrachtet worden ist.

# Literaturverzeichnis

- [Abr81] Abramowicz, H., et al., *The Response and Resolution of an Iron-Scintillator Calorimeter for Hadronic and Electromagnetic Showers between 10 GeV and 140 GeV*, NIM **180** (1981) 429
- [Ako77] Akopdjanov, G.A., et al., *Determination of Photon Coordinates in a Hodoscope Cherenkov Spectrometer*, NIM **140** (1977) 441
- [Ama81] Amaldi, U., *Fluctuations in Calorimetry Measurements*, Phys. Scripta **23** (1981) 409
- [And88] Anders, B., U. Behrens und H. Brückmann, *On the Calculation of the Energy Loss of Muons in Sampling Calorimeters*, NIM **A270** (1988) 140
- [Bab79] Babaev, A., et al., *Properties of Electromagnetic and Hadronic Showers measured with Liquid Argon Calorimeters*, NIM **160** (1979) 409
- [Bar74] Baroncelli, A., *Study of Total-Absorption Counters for Very-High-Energy Particles*, NIM **118** (1974) 445
- [Bet30] Bethe, H., *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*, Ann. d. Phys. **5** (1930) 325
- [Ber91] Berge, J.P., et al., CDHSW Coll., *Measurement of differential cross-sections and nucleon structure functions in charged-current neutrino interactions on iron*, Z. Phys. **C49** (1991) 187
- [Ber90] Bergstein, H., private Mitteilung
- [Bin89] Binder, E., *Test eines Flüssig Argon Kalorimeters für den H1 Detektor mit Untersuchungen zur Kompensation durch Softwaremethoden*, Diplomarbeit Universität Hamburg (1989), DESY F21-90-02 (1990)
- [Bir51] Birks, J.B., *Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations*, Proc. Phys. Soc. **64** (1951) 874
- [Bjo69] Bjorken, J.D., *Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum*, Phys. Rev. **179** (1969) 1547
- [Blo32] Bloch, F., *Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen*, Z. f. Phys. **81** (1932) 363
- [Bor92] Borras, K., Dissertation in Vorbereitung (Universität Dortmund)

- [Bov82] Bovet, C., et al., *The CEDAR Counters for Particle Identification in the SPS Secondary Beams*, CERN/SPS/82-13 (1982)
- [Bra87] Braunschweig, W., et al. (H1 Collaboration), *Results from a Test of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter*, NIM A265 (1988) 419
- [Bra89] Braunschweig, W., et al. (H1 Calorimeter Group), *Performance of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter with an Iron Streamer Tube Tail Catcher*, NIM A275 (1989) 246 419
- [Bru87] Brun, R., et al., *GEANT 3 Manual*, CERN DD/EE/84-1 (1987)
- [Cal69] Callan, C. G., und D. J. Gross, *High Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current*, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156
- [Cat87] Catanesi, M.G., et al., *Hadron, Electron and Muon Response of a Uranium-Scintillator Calorimeter*, NIM A260 (1987) 43
- [Col90] Colombo, M., *Trennung von Elektronen und Pionen in einem Flüssigargonkalorimeter des H1 Detektors*, Diplomarbeit Universität Dortmund (1990)
- [Dis79] Dishaw, J.P., *The Production of Neutrinos and Neutrino-like Particles in Proton-Nucleus Interactions*, SLAC-Report 216 (1979), Dissertation
- [Dob91] Doble, N., und J.F. Laporte, private Mitteilungen
- [Eis90] Eisele, F., *Structure Function Measurements At HERA: Experimental Prospects*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 18C (1990) 1
- [Eng83] Engelmann, R., et al., *Response of a Highly Segmented Extruded Lead Glass Calorimeter to Electrons and Pions between 15 and 45 GeV/c*, NIM 216 (1983) 45
- [Eng84] Engler, J., *Status and Perspectives of Liquid Argon Calorimeters*, NIM 225 (1984) 525
- [Fab75] Fabjan, C.W., in: *Proc. of the Calorimeter Workshop*, Batavia, May 1975, ed. M. Atac, Fermilab 1975
- [Fab77] Fabjan, C.W., et al., *Iron Liquid-Argon and Uranium Liquid-Argon Calorimeters for Hadron Energy Measurement*, NIM 141 (1977) 61
- [Fab85] Fabjan, C.W., *Calorimetry in High-Energy Physics*, CERN-EP/85-54 (1985)
- [Fab89] Fabjan, C.W., und R. Wigmans, *Energy Measurement of Elementary Particles*, CERN-EP/89-64 (1989)
- [Fel88] Feltse, J., *Measurement of Inclusive Differential Cross Sections*, in [Pro88]
- [Fes85] Fesefeldt, H.C., *Simulations of Hadronic Showers*, PITHA-Report 85-02, RWTH Aachen (1985)

- [Fla85] Flauger, W., *Simulation of the Transition Effect in Liquid Argon Calorimeters*, NIM A241 (1985) 72
- [Fla87] Flauger, W., *Some Properties of High Resistive Coating (HRC)*, H1-1/87-56 (1987)
- [Gab76] Gabriel, T.A., und W. Schmidt, *Calculated Response of Iron-Argon and Iron-Plastic Calorimeters for Incident Hadrons with Energies of 5 to 75 GeV*, NIM 134 (1976) 271
- [Ga91a] Gayler, J., H. Küster, P. Loch, *Determination of the Electromagnetic Scale for the IF Calorimeter*, H1-04/91-171 (1991)
- [Ga91b] Gayler, J., *Simulation of H1 Calorimeter Test Data with GHEISHA and FLUKA*, H1-06/91-175, veröffentlicht in [MC91]
- [Ga91c] Gayler, J., private Mitteilung
- [Ga91d] nach einem Hinweis von J. Gayler
- [Gör91] Görlich, L., und H.P. Wellisch, *Documentation of the LAr Clustering*, H1-12/91-204 (1991)
- [Grä91] Gräßler, R., *Kalibration eines elektromagnetischen Kalibrationsmodul für den H1 Detektor*, Diplomarbeit RWTH Aachen (1991)
- [Gre90] Greif, H., *Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron-Proton Speicherring-Experimenten*, MPI-PAE/Exp.El. 229 (1990) (Dissertation Technische Universität München)
- [Hal84] Halzen, F. und A.D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, 1984
- [H1T86] H1 Collaboration, *Technical Proposal for the H1 Detector*, 1986
- [H1P87] H1 Collaboration, *Technical Progress Report*, 1987
- [H1P89] H1 Collaboration, *Technical Progress Report*, 1989
- [Hof76] Hofmann, W., et al., *Production and Transport of Conduction Electrons in a Liquid Argon Ionization Chamber*, NIM 135 (1976) 151
- [Hol88] Hollik, W., *Radiative Corrections in Deep Inelastic Scattering - Essentials for HERA Processes*, in [Pro88]
- [Hub80] Hubbell, J.H., H.A. Grimm und I. Øverbø, *Pair, Triplet, and Total Atomic Cross Sections (and Mass Attenuation Coefficients) for 1 MeV - 100 GeV Photons in Elements Z = 1 to 100*, J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 9, No. 4 (1980)
- [Ing88] Ingelmann, G. et al., *Deep Inelastic Physics and Simulation*, in [Pro88]
- [Ing89] Ingelmann, G. und R. Rückl, *Quark Momentum Distributions from ep Collisions: Strategies and Prospects*, DESY 89-025, 1989

- [Ja89a] Jacholskowska, A., private Mitteilung
- [Ja89b] Jacholskowska, A., *Calibration results for LAr electronics*, Vortrag im *Meeting for Calibrating the Calorimeter, DESY, 5. - 6.10.1989*, ed. H. Oberlack, H1-MPI-116B (1989)
- [Jac79] vorgestellt im Bericht der Arbeitsgruppe *Detectors for Charged Current Events*, in *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, DESY, Hamburg, 2.-4. April 1979, ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 377
- [Jaf13] Jaffe, G., *Ann. Phys.* **42** (1913) 303 (in [Gre90] zitiert)
- [Jus91] Just, F., *Test eines Moduls des H1 Eisenjochs in der H1 Detektorkonfiguration*, WU D 91-6, Diplomarbeit Universität Wuppertal (1991)
- [Kuh91] Kuhlen, M., private Mitteilung
- [Lap91] Laporte, J.F., *Diffusion Profondement Inelastique a HERA et Calibration Absolue de la Mesure en Energie d'un Electron dans le Calorimetre a Argon Liquide de l'Experiment H1*, Dissertation Universite de Paris-Sud, Centre d'Orsay (1991)
- [Leo87] Leo, W.R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to-approach*, Springer 1987
- [Lon75] Longo, E., und I. Sestili, *Monte Carlo Calculation of Photon-initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass*, *NIM* **128** (1975) 283
- [Loh86] Lohrmann, E., *Hochenergiephysik*, Teubner 1986
- [Mar88] Martin, A.D., R.G. Roberts und W.J. Stirling, *Structure-function analysis and  $\psi$ , jet, W and Z production: Determining the gluon distribution*, *Phys. Rev.* **D37** (1988) 1161
- [Mar89] Marks, J., *Eigenschaften eines Kalorimeters aus Blei und Kupfer in flüssigem Argon zur Messung hochenergetischer Jets unter besonderer Berücksichtigung einer Reduktion der Schauerfluktuationen*, Dissertation Universität Hamburg 1989, DESY F21-90-01 (1990)
- [MC91] *MC91 Workshop on Detector and Event Simulation in High Energy Physics, 8 - 12 April 1991, NIKHEF, Amsterdam*, ed. K. Bos und B. van Eijk (1991)
- [Ons38] Onsager, L., *Phys. Rev.* **54** (1938) 554 (in [Gre90] zitiert)
- [Par88] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, *Phys. Letters B* **204** (1988)
- [Pas90] Pascaud, C., private Mitteilung; die Rechnung ist in [Grä91] dokumentiert.
- [Pet89] Peters, S., *Parametrisierung hadronischer Schauer zur schnellen Kalorimeter-simulation im H1 Detektor*, MPI-PAE/Exp.El. 202 (Diplomarbeit, Universität Hamburg 1989)

- [Ja89a] Jacholskowska, A., private Mitteilung
- [Ja89b] Jacholskowska, A., *Calibration results for LAr electronics*, Vortrag im *Meeting for Calibrating the Calorimeter, DESY, 5. - 6.10.1989*, ed. H. Oberlack, H1-MPI-116B (1989)
- [Jac79] vorgestellt im Bericht der Arbeitsgruppe *Detectors for Charged Current Events*, in *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, DESY, Hamburg, 2.-4. April 1979, ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 377
- [Jaf13] Jaffe, G., *Ann. Phys.* **42** (1913) 303 (in [Gre90] zitiert)
- [Jus91] Just, F., *Test eines Moduls des H1 Eisenjochs in der H1 Detektorkonfiguration*, WU D 91-6, Diplomarbeit Universität Wuppertal (1991)
- [Kuh91] Kuhlen, M., private Mitteilung
- [Lap91] Laporte, J.F., *Diffusion Profondement Inelastique a HERA et Calibration Absolue de la Mesure en Energie d'un Electron dans le Calorimetre a Argon Liquide de l'Experiment H1*, Dissertation Universite de Paris-Sud, Centre d'Orsay (1991)
- [Leo87] Leo, W.R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to-approach*, Springer 1987
- [Lon75] Longo, E., und I. Sestili, *Monte Carlo Calculation of Photon-initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass*, *NIM* **128** (1975) 283
- [Loh86] Lohrmann, E., *Hochenergiephysik*, Teubner 1986
- [Mar88] Martin, A.D., R.G. Roberts und W.J. Stirling, *Structure-function analysis and  $\psi$ , jet, W and Z production: Determining the gluon distribution*, *Phys. Rev.* **D37** (1988) 1161
- [Mar89] Marks, J., *Eigenschaften eines Kalorimeters aus Blei und Kupfer in flüssigem Argon zur Messung hochenergetischer Jets unter besonderer Berücksichtigung einer Reduktion der Schauerfluktuationen*, Dissertation Universität Hamburg 1989, DESY F21-90-01 (1990)
- [MC91] *MC91 Workshop on Detector and Event Simulation in High Energy Physics, 8 - 12 April 1991, NIKHEF, Amsterdam*, ed. K. Bos und B. van Eijk (1991)
- [Ons38] Onsager, L., *Phys. Rev.* **54** (1938) 554 (in [Gre90] zitiert)
- [Par88] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, *Phys. Letters B* **204** (1988)
- [Pas90] Pascaud, C., private Mitteilung; die Rechnung ist in [Grä91] dokumentiert.
- [Pet89] Peters, S., *Parametrisierung hadronischer Schauer zur schnellen Kalorimeter-simulation im H1 Detektor*, MPI-PAE/Exp.El. 202 (Diplomarbeit, Universität Hamburg 1989)