

Interner Bericht  
DESY F21-90-02  
Mai 1990

Eigentum: Property:	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accession:	02. JULI 1990	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

## Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeters für den H1-Detektor mit Untersuchungen zur Kompensation durch Softwaremethoden

von

E. Binder

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

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

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

Interner Bericht  
DESY F21-90-02  
Mai 1990

Test eines  
FlüssigArgon-Kalorimeters  
für den H1-Detektor  
mit Untersuchungen zur Kompensation  
durch Softwaremethoden

Experimentelle physikalische Diplomarbeit  
an der Universität Hamburg  
durchgeführt in der DESY-Gruppe F21

von

EBERHARD BINDER

5. Dezember 1989

Test of a  
Liquid Argon - Calorimeter  
for the H1-Detector  
with Investigations on Compensation  
via Software Techniques

**Abstract**

In summer '88 a pre-series model of the inner-forward-calorimeter for the H1-detector was tested using electrons and pions from a CERN test beam.

The performance of the calorimeter was analysed, with emphasis on charge calibration, noise in the read-out chain, HV-curve, energy calibration and longitudinal shower shape.

A special study was done on software techniques to achieve compensation ( $\frac{e}{h} = 1$ ) for a non-compensating calorimeter exploiting the fine granularity of the device to spot electromagnetic energy deposits.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Grundlagen des Experimentes</b>	<b>3</b>
1.1 HERA-Physik . . . . .	3
1.2 Schauerentwicklung . . . . .	4
1.2.1 Elektromagnetische Schauer . . . . .	4
1.2.2 Hadronische Schauer . . . . .	7
1.3 Kalorimeter . . . . .	10
1.3.1 Das Funktionsprinzip . . . . .	10
1.3.2 Argon-Kalorimeter . . . . .	15
1.3.3 Das H1-Kalorimeter . . . . .	17
<b>2 Versuchsaufbau</b>	<b>19</b>
2.1 Testkalorimeter . . . . .	20
2.1.1 Mechanischer Aufbau . . . . .	20
2.1.2 Struktur der Nachweiszellen . . . . .	22
2.2 Teststrahl . . . . .	23
2.3 Trigger . . . . .	24
2.4 Ausleseelektronik . . . . .	26
<b>3 Ergebnisse vom Test des Viertelstacks</b>	<b>30</b>
3.1 Elektronische Auslese . . . . .	30
3.2 Ladungseichung . . . . .	33
3.2.1 Ergebnisse der Kalibration für alle Kanäle . . . . .	35
3.2.2 Ergebnisse der Kalibration für einzelne Kanäle . . . . .	36
3.3 Rauschen . . . . .	39
3.4 Ereignisauswahl und Datenkorrektur . . . . .	39
3.5 Hochspannungskurve in LAr . . . . .	42
3.6 Energiekalibration . . . . .	44
3.7 Longitudinale Schauerentwicklung . . . . .	46
<b>4 Gewichtung von unterschiedlichen Schaueranteilen</b>	<b>49</b>
4.1 Idee beim „Wichten“ . . . . .	49
4.2 Gewichtungsfunktionen . . . . .	51
4.3 Verfahren zur Ermittlung der Kalibrationskonstanten . . . . .	51
4.4 Ergebnisse . . . . .	55
4.5 Grenzen dieser Methoden . . . . .	62
<b>Zusammenfassung</b>	<b>64</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>65</b>
<b>A Testbedingungen</b>	<b>a</b>

# Abbildungsverzeichnis

.1	Längsschnitt durch den H1-Detector . . . . .	1
.2	Der Viertelstack als Teil des inneren Vorwärtskalorimeters . . . . .	2
1.1	Neutraler und geladener Strom in der $ep$ -Streuung . . . . .	3
1.2	Normierter Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei . . . . .	5
1.3	Totaler Wirkungsquerschnitt für Photonen . . . . .	6
1.4	Wirkungsquerschnitte der $\pi^+$ -p-Streuung . . . . .	8
1.5	Hadronischer und elektromagnetischer Schaueranteil für Hadronen . . . . .	13
1.6	Ladungssammlung im Argon . . . . .	16
1.7	Tiefe des H1-Kalorimeters . . . . .	17
1.8	Segmentierung des H1-Kalorimeters . . . . .	18
2.1	Der Versuchsaufbau . . . . .	19
2.2	Longitudinaler Aufbau IFE . . . . .	20
2.3	Longitudinaler Aufbau IFH . . . . .	21
2.4	Auslesestruktur in IFE . . . . .	22
2.5	Auslesestruktur in IFH . . . . .	23
2.6	Die Triggerlogik . . . . .	27
2.7	Prinzipschaltung der Ladungsauslese . . . . .	28
3.1	Verteilung der Kalibrationssignale, DAC-Level 10000 . . . . .	31
3.2	Verteilung der Kalibrationssignale, DAC-Level 30000 . . . . .	32
3.3	Verteilung der Kalibrationssignale, DAC-Level 30000, Ausschnitt . . . . .	33
3.4	$Q = f(\text{ADC-Count})$ , Daten und Anpassungen . . . . .	35
3.5	Änderung der Ladungskalibration zu verschiedenen Zeiten . . . . .	36
3.6	Änderung der Ladungskalibration bei Pulsen von einzelnen Kanälen . . . . .	37
3.7	Slopeänderung für 1/16-Kalibration gegen die Detektorkapazität . . . . .	38
3.8	Ersatzschaltbild der Elektronik für die Kalibration . . . . .	38
3.9	Ladung durch Rauschen als Funktion der Detektorkapazität . . . . .	40
3.10	Signalverteilung durch Rauschen und bei Einschluß von Teilchen . . . . .	42
3.11	Hochspannungskurve für 50 GeV Elektronen . . . . .	43
3.12	Energieverteilungen für 50 GeV, Elektronen und Pionen . . . . .	45
3.13	Longitudinale Schauerentwicklung in IFE . . . . .	47
3.14	Longitudinale Schauerentwicklung im Viertelstack für Pionen . . . . .	48
4.1	Elektromagnetischer Ladungsanteil als Funktion der Ladung . . . . .	50
4.2	Ideale, ladungsabhängige Kalibration, IFE . . . . .	51
4.3	Ideale, ladungsabhängige Kalibration, IFH . . . . .	52
4.4	Wichtung-Parameter (Exponential-Ansatz), erster Schritt, IFE . . . . .	53
4.5	Wichtung-Parameter (Exponential-Ansatz), erster Schritt, IFH . . . . .	54
4.6	Energieabhängigkeit der CDHS-Wichtung-Faktoren . . . . .	56
4.7	Energieverteilungen für 50 GeV, Elektronen und Pionen, gewichtet . . . . .	57
4.8	Wichtung-Parameter (Exponential-Ansatz), vollständige Parametrisierung, IFE . . . . .	60
4.9	Wichtung-Parameter (Exponential-Ansatz), vollständige Parametrisierung, IFH . . . . .	61

A.1	Ausgelesene Bereiche des IFE-Stacks, Juli '88 . . . . .	b
A.2	Ausgelesene Bereiche des IFH-Stacks, Juli '88 . . . . .	c

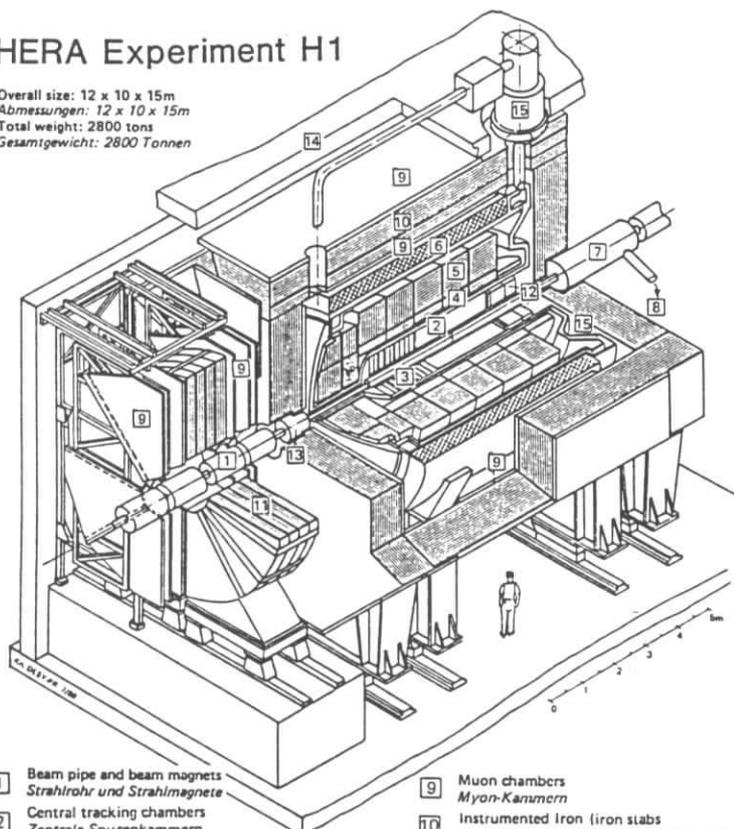
## Tabellenverzeichnis

1.1	Einige wichtige Materialkonstanten . . . . .	17
2.1	Longitudinale Struktur des elektromagnetischen Kalorimeters . . . . .	23
2.2	Longitudinale Struktur des hadronischen Kalorimeters . . . . .	24
3.1	Reduzierung der Datenmenge durch Ereignisauswahl . . . . .	41
3.2	O <sub>2</sub> -Anteil im Argon und Plateau der Ladungssammlung . . . . .	44
3.3	Kalibrationskonstanten . . . . .	45
3.4	Ladungsdeposition von Elektronen . . . . .	46
3.5	Energieauflösung und $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis . . . . .	46
3.6	Parameter der longitudinalen Schauerentwicklung . . . . .	47
4.1	Anzahl auswertbarer Ereignisse . . . . .	52
4.2	Energieauflösung für eine „optimale“ Energiegewichtung . . . . .	55
4.3	Energieauflösung und rekonstruierte Energie für die Wichtungs-Methoden . . . . .	59
4.4	Energieauflösung für das „Jet-Weighting“ . . . . .	62

# Einleitung

## HERA Experiment H1

Overall size: 12 x 10 x 15m  
 Abmessungen: 12 x 10 x 15m  
 Total weight: 2800 tons  
 Gesamtgewicht: 2800 Tonnen



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

In Hamburg entsteht zur Zeit bei DESY ein neuer Beschleuniger. Diese *Hadron-Elektron-Ring-Anlage*, HERA, wird Kollisionen von 30 GeV-Elektronen und 820 GeV-Protonen ermöglichen. Zum Nachweis der Reaktionen sind zwei große Detektoren im Bau, H1 und ZEUS. Als wesentliche Komponente zur Energieflußmessung enthalten beide Experimente Kalorimeter. Bei ZEUS wird das Kalorimeter aus abgereichertem Uran mit Szintillator als Nachweismedium bestehen. Die wesentliche Eigenschaft dieses Kalorimeters ist die gute hadronische Energieauflösung, welche dadurch ermöglicht wird daß das Signalverhältnis von Elektronen zu Hadronen gleich eins ist. Das H1-Kalorimeter besteht aus Blei bzw. Eisen mit flüssigem Argon als aktivem Material. Die bestimmenden Merkmale sind hier die feine Granularität, der große abgedeckte Raumwinkel und die gute Homogenität der Signalantwort bei verschiedenen Raumwinkeln.

Abbildung .1: Schnitt durch den H1-Detektor

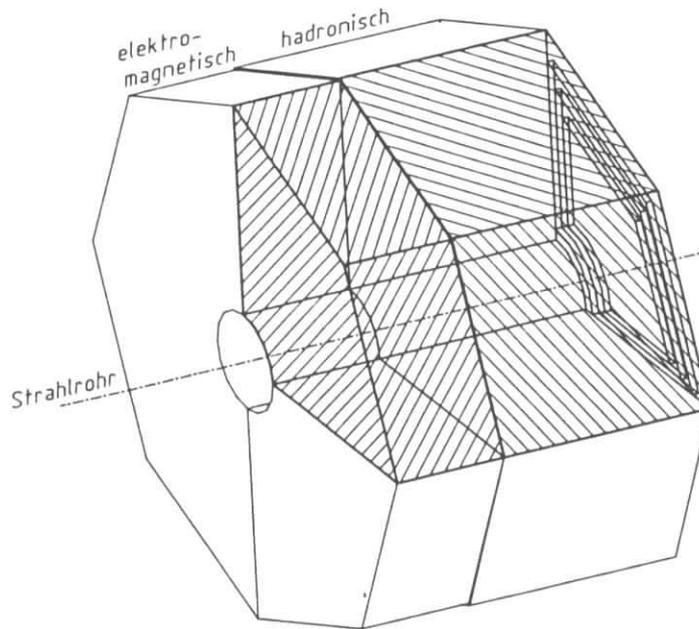


Abbildung .2: Der Viertelstack als Teil des inneren Vorwärtskalorimeters

Für die Entwicklung des H1-Kalorimeters wurden verschiedene Vor-Prototypen gebaut. Damit wurden Erfahrungen gesammelt, die für die Konstruktion des H1-Kalorimeters verwendet wurden. Mit diesem entgeltigen Design wurde ein Eichkalorimeter gebaut. Diese Kalorimeter hat die gleiche Struktur wie für H1 vorgesehen, nur mit kleineren lateralen Maßen, siehe Abb. .2. Im Sommer 1988 wurde dieses Kalorimeter getestet und es sollten Kalibrationsdaten ermittelt werden.

Meine Aufgabe war die Auswertung dieser Daten im Hinblick auf die Eigenschaften des Kalorimeters wie die Energiemessung von Elektronen und Hadronen, zeitliche Stabilität der Kalibration und Energieabhängigkeit der Eichkonstanten. Dazu wurden von mir Auswerteprogramme bearbeitet und erstellt.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert. Im ersten Kapitel wird zunächst kurz geschildert, welche Erwartungen an die Physik bei HERA gestellt werden und welche Bedingungen Nachweisgeräte erfüllen sollten. Danach werden die Grundlagen der Kalorimetrie erläutert. Das zweite Kapitel beschreibt den Testaufbau, inklusive des Kalorimeters, und geht auf die Struktur der Auslese ein. Die Ergebnisse der Messungen sind im dritten Kapitel aufgeführt, wobei zunächst die Güte der Messdaten diskutiert wird. (Fehler in der Elektronik verlangten eine sorgfältige Auswahl der zugelassenen Ereignisse.) Anschließend wird die Güte des Argons und damit der Ladungssammlung untersucht, ehe die Energiekalibration vorgestellt wird. Das Kapitel schließt mit einem Abschnitt über die longitudinale Schauerentwicklung. Eine wichtige Bedingung für das H1-Kalorimeter ist das Erreichen eines Signalverhältnisses der Hadronen zu dem der Elektronen von eins. Dieses soll durch unterschiedliches Gewichten von elektromagnetischen und hadronischen Schaueranteilen geschehen. Das vierte Kapitel beschäftigt sich mit unterschiedlichen Methoden, dieses zu erreichen. Ein besonderes Augenmerk liegt dabei auf einer einfachen Energieabhängigkeit der benutzten Parameter, da nur so eine genaue Energierekonstruktion in H1 erreicht werden kann.

# Kapitel 1

## Grundlagen des Experimentes

### 1.1 HERA-Physik

Zur Zeit sind drei Generationen von Leptonen und Quarks bekannt, deren Verhalten durch die Theorie des Standardmodells beschrieben wird. Mit der neuen HERA-Maschine soll die Gültigkeit dieses Modells auch für größere Impulsüberträge ( $Q^2$ ), was kleineren Abständen zwischen den beteiligten Teilchen entspricht, überprüft werden.

#### Ein kleiner Ausflug in die ep-Physik

Die HERA-Maschine ist ein Speicherring für Protonen,  $E_p = 820 \text{ GeV}$ , und Elektronen bzw. Positronen mit  $E_{e\pm} \simeq 30 \text{ GeV}$ . Der große mögliche Impulsübertrag, bis  $Q_{max}^2 = s \simeq 10^5 \text{ GeV}^2$  bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \simeq 314 \text{ GeV}$ , ermöglicht die Untersuchungen von tiefinelastischen Elektronen-Quark-Streuungen. In Abb. 1.1 sind die einfachsten und häufigsten Prozesse bei HERA dargestellt, geladene bzw. ungeladene Strom-Quark-Ereignisse.

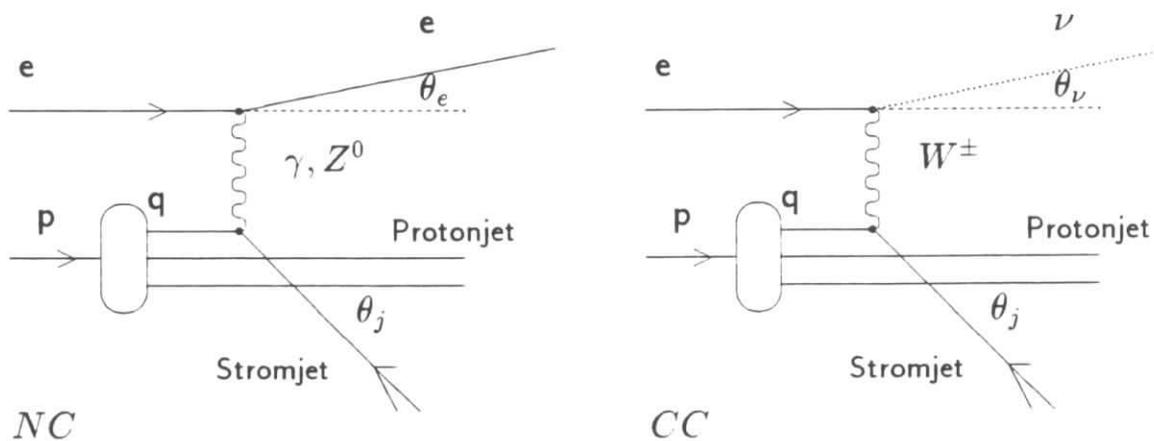


Abbildung 1.1: Neutraler Strom (engl.: neutral current, NC) und geladener Strom (engl.: charged current, CC) in der ep-Streuung

Die Ziele des HERA-Betriebes sind die Untersuchungen der Eigenschaften des elektroschwachen Stromes, der Strukturfunktionen des Protons und der Quarks ( *Haben die Quarks eine Substruktur ?* ) und die Suche nach neuen Teilchen ( *angeregte Quarks und Leptonen, supersymmetrische Teilchen, das Higgsteilchen, das Topquark* ).

## Forderungen an den Detektor

Die genaue Messung dieser Prozesse, insbesondere der Strukturfunktionen [FEL88], verlangt eine absolute Energiekalibration der hadronischen Energie in der Genauigkeit von wenigen Prozent. Zur Teilchenidentifikation wird eine gute Elektron-Pion-Trennung benötigt. Durch möglichst vollständige Messung des Energieflusses soll über die Errechnung der fehlenden Energie die Kinematik von beteiligten Neutrinos ermittelt werden, wie z.B. in Abb. 1.1 (CC-Ereignis) dargestellt. Um diese Messungen erfolgreich betreiben zu können, sollte das Kalorimeter, das Energieflußmeßinstrument, die folgenden Bedingungen erfüllen:

1. gute absolute Energiekalibration
2. hohe Hermitizität
3. feine Granularität in longitudinaler und transversaler Richtung
4. gute Energieauflösung, d.h. daß für Hadronen im Bereich der HERA-Energien die relative Energieauflösung besser als etwa  $0.5/\sqrt{E}$  sein sollte, bei einem kleinen energieunabhängigen Term

## 1.2 Schauerentwicklung

Die bei der  $e^-p$ - Wechselwirkung entstehenden Teilchen sollen durch geeignete Detektorkomponenten nachgewiesen werden. Um die prinzipielle Konstruktion eines Nachweisgerätes für die Energieflußmessung zu verstehen, wird hier dargestellt werden, wie relativistische Teilchen mit Materie wechselwirken.

Hochenergetische Teilchen ( $E \gg m$ ) geben ihre Energie bei Durchgang durch Materie vorwiegend durch Erzeugung von Sekundärteilchen in Streuprozeßen ab. Teilchenschauer bilden sich aus, wenn primäre und sekundäre Teilchen weiter neue Teilchen erzeugen. Die Art der Energieverlustmechanismen in Materie ändert sich, wenn die Energie der Teilchen nicht mehr ausreicht, weitere Teilchen zu erzeugen. Dann werden vor allem Streuprozeße auf atomarem Niveau für die Energiemessung wichtig.

Es werden zwei Schauerarten unterschieden. *Elektromagnetische* Schauer, deren Ausdehnung mit der Strahlungslänge  $X_0$  skaliert, entwickeln sich von Schauer zu Schauer in ihrer lateralen und longitudinalen Ausdehnung sehr einheitlich und deponieren ihre Energie in einem engen Volumen. *Hadronische* Schauer entwickeln sich in sehr vielfältiger Weise durch eine große Anzahl möglicher Wechselwirkungen. Die Unterschiede zwischen einzelnen Schauern sind groß. Die mittlere Ausdehnung hadronischer Schauer skaliert mit der nuklearen Absorptionslänge  $\lambda_0$ . Verglichen mit elektromagnetischen Schauern ist das Volumen zur Schauerentwicklung groß und die Dichte der deponierten Energie klein.

### 1.2.1 Elektromagnetische Schauer

Elektromagnetische Schauer werden durch Elektronen, Positronen oder Photonen (auch aus  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ) initiiert. Es ist möglich, alle auftretenden Prozesse in einem elektromagnetischen Schauer mit Hilfe der QED zu beschreiben. Nachfolgend werden die auftretenden Prozesse durch ein Schauermodell beschrieben.

## Teilchenerzeugung

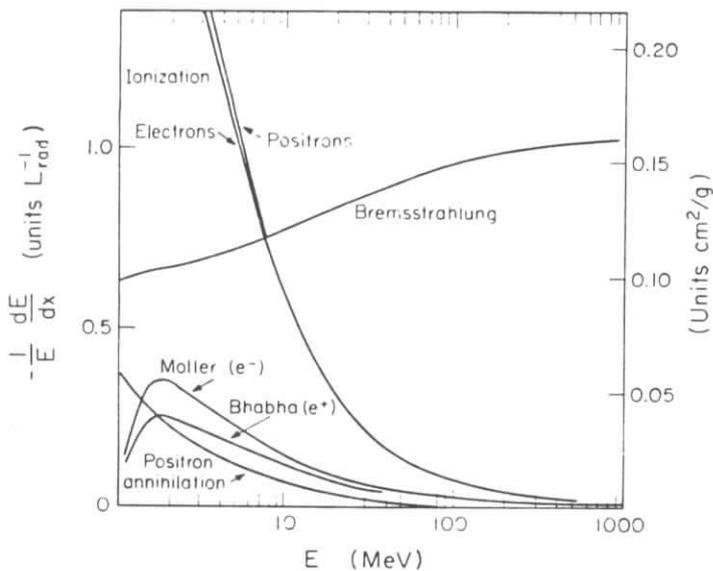


Abbildung 1.2: Normierter Energieverlust pro Längeneinheit von Elektronen und Positronen in Blei als Funktion der Energie [PAR88]

im Mittel nur einen kleinen Bruchteil dieser maximal möglichen Energie.

Ein hochenergetisches Elektron kann bei seinem Durchgang durch Materie einige tausend Photonen abstrahlen, von denen diejenigen mit Energien größer als einige  $MeV$   $e^+e^-$ -Paare erzeugen. Elektronen und Positronen aus diesem Prozeß können wieder Photonen abstrahlen, usw.. Das Ergebnis ist ein Schauer aus vielen Elektronen, Positronen und Photonen. Die große Mehrzahl dieser Teilchen hat nur eine geringe kinetische Energie. Die durchschnittliche Energie pro Teilchen sinkt mit der Entwicklung des Schauers bzw. der Eindringtiefe in Materie.

## Ionisation

Mit Unterschreiten der sogenannten *kritischen Energie*  $\epsilon_c$  für ein Teilchen dominiert die Comptonstreuung über die Paarerzeugung und die Verluste durch Ionisation überwiegen die Verluste durch Bremsstrahlung. Oberhalb von  $\epsilon_c$  produzieren die  $\gamma$ 's pro Wechselwirkung durchschnittlich mehr als ein geladenes Teilchen und die Elektronen verlieren ihre Energie hauptsächlich durch die Erzeugung von  $\gamma$ 's. Bei Energien kleiner  $\epsilon_c$  gilt für jede Wechselwirkung: Photonen produzieren ein Elektron und diese Elektronen erzeugen im allgemeinen keine neuen  $\gamma$ 's. Die kritische Energie ist stark materialabhängig. Eine gute Näherung gibt [FAB85]:

$$\epsilon_c [MeV] \simeq \frac{550}{Z} \left( \frac{\Delta\epsilon_c}{\epsilon_c} < \pm 10\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (1.1)$$

Die Energieabhängigkeiten der Energieverlustmechanismen von Elektronen, Positronen und Photonen sind in den Abbn. 1.2 und 1.3 dargestellt. Bei hohen Energien dominiert bei Elektronen und Positronen der Energieverlust durch Bremsstrahlung und bei Photonen die Paarerzeugung. Für Energien größer  $1 GeV$  hängt der Wirkungsquerschnitt für diese Energieverlustmechanismen nicht mehr von der Energie ab. Bremsstrahlung und Paarerzeugung sind die wichtigsten Ursachen zur Ausbildung von Schauern.

Die Entstehung eines elektromagnetischen Schauers kann wie folgt beschrieben werden [FAB89]. In Materie eindringende Elektronen erzeugen durch Bremsstrahlung Photonen. Das Energiespektrum dieser Photonen fällt exponentiell mit steigender Energie, wobei die Elektronenenergie der oberen Abschneideparameter des Spektrums ist. Die Photonen tragen

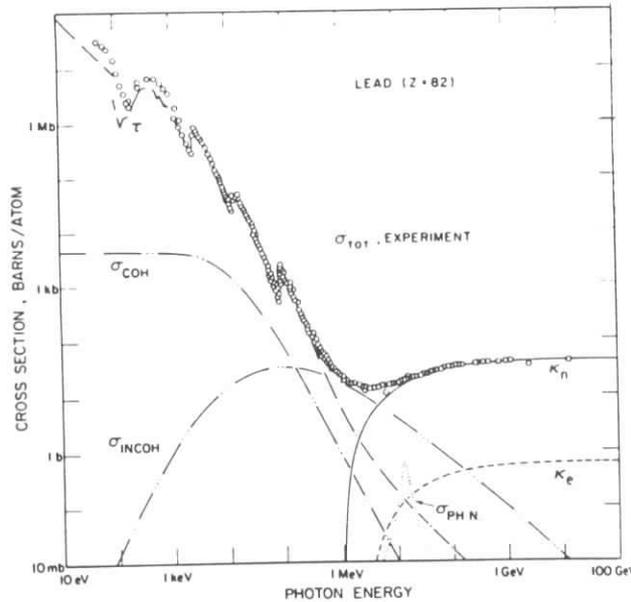


Abbildung 1.3: Totaler Wirkungsquerschnitt für Photonen in Blei als Funktion der Energie nach [PAR88] mit den einzelnen Beiträgen:

- $\tau$  : atomarer Photoeffekt
- $\sigma_{COH}$  : kohärente (Rayleigh-) Streuung
- $\sigma_{INCOH}$  : inkohärente (Compton-) Streuung
- $\kappa_n$  : Paarherzeugung im Coulombfeld des Kerns
- $\kappa_e$  : Paarherzeugung im Coulombfeld eines Elektrons
- $\sigma_{PH.N.}$  : Photonukleare Absorption

### Schauerparameter

Die Entwicklung von elektromagnetischen Schauern in Materie ist materialabhängig, deshalb ist es sinnvoll, materialunabhängige Maße zur Schauerbeschreibung zu nutzen. Hierzu dienen die Einheiten der *Strahlungslänge*  $X_0$  und der *Molière-Radius*  $R_M$ .

Die Strahlungslänge ist definiert als die Strecke, über die ein hochenergetisches ( $> 1 \text{ GeV}$ ) Elektron durchschnittlich einen Bruchteil von  $1 - 1/e$  seiner Energie verliert. Photonen erzeugen im Mittel nach  $9/7 X_0$  ein  $e^+e^-$ -Paar. Der Molière-Radius ist definiert als der halbe Radius eines Zylinders um die Schauerachse, in dem 95% der Energie deponiert sind. Gute Näherungen für diese Parameter sind [FAB85]:

$$1 X_0 \left[ \frac{g}{cm^2} \right] \simeq 180 \frac{A}{Z^2} \quad \left( \frac{\Delta X_0}{X_0} < \pm 20\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (1.2)$$

$$1 R_M \left[ \frac{g}{cm^2} \right] = \frac{21 X_0 \left[ \frac{g}{cm^2} \right]}{\epsilon_c [MeV]} \simeq 7 \frac{A}{Z} \quad \left( \frac{\Delta R_M}{R_M} < \pm 10\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (1.3)$$

### Longitudinale Schauerentwicklung

Mit den nachfolgenden Annahmen lassen sich gut gebräuchliche Näherungen für einige wichtige Schauerparameter finden.

1. Der Wirkungsquerschnitt für Ionisation ist energieunabhängig,  
 $dE/dx = -\epsilon_c/X_0$ .

2. Vielfachstreuung wird vernachlässigt und der elektromagnetische Schauer als eindimensional betrachtet.
3. Comptonstreuung wird vernachlässigt.

Die Eindringtiefe in Materie  $t$  wird in  $X_0$  angegeben. Die nachfolgend aufgeführten Größen gelten für Elektronen der Energie  $E_0$  [FAB85].

Schauermaximum :

$$t_{\text{max}, \epsilon} = 1.0 \cdot \left[ \ln \left( \frac{E_0}{\epsilon_c} - 1 \right) \right] \quad (1.4)$$

Totale Spurlänge :

$$T[X_0] = \frac{E_0}{\epsilon_c} \quad (1.5)$$

Die Anzahl der Elektronen und Positronen mit kinetischer Energie größer  $1.5 \text{ MeV}$ , die eine Ebene in der Tiefe  $t[X_0]$  durchqueren, kann nach Gl. 1.6 parametrisiert werden [PAR88].

$$N_{\epsilon^\pm}(t) = N_0 t^a \epsilon^{-bt} \quad (1.6)$$

mit

$$\begin{aligned} a &= 2.0 - \frac{Z}{340} + \left(0.644 - \frac{Z}{340}\right) \ln E \quad E \text{ in GeV} \\ b &= 0.634 - 0.0021 \cdot Z \\ N_0 &= 5.51 \sqrt{Z} \frac{b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} \end{aligned}$$

Da Elektronen mit Energien kleiner  $1.5 \text{ MeV}$  ihre Energie durch Ionisation schnell lokal deponieren, wird mit der Gl. 1.6 die longitudinale Schauerentwicklung beschrieben.

### 1.2.2 Hadronische Schauer

Hadronische Schauer lassen sich nicht, im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern, mit Hilfe eines einfachen Modells beschreiben. Die Vielzahl der möglichen Streuprozesse und die Vielfalt der beteiligten Teilchenarten stehen dem entgegen. Trotzdem ist es auch hier möglich, die Entwicklung des Schauers in einen hochrelativistischen Teil, in dem die Teilchenvervielfachung stattfindet und einen niederenergetischen Teil, in dem der größte Teil der Signalerzeugung abläuft, zu trennen.

#### Schauerkaskade

Hadronen, die in Materie eindringen, werden an den Atomkernen vermöge der starken Wechselwirkung inelastisch streuen. Dabei werden hauptsächlich Mesonen produziert ( $\pi$ ,  $K$ , u.a.). Ein Teil der Energie wird dabei auf den Kern übertragen. Dieser geht durch Abstrahlen von Nukleonen oder niederenergetischen Photonen wieder in seinen Grundzustand über und verliert seine Rückstoßenergie durch Ionisation oder Phononenerzeugung. Die so aus dem Kernverbund freigesetzten Teilchen (Mesonen, Nukleonen, Photonen) können ebenfalls neue Prozesse hervorrufen, damit zur Teilchenerzeugung beitragen und einen Schauer entwickeln.

In dieser Teilchenkaskade können auch einige Teilchen erzeugt werden, die ausschließlich elektromagnetisch zerfallen (hauptsächlich  $\pi^0$ ). Also enthält ein hadronischer Schauer gewöhnlich auch Anteile, die sich als elektromagnetischer Schauer entwickeln. Der Anteil der

ursprünglichen Hadronenergie, die zur Erzeugung von  $\pi^0$ 's und Photonen verwendet wird -  $f_{em}$  -, variiert stark von Ereignis zu Ereignis. Vor allem wird  $f_{em}$  durch die Art der Prozesse der frühen Wechselwirkungen bestimmt, da nur dort die Erzeugung von  $\pi^0$ 's energetisch möglich ist. Im Mittel werden ein Drittel der erzeugten Mesonen im ersten Schritt der Schauerentwicklung  $\pi^0$ 's sein. Die anderen sind u.a.  $\pi^-$  und  $\pi^+$ , welche in weiteren Wechselwirkungen wiederum  $\pi^0$ 's erzeugen können. Da die  $\pi^0$  ausschließlich elektromagnetisch zerfallen, können sie keine Hadronen erzeugen.<sup>1</sup> Das führt dazu, daß  $f_{em}$  (*logarithmisch*) mit der Energie ansteigt.

### Schauerabmessungen

Hadronen mit  $E \geq 10 \text{ GeV}$  wechselwirken mit den Nukleonen der Kerne auf der Parton-Ebene. Der Wirkungsquerschnitt der freien Hadron-Hadron-Streuung ist für diesen Energiebereich nahezu energieunabhängig. (Dabei können die Kernnukleonen ohne großen Fehler als frei betrachtet werden.) Dies ermöglicht die Definition einer von der Teilchenart und -energie unabhängigen Längeneinheit für die hadronische Schauerentwicklung. Aus Abb. 1.4 ist dieses Verhalten am Beispiel der Pion-Proton-Wechselwirkung ersichtlich. Die nukleare Absorpti-

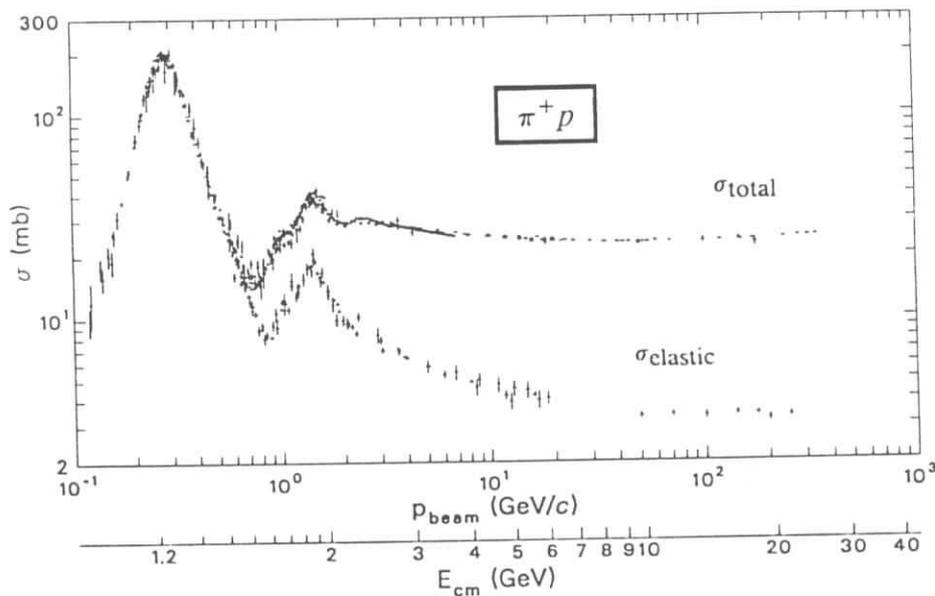


Abbildung 1.4: Totale und elastische Wirkungsquerschnitte der  $\pi^+ p$ -Streuung als Funktion der Energie [PAR88]

onslänge

$$\lambda_0 \left[ \frac{g}{\text{cm}^2} \right] = \frac{A}{N_A \sigma} \approx 35 A^{1/3} \quad (1.7)$$

gibt die mittlere freie Weglänge bis zu einer Wechselwirkung an. Daten für einige relevante Materialien für das H1-Kalorimeter finden sich in Tab. 1.1 auf Seite 17.

Eine anschauliche Erklärung für das  $A^{1/3}$ -Verhalten von  $\lambda_0$  ist die folgende: Die nukleare Wechselwirkungswahrscheinlichkeit ist bestimmt durch den Flächenanteil der Atomkerne in einer Ebene des Materieblocks. Die Anzahl der Atome pro Einheitsvolumen ist in erster

<sup>1</sup>Photonen können durch Atomkerne absorbiert werden und so den hadronischen Schaueranteil beeinflussen. Dieser Wirkungsquerschnitt ist jedoch nur klein (siehe  $\sigma_{PH.N.}$  in Abb. 1.3).

Näherung materialunabhängig. Der Wirkungsquerschnitt ist proportional der Kernfläche, also  $\sigma \sim r^2 \sim A^{2/3}$  und aus  $\lambda_0 = \frac{A}{N_A \sigma}$  folgt  $\lambda_0 \sim A^{1/3}$ .

Als Beziehung für die Energieabhängigkeit der lateralen bzw. longitudinalen Ausdehnung findet sich experimentell [FAB85]:

$$R_{95\%}[\lambda_0] = 1 \quad (1.8)$$

$$L_{95\%}[\lambda_0] = 0.7 + 0.2 \ln E + 2.5 E^{0.13} \quad (1.9)$$

dabei ist  $R_{95\%}$  : der Radius um die Schauerachse und

$L_{95\%}$  : die Tiefe des Materials,

in denen im Mittel jeweils 95% der Schauerenergie deponiert werden;  $E[GeV]$  ist die Energie des schauererzeugende Teilchens.

Die *longitudinale* Entwicklung der hadronischen Schauer, d.i. der normierte Energieverlust, läßt sich mit der folgenden Parametrisierung angeben [ING87,LAT87]:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dx}(x) = \alpha \frac{b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} x^a e^{-bx} + (1-\alpha) g e^{-gx} \quad (1.10)$$

mit

$$\begin{aligned} a &= 1.15 + 0.54 \ln E[GeV] \\ b[X_0] &= 0.395 + 0.022 \ln E[GeV] \\ \alpha &= 0.16 \\ g[\lambda_0] &= 2.86 - 0.5 \ln E[GeV] \\ x[\lambda_0] &: \text{ Schauertiefe vom Startpunkt des Schauers aus} \end{aligned}$$

### „Sichtbarer“ Energieanteil

Bei der Behandlung des elektromagnetischen Schauers gab Gl. 1.5 eine Beziehung zwischen der Ionisation in Materie ( d.h. der mittleren, integrierten Spurlänge ) und der Einschußenergie des Teilchen. Für Hadronen ist diese Eindeutigkeit der Beziehung nicht gegeben, weil es auch variierende Energieanteile gibt, die im Sinne der Ionisation keine „sichtbaren“ Spuren hinterlassen. Das sind

1. Myonen und Neutrinos, die den Materieblock ohne Wechselwirkung verlassen können,
2. die Bindungsenergie, die zum Herausschlagen von Kernbestandteilen (p's,  $\alpha$ 's und schwere Bruchstücke) aufgebracht wird, und für die Messung verloren geht, dabei trägt alleine die *kinetische* Energie dieser Teilchen zur Ionisation bei,
3. die Energie der Neutronen, die der Ionisation verloren geht. (Die Energien der erzeugten Neutronen sind typisch im Bereich von einigen  $MeV$ . Da der Wirkungsquerschnitt für den Einfang von thermischen Neutronen gewöhnlich klein ist, ist der Beitrag zur Ionisation klein. Dieses gilt *nicht* für wasserstoffhaltige Auslesemedien.)

Für geladene Hadronen mit niedrigen Energien ( $< 2GeV$ ) steigt die Wahrscheinlichkeit, keine nukleare Wechselwirkung zu erleiden [FAB89]. In diesem Falle gibt es, wie auch für elektromagnetische Schauer, keine unsichtbaren Energieverluste. Als Konsequenz aus diesem Verhalten ist das Verhältnis Ionisation zu Teilchenenergie bei kleinen Energien größer als bei höheren Energien. Eine Diskussion über den Einfluß dieses Effektes auf die Energiemessung mit Kalorimetern findet sich auf Seite 13 im Kap. 1.3.1 .

## 1.3 Kalorimeter

Im vorigen Abschnitt sind die Prinzipien elektromagnetischer und hadronischer Schauerentwicklung vorgestellt worden. Nun soll versucht werden, mit Hilfe dieses Wissens den Aufbau eines Meßinstrument für Energie von Teilchen zu verstehen.

### 1.3.1 Das Funktionsprinzip

Bei Wechselwirkung von Teilchen mit Materie entsteht durch die übertragene Energie eine prinzipiell meßbare Größe. Diese kann elektrischer, optischer oder thermischer Natur sein. Damit eine Messung dieser Größe möglich wird, muß es gelingen, das entstandene Signal nachzuweisen. Materialien die dafür in Frage kommen sind z.B.:

- **Szintillatoren**, wobei das durch Teilchen im Szintillator erzeugte Licht das Material passieren und mit geeigneten Methoden (z.B. Photomultiplier) ausgelesen werden kann.
- **Flüssigkeiten**, nach dem Prinzip der Ionisationskammer. Die durch Ionisation in der Flüssigkeit hervorgerufenen Ladungen werden über ein angelegtes elektrisches Feld nachgewiesen.
- **Bleiglaszähler**, in denen das Čerenkov-Licht der Elektronen und Positronen im elektromagnetischen Schauer registriert wird.
- **Gaskammern**; die von ionisierenden Teilchen erzeugten Ladungen werden durch ein elektrisches Feld verstärkt (Gasverstärkung), auf Elektroden gezogen und so nachgewiesen.

#### Ein homogenes Kalorimeter

Ein Beispiel für ein solches Kalorimeter sind Blöcke von anorganischen szintillierenden Kristallen, z.B. BGO –  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ . Ionisierende Teilchen erzeugen bei Durchgang durch den Kristall Anregungszustände im Festkörper. Durch Abstrahlung von sichtbarem Licht erfolgt der Übergang in den Grundzustand. Die Anzahl der erzeugten Photonen ist proportional dem Energieverlust des ionisierenden Teilchens. Die Auslese des Signales erfolgt mit optischen Nachweisgeräten. Bei vollständiger Schauerentwicklung in dem Kalorimetermaterial ist die Energie des eindringenden Teilchens proportional dem erzeugten Signal.

#### Sampling-Kalorimeter

Für Messungen von vollständigen Ereignistopologien bei hohen Energien ist es nötig, einen großen Raumwinkel mit aktivem Material in ausreichender Tiefe zu versehen. Homogene Kalorimeter sind dafür nicht so geeignet, weil die Abmaße zu groß sein müssten. Hinderungsgründe für große Abmessungen sind:

- Handhabbarkeit und
- die Kosten, welche proportional dem Volumen des Kalorimeters sind.

Als Ausweg wird deswegen vom homogenen Kalorimeter zum *Sandwichtyp* gewechselt. D.h. dichte Materialien, mit kleinem  $X_0$ , bzw.  $\lambda_0$ , werden mit definierten Abständen zueinander geschichtet, so daß das aktive Material die Lücken (*Gaps*) füllt. Der so entstandene Stapel (*Stack*) wird vornehmlich senkrecht zur Gapfläche Teilchenbeschuß ausgesetzt. Die Teilchen werden dann vorwiegend in den dichten Materialien aufschauern. In den aktiven Schichten wird jeweils eine Probe (*Sample*) der aktuellen Schauerentwicklung ermittelt. Das gemessene Ladungssignal ist weiterhin proportional der Einschußenergie herabgesetzt um das Dickenverhältnis der aktiven Schichten zur Gesamtlänge skaliert mit dem Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens (*mip*). Das Sampling-Verhältnis

$$f_{\text{samp}} = \frac{D_{\text{aktiv}} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{aktiv}}^{\text{mip}}}{D_{\text{aktiv}} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{aktiv}}^{\text{mip}} + D_{\text{passiv}} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{passiv}}^{\text{mip}}} \quad (1.11)$$

mit der Dicke der Schichten  $D$ , führt auf den gemessenen Signalanteil

$$S_{\text{gemessen, Sandwich}} = f_{\text{samp}} \cdot S_{\text{gemessen, homogen}} \quad (1.12)$$

Obwohl durch die Einführung von passivem Material zusätzliche Fluktuationen (zu den Fluktuationen der Signalerzeugungsprozesse) auftreten (die in den aktiven Schichten deponierte Energie ist statistisch als Probe verteilt), bietet dieser Kalorimetertyp einige attraktive Eigenschaften:

1. Durch den Gebrauch von sehr dichtem, passiven Material ist es möglich, sehr kompakte Meßinstrumente zu bauen. Selbst bei sehr hohen Energien sind 2m Blei oder Uran ausreichend, 99% aller Schauer zu enthalten. [FAB89]
2. Mit steigender Energie werden die Fluktuationen durch das Sampling weniger wichtig, da die Auflösung vornehmlich von systematischen Effekten, wie Interkalibrationsfehlern, beeinflußt wird.

### Energie, die nicht zur Ladungserzeugung beiträgt

Im folgenden werden stichwortartig einige Einflüsse auf die Ladungserzeugung durch Ionisation, d.h. die Energiemessung, aufgelistet. Dabei geht es um die Anteile, welche prinzipbedingt nicht nachgewiesen werden können, und um den Anteil, der aus „technischen“ Gründen für die Messung nicht erreichbar ist. [WIL74]

- |   |   |
|---|---|
| i - Teilchenrückstreuung durch die Eintrittsoberfläche,                               | <i>insbesondere Hadronen mit <math>E \leq 2 \text{ GeV}</math></i>  |
| ii - Energie, die durch Neutrinos, Neutronen oder z.T. durch Myonen weggetragen wird, | $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \Rightarrow$ <i>nicht gesehene Energie des zerfallenen Pions.</i>  |
| iii - Energie zum Aufbrechen von Kernen,  | <i>ca. <math>40\% E_{\text{Had}}</math>, leicht fallend mit steigender Energie.</i>   |
| iv - Leckverluste nach hinten,  | <i>bestimmt durch die Größe des Kalorimeters. Für Hadronen werden ca. <math>5 - 10 \lambda_0</math> benötigt, im Energiebereich von HERA.</i> |

- v - Sättigung (der Ladungsantwort) bei hochionisierenden Teilchen, *Vor allem bei indirekten Messungen der Ionisation durch Szintillationslicht, weil die Lichterzeugung pro Weglänge ein Maximum bei hoher Ionisationsdichte erreicht.*

### Einflüsse auf die Energieauflösung

Der Nachweis von Teilchenenergien basiert auf statistischen Prozessen. Die Genauigkeit des Meßvorganges wird also u.a. durch die Fluktuationen der Anzahl der unkorrelierten Erzeugungsvorgänge  $n$  in der Schauerentwicklung bestimmt. Die Halbwertsbreite der Signalverteilung  $\sigma_S$  für Teilchen gleicher Energie ist daher von  $n$  abhängig,  $\sigma_S/S \sim \sqrt{n}/n$ . Daraus folgt für die Energieabhängigkeit der Meßgenauigkeit, mit  $n \sim E$  :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{c}{\sqrt{E}}. \quad (1.13)$$

Der wichtigste Schluß aus dieser Beziehung ist: die relative Energieauflösung verbessert sich mit zunehmender Energie. Die Fluktuationen in den Vorgängen der Schauererzeugung begrenzen die Energieauflösung. Reale Kalorimeter sind in ihrer Energieauflösung auch durch instrumentelle Einflüsse wie Interkalibrationsfehler und Rauschen beeinflusst. Für hadronische Energiemessungen kommen dazu noch Einflüsse durch die hadronische Schauerentwicklung. Der nachfolgende Ansatz beschreibt die Energieauflösung,

$$\frac{\sigma_{\text{Kalorimeter}}}{E} = \sqrt{\frac{c_{\text{int}}^2 + c_{\text{samp}}^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + a^2}. \quad (1.14)$$

Die einzelnen Beiträge werden jetzt erläutert.

- **Sampling-Fluktuationen:** ( $c_{\text{samp}}$  in Gl. 1.14) Diese Fluktuationen sind wichtig, weil nur ein (kleiner) Teil der Energie des eindringenden Teilchens in dem aktiven Material deponiert wird und damit zum Kalorimetersignal beiträgt. Wenn in den aktiven Lagen des Kalorimeters mehr als etwa 1% [AMA81] der Teilchenenergie deponiert wird ( $E_{\text{Aktive Layer}} \gtrsim 1\% E_{\text{Teilchen}}$ ), dann ist dieser Effekt dominiert durch Fluktuationen in der Anzahl der Gapdurchquerungen von geladenen Teilchen, die in einem Schauer entstehen. Für dünne (in  $X_0$ ) aktive Schichten sind die statistischen Fluktuationen der Anzahl der Ionisationsprozesse der entscheidende Beitrag zur Energieauflösung. (Gasförmige Media, mit überragender Bedeutung von Landau- und Weglängenfluktuationen.) In elektromagnetischen Kalorimetern sind Sampling-Fluktuationen der wichtigste Anteil zur Energieauflösung.

- **Fluktuationen der deponierten Energie durch ionisierende Teilchen:**

( $c_{\text{int}}$  in Gl. 1.14) Dieser Effekt dominiert gewöhnlich die Energieauflösung von hadronischen Kalorimetern. Ein offensichtlicher Einfluß kommt von nicht vollständigen Schauern, d.h. durch sekundäre Teilchen wie  $\nu$ ,  $n$ , u.a., die (teilweise) dem Nachweis entkommen. Ein wichtiger Einfluß kommt von Energieverlusten auf Nukleonen-Niveau. Die Energie zum Herausschlagen der Nukleonen und nukleonischer Aggregate, wie  $\alpha$ -Teilchen, aus dem Kernverbund geht dem Signal verloren. Dieser Energieanteil beträgt im Mittel  $\sim 40\%$  für den rein hadronischen Teil des Hadronschauers in Absorbern mit hohem  $Z$ . Durch die große Vielzahl möglicher nukleonischer Wechselwirkungen haben

Fluktuationen dieser Art einen großen Einfluß auf die Energieauflösung hadronischer Kalorimeter.

- **Instrumenteneffekte** : Unter diesem Stichwort werden alle Einflüsse der realen Meßapparatur zusammengefasst, die nicht durch die prinzipiellen Grenzen des Meßvorganges beschrieben werden. Das sind insbesondere zwei Effekte:

Eine *ungleichmäßige Ladungsantwort* (bei verschiedenen Einschuborten) wird verursacht durch Unregelmäßigkeiten im Aufbau, z.B. durch Halterungen, und durch Abhängigkeit der Signalhöhe von der Entfernung des Erzeugungsort zum Ort der Auslese, dieses ist vor allem wichtig bei Szintillatoren als aktivem Medium.

*Rauschen* überlagert das zu messende Signal. Ursachen dafür sind z.B. Photonen-Statistik im Szintillator, Verstärkerrauschen, zufällige Ladung durch Untergrundteilchen und räumlicher Untergrund durch Überlagerung von zwei Teilchen. Der Einfluß des Rauschens wird durch den Faktor  $b$  in Gl. 1.14 berücksichtigt.

- **Einfluß von  $e/h \neq 1$**  : Mit  $e/h$  wird das Verhältnis des Signales von elektromagnetischen Teilchen zu hadronischen Teilchen gleicher Energie bezeichnet.

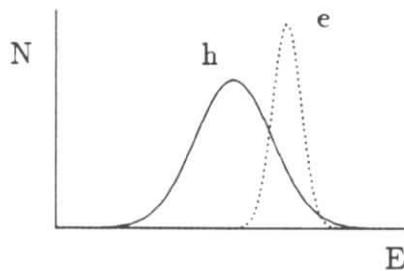


Abbildung 1.5: Typische Verteilung der hadronischen ( $h$ ) und elektromagnetischen ( $e$ ) Schauerteile für Hadronen, Wirkung von  $e/h \neq 1$ .

Unterschiede in den Signalen sind Auswirkungen der in bezug auf Ionisation nicht gesehenen Energie von Hadronen (vgl. dazu den Abschnitt über sichtbare Energie auf Seite 9). Das Signal von rein hadronischen Schauern  $h$  wird durch die möglichen sekundären Schauerteilchen hervorgerufen, dies wird veranschaulicht durch den Ansatz  $h = S_{ion} \cdot f_{ion} + S_n \cdot f_n + S_\gamma \cdot f_\gamma$ , wobei  $S_{ion}$ ,  $S_n$ ,  $S_\gamma$  jeweils den Signalen von ionisierenden Teilchen, Neutronen und nuklearen  $\gamma$  entsprechen, während  $f_{ion}$ ,  $f_n$  und  $f_\gamma$  für die Energieanteile im Schauer stehen. Die unterschiedlichen Signalverteilungen der beiden Anteile zeigt Abb. 1.5 (siehe dazu [WIG86]). Der hadronische Teil des Schauers wird mit einer breiteren Auflösung bei einem kleineren<sup>2</sup> Signal gemessen. Der elektromagnetische Anteil erzeugt ein größeres Signal bei besserer Auflösung. Das gemessene Signal bei einem hadronischen Schauer entsteht durch die Addition beider Anteile. Der Anteil der Energie des zu messenden Hadrons zur Erzeugung von  $\pi^0$  (hauptsächlich) und  $\eta$ ,

<sup>2</sup>Das  $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis ist material- und energieabhängig (siehe Gl. 1.15). Ein  $e/\pi$  größer eins ist ein typischer Wert, wobei es für diese Diskussion unerheblich ist, wie  $e/\pi$  von eins abweicht.

$f_{em}$ , fluktuiert stark und beeinträchtigt dadurch die Auflösung der hadronischen Energiemessung. Außerdem steigt  $\langle f_{em} \rangle$  logarithmisch mit der Energie. Also hat  $e/h \neq 1$  folgende Konsequenzen:

- (1) Die Fluktuationen in  $f_{em}$  geben einen weiteren Beitrag zur Energieauflösung.
- (2) Die Fluktuationen der  $\pi^0$ -Erzeugung in den ersten Wechselwirkungen bestimmen auch bei höheren Energien hauptsächlich  $f_{em}$ . Da die Anzahl der Schauerteilchen mit  $\ln E$  steigt, nimmt die Bedeutung dieser Fluktuationen kaum ab und die Energieauflösung verbessert sich *nicht* mit  $\frac{1}{\sqrt{E}}$ .
- (3) Das Kalorimeter-Signal ist nicht direkt proportional zur Hadron-Energie (Alienarität).
- (4) Das gemessene  $e/\pi$ -Verhältnis ist energieabhängig.

Da das gemessene Signalverhältnis von Elektronen zu Hadronen energieabhängig ist, soll hier folgende Nomenklatur benutzt werden;  $e/\pi$  bezeichnet das energieabhängige Verhalten der Mittelwerte der Energiemessungen und  $e/h$  einen energieunabhängigen Wert der Meßapparatur. Die Energieabhängigkeit von  $e/\pi$  kann nach [MAR89] so angegeben werden

$$\frac{e}{\pi}(E) = \frac{\frac{e}{h}}{1 - \langle f_{em}(E) \rangle \left[1 - \frac{e}{h}\right]} \quad (1.15)$$

mit  $\langle f_{em}(E) \rangle = 0.1 \ln E [100 \text{ MeV}]$ ,  
gültig für  $10 \text{ GeV} \leq E \leq 100 \text{ GeV}$ .

Dieser Effekt,  $e/h \neq 1$ , gibt einen energieunabhängigen Beitrag zur Energieauflösung, also zusammen mit Instrumenteneffekten den Term  $a$  in Gl. 1.14. Dieser Term dominiert bei höheren Teilchenenergien die Energieauflösung. Für eine Energieauflösung mit kleinem konstanten Term, ist es also nötig  $e/h = 1$  zu erreichen. Ein Kalorimeter das diese Bedingung erfüllt wird als *kompensierend* bezeichnet.

Das H1-Kalorimeter ist á priori nicht kompensierend, d.h. es ist  $e/h \neq 1$ . Die zu messenden Ereignisse bei HERA werden zum großen Teil Teilchenbündel (sog. *Jets*) aus Hadronen und Photonen aus  $\pi^0$ -Zerfällen enthalten, sowie einzelne Leptonen. Die Energie dieser Teilchen muß jeweils genau gemessen werden. Aus diesen und den oben erläuterten Gründen ist es unerlässlich, Kompensation zu erreichen. Kompensation kann bei der Planung von Kalorimetern durch bautechnische Maßnahmen erreicht werden oder durch Software-Methoden in der OFFLINE-Analyse erfolgen.

Um Kompensation als Meßgeräteeigenschaft zu erreichen, kann vor allem die Empfindlichkeit für Neutronen eingestellt werden durch Nutzung von wasserstoffhaltigen Auslesemédien. Deren Wirkungsquerschnitt für Neutron-Proton-Stöße ist groß, so daß die Neutronen dem Nachweis nur zu einem geringeren Teil entkommen. Überkompensation ( $e/h < 1$ ) kann z.B. durch Einstellen des Auslesezeitraumes korrigiert werden. (Das Signal der Neutronen kommt erst „spät“ verglichen mit den übrigen Signalen, zur zeitlichen Entwicklung von hadronischen Schauern siehe z.B. [DER88] und Referenzen dort.)

Eine OFFLINE-Korrektur der Daten bezüglich der elektromagnetischen Komponenten der hadronischen Schauer soll bei H1 die Kompensation erreichen. Durch feine Granularität des Kalorimeters sollen die  $\pi^0$ -Anteile in den hadronischen Schauern erkannt und entsprechend bewertet werden.

### 1.3.2 Argon-Kalorimeter

Die auf Seite 4 angeführten Forderungen an das Kalorimeter für die Anwendung bei HERA können in hohem Maße von einem Argon-Kalorimeter erfüllt werden. Das Kalorimeter für den H1-Detektor ist ein Sampling-Kalorimeter mit Argon als aktivem Medium und Blei bzw. Eisen als Absorbermaterial. Im Hinblick auf diese Wahl sollen jetzt ein paar Eigenschaften von Argon-Kalorimetern diskutiert werden.

#### Prinzip der Ionisationskammer

Argon-Kalorimeter werden nach dem Prinzip der total-absorbierenden Ionisationskammer gebaut. Der Schauer soll sich vollständig im Volumen des Detektors entwickeln. Das Prinzip zur Signalmessung ist einfach, zwischen Kondensatorplatten zur Felderzeugung wird ein flüssiges Edelgas, z.B. Argon (LAr), gefüllt. Relativistische Schauerteilchen erzeugen beim Passieren der Argon-Schicht Ladungen, die durch das Feld auf die Kondensatorplatten gezogen werden. Das so erhaltene Signal ist proportional der Spurlänge und damit nach Gl. 1.5 der Energie der einfallenden Teilchen. Um das Sampling-Verhältnis einzustellen, wird das passive Material gewöhnlich in die Struktur der Kondensatorplatten integriert.

#### Eigenschaften von flüssigem Argon

Die Eigenschaften von LAr, die die Verwendung als aktivem Medium in einem Kalorimeter begünstigen, sind nachfolgend aufgeführt:

- i) geringe Elektronegativität, d.h.  $e^-$  werden nur wenig von Ar-Atomen wieder eingefangen. Sie haben eine große freie Weglänge.
- ii) hohe Dichte ( $\rho_{Ar} = 1.4 \frac{g}{cm^3}$ )
- iii) hohe Elektronbeweglichkeit ( $\sim 5 \frac{mm}{\mu s}$  bei einem elektrischen Feld von  $1 \frac{kV}{mm}$ )
- iv) LAr ist strahlungsfest
- v) LAr ist nicht brennbar
- vi) LAr ist in hoher Reinheit erhältlich
- vii) viele elektronegative Verunreinigungen werden ausgefroren

Und noch ein wichtiger Nachteil der Verwendung von LAr:

- Der Siedepunkt von Argon liegt bei  $T = 86$  K. Es wird deshalb ein Kryostat benötigt.

#### Signalerzeugung im Argon

Der durchschnittlich im aktivem Medium deponierte Energieanteil des eindringenden Teilchens wird durch Gl. 1.12 angegeben. Wie groß ist die im Argon beobachtbare Ladung?

Ein ionisierendes Teilchen verliert bei der Erzeugung eines Ladungspaars ( $Ar^+$ -Ion und  $e^-$ )  $23.6 eV$  [MIY74]. Die durch diese Ionisation entstandenen Ladungen driften auf die entsprechenden Elektroden zu. Die Geschwindigkeiten der Elektronen und der Argonionen sind stark unterschiedlich, bei  $E = 1 \frac{kV}{mm}$  ist  $v_{e^-} \simeq 4.5 \cdot 10^5 \frac{cm}{s}$  [ENG74]. Die Geschwindigkeit der

Argonionen ist vier Größenordnungen kleiner und in der kurzen Zeit, die die Elektronen brauchen, um zu ihrer Elektrode zu gelangen, gibt es keinen meßbaren Beitrag der Argonionen. Der Strom durch eine einzelne Ladung in dem Detektorkondensator ist  $e/t_D$ , mit  $t_D$  als der maximalen Zeit für die Elektronensammlung, d.h. das Elektron durchquert während  $t_D$  die ganze Argonschicht. Die gemessene Ladung ist mit  $Q = I \cdot t$

$$Q(x) = e \frac{d-x}{d}$$

mit  $x$  als dem Erzeugungsort der Ladung und  $t = \frac{(d-x)}{d}t_D$  als Driftzeit für diese Ladung.

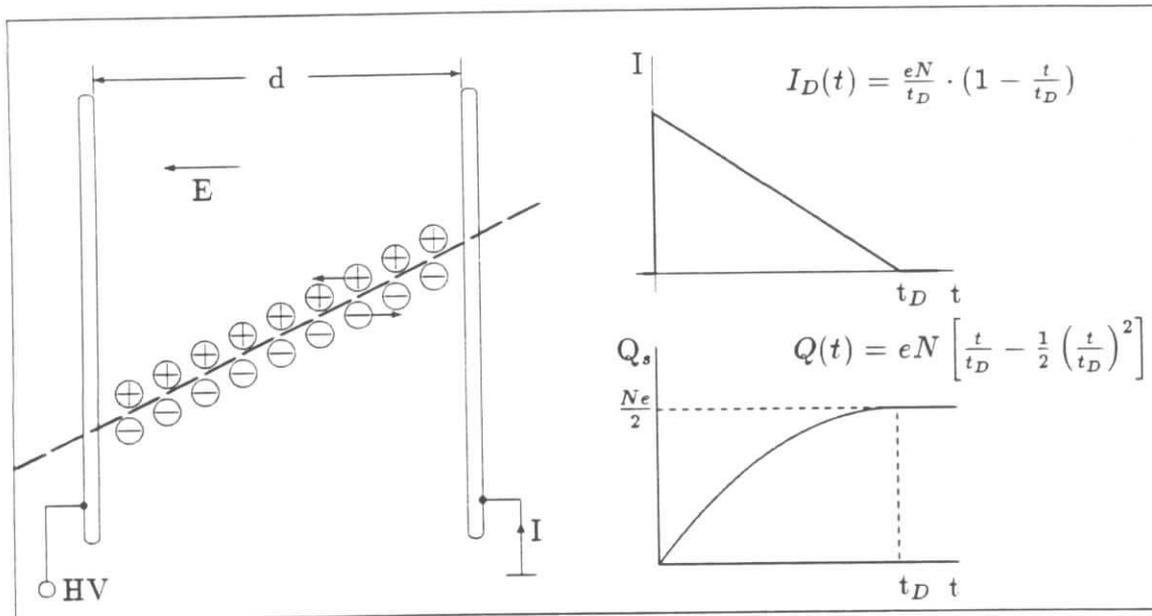


Abbildung 1.6: Ladungssammlung im Argon

Betrachten wir jetzt eine uniforme Ionisationsspur im Argon (Abb. 1.6). Der Strom im Detektor nimmt kontinuierlich ab,  $I_D(t) = eN/t_D \cdot (1 - t/t_D)$ , in dem Maß wie Elektronen auf die Elektrode treffen. Die Summe der Ströme in einem Stromkreis ist Null, deshalb ist der Strom in der Meßelektronik gleich dem Strom in der Detektorkapazität,  $C_D$ . Es folgt für die gemessene Ladung der Ionisationsspur:

$$Q(t) = \int_0^t I_D(t_1) dt_1.$$

Nach Einsetzen und Integration ergibt sich

$$Q(t) = eN \left( \frac{t}{t_D} - \frac{1}{2} \left( \frac{t}{t_D} \right)^2 \right)$$

und schließlich als gemessene Ladung ( $t = t_D$ ) :

$$Q_{\text{Spur, gemessen}} = \frac{1}{2} e N \quad ; \quad (1.16)$$

also ist die gemessene Ladung nur die Hälfte der durch die Ionisationselektronen transportierten Ladung.

Material	Z	A	$\rho \left[ \frac{g}{cm^3} \right]$	$E_C [MeV]$	$X_0 [cm]$	$X_0 \left[ \frac{g}{cm^2} \right]$	$\lambda_0 \left[ \frac{g}{cm^2} \right]$	$\lambda_0 [cm]$	$R_M [cm]$
LAr	18	39.95	1.40	30.56	14.00	19.55	117.2	83.71	9.62
Pb	82	207.19	11.35	6.71	0.56	6.37	194.0	17.09	1.75
Fe	26	55.85	7.87	21.15	1.76	13.84	131.9	16.76	1.75

Tabelle 1.1: Einige wichtige Materialkonstanten [PAR88] für das H1-Kalorimeter

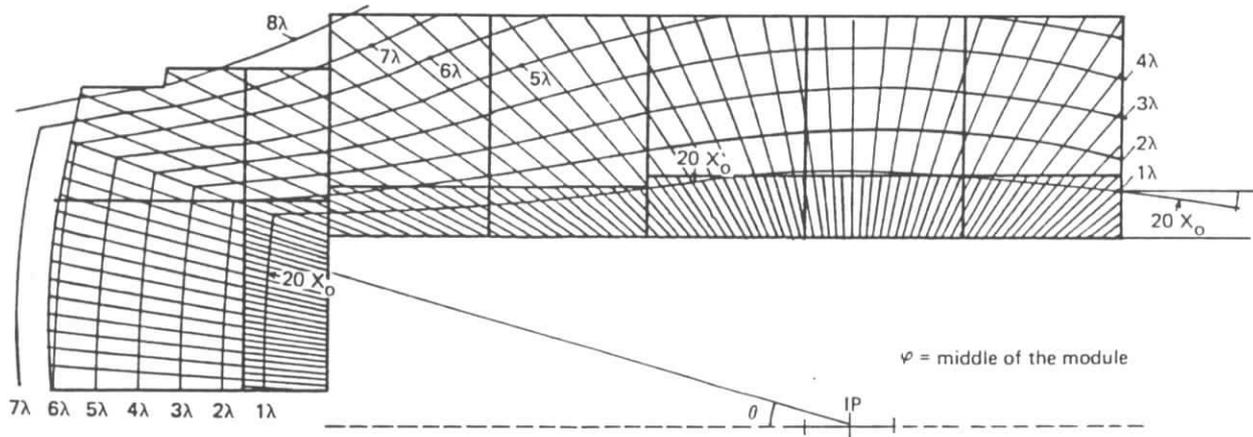
Die geringste sichtbare Ladung ( $Q = 1e_0$ ) entspricht damit einer Energie von  $E_{Ar} = 2E_{ion, Ar}$  und bei einem Samplingverhältnis von ca. 10% einer Energie im Kalorimeter von  $E_{EMC} = 20E_{ion, Ar} \simeq 480eV$ . Das ist die untere Grenze des theoretisch meßbaren Energiespektrums. (Vor allem Rauschen verhindert die Messung so kleiner Signale.)

### 1.3.3 Das H1-Kalorimeter

Die Auslegung der HERA-Maschine gibt eine asymmetrische Konstruktion des Energiemeßinstrumentes vor. Mit steigendem Winkel  $\Theta$ <sup>3</sup> nimmt die maximal erreichbare Energie, sowie auch die Teilchendichte, ab. Damit nimmt auch die Menge an Material ab, die notwendig ist, um die entstehenden Schauer voll zu absorbieren (siehe Abb. 1.7). Die Segmentierung des Kalorimeters (vgl. Abb. 1.8) ist so gewählt, daß sich näherungsweise eine *pointing*-Struktur ergibt. Das bedeutet, daß die Auslesesegmente vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen gerade einen definierten Raumwinkel ausfüllen. Die Segmentierung variiert mit  $\Theta$ , also der Teilchendichte, und ist

- $\approx 4 \times 4cm^2$  im Vorwärtskalorimeter,
- $\approx 10 \times 10cm^2$  im Zentralkalorimeter und
- $\approx 15 \times 15cm^2$  im Rückwärtskalorimeter.

Die für das H1-Kalorimeter wichtigsten Materialien und ihre Parameter für die Schauerentwicklung zeigt die Tabelle 1.1.


 Abbildung 1.7: Tiefe des H1-Kalorimeters, in  $X_0$  und  $\lambda_0$ 

<sup>3</sup>Winkel relativ zur Protonenflugrichtung.

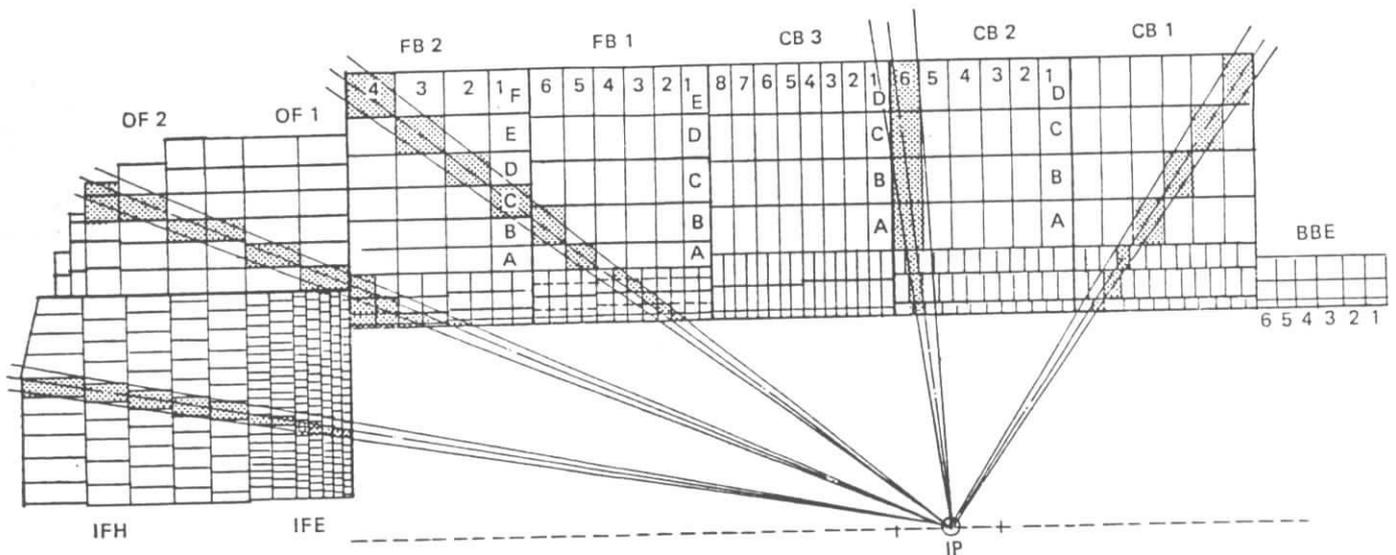


Abbildung 1.8: Segmentierung des H1-Kalorimeters

Das gesamte Kalorimeter wird aus mehreren Teilen und Regionen bestehen:

$\Theta$	Kalorimetertyp
$1^\circ - 4^\circ$	Plug-Kalorimeter : Kupfer-Silizium-Detektor
$4^\circ - 20^\circ$	Vorwärtsregion LAr-Kalorimeter Schichten senkrecht zum Strahl
$20^\circ - 152^\circ$	Zentrale Region LAr-Kalorimeter $20^\circ - 45^\circ$ Schichten senkrecht zum Strahl $45^\circ - 152^\circ$ Schichten parallel zum Strahl
$152^\circ - 176^\circ$	Rückwärts-Kalorimeter : Blei/Szintillator-Sandwich

Der H1-Detektor soll HERA-Ereignisse möglichst vollständig messen. Dabei ist ein großer meßbarer Raumwinkelbereich und eine genaue Kalibrierung der gemessenen Energie wichtig. Die damit ausschlaggebenden Gründe für die Wahl eines LAr-Kalorimeters für H1 sind [H186]:

- Stabilität und einfache Kalibration
- feine Granularität für  $e/\pi$ -Separation und Energieflußmessungen
- Homogenität der Meßantwort bei verschiedenen Einschußorten

# Kapitel 2

## Versuchsaufbau

Die Messungen am Viertelstack wurden im Sommer 1988 am CERN durchgeführt. Genutzt wurde der Teststrahl H6 des Superprotonsynchrotrons SPS. Der Meßplatz befindet sich in der Nordhalle 1 (EHN1) und wurde bereits für vorherige Tests im Rahmen der H1-Kalorimeterentwicklung aufgebaut und verwendet. Neu für diesen Test war eine erweiterte Ausleseelektronik. Die Abbildung 2.1 zeigt eine Skizze wesentlicher Teile des Versuchsaufbaues.

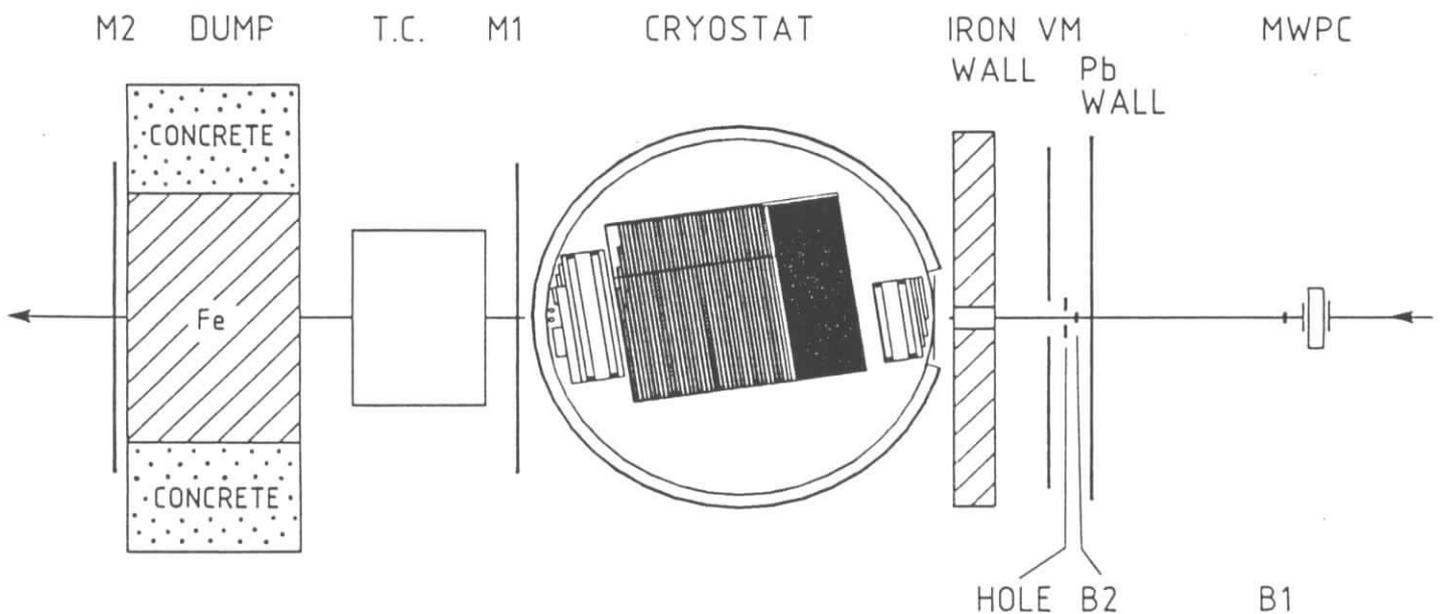


Abbildung 2.1: *Der Versuchsaufbau: Im Kryostaten ist vor und hinter dem Kalorimeter ein Argonverdränger aus Schaumstoff eingesetzt. Zu weiteren Erläuterungen siehe Text.*

In diesem Kapitel wird zunächst der zu testende Viertelstack beschrieben. Anschließend werden die Eigenschaften des Teststrahls angegeben und die Auswahlkriterien für die Teilchen aus diesem Strahl durch die Triggerlogik erläutert. Außerdem wird die Ausleseelektronik beschrieben.

## 2.1 Testkalorimeter

Zur Kalibrierung des IF-Kalorimeters wurde ein Teilstück davon angefertigt. Es hat die gleichen longitudinalen Abmessungen wie das vollständige Kalorimeter, die Stirnfläche ist jedoch auf ein Viertel begrenzt (siehe Abb. .2), weshalb dieser Quadrant Viertelstack genannt wird. Seine Geometrie, der mechanische Aufbau und die Auslesestruktur sind identisch mit dem bei H1 verwendeten IF-Stack. Diese Punkte werden im Folgenden beschrieben.

### 2.1.1 Mechanischer Aufbau

Das H1-Kalorimeter besteht aus zwei Komponenten. Das elektromagnetische Kalorimeter (IFE) ist mit Blei als Absorbermaterial ausgestattet, während für das hadronische Eisen verwendet wird. Das Blei-Kalorimeter ist feiner unterteilt, um elektromagnetische Schauer zu identifizieren, und soll diese vollständig absorbieren. Das Eisenkalorimeter (IFH) hat ein kleineres Sampling, damit es gelingt, die meisten hadronischen Schauer in dem zur Verfügung stehenden Raum zu absorbieren. Die Unterteilung ist etwas gröber als in IFE. Sie soll die Identifikation der durch  $\pi^0$  initiierten elektromagnetischen Subschauer gerade noch ermöglichen.

#### Das elektromagnetische Kalorimeter

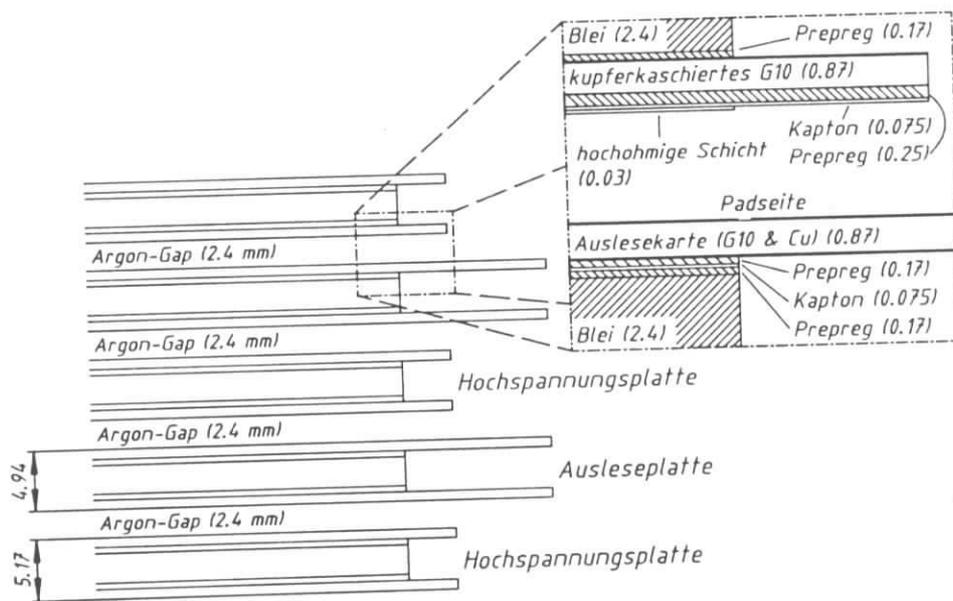


Abbildung 2.2: Longitudinaler Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters. (Maße in mm)

Der longitudinale Aufbau des Kalorimeters ist die aufeinanderfolgende Anordnung von Bleiplatten (Dicke :  $d_{pb} = 2.4\text{mm}$ ) und Argongaps ( $d_{\text{Argon}} = 2.4\text{mm}$ ). Die Hochspannung zur Felderzeugung für die Ladungsauslese wird durch Kondensatorflächen vermittelt. Die Kathodenseite wird durch ein leitendes Ruß-Klebstoff-Gemisch, **High-Resistive-Coating**, mit einem Flächenwiderstand von  $1 \dots 100\text{M}\Omega/\square$ , gebildet. Die Anodenseite besteht aus kleinen, aufgeklebten Kupferflächen, deren Größe die laterale Auslesestruktur definiert. Die Signalleitungen laufen „versteckt“ zwischen zwei isolierenden Schichten zu seitlichen Steckerleisten, um dort

ausgelesen zu werden. Die Details des Aufbaus gibt Abb. 2.2 wieder.<sup>1</sup>

Zu beachten ist, daß die Hochspannungsplatten und die Ausleseplatten, einschließlich der aufgetragenen Schichten, die gleiche Dicke in  $X_0$  haben. Damit wird eine reguläre Schauerentwicklung gewährleistet. Das elektrische Feld im Argongap ist so gerichtet, daß die Elektronen zur Ausleseplatten driften. D.h. die Hochspannungsplatten werden an ein negatives Potential gelegt, während die Ausleseplatten mit dem Massepotential verbunden sind.

Das Kalorimeter besteht aus 61 dieser Bleiplatten und zwei äusseren, einseitigen Hochspannungsplatten aus Aluminium. Diese sollen die Menge des toten Materials vor dem Kalorimeter so klein wie möglich halten ( $X_{0Pb} < X_{0Al}$ ). Vor dem Kalorimeter ist noch ein sogenannter Argonverdränger aus Schaumstoff (großes  $X_0$ ) platziert, der frühes Aufschauern der Teilchen verhindern soll.

Der Zusammenhalt dieses Aufbaus wird durch 28 Stahlstangen und einen Stahlbolzen gesichert, die senkrecht durch die Schichten führen. Abstandshalter auf den Stahlstangen definieren die Dicke der Argongaps. Der Stahlbolzen dient als Aufhängung im späteren H1-Detektor.

### Das hadronische Kalorimeter

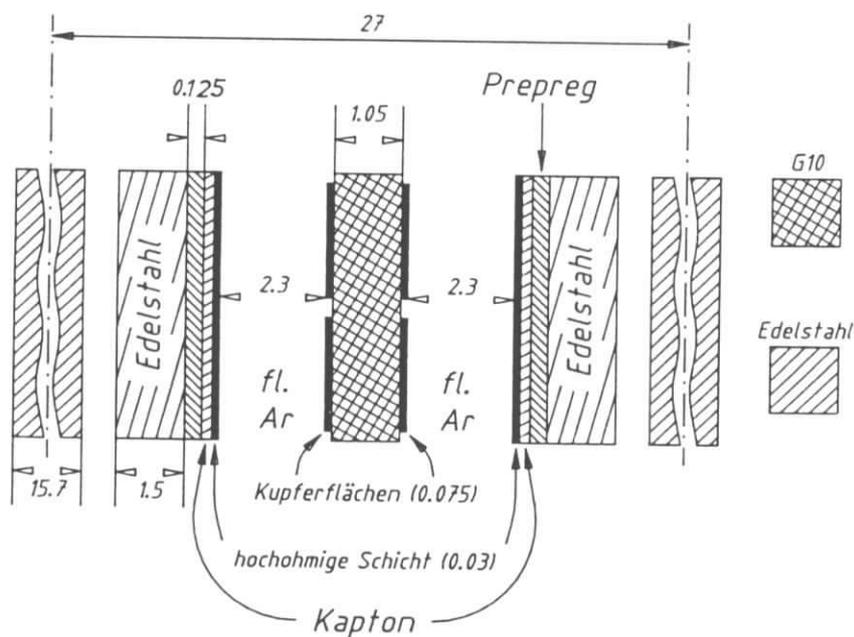


Abbildung 2.3: Longitudinaler Aufbau des hadronischen Kalorimeters. ( Maße in mm )

Die longitudinale Struktur unterscheidet sich von der des elektromagnetischen Kalorimeters. Als Absorbermaterial ist Eisen gewählt mit  $\lambda_{0Pb} \approx \lambda_{0Fe}$ , aber  $X_{0Pb} < X_{0Fe}$ . Elektromagnetische Subschauren entwickeln sich daher über größere Distanzen als bei Verwendung von Blei. Weitere Gründe sind bautechnischer Art: Stahl ist wesentlich stabiler.

Wegen der Größe der Stahlplatten ist es nicht möglich, sie genügend planparallel herzustellen, um eine genau gleiche Gapdicke über den ganzen Bereich der Platte zu erhalten. Deshalb wurde eine selbsttragende Absorberstruktur gebaut. 37 Stahlplatten der Dicke 1.57 cm werden mit seitlichen Blechen auf einen Abstand von 1.23 cm verschweißt. Die komplette Hochspannungszuführung und Auslese wird als Modul in die Lücken dieser Struktur geschoben. Die Details dieser Module, sogenannte *independent Read-Out-Cells*, sind aus Abb. 2.3 ersichtlich.

<sup>1</sup> Ausführliche Beschreibungen bei [LOC87,NAU89].

*Bemerkung* : Diese ROC sind aus Symmetriegründen mit zwei Gaps ausgestattet. So treten beim Abkühlen des Kalorimeters keine Scherkräfte durch diese Elemente auf. Zusätzlich haben die ROC so eine symmetrische mechanische Struktur, die robust bei der Verarbeitung ist.

### 2.1.2 Struktur der Nachweiszellen

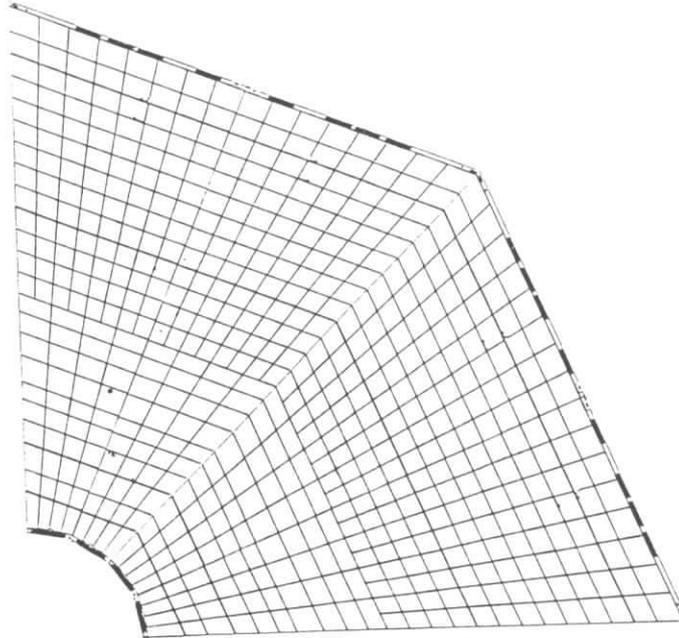


Abbildung 2.4: Auslesestruktur in IFE

Wie schon erwähnt, ist die Anode des Detektorkondensators aus vielen elektrisch getrennten Kupferplättchen aufgebaut. Den Aufbau zeigen die Abbildungen 2.4 und 2.5.

Vom Wechselwirkungspunkt in H1 aus gesehen, sind die Kupferflächen der Anodenseite (*Pads*) gerade so angeordnet, daß die longitudinal nacheinander angeordneten Plättchen das gleiche Raumwinkелеlement abdecken. Um die mit steigender Entfernung veränderten Geometriebedingungen zu erfüllen, sind verschiedene Ausführungen (Familien) der Ausleseplatten gebaut worden (vergleiche Abb. 1.8).

Eine longitudinale Segmentierung des Kalorimeters ist zur Elektron-Pion-Trennung nötig und soll ein Erkennen von hohen lokalen Energiedichten, die durch elektromagnetische Schauer deponiert werden, ermöglichen. Diese Segmentierung sollte fein genug sein, um hadronische Schauerprofile, skalierend in  $\lambda_0$ , und elektromagnetische Schauerprofile, die sich mit  $X_0$  entwickeln, voneinander zu unterscheiden. Tiefen von einigen  $X_0$  sind für diesen Zweck ausreichend. Also werden die in einem Raumwinkелеlement befindlichen Pads zu Sektionen (Tower) zusammengeschaltet und die Summen ihrer Signale ausgelesen.

#### Das elektromagnetische Kalorimeter

Die durchschnittliche Kantenlänge der Pads ist der zweifache Molièreradius in Blei. Es gibt sieben Familien von Ausleseplatten und die Pads sind longitudinal zu vier Sektionen zusammengeschaltet (siehe Tab. 2.1).

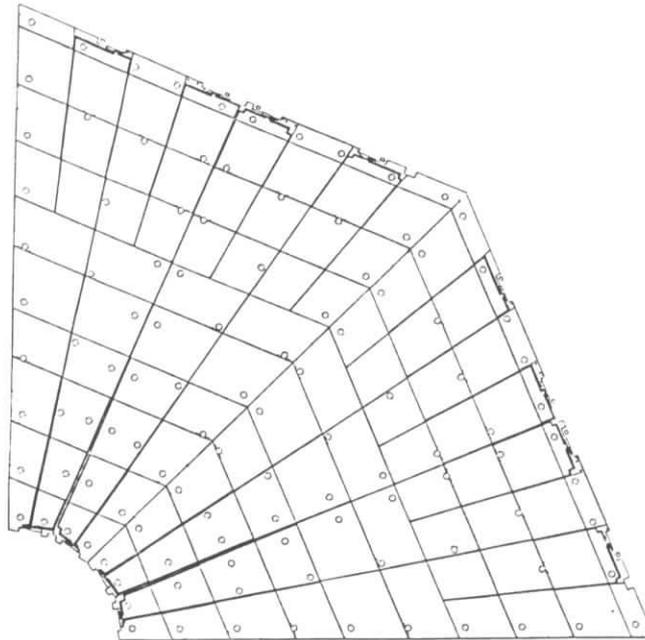


Abbildung 2.5: Auslesestruktur in IFH

Sektion	Ausleseplatten	Länge [cm]	Länge [ $X_0$ ]	Länge [ $\lambda_0$ ]
0	3	4.94	2.82	0.164
1	6	8.95	5.55	0.260
2	8	11.93	7.40	0.347
3	14	20.83	12.54	0.600
IFE	31	46.65	28.31	1.370

Tabelle 2.1: Longitudinale Struktur des elektromagnetischen Kalorimeters; durch Rundungen können die Summen der Spalten von der Angabe für IFE abweichen.

### Das hadronische Kalorimeter

Die Gestalt der Pads ist ähnlich wie im elektromagnetischen Stack. Die Kantenabmessungen sind in der Größenordnung von 0.5 bis  $1\lambda_0$ . Es gibt acht Familien der Auslesestruktur. Longitudinal werden fünf Sektionen ausgelesen (siehe Tab. 2.2).

## 2.2 Teststrahl

Im SPS werden Protonen alle  $14.4s$  auf  $450GeV$  beschleunigt. Nach Beendigung der Beschleunigung werden die Protonen an definierten Punkten kontinuierlich über ein Zeitintervall von  $2.4s$  aus dem Synchrotron ausgelenkt. Der so entstandene Strahl wird über ein oder zwei Targets geleitet (sekundärer bzw. tertiärer Modus) und liefert dann definierte Teilchen mit gegebenem Impuls. Die Impulsdefinition erfolgt über eine Ablenkung im Magnetfeld und Ausblenden der nicht erwünschten Teilchen mit Hilfe von Kollimatoren. Der erreichbare Impulsbereich ist  $10GeV \leq p \leq 250GeV$ . Die möglichen Strahlteilchen sind Elektronen, Myonen, Pionen,

Sektion	Ausleseplatten	Länge [cm]	Länge [ $X_0$ ]	Länge [ $\lambda_0$ ]
0	6	16.8	6.72	0.82
1	6	16.8	6.72	0.82
2	7	19.6	7.83	0.95
3	7	19.6	7.83	0.95
4	11	30.8	12.31	1.50
IFH	37	103.6	41.41	5.04

Tabelle 2.2: Longitudinale Struktur des hadronischen Kalorimeters

Kaonen und Protonen [H681].

Im *Sekundärmodus* befindet sich ein Target im Strahl, der optimale Impulsbereich ist  $p \geq 100 \text{ GeV}$ . Die Teilchen werden durch Synchrotronstrahlung separiert. Die Impulsauflösung des erhaltenen Strahles liegt für Elektronen bei  $\Delta p/p = 0.8\%$  und für Pionen bei  $\Delta p/p = 0.05\%$ .

Der Strahl im *tertiären Modus* (nach Passieren von zwei Targets) ist für Impulse  $p \leq 100 \text{ GeV}$  geeignet, da die Intensität für höhere Energie zu klein ist. Die Teilchenidentifikation erfolgt durch zwei Čerenkovzähler mit Ringselektion, welche bei Impulsen von  $p \geq 100 \text{ GeV}$  allerdings keine Information dazu mehr liefern können. Die Impulsauflösung des Strahls ist  $\Delta p/p = 0.8\%$ .

Das Strahlprofil wird mit Vielfachdrahtproportionalkammern (MWPC) kontrolliert, die in ca.  $1.90 \text{ m}$  und  $25.4 \text{ m}$  Entfernung vor dem Kalorimeter aufgebaut sind. Außerdem werden die Daten der Kammern auch zur Auswahl von Teilchen benutzt (Ausschluß von Ereignissen mit Mehrfachsignalen). Die Position der Teilchen wird auf besser als  $2 \text{ mm}$  genau bestimmt.

Der Strahl wird vom zweiten Target aus in einem Vakuumrohr geführt, das bis auf  $46 \text{ m}$  an das Kryostatfenster heranreicht.

## 2.3 Trigger

Während der jeweils  $2.4 \text{ s}$  Strahlzeit dringen Teilchen in kurzem zeitlichen Abstand in das Kalorimeter ein. Der Trigger hat hier die Aufgabe, gewünschte Ereignisse herauszufinden und das Signal zur Auslese der Ladungsinformation zu geben. Da nach ca.  $2 \mu\text{s}$  die Ladungsinformationen digitalisiert vorliegen, muß der Trigger bis dahin eine Entscheidung getroffen haben, ob die Auslese beginnen kann. Einfach alle Ereignisse auszulesen ist keine Möglichkeit, weil der tatsächliche Schreibvorgang der Daten auf ein Magnetband auch einige Zeit in Anspruch nimmt und verwertbare Ereignisse dann nur zufällig gespeichert werden. Außerdem muß die anfallende Datenmenge nach Möglichkeit von vornherein klein gehalten werden, um genügend Speicherraum zu haben. Der Trigger wurde speziell für diesen Test gebaut.

### Trigger für den Kalorimetertest

Mit Hilfe der Triggerlogik (siehe Abb. 2.6) soll festgestellt werden, ob genau ein Teilchen an der richtigen Stelle in das Kalorimeter eingedrungen ist. Als Eingabe für die Triggerlogik stehen folgende Informationen zur Verfügung:

1. zwei gekreuzte Fingerzähler ( **B1** und **B2** ), *B1 und B2 bestimmen die erlaubte Eintrittsfläche für die Teilchen.*
2. zwei Čerenkovzähler ( **CEDAR 1** und **CEDAR 2** ), *Bei Impulsen  $p \leq 100 \text{ GeV}$  definieren die CEDAR die Teilchenart.*
3. eine 14fach-unterteilte Vetowand ( **VM** ), *Mit der Vetowand werden Ereignisse mit begleitender Beamhalo<sup>2</sup> erkannt und nicht akzeptiert, z.B. Myonen aus Zerfällen der Pionen im Strahl. Um eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen zu erhalten, ist vor VM eine Bleiwand mit 1cm Dicke plaziert. (Diese Wand ist mit einem Strahlloch mit einem Durchmesser von ca. 4.2cm versehen.) Die nachfolgende Eisenwand (Wandstärke  $\approx 40\text{cm}$ ) soll rückgestreute Teilchen von VM abhalten.*
4. ein zweifach-unterteilter Lochzähler ( **HOLE** ) und *Mit dem HOLE-Counter werden Teilchen, die nicht den richtigen Einschußort haben zurückgewiesen. Das durch Vetowand und HOLE vorgegebene Loch hat einen Durchmesser von  $\approx 2\text{cm}$ .*
5. zwei zehnfach-unterteilte Myonwände ( **M1** und **M2** ). *M1 und M2 befinden sich hinter dem Kalorimeter. Sie sollen die Spuren von austretenden Myonen anzeigen. Die Eisenwand vor M2 stellt sicher, daß nur Myonen bis dorthin vordringen. Die Myonspuren können dann später mit den Informationen vom Kalorimeter verglichen werden.*

Ein Ereignis im Kalorimeter wird akzeptiert, wenn CEDAR 1 oder 2 das gewünschte Teilchen ankündigen und B1 und B2 den richtigen Einschußort definieren. Wieder verworfen wird die Auslesebestätigung durch ein Veto von VM oder HOLE. Da die Ladungssammlung in den Argongaps ca.  $500\text{ns}$  in Anspruch nimmt, muß sichergestellt werden, daß in dieser Zeit kein weiteres Teilchen in das Kalorimeter eindringt und die Messung verfälscht. Über Verzögerungsglieder wird daher abgefragt, ob der vorherige Schauer schon abgeklungen ist oder ob während der Ladungssammelzeit ein weiteres Teilchen in das Kalorimeter eingedrungen ist (**EARLY PILEUP** und **LATE PILEUP**). Die schnelle Triggerlogik schaut also nach

<sup>2</sup>Beamhalo meint hier strahlbegleitende Teilchen aus Wechselwirkungen der Strahlpionen oder andere Teilchen, die in Koinzidenz mit dem gewünschten Teilchen in das Kalorimeter eindringen und die Messung beeinflussen könnten.

einer Koinzidenz der erwähnten Signale bzw. ob sie nicht gesetzt sind. Die Informationen von M1 und M2 werden in der OFFLINE-Analyse verwendet.

Die Aufgaben des Triggers sind damit noch nicht erschöpft. Der „Zustand“ des Kalorimeters soll auch während der laufenden Messungen beobachtet werden. Dazu läßt der Trigger in einem vorher eingestellten Verhältnis bei einem Test zu den gewünschten Teilchen auch Ereignisse zu, bei denen kein Teilchen im Kalorimeter ist. Das sind die **ARTIFICIAL**- („künstlich“) und **RANDOM**- („Zufall“) Ereignisse. Sie werden ausgelesen, wenn gerade keine Ladung im Kalorimeter ist, um das Kalorimeter im *Grundzustand* zu zeigen. **RANDOM**-trigger werden während der 2.4s Strahlzeit genommen, während **ARTIFICIAL**trigger in der restlichen Zeit ausgelesen werden. Der Trigger läßt zu den gewünschten Teilchen, Elektronen oder Pionen, auch einige Myonen ( $M_1 \wedge M_2 \wedge VM$ ) zu, damit deren Ladungsdeposition im Kalorimeter untersucht werden kann. Myonen sind nahezu minimalionisierende Teilchen (mip) und schauen gewöhnlich im Kalorimeter nicht auf. Ihre Ladungserzeugung im Kalorimeter ist daher sehr klein. Deshalb können auch diese Ereignisse untersucht werden, um das Kalorimeter im Grundzustand zu betrachten. Abbildung 2.6 zeigt ein Schaltbild der Triggerlogik.

## 2.4 Ausleseelektronik

Die für den Test der Kalorimeter aufgebaute Elektronik ist ebenfalls eine Entwicklung für die Verwendung beim H1-Detektor. D.h. die Elektronik wird speziell für dieses FlüssigArgon-Kalorimeter optimiert. Die angewandten Prinzipien haben sich seit dem Versuch von Radeka und Willis, [WIL74], nicht geändert. Alleine die Optimierungsbedingungen haben sich geändert, z.B. durch verbesserte Bauelemente, die den Bau von rauschärmeren Verstärkern ermöglichen. Hier sollen jetzt einige Grundlagen der Ausleseelektronik erläutert werden.

### Die Basisschaltung

Die Signale der Kalorimeter-Tower werden mit 10m langen Kabel aus dem Kryostat herausgeführt und der ersten Stufe der Ausleseelektronik zugeleitet. Die wärmetechnische Trennung muß dabei durch spezielle Durchführungen (*Feedthroughs*) erfolgen, damit das Argon nicht verunreinigt wird durch Luftpneinschlüsse aus der Atmosphäre. Die erste Stufe ist die sogenannte **ANalogBoX**, eine elektrische und mechanische Einheit, in der auf acht Karten jeweils 16 Kanäle verstärkt werden. Die Ausgangssignale der ANBX gehen über 50m lange Übertragungskabel zur zweiten Stufe. Diese besteht aus analogen Empfangseinheiten (**ANalog Receiving Unit**), von denen jeweils acht eine Box bilden (**ANalog Receiving BoX**). Die Ausgänge der ANRUs werden schließlich durch ADC<sup>3</sup> (**ADC-boArd**) digitalisiert und dem **Daten-AQ**uisitions-System übergeben. Dort wird der aktuelle Status beobachtet (**ONLINE-MONITORING**) und die Daten werden auf Band geschrieben. Die Steuerung der verschiedenen Komponenten zueinander wird durch einen Sequenzer geregelt.

### Das Ausleseprinzip

In Abb. 2.7 ist der prinzipielle Schaltplan für die Auslese der Pads des Kalorimeters angegeben. Die Hochspannung (2.5kV) wird über das HRC herangeführt und gleichzeitig kapazitiv gegen

<sup>3</sup>ADC = ANALOG-DIGITAL-CONVERTER

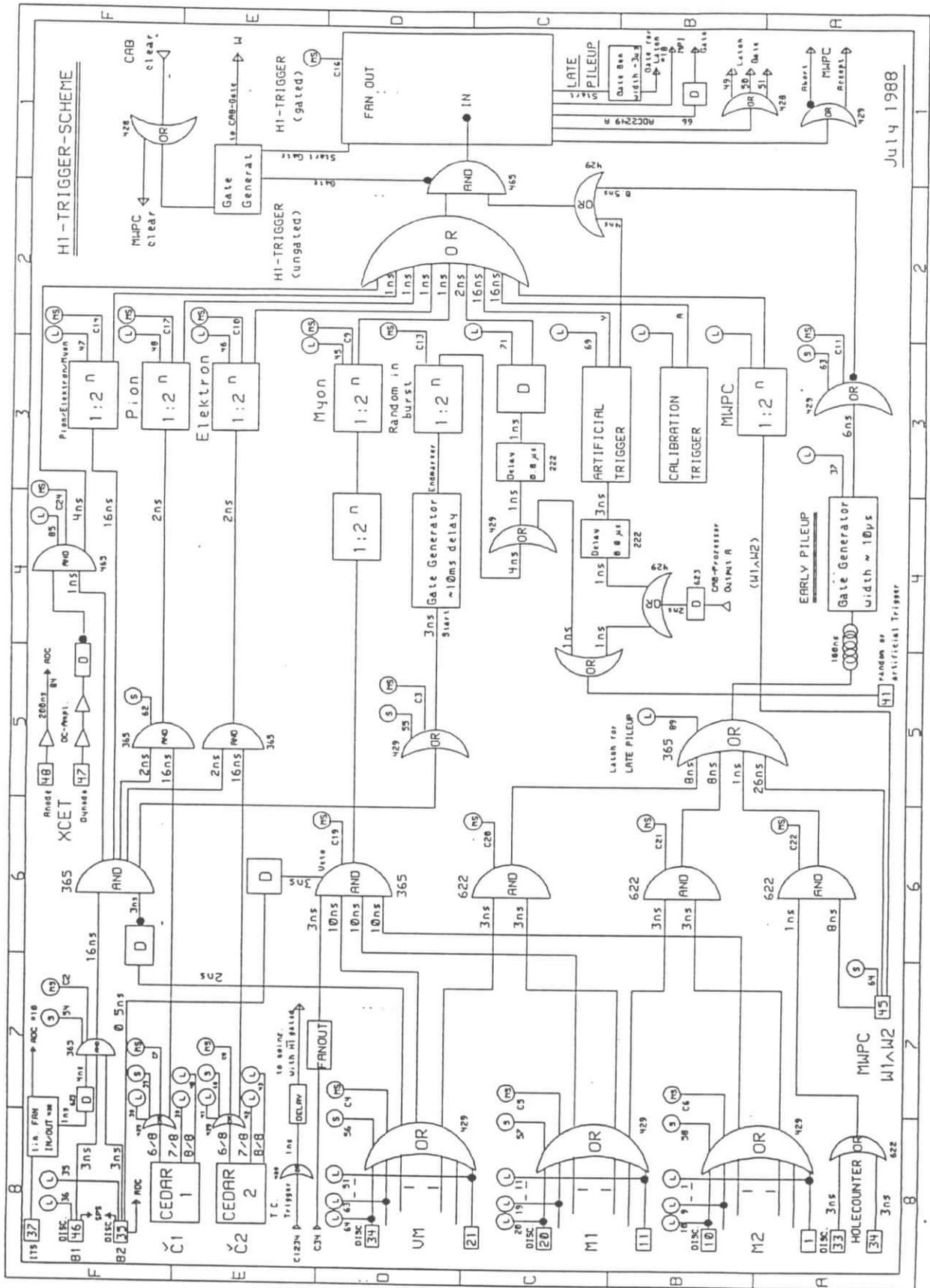


Abbildung 2.6: Die Triggerlogik

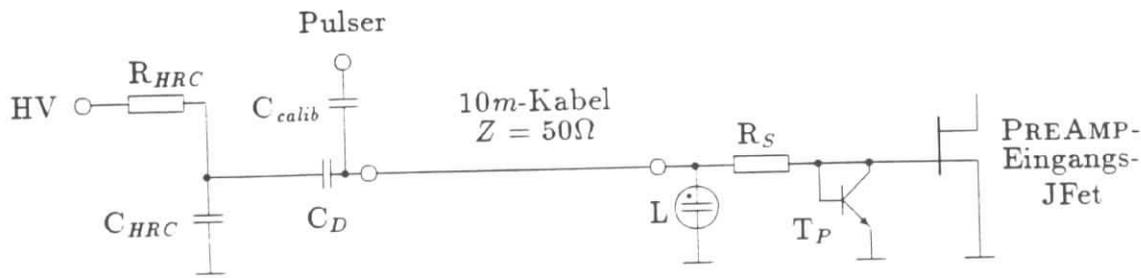


Abbildung 2.7: Prinzipschaltung der Ladungsauslese, das Signal entsteht durch einen Ionisationsstrom in  $C_D$  und wird über den JFet zur weiteren Signalverarbeitung geführt.

die Masse auf der Bleiplatte abgeschirmt. Die große Kapazität des HRC ersetzt einen externen Blockkondensator, der nötig ist, damit das Signal aus dem Detektor - in  $C_D$  - möglichst vollständig vom Vorverstärker „gesehen“ wird.  $C_D$  meint hier die Kapazität des Argongaps und die Streukapazitäten vom Blei und dem Signalkabel. Der Ladungsimpuls wird an der Anode ausgelesen und der ANBX zugeführt. Dort wird das Signal in Gruppen zu 16 auf einer Karte durch einen Vorverstärker geleitet. Zum Schutz gegen Hochspannungsüberschläge sind eine Glühlampe (L), ein Reihenwiderstand ( $R_S = 20\Omega$ ) und ein Schutztransistor ( $T_P$ ) vor den Eingang des Vorverstärkers geschaltet. Die Eingangseigenschaften (besonders  $C_{in}$ ) werden durch den Transistor dort, einen JFet in CMOS-Technik mit sehr niedrigem Rauschen [ELEC87], bestimmt. Anschließend wird mit einem bipolaren Shaper<sup>4</sup> das Signal in eine für die Übertragung geeignetere Form umgebildet. Bei Vorlage eines Triggersignals werden die Signale in einen Sample&Hold-Puffer gegeben. Die 16 Kanäle pro Analogkarte werden dann in 1 aus 16 gemultiplext<sup>5</sup> und an die zweite Stufe der Elektronik weitergeleitet.

Die Übertragung läuft über 50m lange Kabel, da die Meßhütte, wie auch später in der HERA-Nordhalle (dem Standort von H1), weit vom Kryostaten entfernt ist.

Die zweite Stufe beginnt mit den ANRUs, in denen die Signale noch einmal 8/1-gemultiplext, mit einem Sample&Hold-Puffer zwischengespeichert und dann durch ein oder zwei Verstärker geführt werden. Diese haben unterschiedliche Verstärkungsfaktoren, um die Bedingungen für den dynamischen Bereich der Signalverarbeitung zu erfüllen.<sup>6</sup> (1024 Kanäle werden mit zwei Verstärkern ausgelesen.) Die Signale werden dann nach Verstärkertyp geordnet (GAIN 1 oder GAIN 8, die Zahlen entsprechen ungefähr dem Verhältnis der Verstärkungsfaktoren), durch die ADCA in digitale Signale umgewandelt und an die DAQ übergeben.

<sup>4</sup>engl. Former. Das Signal wird von einem Sägezahn in eine „weichere“ Form überführt. Die Übertragung zur zweiten Stufe wirkt wie ein Tiefpaß (RC-Glied) und würde daher die viele hochfrequenten Anteile des Sägezahnpulse herausfiltern und die Signalhöhe beeinflussen. Das *geschapte* Signal wird nicht in diesem Maße gedämpft, da die Fourierzerlegung keine hochfrequenten Anteile enthält.

<sup>5</sup>D.h. die gleichzeitig (parallel) ankommenden Signale werden nacheinander (seriell) in eine Übertragungsleitung gegeben.

<sup>6</sup>Für eine angemessen genaue Verstärkung der Kalorimetersignale ist es notwendig, einen dynamischen Bereich von 15bit zu haben. Dadurch wird erreicht, daß sowohl die großen Signale noch gemessen werden können (keine Übersteuerung), als auch die Signale von minimal ionisierenden Teilchen noch über dem Rauschen liegen. Verwendet werden jedoch 12bit-Verstärker, so daß mit zwei verschiedenen Ausgängen, deren Verstärkungsfaktoren im Verhältnis 1/8 stehen, die jeweils unteren zwölf bzw. oberen zwölf bit des notwendigen Bereichs abgedeckt werden. Der Nachteil ist natürlich, daß mehr Kanäle ausgelesen werden müssen. Möglicherweise hätte ein logarithmischer, aber teurer, statt eines linearen, Verstärker diesem abgeholfen. Allerdings müßten dann mehr Kalibrierungspunkte gemessen werden. In diesem Versuch wird nur ein Teil der Kanäle mit dem vollen dynamischen Bereich von 15bit ausgelesen, da viele Kanäle nicht beim Schauermaximum liegen.

Die Ausstattung beim CERN-Test war folgende:

- 16 ANBX, mit je acht Karten, d.h.128 Kanäle pro Box
- 3 ADCA, für je 1024 Kanäle
- 2 ANRU, für je 1024 Kanäle

Aus 2048 physikalischen Kanälen werden also durch die Auslesehardware 3072 Kanäle. Dazu kommt noch pro Box und Verstärker ein sogenannter Box-Pedestal-Kanal. Dieser soll einen Pedestal-Wert<sup>7</sup> liefern, der nur durch den ADC verursacht wird. Für das Schreiben des Ereignisses auf Magnetband werden also insgesamt 3096 digitalisierte Ladungsinformationen verwendet.

### Auslese mit minimalem Rauschen

Für eine rauscharm optimierte Auslese in LAr-Kalorimetern können die Kapazitäten des Detektors an den Eingang des Verstärkers mit Hilfe von Koppeltransformatoren angepasst werden. Da diese Transformatoren einen Eisenkern haben, sind sie bei H1 nicht benutzbar. Der Grund hierfür ist der Betrieb des Kalorimeters in einem Magnetfeld. Die rauscharme Auslese wird bei der H1-Elektronik durch längere Shapingzeiten [ELEC87] erreicht [RAD77].

### Zuordnung der Auslesekanäle

Da mit den 2048 Kanälen nicht der ganze Viertelstack ausgelesen werden kann, wurde die Auslese auf die wichtigsten Bereiche beschränkt, siehe Abbildungen A.1 und A.2. Um die Zuordnung der Kanäle einfach zu machen, entsprechen die 16 Kanäle einer Karte gerade einem zusammenhängenden Gebiet von vier mal vier Pads im Kalorimeter.<sup>8</sup> Die Zuordnung der Kanäle zu der zugehörigen Hardware (Feedthrough, ANBX, Hochspannungskabel, etc.) ist in einer Datenbank gespeichert.

---

<sup>7</sup>Mit Pedestal wird hier ein von Null verschiedener Basiswert gemeint. Ein Signal der Größe 'Null' hat trotzdem einen positiven Ausgangswert. Kanäle, die als Ausgangswert eine Null zeigen, können so als elektronisch „tot“ identifiziert werden.

<sup>8</sup>Ein weiterer Grund folgt aus der späteren Verwendung bei H1. Für den Kalorimetertrigger sollen verschiedene Energie- und Impulswerte aus der Kalorimeterinformation gewonnen werden. Dazu werden die Summen der Signale der Karten in den ANBX an eine schnelle Logik gegeben. Dort werden dann Werte wie die deponierte Gesamtenergie, der fehlende Transversalimpuls u.a. gebildet, um auf eine bestimmte Klasse von Ereignissen zu triggern.

# Kapitel 3

## Ergebnisse vom Test des Viertelstacks

### 3.1 Elektronische Auslese

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften des Viertelstacks beschrieben. Der dafür 1988 durchgeführte Test hatte zum Ziel, eine genaue Kalibration, zu erhalten. Die Anforderungen dafür sind Genauigkeiten von einem Prozent im elektromagnetischen bzw. von zwei Prozent im hadronischen Kalorimeter. Dieses Ziel konnte nicht erreicht werden, weil die Ausleseelektronik nicht mit der notwendigen Genauigkeit arbeitete. Thema ist hier nicht eine detaillierte Untersuchung der Fehler der Elektronik. Dafür stünden auch keine Daten zur Verfügung. Es soll aber untersucht werden, inwieweit die Fehler der Auslese direkt an Hand der Daten des Kalorimeters erkannt werden können und ob Maßnahmen zur Auswahl von *guten* Ereignissen erfolgreich sind.

#### Art der erkannten Fehler

Bei der ersten Analyse der Daten, noch während des laufenden Testes, wurde erkannt, daß einige Ereignisse in den letzten Kanälen keine Informationen mehr hatten. Die Ursachen waren vermutlich Synchronisationsprobleme, die dazu führten, daß die Ladungsinformationen für einige Kanäle „vergessen“ wurden. Das bedeutet folgendes: Die Information für den Kanal  $i$  wird nicht aufgezeichnet; die nachfolgende Information des Kanales  $i + 1$  wird für die des Kanales  $i$  gehalten und so weiter verarbeitet. Die verlorengegangene Information macht sich dann durch „Nullen“ in den letzten Kanälen bemerkbar. Dieser Effekt des Überspringen von Kanälen wird im folgenden *channel shift* genannt.

Ein weiterer Fehler trat bei der Digitalisierung des analogen Signals auf. Diese Umformung des Signals geschieht durch Vergleich des aktuellen Signals mit voreingestellten Werten. Zunächst wird das Signal mit dem größten Wert verglichen. Ist das Signal größer als dieser Wert, wird ein entsprechendes Bit gesetzt und dieser Vergleichswert vom Signal abgezogen. Dann wird das reduzierte Signal mit dem nächsten Normwert verglichen, und so weiter, bis zum letzten Vergleichswert. Das erhaltene Bitmuster stellt die Größe des gemessenen Signals dar. Beobachtet wurde, daß bei viel Ladung im Kalorimeter einige Bits verlorengegangen waren. Dieser Effekt wird *bitshift* genannt. Das Auftreten dieses Fehlers kann für Daten von Teilchen nicht erkannt werden.

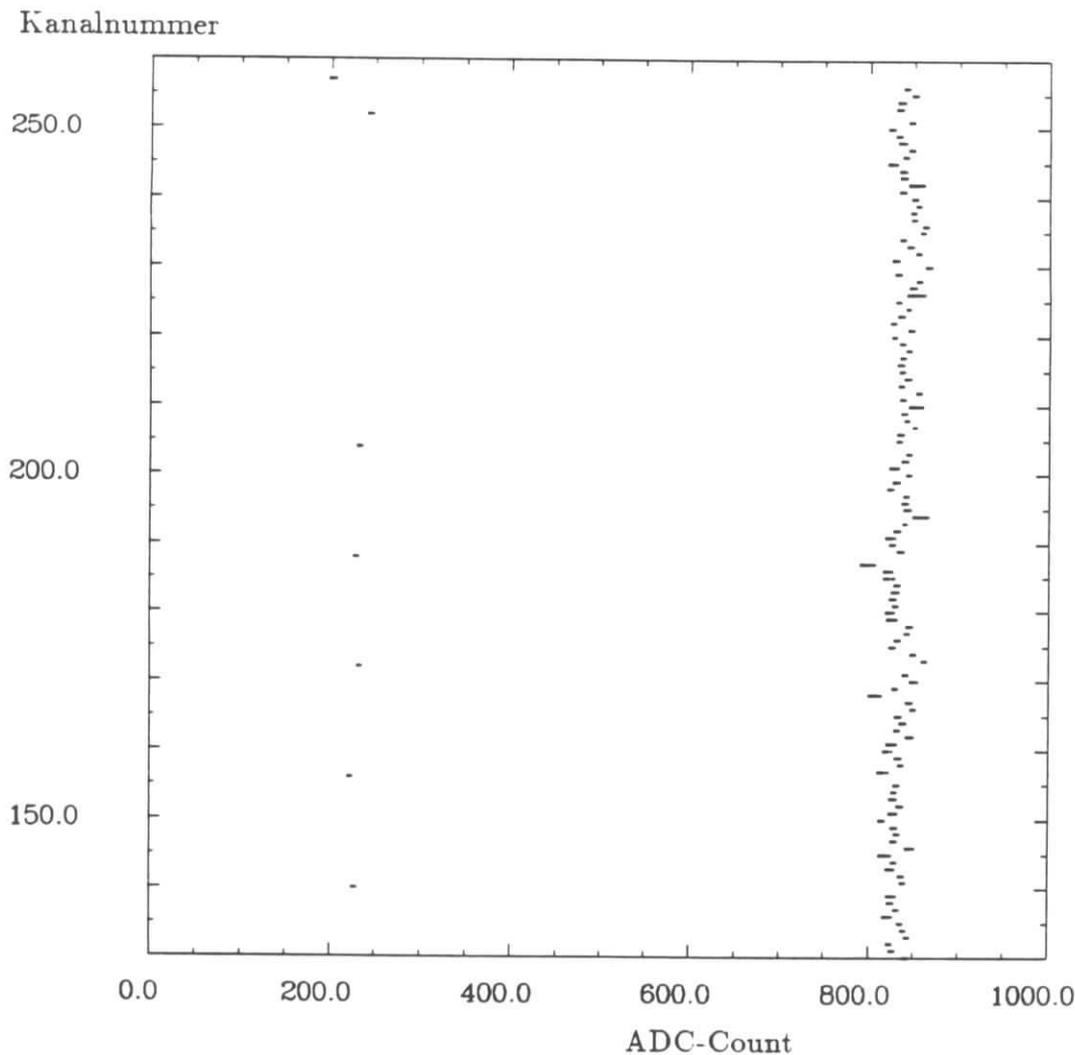


Abbildung 3.1: Verteilung der Kalibrationssignale für ANBX #14, Gain 1, bei einem DAC-Level von 10000, entsprechend  $\simeq 7.2\text{pC}$  pro Kanal

### Identifizierung der Fehler

In den Abbildungen 3.1 und 3.2 sind die Verteilungen der gemessenen ADC-Signale (*ADC-Counts*) für die Kalibrationen aufgetragen. Es wird eine definierte Ladungsmenge, die mittels einer regelbaren Spannungsquelle, DAC-Level, eingestellt wird, im Argon auf den Auslesekanal gegeben und das Signal ausgelesen, mehr dazu in Kap. 3.2. Die Erwartung ist, in jedem Kanal einen nahezu konstanten Wert zu messen, der auch von Kanal zu Kanal nur durch Fertigungstoleranzen der Kalibrationskondensatoren und der Elektronik sowie der unterschiedlichen Detektorkapazitäten schwanken soll.

In der Abb. 3.1 ist dieser erwartete Zustand wiedergegeben. Die Einträge pro Kanal schwanken etwas, und auch die Abweichungen der Kanäle zueinander sind in engem Rahmen. Die Kanäle, die einen niedrigen Wert von ca. 200 ADC-Counts zeigen, sind nicht kalibriert worden. Das dafür vorgesehene Kabel hatte einen Defekt im Kryostaten. Die Schwankungen dieser Signale geben das Rauschen der Elektronik wieder.

In Abb. 3.2 ist der Zustand für eine dreimal höhere Kalibrierungsladung angegeben. In beiden Abbildungen wird dieselbe Box gezeigt. So können die Daten direkt miteinander verg-

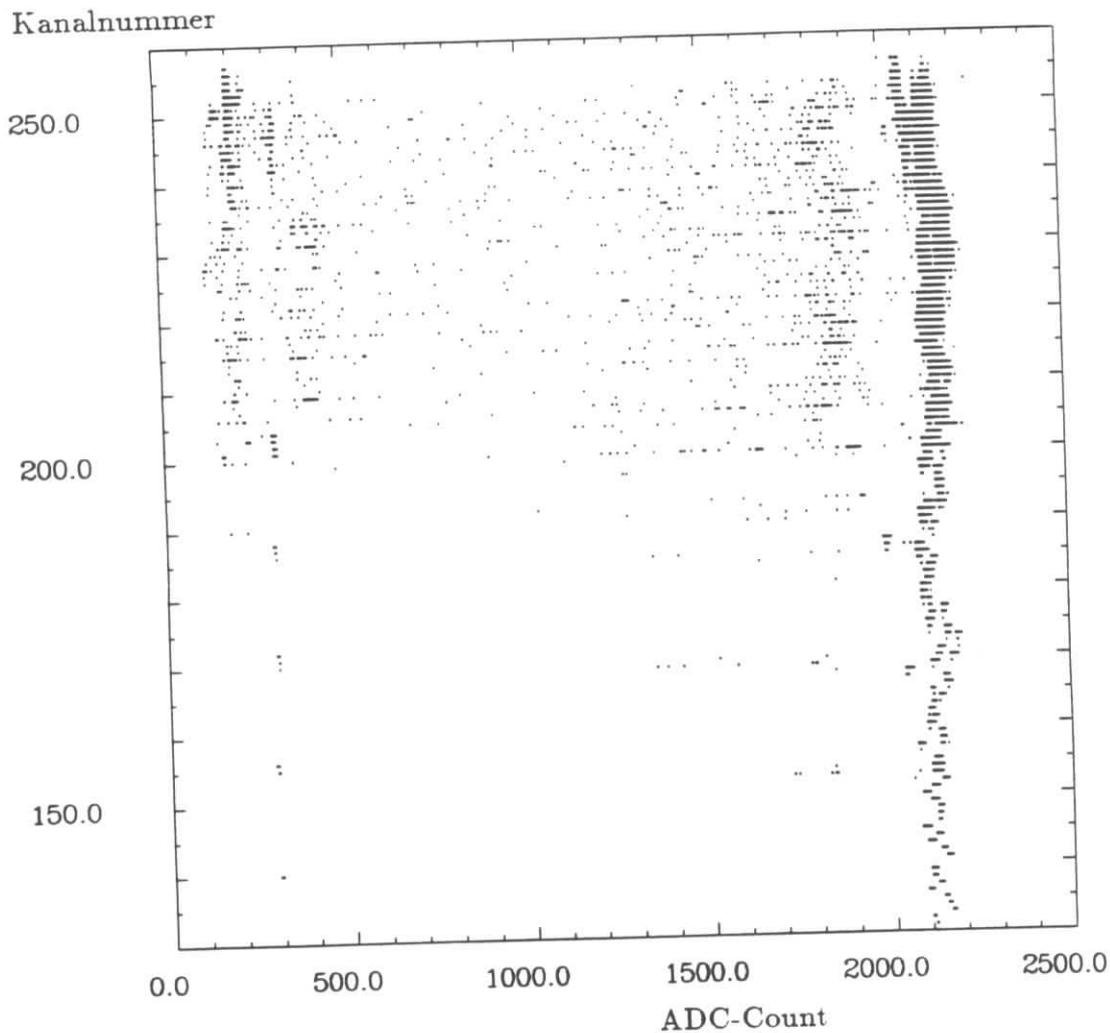


Abbildung 3.2: Verteilung der Kalibrationssignale für ANBX #14, Gain 1, bei einem DAC-Level von 30000, entsprechend  $\simeq 21.5\text{pC}$ , pro Kanal

lichen werden, weil die Detektorkapazitäten und die Ausselelektronik innerhalb einer Box nahezu gleich sind. Die Daten zeigen den Beginn der Konfusion, bei kleineren Kanalnummern ist die Messung noch in Ordnung. Mit steigender Kanalnummer ist eine ansteigende „Unordnung“ der Einträge zu erkennen.

Zum besseren Erkennen der besprochenen Fehler zeigt die Abb. 3.3 einen vergrößerten Ausschnitt aus Abb. 3.2. Die Ovale zeigen an, wo ein channelshift auftritt. Die oberste Markierung z.B. deutet auf den Sprung des Signales von Kanalnummer 169 auf die Kanalnummer 168. Die Pfeile deuten die Minderung eines Signales durch bitshift an. Der obere, längere zeigt einen Sprung von 256 ADC-Counts, während der untere Pfeil eine zusätzliche Verschiebung von 128 ADC-Counts hervorhebt.

Für die Datennahme ist natürlich nicht bekannt, welche Ladung in jedem Kanal gemessen werden sollte. Die Erkennung der Fehler kann daher nicht unbedingt so eindeutig erfolgen. Der bitshift kann nicht erkannt werden. Da dieser Fehler erst bei einer höheren Ladungsmenge im Kalorimeter auftritt, wird sein Beitrag klein sein. Der channelshift wird durch das Meßergebnis „Null“ in den letzten Kanälen erkannt (siehe dazu Kap. 3.4).

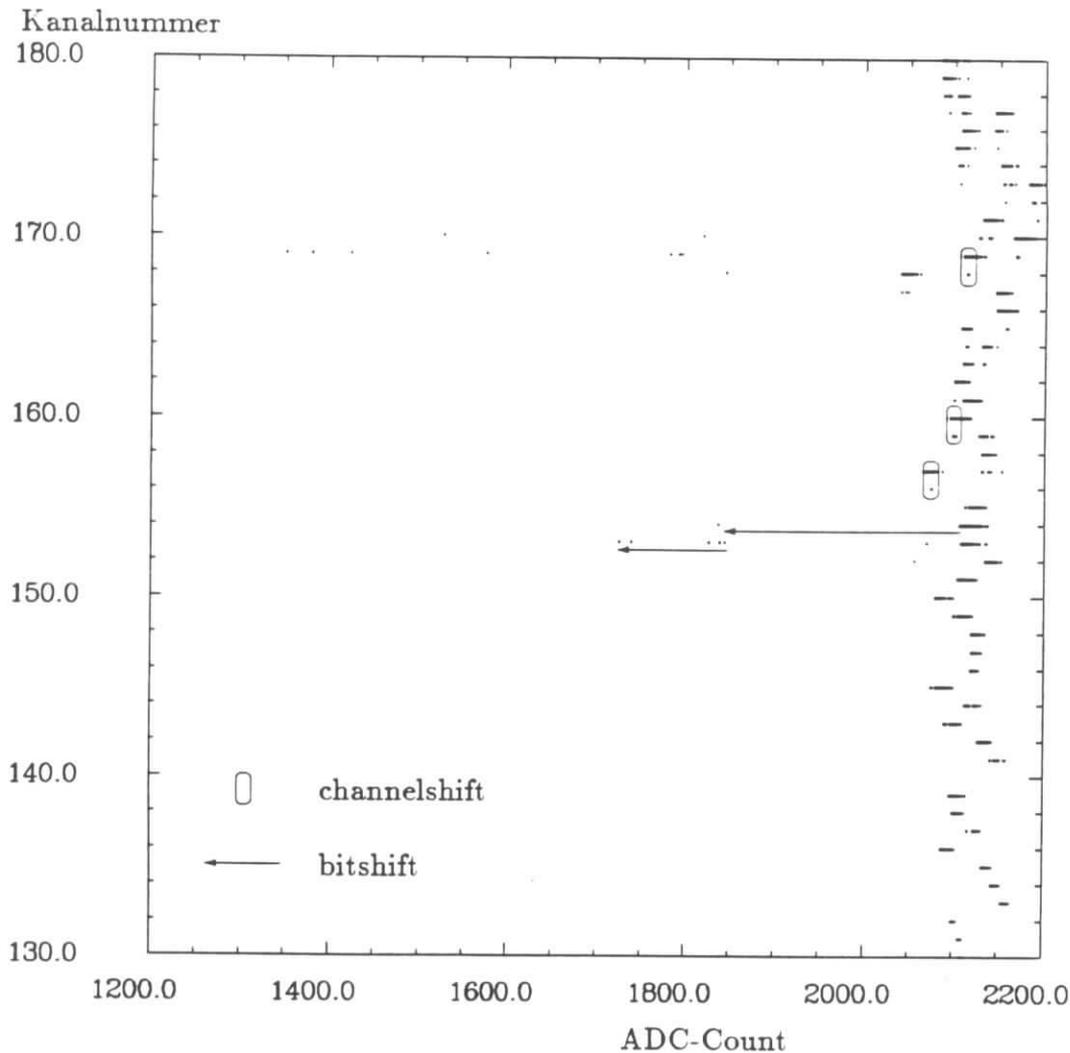


Abbildung 3.3: Verteilung der Kalibrationssignale für ANBX #14, Gain 1, bei einem DAC-Level von 30000, entsprechend  $\simeq 21.5\text{pC}$ , pro Kanal (Ausschnittvergrößerung)

## 3.2 Ladungseichung

Die aufgezeichneten Kalorimeterdaten sind geordnete ganze Zahlen, die den Ausgangswerten der jeweiligen Analog-Digital-Convertern entsprechen. Um jetzt die Zuordnung zur gemessenen Ladung und darüber dann zur Energie zu erhalten, müssen die Vorgänge kalibriert werden, die zu diesen geschriebenen Daten führen. Beim Eichen wird dann umgekehrt zum Schreiben der Daten vorgegangen.

$$\text{ADC}_i \longrightarrow Q_i \longrightarrow E_i$$

Hier soll beschrieben werden, wie die Ladungseichung, d.h. die Bestimmung der Relation  $Q = f(\text{ADC-Count})$ , erfolgt und wie genau sie in diesem Versuch ist. „ADC-Count“ steht dabei für das ausgelesene Signal, angegeben in der Einheit *ADC-Count*, das ist einfach der ausgelesene Zahlenwert des ADC.

## Prinzip

Um die Beziehung zwischen Ladungsmenge im Tower und gemessenem Signal herzustellen, wird ein definierter Ladungsimpuls im Argon auf den Detektorausgang gegeben und die Antwort auf diese Eingabe durch das normale Auslesesystem ausgewertet, siehe Abb. 2.7.

Der *definierte Ladungspuls* wird durch die Entladung eines Kalibrationskondensators ( $\delta C/C \leq 1\%$ ) hergestellt. Die Aufladung der Kondensatoren erfolgt mittels einer steuerbaren Spannungsquelle ( $0.01 V \leq 1.0 V$ ). Die maximal injizierbare Ladungsmenge ist  $47 pC$ . Die abfallende Flanke des Ladungspulses hat näherungsweise die Form einer Exponentialfunktion und entspricht damit der Signalform [JAC87].<sup>1</sup> Die *Systemantwort*<sup>2</sup> auf den Ladungspuls sollte im Idealfall ein fester ADC-Wert sein, siehe Abb. 3.1. Das ist hier nur näherungsweise der Fall. Der Grund dafür ist kapazitives Rauschen durch die Detektorkapazität, als auch Rauschen in der Elektronik. Weitere Einzelheiten hierzu im Abschnitt über Rauschen, Kapitel 3.3. Für Untersuchungen über eine Beeinflussung von Signalen durch Ladung in den Nachbarkanälen (Übersprechen) wurde auch eine Kalibration durchgeführt, bei der nur ein Kanal aus den sechzehn einer Karte mit einer Ladung belegt wurde.

## Verfahren

Die Berechnung der Ladungskonversion wurde in der OFFLINE-Analyse ausgeführt. Dazu wurden die an der Spannungsquelle eingestellten Skalenwerte in Ladung umgerechnet, die pro Kanal erhaltenen Mittelwerte in *ADC-Count* errechnet, diese Werte gegeneinander aufgetragen, verschiedene Polynome an die Punkte gefittet und die  $\chi^2$  - Werte für die verschiedenen Anpassungen miteinander verglichen. Aus diesen Anpassungen folgen dann die Werte für den Nulldurchgang und für die Steigung der Funktion  $Q = f(ADC)$ . Nicht benutzt wird der so gewonnene ADC-Wert für  $Q=0$ , der Pedestalwert, da dieser Wert genauer aus den jeweils aktuellen Messungen ermittelt werden kann. Aus dieser Kalibration soll alleine die Steigung bzw.  $\frac{\partial Q}{\partial (ADC-Count)}(Q)$  der Ladungskalibration hervorgehen. Als Funktionen für  $Q = f(ADC-Count)$  wurden die folgenden Polynomansätze verwendet.

$$Q = Pedestal + Slope1 * ADC \quad (3.1)$$

$$Q = Pedestal + Slope1 * ADC + Slope2 * ADC^2 \quad (3.2)$$

$$Q = Pedestal + Slope1 * ADC + Slope2 * ADC^2 + Slope3 * ADC^3 \quad (3.3)$$

<sup>1</sup>Bei der Herstellung des Viertelstacks wurde jeder einzelne Kondensator mit einer Genauigkeit von ca.  $0.1 pF$  vermessen, also auf  $0.2\%$  genau. Die Verteilung der Meßwerte ergibt einen Mittelwert von  $46.6 pF$  mit einem r.m.s. von  $0.3 pF$ . D.h. die relative Genauigkeit ist gut erfüllt, der Mittelwert ist allerdings etwas unter dem Vorgabewert. [HHK]

<sup>2</sup>Systemantwort steht hier für die Umformung des Meßsignals durch die Ausleseelektronik, das System, in ein auslesbares Signal, die Antwort.

### 3.2.1 Ergebnisse der Kalibration für alle Kanäle

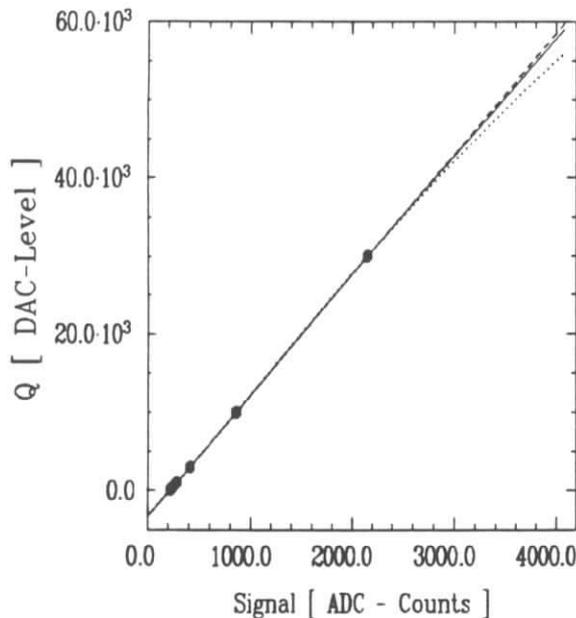


Abbildung 3.4: Daten, acht Punkte, und Polynomfunktionen für Kanal #1 zur Ermittlung von

$$Q = f(\text{ADC-Count})$$

- nach Funktion 3.1
- nach Funktion 3.2
- ..... nach Funktion 3.3

getragen. Für diesen Kanal war es noch möglich, einen ADC-Wert für den *DAC-Level* 30000 zu ermitteln.

Die Abb. 3.4 zeigt, daß die Ladungskonversion bei hoch ausgesteuerten Kanälen *nicht* genau bekannt ist. Deutlich sichtbar ist das Auseinandergehen der Fits bei größeren Ladungen. Bei maximalen Signalen von  $4095 \text{ ADC-Counts}$  divergieren die Anpassungen um ca. 7%. Im Bereich der gemessenen Punkte sind die Abweichungen kleiner ein Prozent. Auch das Verhalten der Anpassungen von Kanal zu Kanal war für die höherwertigen Polynome nicht einheitlich, die Faktoren von  $\text{ADC}^2$  und  $\text{ADC}^3$  waren gleichmäßig verteilt bei positiven wie auch negativen Werten. Als Funktion wurde für diesen Versuch die lineare Beziehung zwischen  $Q$  und gemessenem ADC-Wert gewählt. Die Gründe hierfür sind:

1.  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad wurde für die höheren Polynomansätze nicht wesentlich besser.
2. Die Güte der gemessenen Daten läßt hier einen „feineren“ Ansatz nicht zu. *Die beschreibende Funktion kann nicht genauer sein als die gemessenen Daten.*
3. Der lineare Verlauf ist einfach und vertretbar unter der Annahme, daß die Verstärker nicht bis in die Sättigung hinein betrieben werden.

Mit dieser eingeschränkten Genauigkeit der Ladungskalibration ist eine Eichung des Viertelstacks durch diese Daten mit einer Genauigkeit, wie sie für H1 notwendig ist, nicht möglich.

Während der Meßzeit wurden zu drei Zeiten Kalibrationsmessungen durchgeführt, mit drei, sieben und vier Meßpunkten. Dazu kommt noch jeweils die Information über den Pedestalwert, der durch die letzte Datennahme vor der aktuellen Kalibration ermittelt wurde. Für die Untersuchung, welche der Funktionsansätze geeignet sind, wurde die Kalibration mit insgesamt acht Punkten verwendet. Die zur Verfügung stehenden Ladungen waren *DAC-Level* 100, 200, 500, 1000, 3000, 10000 und 30000. Der Umrechnungsfaktor in Ladung ist  $7.2 \cdot 10^{-3} [\text{pC}/\text{DAC-Level}]$ . Die Probleme der Elektronik machten einen Einschluß des Punktes, *DAC-Level* 30000, für die Auswertung unmöglich, siehe Kap. 3.1. Hier waren die ausgelesenen Daten durch Bitshifts und Auslassen ganzer Kanäle unbrauchbar. Diese Einschränkung auf Meßpunkte mit niedrigen Ladungsmengen im Kalorimeter verursachte größere Abweichungen der Fits zu höheren Ladungen hin. Der *richtige* Verlauf konnte so nicht ermittelt werden. In Abb. 3.4 sind für einen Kanal die gemessenen Daten und die durch die Anpassung von den drei verschiedenen Polynomen erhaltenen Funktionen auf-

Erst wenn es durch verbesserten Betrieb der Elektronik gelingt, ein Ladungsnormale zu etablieren, kann eine Kalibration gelingen. Die Auswertung der Daten wird dadurch aber nicht ausgeschlossen, soweit es nicht um eine Kalibration im Prozentbereich geht.

### Zeitliche Variation der Kalibration

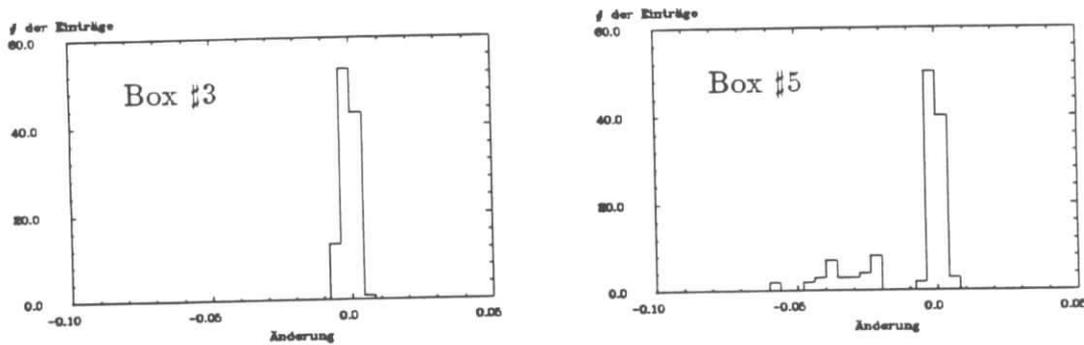


Abbildung 3.5: Änderung der Ladungskalibration zu verschiedenen Zeiten, Boxen #3 und #5; Die Änderung ist definiert als  $\frac{slope_{1071} - slope_{1110}}{slope_{1071}}$ . Dabei stehen die  $slope_i$  für unterschiedliche Kalibrationen, der Run#1071 wurde zur Mitte der Testzeit, der Run#1110 gegen Ende der Testperiode aufgezeichnet.

Als Beispiele für die zeitliche Variation der Ladungskalibration sind in Abb. 3.5 die Slopes für zwei Boxen zu verschiedenen Zeiten dargestellt. In der Graphik der Box #5 sind 32 Einträge bei Verschiebungen von ca. 3.5%. Das bedeutet, daß dort zwei Karten ausgetauscht werden mußten, und sich damit anschliessend die Kalibration für die entsprechenden Kanäle leicht geändert hat. Dieses Problem des Austausches von Karten und damit einer unbekanntem Ladungskalibration für einige Bereiche des Kalorimeters war während des gesamten Tests gegeben. Die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten sind zum Großteil in einer Phase der relativen Stabilität des elektronischen Systems genommen worden und sind dadurch von vergleichbarer Qualität.

### 3.2.2 Ergebnisse der Kalibration für einzelne Kanäle

Bei den bisher besprochenen Kalibrationsdaten wurden stets alle Kanäle gleichzeitig gepulst. Außerdem wurde ein Kanal aus jeweils 16 gepulst, um Informationen über die Beeinflussung von Signalen durch die Ladungen in Nachbarkanälen zu erhalten.

Bei dem Kalorimeter, das 1987 getestet wurde [CG89a], war eine starke Beeinflussung der Signale in einzelnen Kanälen durch die Signale in den direkt benachbarten Kanälen beobachtet worden. Der Grund waren Feldänderungen durch die ionisierten Ladungen in den Pads, die auch auf die Nachbarpads wirkten. Durch die Einführung des HRC als Kathodenmaterial sollte die Feldänderung des äußeren elektrischen Feldes gedämpft werden. (Der hohe Widerstand des HRC verhindert einen schnellen Ladungstransport auf der Elektrode bei lokalen Potentialdifferenzen.) Damit wird dann auch die Signalbeeinflussung durch Signale in den Nachbarpads unterdrückt. Bei den hier betrachteten Daten konnte dieses Übersprechen benachbarter Kanäle als geometrische Korrelation zwischen benachbarten Pads nicht beobachtet werden.

Daß das Übersprechen zwischen elektronischen Kanälen eine Eigenschaft dieses Testaufbaues war, wird erst deutlich, wenn die Kalibration für die einzeln gepulsten Kanäle durchgeführt wird. Im allgemeinen sinken die Werte für die slopes beim Pulsen von einzelnen Kanälen ab (siehe Abb. 3.6). Die Definition für die slopes ist:  $\text{slope} = \frac{\partial Q}{\partial \text{ADC-Count}}$ , vgl. Gl. 3.1. Eine Steigerung des gemessenen Signales bei gleichen Ladungen wird durch positives Übersprechen ( $f_{x\text{-talk}}$ ) hervorgerufen, d.h.  $\text{ADC}_{16/16} = (1 + f_{x\text{-talk}}) \cdot \text{ADC}_{1/16}$ . Für die Beziehung zwischen der relativen slope-Änderung und dem Übersprechen erhält man,  $\Delta_{\text{slope}} := \frac{\text{slope}_{16/16} - \text{slope}_{1/16}}{\text{slope}_{16/16}} = -f_{x\text{-talk}}$ . Die beobachteten Differenzen der slopes,  $\overline{\Delta_{\text{slope}}} = -1.4\%$ , deuten also auf ein positives Übersprechen. Da ein Übersprechen auf Nachbarpads nicht beobachtet wird, kann als

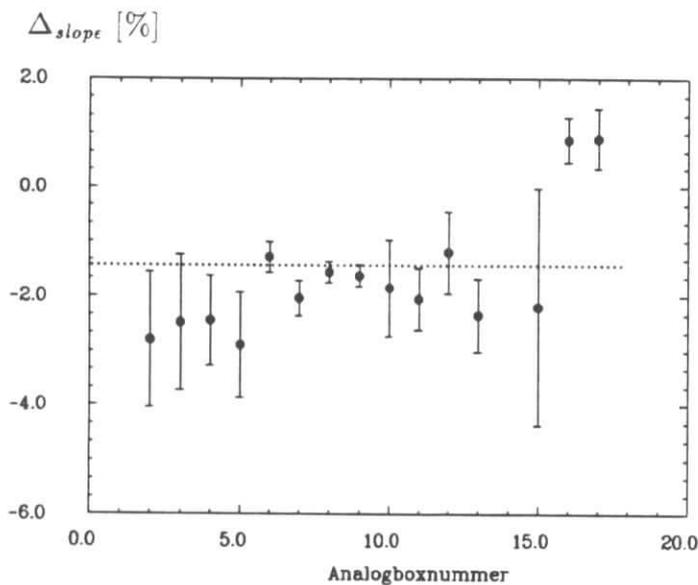


Abbildung 3.6: Änderung der Ladungskalibration bei Pulsen von einzelnen Kanälen, Verteilung der Mittelwerte pro Box; die Fehlerbalken geben das R.M.S. dieser Verteilung wieder. Die gepunktete Linie ist das Mittel der Abweichungen,  $\Delta_{\text{slope}} = -1.4\%$ .

ein Grund für das Übersprechen die gemeinsame elektrische Masse angenommen werden. Der Pulser ist mit seiner Masseverbindung nicht speziell von der Masse des Stacks und damit von der Masseverbindung der einzelnen Pads getrennt. Um diese Möglichkeit zu überprüfen, ist in Abb. 3.7  $\Delta_{\text{slope}}$  gegen die Kapazitäten der Argongaps aufgetragen. Die in Abb. 3.7 gepunktet gezeichnete Anpassung an die Daten ist  $\Delta_{\text{slope}} = -3.2 \cdot 10^{-3} - 6.6 \cdot 10^{-6} \cdot C[pF]$ .

Das Ersatzschaltbild des Detektors für die Kalibration ist in Abb. 3.8 wiedergegeben. Der linke Zweig steht für den kalibrierten Kanal und die rechte Seite für die parallel gepulsten Kanäle, die über die gemeinsame Masse das Signal in jedem Kanal beeinflussen. Die dünn gezeichneten Linien repräsentieren das Massenetz. Die Massen des Detektors, d.h. des Kryostaten, der Vorverstärker und der Pulser sind voneinander durch kleine Erdungswiderstände ( $\simeq m\Omega$ ) getrennt.

Eine Simulation der unterschiedlichen Kalibrationspulse,  $16/16 \leftrightarrow 1/16$ , mit dieser Ersatzschaltung durch das Programm **SPICE** ergab eine Abhängigkeit des zeitlichen Verlaufes des Signales von der Detektorkapazität. Die *Amplitude* des Signales war jedoch nicht geändert. Die Ausgänge der Vorverstärker werden über Shaper geleitet. Die Zeitkonstanten dieser Shaper

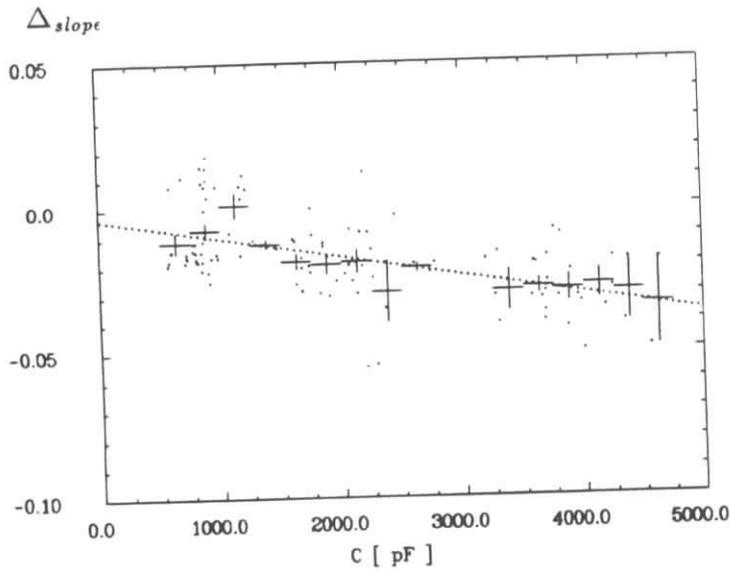


Abbildung 3.7: Die Änderung der Ladungskalibration für die 1/16-Kalibration,  $\Delta_{slope}$  gegen die Kapazitäten der Argongaps. Die Punkte sind jeweils gemessenen, die Kreuze stehen für das Mittel der Meßpunkte in einem Kapazitätsintervall (R.M.S.). Die durchgezogene Linie ist ein Fit durch die Kreuze resultierend in:  $\Delta_{slope} = -3.2 \cdot 10^{-3} - 6.6 \cdot 10^{-6} \cdot C$  [pF].

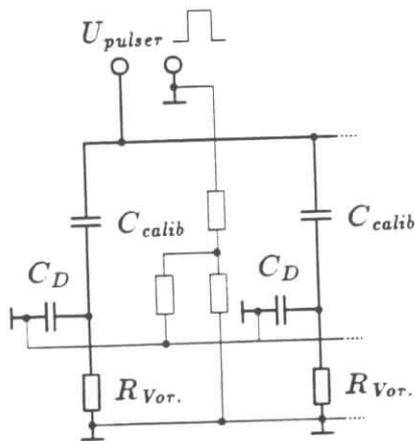


Abbildung 3.8: Ersatzschaltbild der Elektronik für die Kalibration, der Vorverstärker wird durch einen Widerstand dargestellt ( $R_{Vor.}$ ); die dünnen Linien sind die Masseverbindungen, deren Widerstände sind klein.

sind nicht an die zeitliche Entwicklung der Signale angepaßt. Somit wird typisch ein kleineres Signal für die 1/16-Kalibration übertragen und  $\Delta_{slope}$  muß kleiner Null sein, wie gemessen.

### 3.3 Rauschen

Rauschen ist eine unkorrelierte Überlagerung von Schwingungen jeglicher Frequenz und Phasenlage. Elektrisch gesehen ist das Kalorimeter ein großer Kondensator, der über einen Widerstand (die Übertragungskabel) mit einem Verstärker verbunden ist. Der Verstärker ist nicht ideal und „zeigt“ deshalb dem Detektor eine Eingangskapazität. Diese Elemente wirken wie ein gedämpfter Schwingkreis. Eine Überlagerung des zu messenden Signales durch Rauschen wird vor allem durch den Verstärkungsmechanismus der ersten Verstärkerstufe hervorgerufen [WIL74]. Das Rauschen entsteht hier im JFet des Vorverstärkers (siehe Abb. 2.7) durch das thermische Rauschen im Leitungskanal dieses JFets.

Bei den hier vorliegenden Verstärkern ist das Rauschen nach einer Anpassung an die Daten aus [OB89] in der folgenden Weise von der Kapazität des Auslesekanals abhängig:

$$Q_{noise} = 6.500\epsilon_0 + 4.200\epsilon_0 \cdot C_D [nF] . \quad (3.4)$$

Das gemessene Rauschen ist der r.m.s.-Wert für die Verteilung der Pedestals in jedem Kanal. Dieser Wert, in Ladung übertragen, ergibt die dem Rauschen äquivalente Ladung,  $Q_{noise}$ . In Abb. 3.9 ist das im Test beobachtete Rauschen gegen die Detektorkapazität aufgetragen. Die durchgezogene Linie repräsentiert den Verlauf nach Gl. 3.4, die untere Querlinie stellt die einem *ADC-Count* entsprechende Ladung dar. Für diese Darstellung wurden die Werte für die Detektorkapazitäten ohne die Streukapazitäten der Übertragungskabel benutzt. Zum Ausgleich wurde  $C_D$  in Gl. 3.4 durch  $(C_D + 1nF)$  ersetzt.

Die Abweichungen nach unten, bei Kapazitätswerten von ca.  $2000pF$ , spiegeln Schwierigkeiten und Fehler der Elektronik wieder. Die Punkte auf der x-Achse, bei  $C_D \simeq 1600pF$ , sind „tote“ Elektronik.

### 3.4 Ereignisauswahl und Datenkorrektur

Wie bereits diskutiert, traten bei der Datennahme Fehler im Auslesesystem auf. Diese sind teilweise an den Daten des Kalorimeters erkennbar und dürfen die Analyse nicht beeinträchtigen. Im folgenden soll beschrieben werden, welche Kriterien „gute“ Ereignisse erfüllen müssen und wie ein Teil der Rohdaten korrigiert wird.

#### Ereignisauswahl

Als erstes wurde abgefragt, ob einer der Kanäle der letzten Box eine Null enthält, in diesem Fall wurde das Ereignis als schlecht verworfen (channelshift). Dann wurden Teilchen mit den nicht gefragten Triggerdaten ausgesondert. Das sind ARTIFICIAL, CALIBRATION, RANDOM und MUON-Flags. Einige Myonen wurden als Elektronen oder Pionen misidentifiziert, sie wurden über die deponierte Ladungsmenge erkannt und nicht zugelassen.

Die Identifizierung der Teilchenart für Primärteilchen mit Impulsen kleiner  $100 GeV$  erfolgte durch die beiden Čerenkov-Zähler. Für die Akzeptierung eines Teilchen wurde ein positives Signal (sechs von acht Ebenen haben angesprochen) von mindestens einem der beiden CEDAR gefordert.

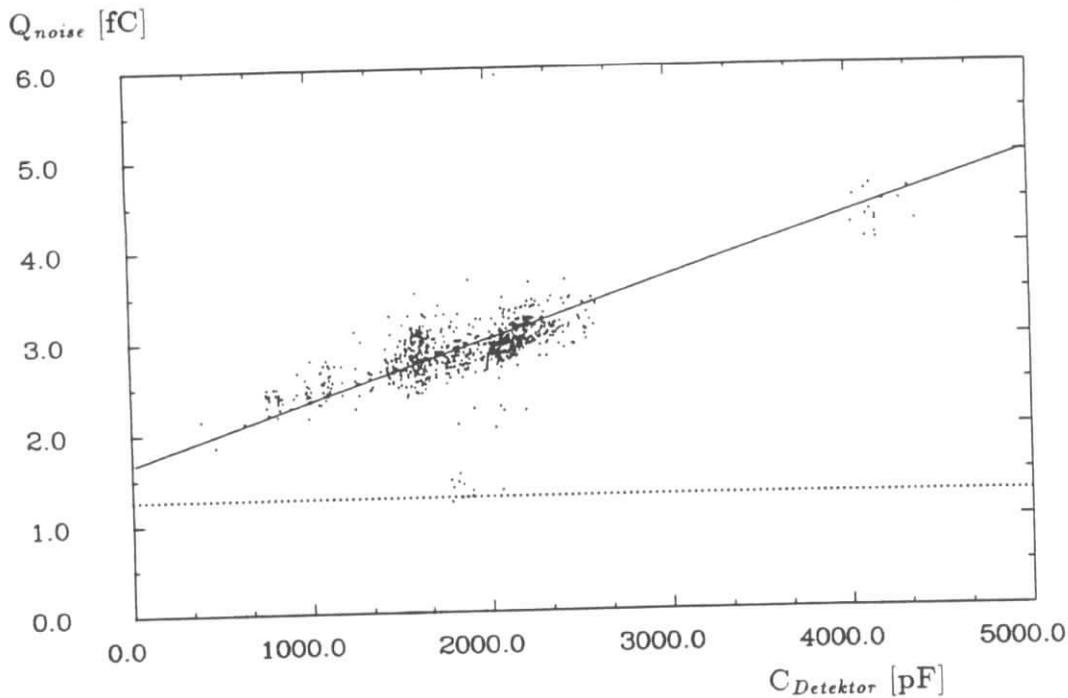


Abbildung 3.9: Ladung durch Rauschen als Funktion der Detektorkapazität,  $C_D$ . Hier dargestellt für die Boxen #10 - 15 mit dem Verstärkerausgang G8. Die durchgezogene Linie nach Gl. 3.4 ermittelt.

Die Information des *Tailcatchers* wurde nur als Veto gegen fehlende Energie, durch Leckverluste, benutzt. Hadronen mit viel Energie,  $E_\pi \geq 170 \text{ GeV}$ , konnten durch große laterale Aufweitung des Schauers Leckverluste hervorrufen, die durch seitliches Passieren des Tailcatchers kein Veto erzeugten. Deshalb wurde für diese Teilchen auch die erste Myonwand M1 (vgl. Abb. 2.1) mit berücksichtigt. und bei Vorlage eines Signals das Teilchen nicht akzeptiert. In Abb. 3.1 sind die Auswirkungen der verschiedenen Auswahlbedingungen auf die vorhandene Datenmenge aufgeführt. Exemplarisch sind dabei die Daten für Pionen von  $30 \text{ GeV}$  und  $170 \text{ GeV}$  ausgewählt worden.

### Signalverarbeitung

Von den ausgelesenen Kanälen wurden nicht alle benutzt. Zunächst wurde, wenn möglich, der höher verstärkte Ausgang eines Kanales benutzt. Nur für die Kanäle, bei denen der Gain 8-Ausgang übersteuert war, wurde der Gain 1-Ausgang benutzt. Von dem gemessenen Signal wird dann der Pedestalwert abgezogen. Das so erhaltene Signal wird mit dem Rauschen in diesem Kanal verglichen und akzeptiert, wenn es über dem  $3\sigma$ -Wert der Pedestalverteilung liegt. Die Wirkung dieses  $3\sigma$ -Cuts illustriert die Abb. 3.10. Dort sind die Einträge für alle Kanäle des Kalorimeters eingetragen, skaliert mit dem *Ein-Sigma-Wert* der Pedestalverteilung. Der Inhalt des Histogramms ist auf eins normiert. Die Gaußkurve stellt die Streuung der Pedestalwerte dar, gemessen mit RANDOM-Ereignissen. Der Ausschnitt oben rechts zeigt die Differenz zwischen der Gaußkurve und dem Histogramm Daten. Die Wahl von drei  $\sigma$  für die Zulassung von Signalen vermindert den Einfluß von Rauschen auf einen kleinen Beitrag. Dafür werden einige kleine Signale, die nicht durch Rauschen entstehen, nicht mit verwendet. Die Differenz der Funktionen, oben rechts in Abb. 3.10, zeigt, daß die Verteilung der Signale

Auswahlbedingungen	Energie			
	$\pi : 30 \text{ GeV}$		$\pi : 170 \text{ GeV}$	
	$f_i[\%]$	$f_\Sigma[\%]$	$f_i[\%]$	$f_\Sigma[\%]$
Nullen in der letzten Box	100.00		99.97	
$\overline{\text{Art}} \wedge \overline{\text{Calib}} \wedge \overline{\text{Random}}$	92.78		96.46	
$\overline{\text{Myon}}$	91.27		79.98	
$\overline{\text{Veto}}$	99.50		98.68	
$\overline{\text{Early}}$	99.82		99.96	
$\overline{\text{Late}}$	96.31		99.32	
$B_1 \wedge B_2$	86.87		90.61	
single Cluster MWPC	98.27		98.97	
TC	82.51		29.35	
$\overline{M_2}$	99.89	56.99	99.59	19.81
$C_1 \vee C_2$	97.22	55.41		
$\overline{M_1}$			51.77	10.25

Tabelle 3.1: Reduzierung der Datenmengen durch Ereignisauswahl; aufgelistet sind die abgefragten Bedingungen und der Anteil der Teilchen, der die Bedingungen erfüllt.  $f_i$  bezeichnet den jeweils erlaubten Anteil (100% ist die Datenmenge, die die vorherige Auswahlbedingung erfüllt hat),  $f_\Sigma$  beschreibt die kumulierende Wirkung der Bedingungen.

gegenüber der Pedestalverteilung generell zu positiven Werten verschoben ist. Das ist die Auswirkung kleiner Signale, als auch eventuelles Übersprechen zwischen den elektronischen Kanälen. Ein durchschnittliches Teilchen in diesem Test ( $e^-$  oder  $\pi^-$ ) deponiert in ca.10-20% der 2000 physikalischen Kanäle Energie mit einem Signal oberhalb von diesem Schnitt. Die Wahrscheinlichkeit bei einer Gaußverteilung das Signal eines Kanales oberhalb von  $+3\sigma$  zu haben ist 0.135%. Das sind im Mittel drei Kanäle pro Ereignis, die ein nur durch Rauschen hervorgerufenen Signal zur Messung beitragen. Für Elektronen wurden nur die Signale aus einem Teilbereich des elektromagnetischen Kalorimeters benutzt und Ereignisse mit Energie im hadronischen Kalorimeter verworfen, um das Rauschen für die stark lokalisierten Elektronenschauer zu mindern.

### Datenkorrektur

Im Kalorimeter gab es einige *tote Kanäle*, die großteils nicht in der Nähe des Schauermaximums lagen. Bei zwei Kanälen im hadronischen Kalorimeter war das aber der Fall. Der Ladungsverlust wurde korrigiert, indem diese Kanäle die mittlere Ladung ihrer Nachbarn erhielten. Die mit Rauschen variierenden Signale toter Kanäle wurden nicht zugelassen. In dem letzten elektromagnetischen Segment entstand während einer Messung der Hochspannungskurve ein Kurzschluß an einem Hochspannungskabel. Die Versorgung von drei Gaps mit Hochspannung war unmöglich geworden. Zur Korrektur der gemessenen Ladungsmenge wurden die Signale

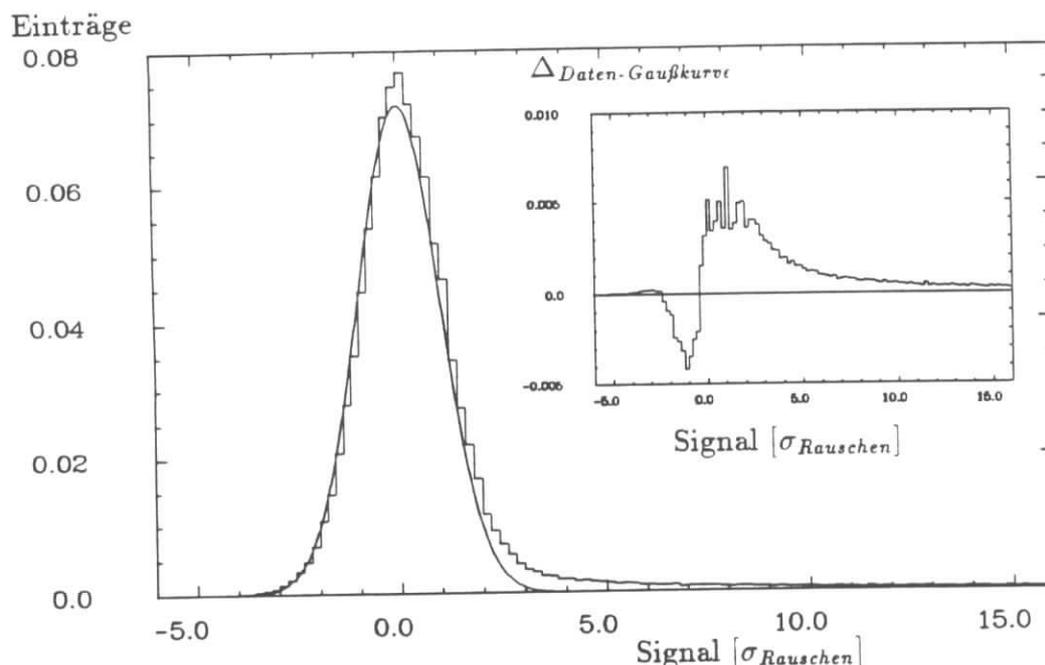


Abbildung 3.10: Verteilung der Signale in Abhängigkeit vom Rauschen pro Kanal, hier am Beispiel von Pionen mit 170 GeV. Auf der x-Achse ist das ADC-Signal skaliert mit der Breite der Verteilung des Rauschens aufgetragen. Der Inhalt des Histogramms ist auf eins normiert. Die Gaußkurve ist eine Anpassung an die Verteilung der Pedestals, ermittelt ohne Ladung durch Teilchenbeschuß im Kalorimeter.

aller danach genommenen Daten mit dem Faktor  $\frac{28}{25}$  gewichtet.

### 3.5 Hochspannungskurve in LAr

Die Änderung des Signals mit der an das Gap angelegten Spannung ist eine Informationsquelle für die Reinheit des verwendeten FlüssigArgons. Die erzeugten, freien Elektronen können von elektronegativen Verunreinigungen, z.B.  $O_2$ , im LAr eingefangen werden. Ferner steigt mit abnehmender Feldstärke die Wahrscheinlichkeit der Säulenrekombination, der Rekombination der Elektronen mit den Argonionen, die noch in der Spur des ionisierenden Teilchens sind.

Die Abhängigkeit der *Ladungssammlung* von der mittleren freien Weglänge  $\bar{s}$  und dem die Rekombination berücksichtigenden Faktor  $f$  ist in der nachfolgenden Gleichung dargestellt [ENG74].

$$Q = Q_0 f \frac{\bar{s}}{d} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{d}{\bar{s}}\right) \right] \quad (3.5)$$

Dabei ist  $d$  die Dicke der Argonschicht. ( $E = U/d$ ,  $U$  [kV] ist die felderzeugende Potentialdifferenz.)

Die *mittlere freie Weglänge* für Elektronen in Argon, bei niedriger Ionisationsdichte, läßt

sich nach Gl. 3.6 berechnen [MIL68].

$$\bar{s} [cm] = 0.12 \frac{E}{p} \quad (3.6)$$

mit  $E \left[ \frac{kV}{cm} \right]$  Feldstärke im Gap und  
 $p [ppm O_2]$  Sauerstoffanteil.

Für  $E = 10 \frac{kV}{cm}$  und  $p = 1 ppm O_2$  ergibt sich  $\bar{s} = 1.2 mm$ .

Die Rekombination von Elektronen mit den positiven Ionenrümpfen wurde mit Hilfe einer  $\beta$ -Quelle untersucht. Gl. 3.7 gibt den Anteil  $f$  der Elektronen wieder, die dem Einfang entgehen. Die Formel ist gültig für  $E \simeq 10 - 20 kV/cm$  und  $1 - f \ll 1$  [MAR54].

$$f = \frac{1}{1 + k/E} \quad , \quad k = (1.1 \pm 0.2) kV/cm \quad ; \quad (3.7)$$

also ist  $f = 0.9$  für  $E = 10 \frac{kV}{cm}$ .

Die für unsere Zwecke nötige Beziehung folgt durch einfaches Einsetzen von 3.7 und 3.6 in Gl. 3.5.

$$Q = Q_0 \frac{0.12}{1 + k \cdot d/U} \frac{U}{p \cdot d^2} \left[ 1 - \exp \left( - \frac{p \cdot d^2}{0.12 \cdot U} \right) \right] \quad (3.8)$$

In Abb. 3.11 sind die gemessenen Daten und die mittels Gl. 3.8 gefundene Näherung dargestellt.

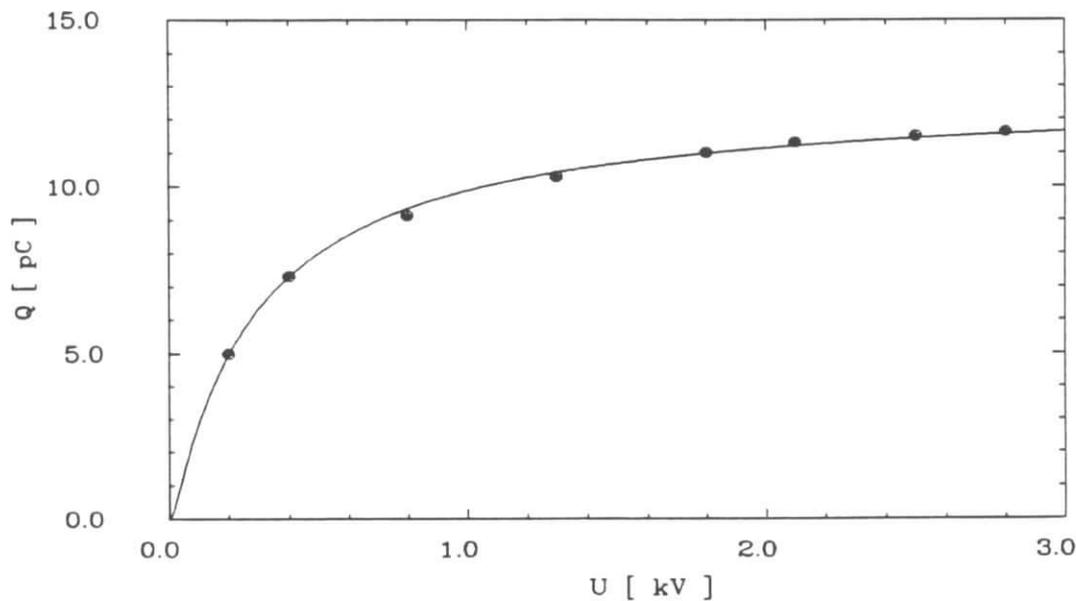


Abbildung 3.11: Die Hochspannungskurve für 50 GeV Elektronen in IFE

Die erhaltenen Werte sind in Tab. 3.2, zusammen mit den vergleichbaren Werten für Pionen und der Tests von CB3- und FB2-Moduln, aufgetragen. Zum besseren Vergleich sind die Daten jeweils auf das Signal bei  $U = 2.5 kV$  normiert. Der Ansatz nach Gl. 3.8 gilt für  $O_2$ -Anteile zwischen  $2 - 20 ppm$ , sodaß die hier ermittelten Werten nur daraufhin deuten, daß

			$Q_0$		$O_2$ -Anteil [ppm]	
$e^-$	IFE,	50 GeV	1.10	$\pm 0.002$	0.081	$\pm 0.004$
$\pi^-$	IFE,	50 GeV	1.02	$\pm 0.04$	-0.2	$\pm 0.1$
$\pi^-$	IFH,	50 GeV	1.12	$\pm 0.03$	0.13	$\pm 0.07$
$e^-$	CB3,	30 GeV	1.08	$\pm 0.006$	0.01	$\pm 0.02$
$e^-$	FB2,	30 GeV	1.051	$\pm 0.006$	-0.02	$\pm 0.02$

Tabelle 3.2: Plateauwert der Ladungssammlung, normiert auf  $Q(U = 2.5kV)$ , und Sauerstoffanteil im LAr

der Sauerstoffanteil im Argon klein ist. Die negativen Werte für den  $O_2$ -Anteil sind rein rechnerisch und mit Null verträglich. Die angegebenen Fehler sind nur statistisch. Systematische Fehler könnten sich durch mit der Hochspannung geänderte Zeitkonstanten der Signale entstehen. Diese Änderung bewirkt eine kleine Ungenauigkeit der gemessenen Signalhöhe. Direkte, testbegleitende Messungen mit einem  $O_2$ -Analysator ergaben Werte von  $p \approx 1ppm O_2$ .

### 3.6 Energiekalibration

Die Eichung des Kalorimeters erfolgt durch Einschub von Teilchen mit definierter Energie und Vergleich mit der gemessenen Ladung. Als ein einfacher Ansatz für die Ermittlung von  $E = f(Q)$  wird die folgende Gleichung verwendet,

$$E = c_{EMC} \sum_{i, EMC} Q_i + c_{HAC} \sum_{i, HAC} Q_i, \quad (3.9)$$

wobei die Summation über alle Ladungen im elektromagnetischen (EMC) bzw. hadronischen Kalorimeter (HAC) ausgeführt wird. Die Einheit der Konversionskonstanten wird in  $\frac{GeV}{pC}$  angegeben werden.

Die Ermittlung von  $c_{EMC}$  und  $c_{HAC}$  wird mit Pionenergebnissen durchgeführt. (Für Elektronen ist die hadronische Ladungskonversion ohne Bedeutung, die Schauerentwicklung findet nahezu ausschließlich im elektromagnetischen Kalorimeter statt.) Für eine gute Bestimmung der Faktoren muß eine große Anzahl von Teilchen zur Ladungskalibration benutzt werden. Die Bedingungen für die Ermittlung der Konstanten sind wie folgt:

1. Die mittlere Energie aller Teilchen ist gleich der Einschubenergie,  $E_{Beam} = \langle E_i \rangle$ .
2. Die Breite der Energieverteilung ist minimal,  $\frac{d^2\sigma(E)}{dc_{EMC} dc_{HAC}} = 0$ .

Diese Bedingungen gelten für jegliche Energiekalibrationen, auch für die später noch angeführten.

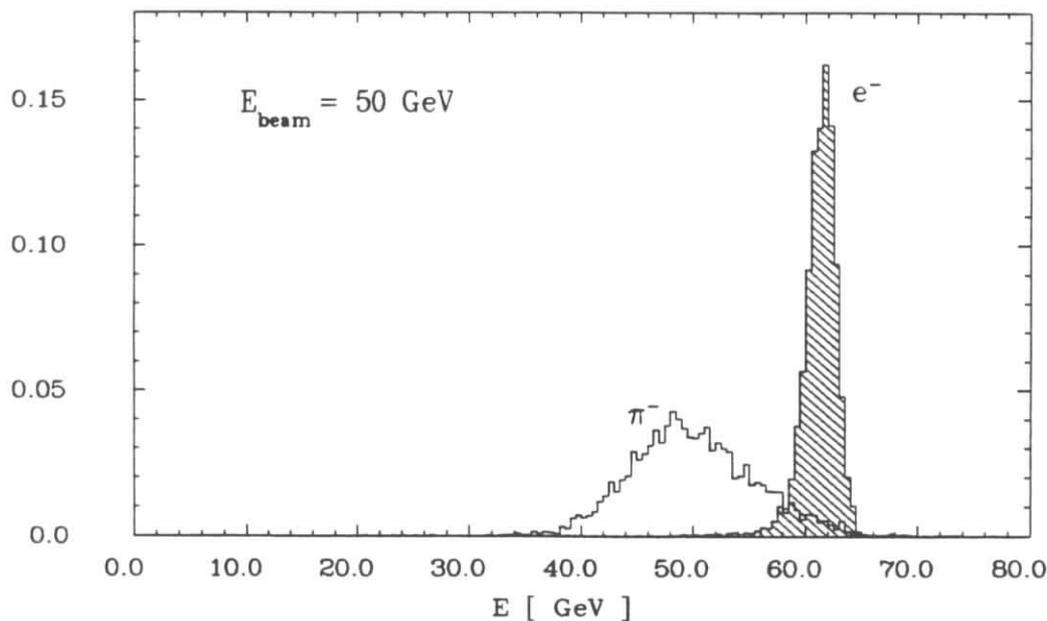
Mit dieser Methode werden die Kalibrationskonstanten für den Viertelstack errechnet und sind in Tab. 3.3 angegeben. Die Kalibration ist energieabhängig, die Werte für die  $c_i$  fallen mit steigender Energie, wie auf Seite 14 erläutert. Die Daten für die Energien von 15 GeV und 20 GeV sind nur durch wenige Ereignisse gestützt, siehe Tab. 4.1, und daher nicht sehr aussagekräftig.

Beispielhaft sind in Abb. 3.12 die gemessenen Energieverteilungen für Elektronen und Pionen bei  $E_{beam} = 50 GeV$  wiedergegeben. Dabei wurden für beide Teilchenarten die gleichen,

	Einschußenergie [GeV]						
	15	20	30	50	80	120	170
$c_{EMC}$	6.1	5.9	5.68	5.43	5.08	5.09	4.82
$c_{HAC}$	14.5	14.3	13.90	13.61	13.39	13.36	12.64

Tabelle 3.3: Kalibrationskonstanten für den Viertelstack  $\left[ \frac{GeV}{pC} \right]$ 

relative Einträge / 0.5 GeV

Abbildung 3.12: Energieverteilungen für 50 GeV, Elektronen und Pionen; die schraffierte Verteilung ist die der Elektronen. Der Wert von  $e/\pi$  ist 1.22, wegen  $\langle E_e \rangle = 61 GeV$ . Die Flächen der Histogramme sind jeweils auf eins normiert.

für Pionen bestimmten, Kalibrationskonstanten benutzt. Die unterschiedlichen Mittelwerte der Verteilungen sind Folgen des nichtkompensierenden Kalorimetraufbaues,  $\frac{\epsilon}{h} \neq 1$ . Die Energiemessung für die Elektronen ergibt eine bessere Auflösung als die der Pionen. Die Energiemessung für Elektronen kann als eine Norm für die Kalibrationskonstanten genommen werden, weil - im Rahmen der Meßgenauigkeit für diesen Versuch - die pro GeV im Kalorimeter deponierte Ladung konstant ist. (siehe Tab. 3.4). In dieser Tabelle sind beispielhaft die Unterschiede zwischen den Kalibrationskonstanten aufgeführt, wenn die Signal mit bzw. ohne  $3\sigma$ -Cut ausgelesen werden, vergl. Kapitel 3.4. In Tab. 3.5 sind die gemessenen Energieverteilungen, zusammen mit den effektiven Werten für das  $\frac{\epsilon}{\pi}$ -Verhältnis, angegeben. Der in der Tab. 3.5 angegebene r.m.s.-Wert wird durch alle Ereignisse bestimmt, während  $\sigma_{Gaußfit}$  durch Anpassung an die Verteilung gewonnen wird. Dabei werden nur Daten berücksichtigt, die in einem Bereich von  $\pm 3\sigma$  um den Mittelwert herum liegen.

$\frac{Q_{EMC}}{E_{beam}} \left[ \frac{pC}{GeV} \right]$	Einschußenergie [GeV]		
	30	50	166
mit $3\sigma$ -Cut	0.228	0.226	0.237
ohne $3\sigma$ -Cut	0.235	0.231	0.241

Tabelle 3.4: Ladungsdeposition von Elektronen

		Einschußenergie [GeV]						
		15	20	30	50	80	120	170
$\pi^-$	$\frac{r.m.s.}{E} \sqrt{E} [\%]$	65.5	65.4	73.8	80.2	88.0	99.0	97.9
	$\frac{\sigma_{Gaußfit}}{E} \sqrt{E} [\%]$	64.2	56.8	72.1	76.1	82.5	90.5	95.0
	$\frac{\epsilon}{\pi}$	—	—	1.29	1.22	—	—	1.14
$e^-$	$\frac{\sigma_{Gaußfit}}{E} \sqrt{E} [\%]$			12.8	11.4			14.8

 Tabelle 3.5: Energieauflösung und  $\frac{\epsilon}{\pi}$ ; zum Unterschied zwischen r.m.s. und  $\sigma$  siehe Text.

### 3.7 Longitudinale Schauerentwicklung

Die Schauerentwicklung im Kalorimeter wurde in Kapitel 1.2 diskutiert. Hier werden die gemessenen Daten gezeigt und die Ergebnisse von Anpassungen präsentiert werden.

#### Elektromagnetische Schauer

Die longitudinale Entwicklung von elektromagnetischen Schauern wird nach Gl. 1.6 parametrisiert. Der auf die Einschußenergie der Teilchen normierte Energieverlust pro Weglänge folgt durch einfache Normierung über die Anzahl der Ladungsträger,

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dx} = c_s N_{e^\pm}(t) \quad , \quad (3.10)$$

mit

$$t = t_0 + dt \quad ,$$

$t_0$  : Eindringtiefe ins Kalorimeter in  $X_0$

$dt$  : Material vor dem Kalorimeter in  $X_0$

$$c_s = 0.02 \pm 0.001 \quad .$$

In Abb. 3.13 sind die angepassten Kurven und die Meßpunkte für  $E_{beam} = 166 GeV$  aufgezeichnet. Die Fehlerbalken in x-Richtung geben nur die Länge des jeweiligen Auslesesegmentes an. In y-Richtung entspricht die Länge der Fehlerbalken dem r.m.s der Energieverteilung in den einzelnen Auslesesegmenten. Der Nullpunkt der Skala ist die Eintrittsoberfläche des Kalorimeters, die angepassten Kurven beginnen bei Werten kleiner Null, weil auch vor dem Kalorimeter Material ist.<sup>3</sup> Die Werte sind der auf die Strahlenergie normierte Energieverlust pro Strahlungslänge, gemessen als deponierte Energie pro Layer. Tab. 3.6 gibt den angepassten Parameter  $dt$  an.

<sup>3</sup>Nach Rechnung von A.Nau [NAU89] ca.  $2X_0$  Material, vor allem durch nicht verdrängtes Argon.

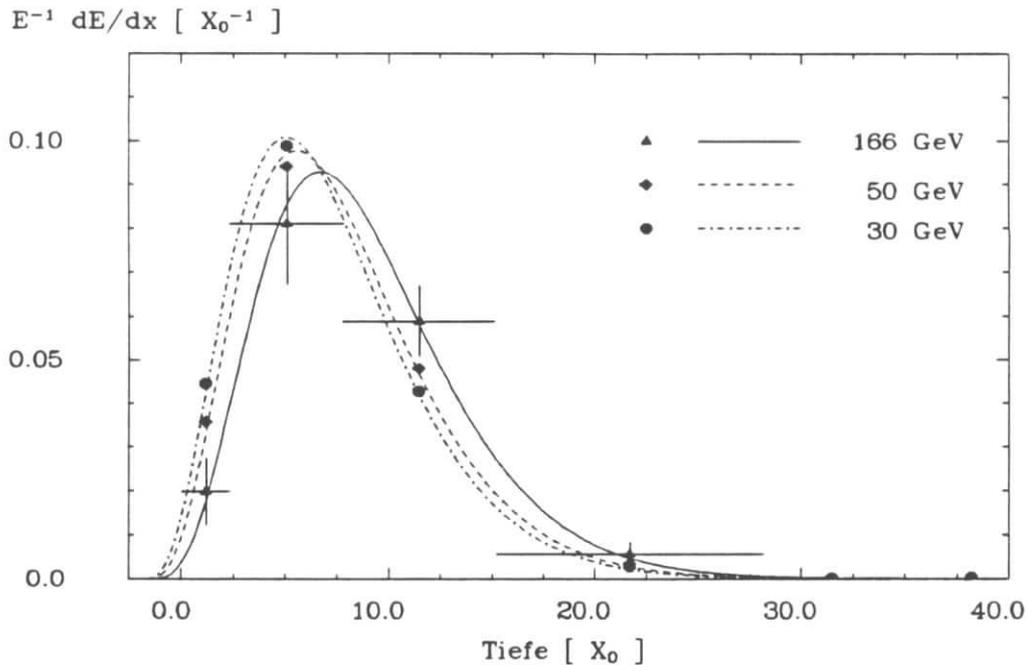


Abbildung 3.13: Longitudinale Schauerentwicklung für Elektronen, skaliert in  $X_0$ . Die Daten für 166 GeV sind mit Fehlern angegeben, in  $x$ -Richtung mit der Tiefe der Auslese-segmente, in  $y$ -Richtung mit dem r.m.s.-Wert der Verteilung der Meßdaten.

$E_{beam}$ [GeV]	166	50	30
$dt$ [ $X_0$ ]	$1.57 \pm 0.38$	$1.66 \pm 0.47$	$1.71 \pm 0.54$

Tabelle 3.6: Parameter der longitudinalen Schauerentwicklung nach Gl. 1.6 für Elektronen.

### Hadronische Schauer

Die longitudinale Entwicklung hadronischer Schauer wurde in Gl. 1.10 angegeben. In Abb. 3.14 ist der in diesem Versuch gemessene normierte Energieverlust angegeben. Der Schauerstartpunkt wurde für die Lage angenommen, in dem das Signal des Schauers zum ersten Mal vom Beginn des Kalorimeters aus das dreifache Signal eines minimal-ionisierenden Teilchens überschreitet. (Für diese Untersuchung wurde *nicht* verlangt, daß die Schauer vollständig im Kalorimeter enthalten sind. D.h. auch die Schauer mit Energiedeposition hinter dem Kalorimeter wurden zugelassen.) Die durchgezogene Linie in der Abb. 3.14 ist die nach Gl. 1.10 erwartete Kurve. Die gestrichelte Kurve ist nach Gl. 3.10 gezeichnet und entspricht der longitudinalen Energiedeposition von Elektronen. Deutlich wird die unterschiedliche Entwicklung und lokale Energiedichte für hadronische und elektromagnetische Schauer.

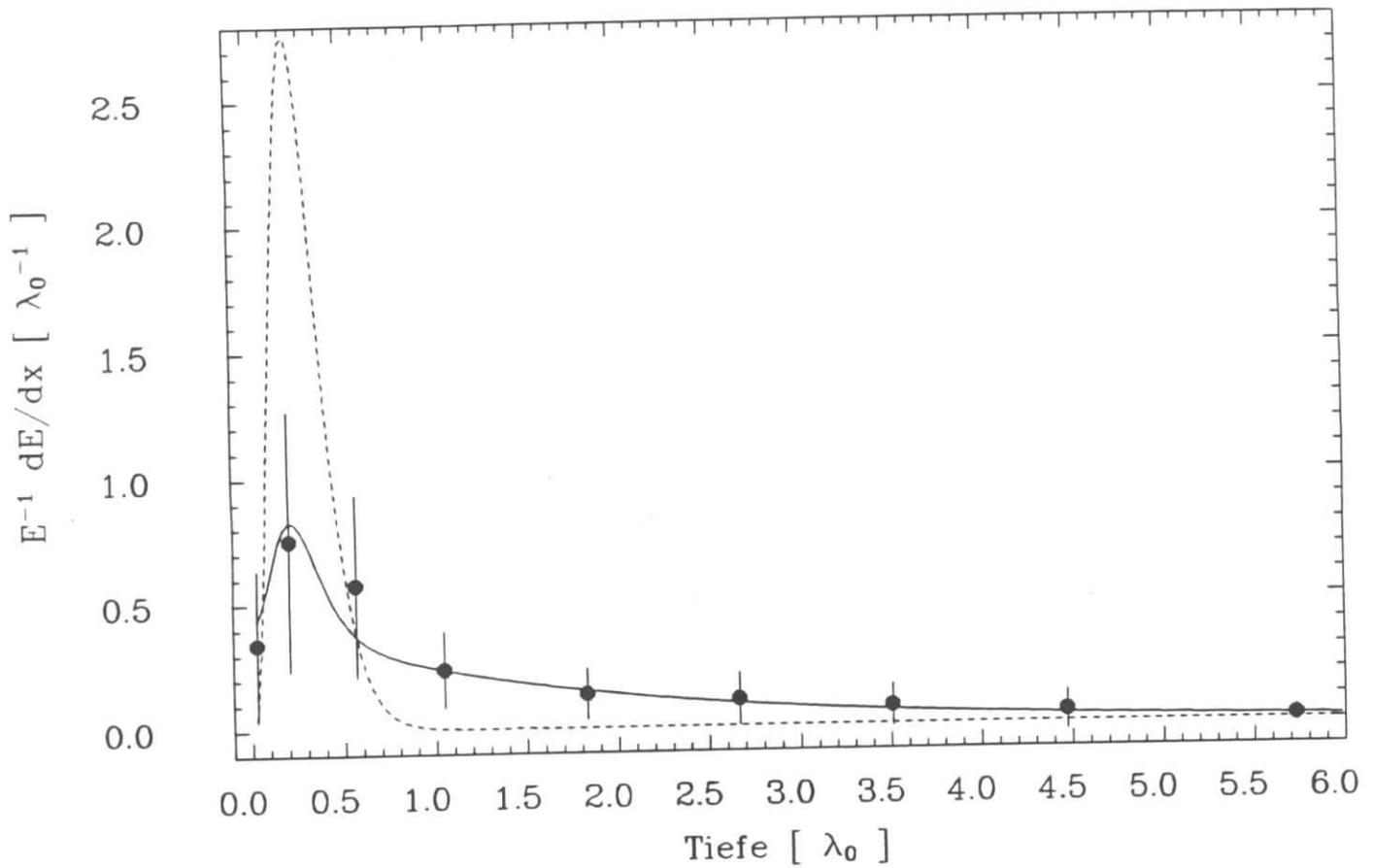


Abbildung 3.14: Longitudinale Schauerentwicklung für Pionen, skaliert in  $\lambda_0$ . Daten für 50 GeV. Die Balken geben den r.m.s.-Wert der Verteilung an. Die durchgezogene Kurve entspricht der Vorhersage nach Gl. 1.10. Die gestrichelte Kurve ist die Schauerentwicklung für Elektronen.

# Kapitel 4

## Gewichtung von unterschiedlichen Schaueranteilen

Für nichtkompensierende Kalorimeter, wie das H1-FlüssigArgon-Kalorimeter, kann die Energieauflösung für hadronischer Schauer durch verschiedene Wichtung von Schaueranteilen deutlich verbessert werden. Voraussetzung dafür ist eine genügend feine Segmentierung der Ladungsauslese, um die unterschiedlichen Ladungen zu erkennen. „Unterschiedliche Ladungen“ heißt in diesem Zusammenhang, daß die Ladungen nach dem sie erzeugenden Prozeß verschieden behandelt werden. In diesem Zusammenhang soll gelten, daß eine *hadronische* Ladung durch rein hadronische Teilchen hervorgerufen wird, und eine *elektromagnetische* durch Teilchen aus elektromagnetischen Zerfällen [z.B.:  $\pi^0$ ,  $\eta$ ]. In unserem Fall ist  $\frac{\epsilon}{h} > 1$ . Also müssen die hadronischen Schauerkomponenten gegenüber den elektromagnetischen stärker gewichtet werden.

Zum Erreichen dieses Zieles wurden zwei Funktionen  $E = f(Q)$  untersucht. Die für die H1-Kalorimeter schon bewährte [CG87,CG89a] **CDHS - Methode** und – als ein neuerer Ansatz [CG89b,GR89] – das Wichten nach dem **Exponential-Ansatz**. Steigende Raffinesse der Funktionen kann durch eine größere Anzahl von Parametern erkauft werden, die sich dann jedoch möglicherweise gegenseitig beeinflussen. Wichtiges Qualitätsmerkmal dieser Methoden ist daher nicht nur eine gute Energieauflösung sondern auch eine möglichst einfache, glatte Energieabhängigkeit der eingeführten Kalibrationskonstanten. Zusätzlich muß die Rekonstruktion der Einschußenergie – der Mittelwert der Verteilung – auf besser als ein Prozent genau sein. Die Anzahl der Kalibrationskonstanten für die verschiedenen Methoden ist:

ungewichtet	zwei
CDHS – Methode	sechs
Exponential – Ansatz	acht

Das Minimalziel für die Energieauflösung ist  $\sigma/\sqrt{E} < 55\%$  [H186].

### 4.1 Idee beim „Wichten“

Die Korrektur der hadronischen Energiemessung für nichtkompensierende Kalorimeter durch Gewichtung von verschiedenen Schaueranteilen wird abkürzend Wichten (oder engl. *weighting*) genannt.

Innerhalb hadronischer Schauer können neutrale Pionen entstehen, wenn die Energie des erzeugenden Teilchen noch genügend groß ist. Diese  $\pi^0$  initiieren einen elektromagnetischen

Schauer über die Zerfallskanäle (in Klammern der Anteil des Kanales):

$$\begin{aligned}\pi^0 &\rightarrow \gamma\gamma && (98.798\%) \text{ [PAR88].} \\ &\rightarrow \gamma e^+ e^- && (1.198\%)\end{aligned}$$

Das hat Auswirkungen auf den Ladungsnachweis. Hadronische Schauer produzieren nicht so viel Ladung wie elektromagnetische Schauer von Ursprungsteilchen gleicher Energie, weil bei hadronischen Zerfallsprozessen Energie durch z.B. Kernrückstöße und Produktion von Neutronen dem Nachweis entkommt, siehe Diskussion auf Seite 11. D.h. die durch den Zerfall eines  $\pi^0$  erzeugte Ladung wird in eine zu große Energie „übersetzt“. Mit der Nutzung von nur einer Kalibrationskonstanten folgt, daß die so gemessene Energieverteilung sehr breit ist, da sie sich tatsächlich aus zwei Verteilungen zusammensetzt (siehe Abb. 1.5). Mit Gewichtung von unterschiedlichen Schaueranteilen soll dem abgeholfen werden. Die prinzipielle Idee ist, die Mittelwerte der Verteilungen für die *hadronische* und die *elektromagnetische Ladung* gleichzusetzen. Da jedoch ausschließlich Ladungen gemessen werden und nicht auch der Ursprung der Ladung, soll versucht werden, aus anderen Informationen die Natur der gemessenen Ladung zu ermitteln. Hadronische Schauer haben gewöhnlich größere Ausdehnungen als elektromagnetische Schauer gleicher Ursprungsenergie, wie aus den Abbildungen 3.14 und 3.13 ersichtlich ist. Der Ansatz ist daher, die elektromagnetischen Schaueranteile über ihre kompakte Ladungsdeposition zu erkennen. Diese Möglichkeit besteht, weil das Kalorimeter fein segmentiert ist und eine Vielzahl von Kanälen ausgelesen werden.

Zur Erinnerung: Die lateralen Abmessungen der Pads im Bleikalorimeter entsprechen ungefähr dem zweifachen Molière-Radius. Die longitudinale Auslese ist in Türme segmentiert, deren Länge einige Vielfache von  $X_0$  beträgt, aber nur Bruchteile von  $\lambda_0$  (siehe Tabellen 2.1, 2.2).

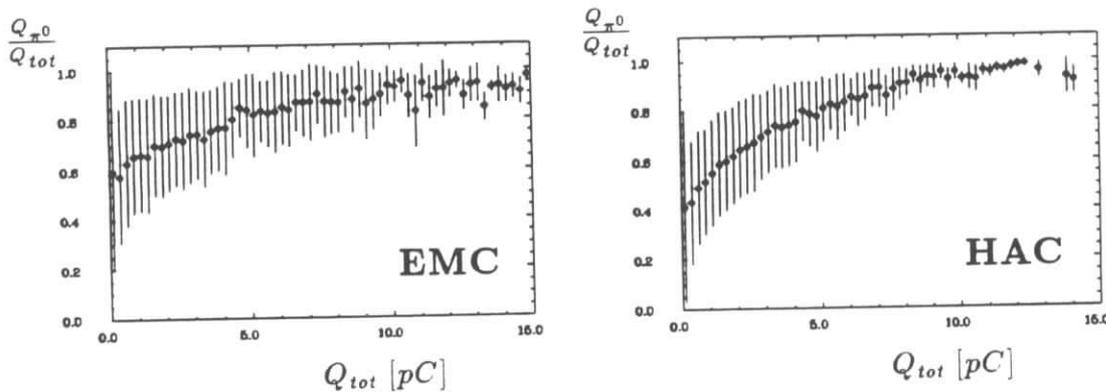


Abbildung 4.1: Ladungsanteil durch  $\pi^0$  in einem Auslesesegment als Funktion der Ladung in dem Auslesesegment,  $Q_{tot}$  : Ladung in einem Kanal

$Q_{\pi^0}$  : Ladung durch  $\pi^0$  in einem Kanal.

Monte-Carlo-Daten für  $170\text{ GeV } \pi^-$ , generiert mit GEISHA8 [MAR89], für das Testkalorimeter aus [CG87,CG89a]

Die Abb. 4.1 zeigt die Veränderung des Ladungsteiles von elektromagnetischen Schauern,  $Q_{\pi^0}$ , verglichen mit der Gesamtladung in einem Auslesesegment für Pionen von  $170\text{ GeV}$ . „Große“ Ladungen sind vorwiegend elektromagnetischer Natur, „kleine“ dagegen etwa zur Hälfte hadronischen Ursprungs. Annähernd richtig ist das nur im statistischen Mittel. Zusätzlich ist die Erzeugung von elektromagnetischen Schaueranteilen im hadronischen Schauer energieabhängig, siehe z.B. die Energieabhängigkeit von  $f_{em}$  auf Seite 14. Die zu untersuchenden

Gewichtungsfunktionen sind durch die Mischung von Schauern verschiedenen Ursprungs in den Auslesesegmenten in ihrer erreichbaren Güte begrenzt.

## 4.2 Gewichtungsfunktionen

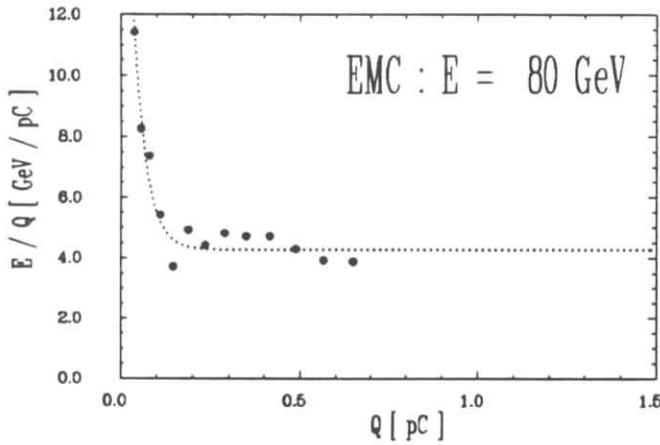


Abbildung 4.2:

$E/Q = f(Q)$  bei Einschub von Pionen,  $E_{Beam} = 80 GeV$ ; IFE. Die gepunktete Kurve stellt beispielhaft eine Anpassung an die Punkte nach Gl. 4.2 dar.

### CDHS-Methode:

$$E/Q = c_j \cdot (1 - \eta_j Q) \quad \text{mit} \quad (4.1)$$

$$(1 - \eta_j Q) \geq \delta_j \quad j = EMC, HAC$$

### Exponential-Ansatz:

$$E/Q = A_1 + A_2 \exp(-\alpha Q) \quad \text{für EMC} \quad (4.2)$$

$$E/Q = B_1 + B_2 \exp(-\alpha' Q) + B_3 \exp(-\beta' Q) \quad \text{für HAC} \quad (4.3)$$

Die Anpassung der Parameter der Wichtungsfunktionen wurde mit der in Tabelle 4.1 angegebenen Datenmenge durchgeführt.

## 4.3 Verfahren zur Ermittlung der Kalibrationskonstanten

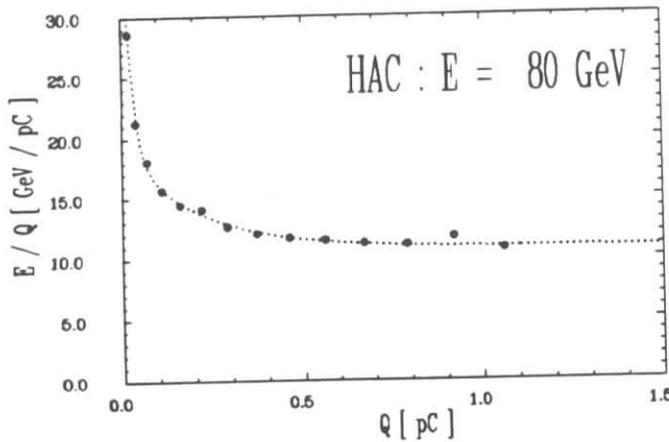
Zur Parametrisierung der Konstanten für die Wichtungsfunktionen wurden jeweils verschiedene „Kochrezepte“ benutzt. Insbesondere bei dem Exponential-Ansatz war die Korrelation zwischen den einzelnen Parameter sehr groß. Die für beide Methoden gültigen Prinzipien waren:

Die Ansätze zur Wichtung sind alleine Funktionen der Ladung. Um eine Vorstellung von einer „optimalen“ Energiegewichtung zu bekommen, wurde zunächst ein Satz von Kalibrationskonstanten,  $E/Q = f(Q)$ , bestimmt. Dazu wurde die pro Kanal gemessene Ladung in Bins unterteilt,  $A_i < Q \leq A_{i+1}$  und  $A_{i+1} - A_i \sim i^2$ . Gemittelt über alle Ereignisse wurde dann für jedes Bin eine Konstante,  $\frac{E}{Q}$ , errechnet. Die Bedingungen dafür sind wie in Kapitel 3.6, Seite 44 erläutert.

In Abbildung 4.2 bzw. 4.3 ist ein so gefundener Verlauf für den Blei- bzw. Stahlstack wiedergegeben. Zwei Ansätze zur Beschreibung dieses Verlaufes sind untersucht worden, wobei  $E/Q$  die Energiekalibration für jeden Kanal angibt:

$E_{Beam}$ [GeV]	‡ Ereignisse	
	$\pi$	e
170	1 156	3 430
120	2 975	
80	2 370	
50	4 672	3 610
30	5 546	2 748
20	400	
15	358	

Tabelle 4.1: Anzahl auswertbarer Ereignisse

Abbildung 4.3:  $E/Q = f(Q)$  bei Einschluß von Pionen,  $E_{Beam} = 80 \text{ GeV}$ ; IFH. Die Kurve stellt beispielhaft eine Anpassung an die Punkte nach Gl. 4.3 dar.

- durch Festlegung der Energieabhängigkeit eines Parameters darf sich die Energieauflösung nicht wesentlich verschlechtern und
- der Mittelwert der Energieverteilung darf nicht von der vorgegebenen Strahlenergie abweichen,  $\langle E_i \rangle = E_{beam}$  für alle  $E_{beam}$ .

## Exponential-Ansatz

Die folgend beschriebene Prozedur wurde für jede zur Verfügung stehende Energie durchgeführt (siehe Tabelle 4.1).

An das in Abb. 4.2 bzw. 4.3 dargestellte ladungsabhängige  $\frac{E}{Q}$ -Verhalten wurde eine Funktion des Typs (Gl. 4.2) bzw. (Gl. 4.3) angepaßt. Die daraus erhaltenen Werte dienten als eine Näherung der tatsächlichen Konstanten. Besser als eine Näherung können sie nicht sein, da die Anpassung der Funktion ohne Berücksichtigung der Wertigkeit der Punkte erfolgte. Wertigkeit steht hier für die jedem Ladungsbin entsprechende durchschnittliche Energie. Ein Hinweis darauf ist, daß die so erhaltenen Funktionen direkt zur Energiemessung benutzt, einen Mittelwert der Energieverteilung von  $\overline{E_{Histo, Fit}} \simeq 189 \text{ GeV}$  bei einer Teilchenenergie von  $E_{Beam} = 170 \text{ GeV}$  ergeben. Die Ergebnisse für die „optimale“ Wichtung, das ist die direkte Verwendung der binweise ermittelten  $E/Q$ -Werte (siehe Abbn. 4.2 und 4.3), sind im Kap. 4.4 angegeben.

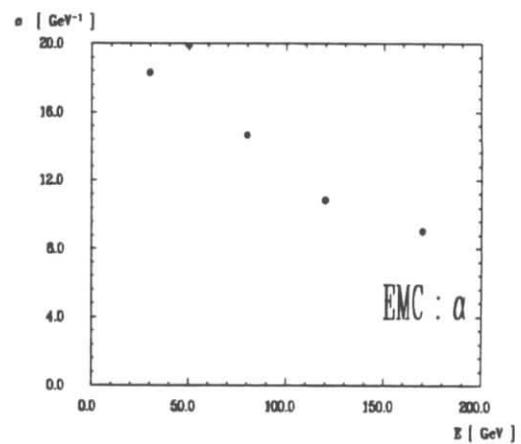
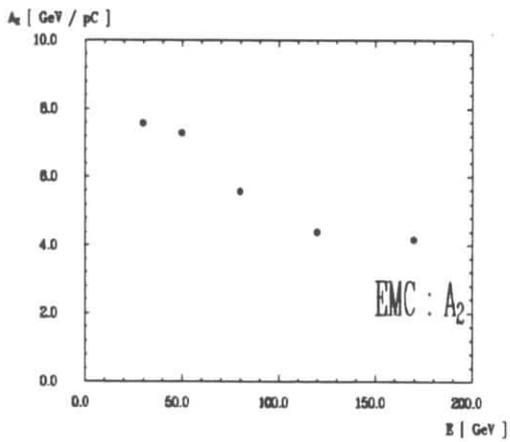
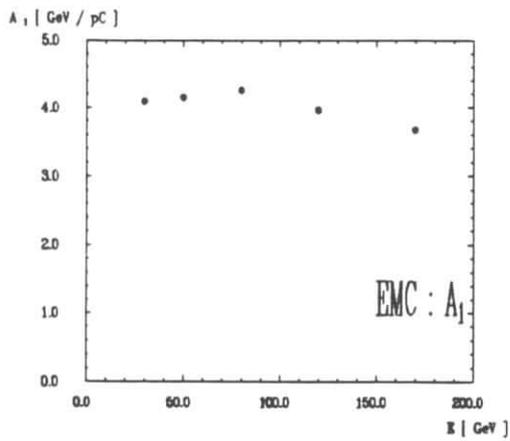


Abbildung 4.4: Variation der gefitteten Wichtungs-Parameter (Exponential-Ansatz) mit der Einschußenergie, alle Parameter frei, IFE

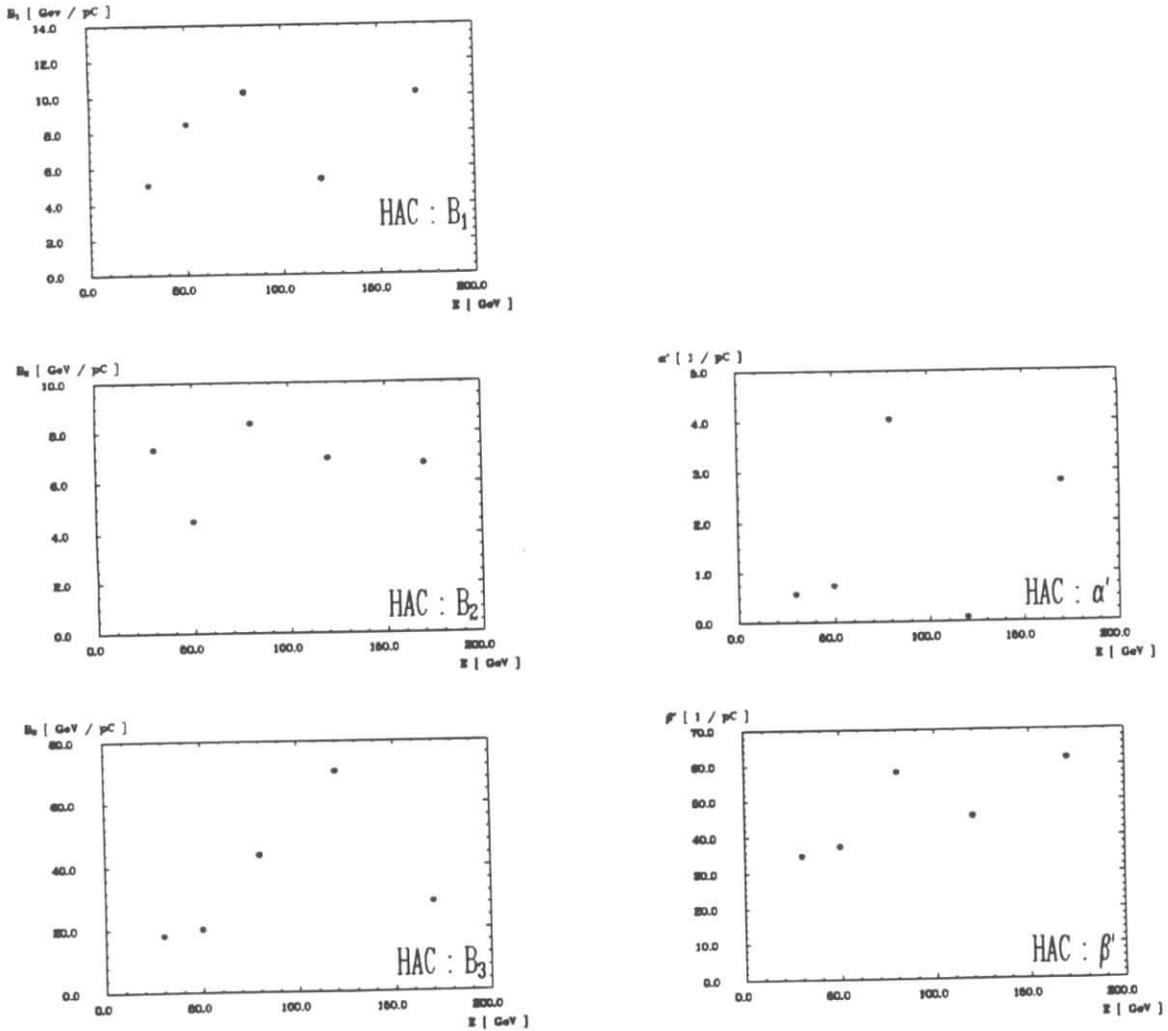


Abbildung 4.5: Variation der gefitteten Wichtungs-Parameter (Exponential-Ansatz) mit der Einschussenergie, alle Parameter frei, IFH

$\pi^-$	$E_{beam} [GeV]$						
	15	20	30	50	80	120	170
$\frac{\sigma_{Fit}}{\sqrt{E}} [\%]$	50.0	47.8	48.3	47.1	47.0	48.7	45.4

Tabelle 4.2: Energieauflösung bei einer „optimalen“ Energiegewichtung für Pionen

Mit Hilfe eines Fitprogrammes werden die drei Exponential-Parameter variiert. Die fünf Konversionskonstanten  $[A_{1,2}, B_{1,2,3}]$  errechnen sich dann abhängig von diesen Werten unter den bekannten Bedingungen (Kapitel 3.6, Seite 44). Das Fitprogramm sucht dann nach den jeweils minimalen Werten für die Energieauflösung,  $\sigma/\sqrt{E}$ , und gibt die Werte aus, mit denen diese minimale Energieauflösung erreicht wird. Die Variation dieser Werte mit der Teilchenenergie ist in den Abbn. 4.4 und 4.5 wiedergegeben. Die fünf Parameter für das hadronische Kalorimeter sind stark korreliert, was sich in den großen Fluktuationen (siehe Abb. 4.5) ausdrückt. Als nächstes wird schrittweise einer der acht Parameter mehr, als eine Funktion der Energie festgelegt. Die verbleibenden freien Faktoren unterliegen weiterhin den Bedingungen für diese Anpassungen. Parametrisiert werden zunächst die Faktoren, die eine klare Energieabhängigkeit zeigen. Nach dem Festlegen der Exponentialkoeffizienten auf Funktionen der Energie werden alle Konversionsparameter unbestimmt gelassen, um das System der acht Parameter nicht zu sehr zu „zwingen“. In Wiederholung des Prozesses der iterativen Parameterfestlegung werden jetzt die  $A_{1,2}, B_{1,2,3}$ , schrittweise einer zusätzlich, festgelegt.

## CDHS-Methode

Zunächst wurde eine Anpassung der Funktion von der Art der Gl. 4.1 an die Daten ohne Beschränkungen der Faktoren durchgeführt. In der Abb. 4.6, geschlossene Symbole, sind die so erhaltenen Werte angegeben. Die erste Bedingung war dann das Gleichsetzen der Abschneideparameter ( $\delta_{EMC} = \delta_{HAC}$ ). Die Veränderungen der Faktoren zeigen die offenen Symbole in der Abb. 4.6.

Die daraus erhaltenen Daten gaben die Möglichkeit, Parametrisierungen für  $\delta$  und  $\eta$  zu finden. Der nächste Schritt führte dann bereits zur Energieabhängigkeit der Kalibrationsfaktoren ( $c_{EMC}, c_{HAC}$ ).

## 4.4 Ergebnisse

### „Optimale“ ladungsabhängige Wichtung

Mit der Histogramm-Methode, siehe Kap. 4.2, kann die für eine rein ladungsabhängige Energiegewichtungsfunktion „optimale“ Energieauflösung bestimmt werden. In der Tab. 4.2 sind die Energieauflösungen für die hier zur Verfügung stehende Datenmenge angegeben.

### Wichtung nach dem Exponential-Ansatz

Die gefundenen Energieabhängigkeiten der Exponentialparameter sind wie folgt, ( $\alpha, \alpha', \beta'$  in  $pC^{-1}$ ,  $E$  in  $GeV$ ):

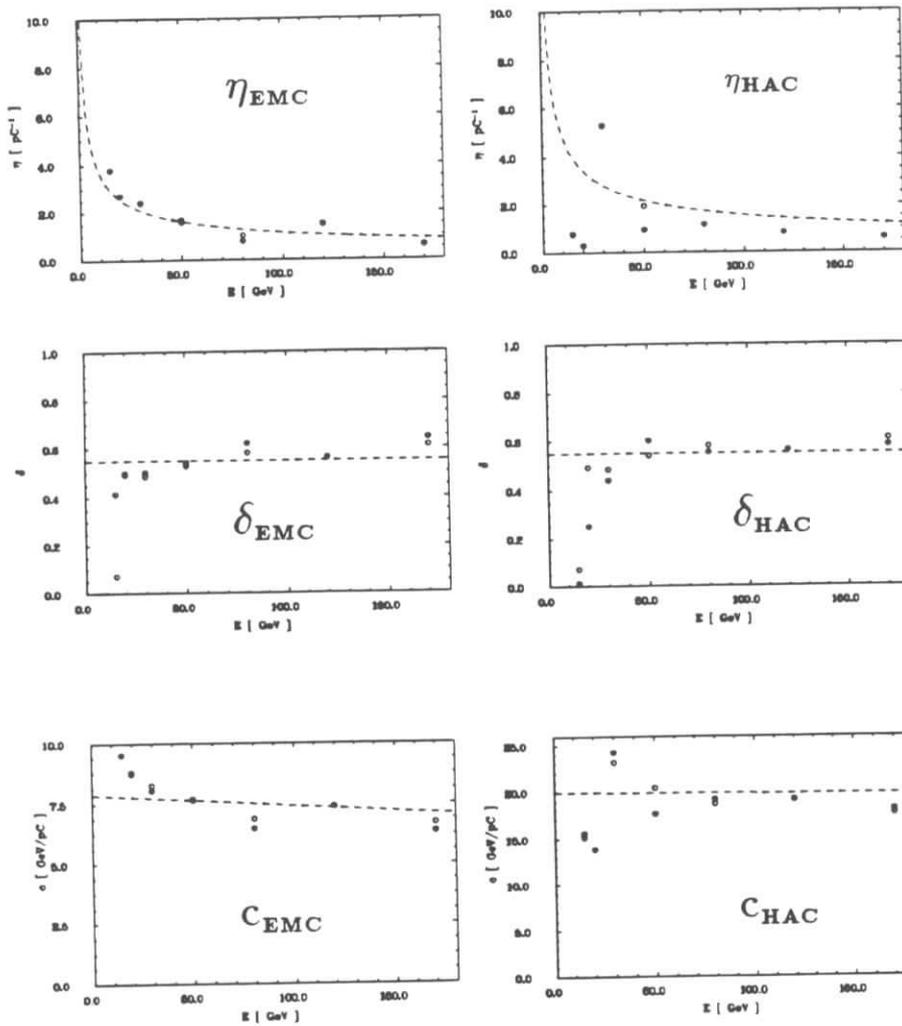


Abbildung 4.6: Energieabhängigkeit der CDHS-Wichtung-Faktoren,  
 gefüllte Symbole : alle Faktoren frei und  
 offene Symbole :  $\delta_{EMC} = \delta_{HAC}$ .  
 Die gestrichelten Linien stellen die gefundenen Parametrisierungen dar.

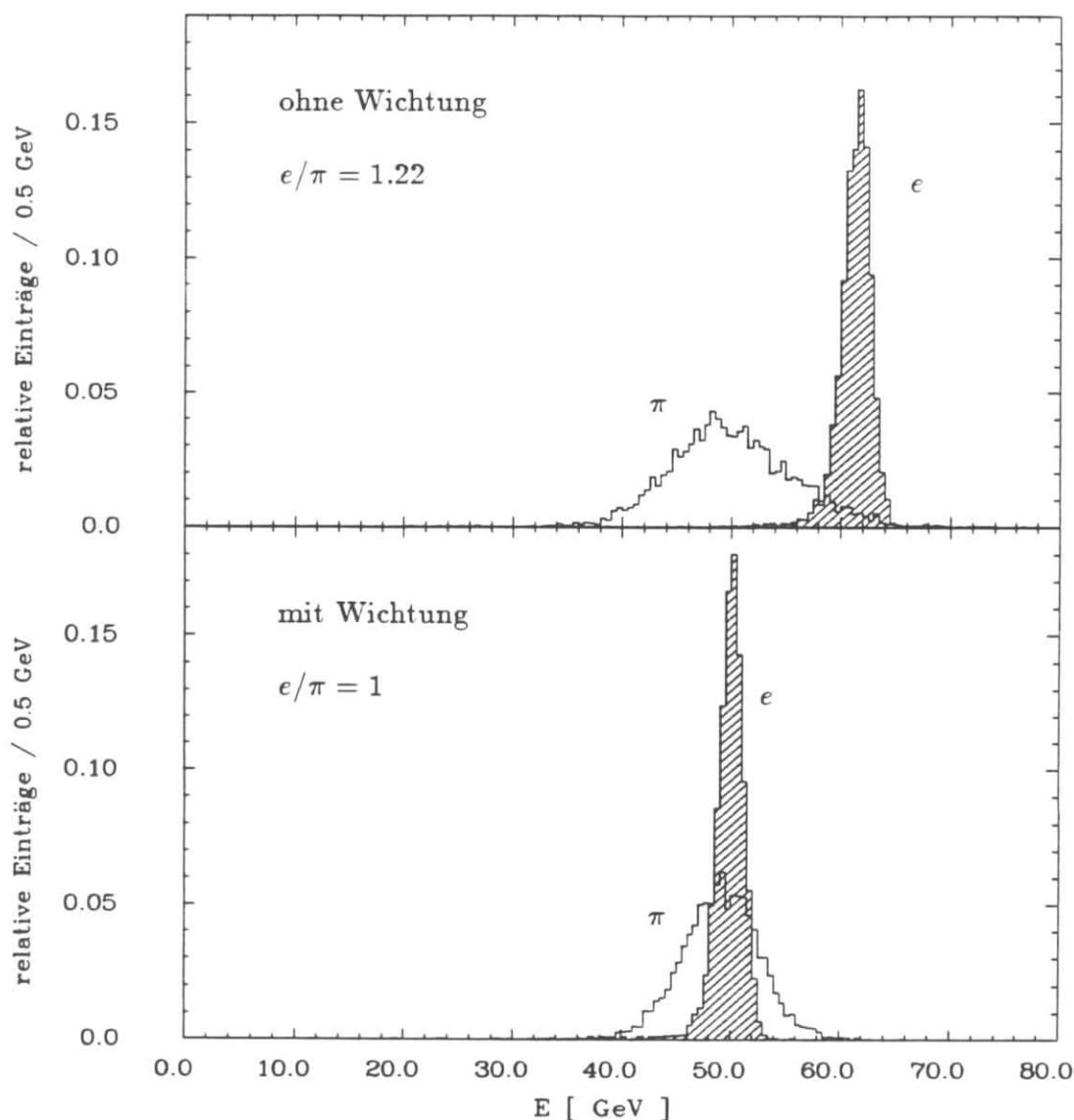


Abbildung 4.7: Energieverteilungen für 50 GeV; die ungewichteten Energieverteilungen sind die Histogramme aus Abb. 3.12. Die obere Abbildung zeigt die Energieverteilungen ohne Wichtung, resultierend in einem Signalverhältnis  $e/\pi = 1.22$ . Die untere Abbildung zeigt die gleiche Datenmenge unter Ausnutzung der Wichtung. Die Energieauflösung für die Pionen ist besser geworden und  $e/\pi$  ist eins. Die gewichteten Energieverteilungen wurden wie die Daten der Spalte „Iteration“ bzw. „Iteration, e“ aus Tab. 4.3 bestimmt. Aufgetragen ist die Anzahl der Einträge pro Bin normiert auf die Gesamtzahl der Einträge.

$$\begin{aligned}\alpha &= 19.5 - 0.0608E \\ \alpha' &= 50.0 \\ \beta' &= 3 \cdot \exp(-0.01E).\end{aligned}$$

Die Parametrisierungen für die Konversionsfaktoren sind ( $A_i, B_i$  in  $\frac{GeV}{pC}$ ):

$$\begin{aligned}A_1 &= 4.04 \\ A_2 &= 2 + 6.5 \cdot \exp(-0.008E) \\ B_1 &= 9.6 \\ B_2 &= 8.76 + 0.185E \\ B_3 &= 4.27\end{aligned}$$

Tab. 4.3 zeigt die mit den verschiedenen Stufen der Parametrisierung erhaltenen Ergebnisse für die rekonstruierte Energie und die Energieauflösung. Die einzelnen Spalten haben folgende Bedeutung:

- Acht-Parameter-Fit : alle Konstanten sind frei
- Parametrisierung : alle Faktoren als feste Funktionswerte der Einschußenergie
- Iteration : die Energie  $E$  wird bestimmt über  $E = f(E, Q_1, \dots, Q_n)$ ,  $n =$  Anzahl der Kanäle mit Ladung. Hier wird die Strahlenergie *nicht* als bekannt vorausgesetzt, als Anfangswert für  $E$  wird ein mittlerer Wert eingesetzt, hier:  $50 GeV$ . Die Iteration wird abgebrochen, wenn Anfangs- und Endwert sich nur noch um einen kleinen Betrag, z.B.: 0.2%, unterscheiden.
- Iteration, e : wie oben, für Elektronen; es werden die für Hadronen gefundenen Parametrisierungen benutzt.

In den Abbn. 4.8 und 4.9 sind die erhaltenen Parametrisierungen für alle acht Konstanten dargestellt. Die Punkte in den Darstellungen von  $A_1$  und  $B_1$  sind die durch einen Fit ermittelten Werte, wenn alle anderen Konstanten durch ihre Parametrisierungen errechnet werden.

Zur Illustration der Wirkung der Wichtung ist in Abb. 4.7 die Abb. 3.12 wiederholt mit den Verteilungen der gewichteten Energiemessungen. Die Verteilungen haben jetzt den gleichen Mittelwert, d.h.  $e/\pi = 1$ , und der hochenergetische „Schwanz“ der hadronischen Energieverteilung ist korrigiert, so daß sich eine nahezu gaußsche Verteilung ergibt.

## CDHS-Methode

Die Energieabhängigkeiten für die Faktoren dieser Methode sind wie folgt ( $\eta_i$  in  $pC^{-1}$  und  $E$  in  $GeV$ ):

$$\begin{aligned}\delta_{EMC} = \delta_{HAC} &= 0.55 \\ \eta_{EMC} &= \frac{11.13}{\sqrt{E}} \\ \eta_{HAC} &= \frac{15.4}{\sqrt{E}}.\end{aligned}$$

Daraus wird für die Kalibrationsfaktoren ermittelt ( $c_i$  in  $\frac{GeV}{pC}$ ),

Rekonstruierte Energie und Energieauflösung								
$E_{Beam}$ [GeV]	Acht-Parameter-Fit		Parametrisierung		Iteration		Iteration, e	
	$\bar{E}$ [GeV]	$\frac{\sigma_{Fit}}{\sqrt{E}}$ [%]	$\bar{E}$ [GeV]	$\frac{\sigma_{Fit}}{\sqrt{E}}$ [%]	$\bar{E}$ [GeV]	$\frac{\sigma_{Fit}}{\sqrt{E}}$ [%]	$\bar{E}$ [GeV]	$\frac{\sigma_{Fit}}{\sqrt{E}}$ [%]
Wichtung nach dem Exponential-Ansatz								
170	170.1	46.1	172.2	47.8	173.2	57.2		
166							166.06	16.4
120	120.3	49.3	117.9	49.8	118.1	55.7		
80	80.1	50.1	79.8	50.8	80.1	54.8		
50	50.1	47.9	49.1	48.2	49.1	50.2	50.00	16.2
30	30.0	49.8	29.8	50.4	29.4	51.3	31.74	16.4
20			20.6	48.3	19.8	49.3		
15			15.4	48.0	14.4	52.2		
CDHS-Wichtung								
170	170.2	47.1	170.1	49.2	169.3	48.3		
166							165.11	15.1
120	120.3	51.9	120.3	52.4	118.9	52.9		
80	80.1	51.1	80.1	51.4	81.6	53.5		
50	50.0	50.5	50.0	50.4	50.3	52.1	51.81	15.8
30	30.0	51.3	30.1	51.8	29.9	53.6	32.36	16.8
20	19.9	52.5	19.9	51.7	20.0	49.7		
15	15.0	50.8	15.0	50.0	14.7	58.9		

Tabelle 4.3: Energieauflösung und rekonstruierte Energie für die Wichtungs-Methoden, zur Erläuterung der Spaltenbezeichnungen siehe Text.

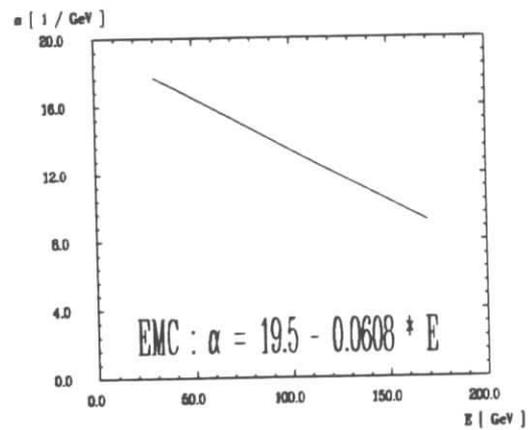
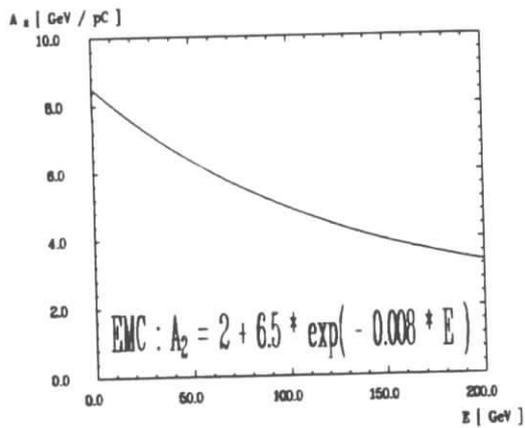
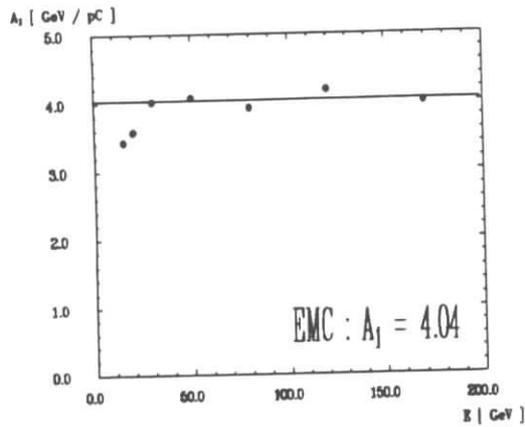


Abbildung 4.8: Variation der gefitteten Wichtungs-Parameter (Exponential-Ansatz) mit der Einschufenergie, vollständige Parametrisierung, IFE. Die Punkte bei  $A_1$  sind die ermittelten Werte, wenn alle anderen Parameter durch ihre jeweiligen Energieabhängigkeiten festgelegt sind.

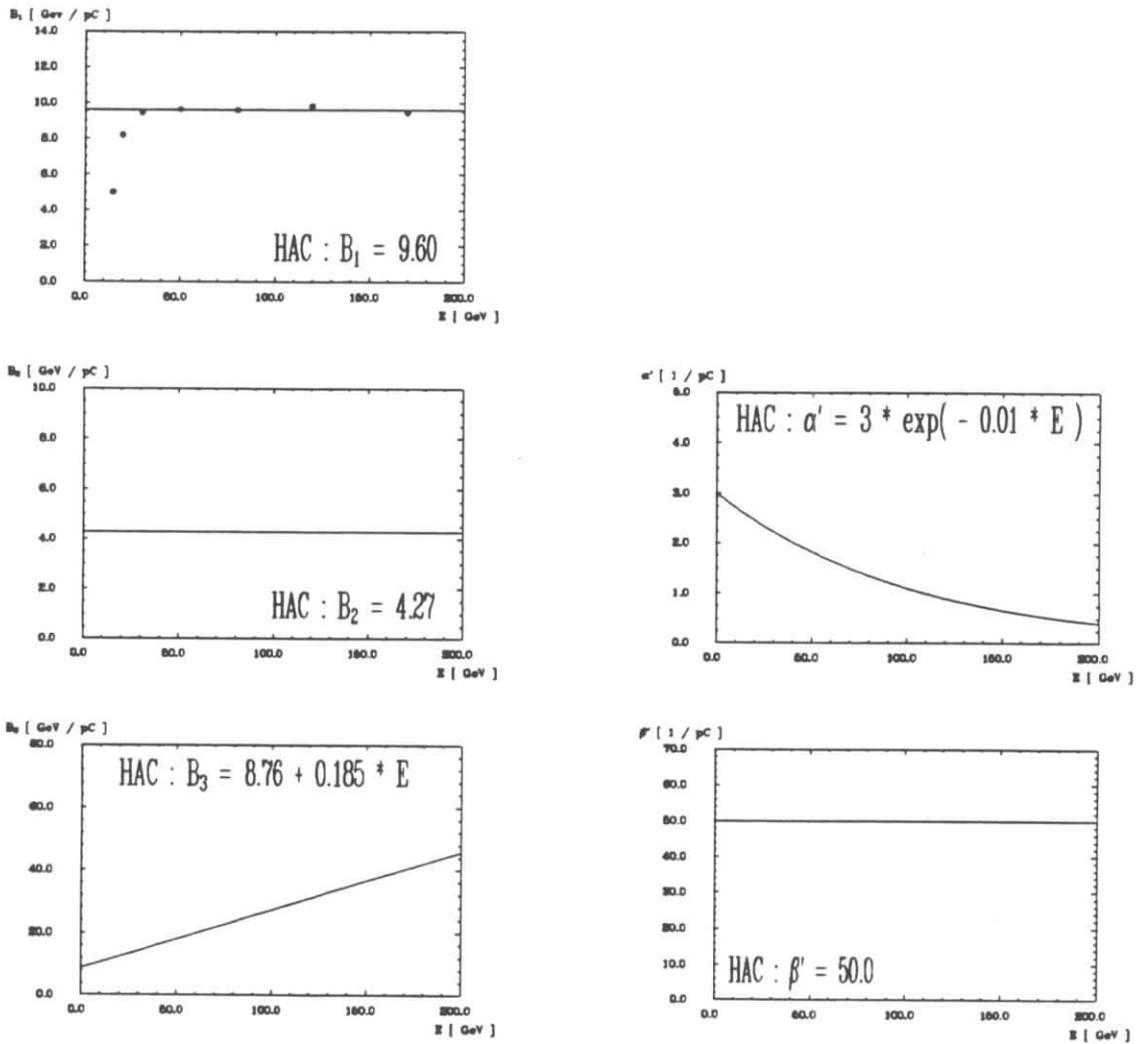


Abbildung 4.9: Variation der gefitteten Wichtungs-Parameter (Exponential-Ansatz) mit der Einschussenergie, vollständige Parametrisierung, IFH. Die Punkte bei  $B_1$  sind die ermittelten Werte, wenn alle anderen Parameter durch ihre jeweiligen Energieabhängigkeiten festgelegt sind.

$$c_{EMC} = 7.86 - 4.5 \cdot 10^{-3} \cdot E$$

$$c_{HAC} = 19.94 - 9.2 \cdot 10^{-4} \cdot E.$$

Tab. 4.3 gibt die, für die verschiedenen Stufen der Parametrisierungen erhaltenen, Energieauflösungen und rekonstruierten Energien an.

## Jet-Weighting

$\pi^-$	$E_{beam} [GeV]$						
	15	20	30	50	80	120	170
$\frac{\sigma}{\sqrt{E}} [\%]$	61.2	57.9	59.5	57.2	56.1	55.3	53.5

Tabelle 4.4: Energieauflösung für das „Jet-Weighting“ nach Gl. 4.4.

Um eine geeignete Wichtung für Jets zu finden, hat H.Greif [GR89] mit Hilfe des LUND-Monte-Carlo-Programms Jets bei HERA-Ereignissen simuliert und diese dann mit gemessenen Kalorimeterdaten verknüpft. Dabei wurde die Energiedeposition der Jets durch Überlagerung gemessener Einzelteilchen angenähert. Er zeigte, daß ein Ansatz der Form

$$E_{EMC} = \sum_{i,EMC} c_{EMC} \cdot Q_i$$

$$E_{HAC} = \sum_{i,HAC} (c_{HAC,1} + c_{HAC,2} \cdot e^{(-\beta Q_i)}) Q_i \quad (4.4)$$

die Summation  $i$  läuft über alle Kanäle des jeweiligen Kalorimeters

in der Lage ist, die Energiemessung von Jets mit guten Energieauflösungen zu ermöglichen. Hier wurde untersucht, welche Ergebnisse dieser Ansatz für einzelne Pionen liefert. Die Energieabhängigkeit der Faktoren ist ( $E$  in GeV,  $c$  in  $\frac{GeV}{pC}$  und  $\beta$  in  $pC^{-1}$ ):

$$c_{EMC} = 5.27 - 0.0071E$$

$$c_{HAC,1} = 11.59 - \frac{14.1}{\sqrt{E}}$$

$$c_{HAC,2} = 31.45$$

$$\beta = 33.53 - 0.117E$$

und liefert die Energieauflösungen, wie Tab. 4.4 angegeben.

## 4.5 Grenzen dieser Methoden

Bei beiden Methoden wurden relativ viele Parameter alleine aus der mittleren Energie und der Energieauflösung von Pionenereignissen bestimmt. Durch ihre starke Korrelation ergibt sich eine etwas willkürliche Festlegung ihrer Energieabhängigkeit. Für die Untersuchung der unterschiedlichen Gewichtungsmethoden erschien das Wichten nach dem Exponentialansatz als eine überfeinerte Methode, die gegenüber kleinen Änderungen ihrer Parameter schon empfindlich – im Hinblick auf die Energieauflösung – reagiert. Diese Methode ist optimiert für die Energiemessung von einzelnen Pionen, bei einer teilweise unklaren Energieabhängigkeit der

verwendeten Faktoren. Die CDHS-Methode lieferte Energieauflösungen, die nur wenig schlechter waren. Die beteiligten Faktoren lieferten jedoch eine klare, einfache Energieabhängigkeit, wobei die Empfindlichkeit gegenüber kleinen Änderungen der Parameter ( $\eta$ ,  $\delta$ ) gering ist.

Es bestätigte sich, daß es für das H1-LAr-Kalorimeter möglich ist, unter Verwendung einer einfachen Methode, eine funktionsfähige Wichtung zu erhalten, das ein  $\epsilon/\pi = 1$  liefert, bei einer Energieauflösung von  $\sigma/\sqrt{E} = 0.52$ .

Die Energie-Ladungs-Konversion ist hier alleine eine Funktion der in den jeweiligen Kanälen gemessenen Ladung. Die Motivation der Gewichtungsfunktionen war die Entwicklung des elektromagnetischen Ladungsanteils,  $f_{em}$ , als Funktion der durch individuelle Prozesse im Kalorimeter deponierten Ladung (Abb. 4.1).

Verbesserungsmöglichkeiten sind durch Einbeziehung weiterer Kalorimeterinformationen denkbar. Das hieße hier z.B. die direkte, ungewichtete Verwendung des Signales für Elektronen und die Ausnutzung der longitudinalen und lateralen Struktur des Schauers, die durch die feine Segmentierung des Kalorimeters gut aufgelöst wird. Eine Verbesserung der hadronischen Energierekonstruktion könnte auch durch die Spurinformation vom Tracker geschehen.

Die Nutzbarkeit der Wichtung bei H1 hängt in erster Linie von der Qualität der Energiemessung für Jets ab. Jets werden im Kalorimeter mit einer schlechteren Auflösung gemessen, weil diese Ereignisse schon vor dem Kalorimeter viele Spuren haben können (frühes Aufschauern) und deshalb signifikant Energie in dem Material vor dem Kalorimeter deponieren. Diese Energie trägt nicht zum Signal des Kalorimeters bei und die Fluktuationen dieser Energiedeposition beeinträchtigen die Energiemessung. Diese Teilchenbündel bestehen aus einer Vielzahl von Teilchen, die nahe beieinander in das Kalorimeter eindringen und oft nur kleine Energien haben. Es ist daher für die nächste Kalibrationsmessung notwendig, das Verhalten des Kalorimeters bei Einschluß von niederenergetischen Teilchen zu bestimmen. (Z.B. verlieren Hadronen mit Energien kleiner  $2 GeV$  ihre Energie nahezu ausschließlich durch Ionisation und mindern dadurch das  $\frac{\epsilon}{\pi}$ -Verhältnis in diesem Energiebereich.) Wenn dieses Verhalten des Kalorimeters bekannt ist, kann das Signal für Jets besser abgeschätzt werden, indem die Summe der Signale aus der Überlagerung von Einzelteilchen erwartet wird.

# Zusammenfassung

Im Juli 1988 ist der neugebaute Prototyp für das H1-FlüssigArgonkalorimeter, innerer Vorwärtsbereich, am CERN getestet worden. Die Testmessungen waren durch teilweise gestörte Datennahmen und Ausfall von Elektronik etwas beeinträchtigt. Für eine Untersuchung der Eigenschaften des Viertelstacks standen trotzdem genügend brauchbare Daten zur Verfügung.

Die erhaltenen Ergebnisse sind wie folgt:

- Die Ladungseichung konnte auf ca. 2% genau vorgenommen werden. Das ist weniger gut als erwartet, läßt sich jedoch auf Fehler der Elektronik zurückführen.
- Diese Genauigkeit der Ladungskalibration beeinträchtigt die Energieauflösung kaum. Für Elektronen wurde eine Auflösung von  $\sigma/\sqrt{E} = 12\%$  erreicht, bei energieunabhängigen Kalibrationskonstanten.
- Die gemessenen longitudinalen Schauerprofile für Elektronen und Hadronen sind in Übereinstimmung mit den in der Literatur angegebenen mittleren Profilen.
- Hadronen mit Energien zwischen 15 und 170 GeV konnten mit diesem Kalorimeter gemessen werden. Da das Elektron/Hadron-Signalverhältnis ungleich eins ist, sind die hadronischen Kalibrationskonstanten energieabhängig und die Energieauflösung verbessert sich nicht mit  $1/\sqrt{E}$ .
- Mit Ausnutzung der fein segmentierten Auslesestruktur des Kalorimeters gelang es durch Einführung einer ladungsabhängigen Schauergewichtung ein  $e/\pi$ -Signalverhältnis von eins über den ganzen ausgemessenen Energiebereich zu erhalten. Es wurden zwei verschiedene Ansätze zur Ladungsgewichtung untersucht, die beide Auflösungen für die hadronische Energiemessung von  $\sigma/\sqrt{E} \approx 50\%$  ergaben.

Die mittlere, rekonstruierte Energie für die Wichtung ist die jeweilige Strahlenergie mit Abweichungen kleiner 1%. (Für die Wichtung nach dem Exponential-Ansatz ergaben sich größere Abweichungen bei höheren Energien.)

Die Aufgabe, eine für H1 ausreichende Kalibration zu erhalten, konnte bei diesem Test nicht erreicht werden. Es zeigte sich jedoch, daß das Kalorimeter störungsfrei funktionierte und gute Ergebnisse lieferte. Mit einem verbesserten Betrieb der Elektronik sollte es möglich sein, die geforderten Bedingungen für die H1-Kalorimetrie zu erreichen.

# Literaturverzeichnis

- [ALB87] M.G. Albrow,  
Issues of Calorimetry,  
Nuclear Physics A461 (1987) 417c-430c
- [AMA81] U. Amaldi  
Fluctuations in Calorimetry Measurements  
Phys. Scripta 23 (1981) 409-423
- [CG87] H1 Calorimeter Group  
Results from a Test of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter  
Nucl. Instr. and Meth. **A265** (1988) 419 und DESY 87-098, Hamburg 1987
- [CG88] H1 Calorimeter Group  
Nucl. Instr. Meth. **A270** (1988) 334 und DESY 87-172, Hamburg 1987
- [CG89a] H1 Calorimeter Group  
Performance of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter with an Iron Streamer Tube Tail Catcher  
Nucl. Instr. Meth. **A275** (1989) 246 und DESY 88-073, Hamburg 1988
- [CG89b] H1 Calorimeter Group  
Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter  
DESY 89-022, Hamburg 1989
- [DER88] M. Derrick  
Calorimetry in ZEUS : Lessons for the Future  
Argonne, Il., USA, ANL-HEP-CP-88-59
- [ELEC87] H. Brettel et al.  
The Electronic System for the H1 Liquid Argon Calorimeters  
Progress Report  
H1 - TR - 115, Internal Report, 1987
- [ENG74] J. Engler et al.  
A Liquid-Argon Ionization Calorimeter for Detection of Electromagnetic and Hadronic Showers  
Nucl.Instr. Meth. **120** (1974) 157-162
- [FAB85] C.W. Fabjan  
Calorimetry in High-Energy Physics  
CERN-EP/85-54, Genf 1985

- [FAB89] C.W. Fabjan und R. Wigmans  
Energy measurement of elementary particles  
CERN-EP/89-64, Genf 1989
- [FEL88] J. Feltesse  
Measurement of Inclusive Differential Cross Sections  
in: Proc. of the HERA Workshop, DESY 1988
- [FES88] H. Fesefeldt  
The e/h Ratio and Energy Resolution of Hadronic Calorimeters  
Nucl. Instr. and Meth. **A263** (1988) 114
- [GR89] H. Greif  
Results on  $\pi^0$  Weighting Parameters from the Analysis of Jets  
H1-MPI-97, München, 1989
- [H185] H1-Collaboration  
Letter of Intent for an Experiment at HERA  
DESY, Hamburg 1985
- [H186] H1-Collaboration  
Technical Proposal for the H1 Detector  
DESY, Hamburg 1986
- [H187] H1-Collaboration  
Technical Progress Report  
DESY, Hamburg 1987
- [H681] H6 Beam Tuning  
CERN/SPS/EPB/PC (1981)
- [HHK] H. Küster, private Mitteilung
- [ING87] G. Ingelman, D. Notz, E. Ros  
Separation of Deep Inelastic Charged and Neutral Current Events  
in: Proceedings of the HERA Workshop, DESY, Hamburg 1988
- [JAC87] A. Jacholkowska  
Minutes of the CALIBRATION MEETING on November 4, 1987  
Internal Note 1987
- [KUB88] M. Kubantsev, V. Rusinov,  
Survey of the Experimental Set-Up after the July 88,  
Internal Note 1988
- [LAT87] M. G. Latanesi et al.  
Nucl. Instr. and Meth. **A260** (1987) 43
- [LER86] C. Leroy  
Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 4

- [LOC87] P. Loch  
Messungen zur Qualitätskontrolle von Bauteilen des Eichkalorimeters für das elektromagnetische Vorwärtskalorimeter im H1-Detektor  
Diplom-Arbeit, Hamburg 1987
- [LOH83] E. Lohrmann  
Einführung in die Elementarteilchenphysik  
B.G. Teubner, Stuttgart 1983
- [MAR54] J. H. Marshall  
Rev. Sci. Instr. **25** (1954) 232.
- [MAR89] J. Marks  
Doktorarbeit, Hamburg 1989.  
Daten für Abb. 4.1, private Mitteilung.
- [MIL68] L. S. Miller, S. Hove & W. E. Spear  
Phys. Rev. **166** (1968) 871.
- [MIY74] M. Miyajima et al.,  
Phys. Rev. A **9** (1974) 1438.
- [NAU89] A. Nau  
Monte-Carlo-Simulation eines Eich-Kalorimeters für den H1-Detektor  
Interner Bericht DESY F21-89-01 Hamburg
- [OB89] H. Oberlack & P. Ribarics  
Maximal and Minimal Signals in the H1 LAr Calorimeter  
H1 - Note 89 / 106
- [PAR88] PARTICLE DATA GROUP  
Review of Particle Properties  
Physics Letters **204B** (1988)
- [PER82] D.H. Perkins,  
Introduction to high energy physics,  
Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc. 1982
- [RAD77] V. Radeka  
High resolution Liquid Argon total-absorption detectors:  
Electronic noise and electrode configuration  
IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol.NS-24, No.1, 1977
- [RUD89] M. Rudowicz  
Algorithmen zur Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern am Beispiel des H1-Detektors  
Diplomarbeit, MPI-PAE, München 1989
- [RUE87] R. Rückl  
Physics at HERA  
DESY 87-021, Hamburg 1987

- [SHK89] V. I. Shekelyan  
New Technique for Hadron Shower Energy Reconstruction in  
Noncompensated Segmented Calorimeters  
ITEP, Moskau H1-test-ITEP/89-02
- [WIG86] R. Wigmans  
On the Energy Resolution of Uranium and Other Hadron Calorimeters  
CERN/EF 86-18, Genf 1986
- [WIG87] R. Wigmans  
Energy Loss of Particles in Dense Matter - Calorimetry  
NIKHEF-H/87-12, Amsterdam 1987
- [WIL74] W. Willis, V. Radeka,  
LAr Ionization Chambers as Total-Absorption Detectors,  
Nucl. Instr. and Meth., **120** (1974) 221

# Anhang A

## Testbedingungen

Für die Testmessungen stand die Zeit zwischen 12.Juli und 21.Juli 1988 zur Verfügung. Mit Beginn des Testzeitraumes wird festgestellt, daß die neue Ausleseelektronik nicht funktioniert. Nach einigen Tagen der Reparatur werden Messungen durchgeführt mit den folgenden bekannten Fehlern:

Jeder letzte Kanal pro Box (#129) ist tot.

Schlechte Ereignisse lassen sich durch Nullen in den letzten Kanälen erkennen, und für die Analyse deselektieren.

Im Laufe der Messung fiel einige Elektronik aus, die teilweise nicht mehr durch neue ersetzt werden konnte.

Die mit Elektronik bestückten Bereiche, und die durch den Ausfall des 129ten Kanals, sowie den Ausfall ganzer Karten betroffene Bereiche zeigen die nachfolgenden Abbildungen A.1 und A.2.



Abbildung A.1: IFE-Stack, Test Juli '89: Ausgelesene Bereiche, tote Zonen und Veränderung der Geometrie der Auslese, sowie Standardeinschußort der Teilchen

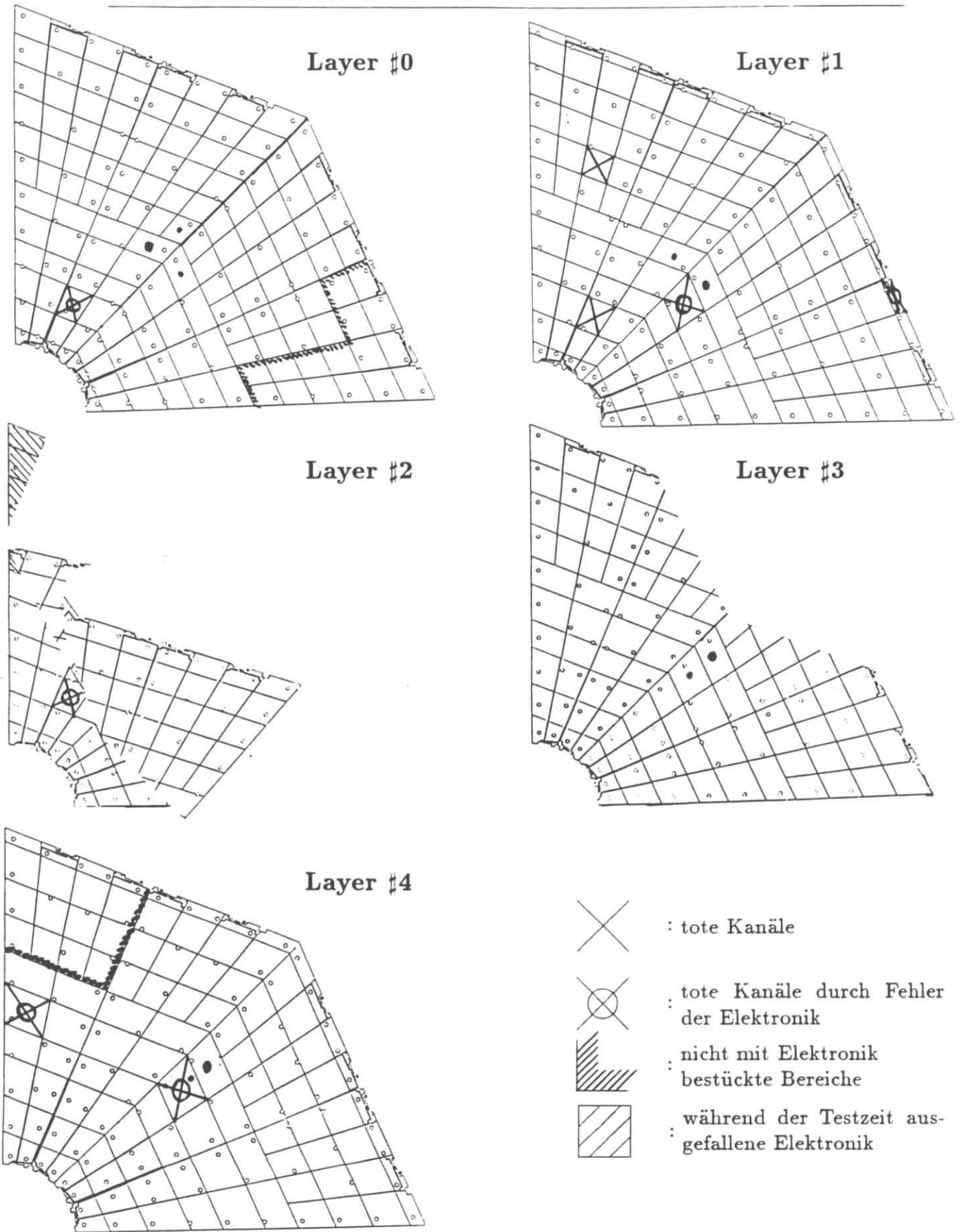


Abbildung A.2: IFH-Stack, Test Juli '89: Ausgelesene Bereiche, tote Zonen und Veränderung der Geometrie der Auslese

# Danksagung

Für die gute Zusammenarbeit und die überaus angenehme Arbeitsatmosphäre während meiner Arbeit in dieser Gruppe möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Gruppe F21 bedanken. Das sind

- W. Flauger, J. Gayler, V. Korbelt und H. Küster, die sich oft für anregenden Diskussionen zur Verfügung stellten,
- die Doktoranden, J. Marks und P. Loch, die mir am Anfang mit der computerisierten Datenanalyse halfen bzw. dieses Manuskript kritisch lasen,
- meine Mitdiplomanden, A. Nau, W. Schlüter und T. Kirchhoff, T. Merz und H.B. Pyo, die gerne Gelegenheiten zu Gesprächen über Hochenergiephysik wahrnahmen.

Meinen Gutachtern F. Brasse und H. Spitzer danke ich für die Bereitschaft, diese Aufgabe zu übernehmen.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller verwendeten Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt zu haben.

Hamburg, den 5. Dezember 1989

(Eberhard Binder)

