

Stabilität der
Kalibration eines Prototyps
des H1-Kalorimeters

Diplomarbeit
an der
Universität Hamburg

Fachbereich Physik

Hyeon-Bong Pyo

August 1990

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Grundlagen	8
2.1	Speicherring HERA	8
2.2	ϵp -Streuung bei HERA	11
2.3	H1-Detektor	17
3	Kalorimetrie	20
3.1	Einführung	20
3.2	Elektromagnetische Schauer	21
3.2.1	Energieverlustmechanismen	21
3.2.2	Schauerentwicklung	24
3.2.3	Meßbarer Energieanteil (" <i>Sampling-Fraction</i> ")	28
3.2.4	Fluktuationen und Energieauflösung	29
3.3	Hadronische Schauer	30
3.3.1	Schauerentwicklung	30
3.3.2	Hadronische Schauerkomponente	35
3.3.3	e/h -Verhältnis und Energieauflösung	36
4	Versuchsaufbau am CERN	38
4.1	H6 Strahl am CERN-SPS	39
4.2	Testkalorimeter	42
4.2.1	Elektromagnetische Kalorimeter (IFE)	42
4.2.2	Hadronische Kalorimeter (IFH)	44
4.3	Triggersystem und Datennahme	45
5	Elektronische Kalibration	48
5.1	Motivation	48
5.2	Kalibrationsverfahren	48
5.3	Intrinsische Einflüsse	50
5.3.1	Übersprechen	50
5.3.2	Kalibrationskapazität	50
5.4	Stabilität der elektronischen Kalibration	51
5.4.1	Pedestaländerung	51
5.4.2	Kalibrationsshift	52

<i>Inhaltsverzeichnis</i>	2
6 Ergebnisse	56
6.1 Signalverlust	56
6.2 Hochspannungsplateau	59
6.3 Homogenität des Kalorimeters	65
Zusammenfassung	72
Literaturverzeichnis	73
Danksagung	79

Abbildungsverzeichnis

1.1	H1-Kalorimeter	7
2.1	Ansicht des HERA-Speicherrings	8
2.2	Neutraler und geladener Strom in der ϵp -Streuung	11
2.3	Ereignistopologie des NC- und CC-Ereignises	12
2.4	Gluon-Bremsstrahlung in der ϵp -Streuung	14
2.5	Photon-Gluon-Fusion in der ϵp -Streuung	15
2.6	Anordnung des H1-Detektors	19
3.1	Relativer Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei	23
3.2	Photon-Wirkungsquerschnitte in Blei als Funktion der Energie	24
3.3	Energieverlust durch Ionisation in Blei	25
3.4	Longitudinale Schauerentwicklungen für 6 GeV Elektronen	27
3.5	Tot. und el. Wirkungsquerschnitte in der $\pi^+ p$ -Streuung	32
3.6	Schematische Darstellung der Spallationsprozesse	34
4.1	Experimentelle Anordnung des Versuchsaufbaues	38
4.2	H6 Strahloptik	39
4.3	Longitudinale Segmentierung IFE	43
4.4	Auslesestruktur in IFE	44
4.5	Longitudinale Segmentierung IFH	45
4.6	Auslesestruktur in IFH	46
5.1	Kalibrationsfunktion	49
5.2	Verhältnis zwischen beiden Ladungen, die durch Ladungsinjektion für ein Kanal bzw. alle Kanäle bekommen worden sind.	51
5.3	Pulshöhe der 50 GeV Elektronen, mit/ohne Crosstalk-Korrektur	53
5.4	Pulshöhe der 50 GeV Elektronen, mit/ohne Random-Korrektur	53
5.5	Pulshöhe der 50 GeV Elektronen, mit/ohne Korrektur der Kalibrationskapazität	54
5.6	Pulshöhe der 50 GeV Elektronen, mit und ohne alle Korrekturen	54
6.1	Signalverlust während der Meßperiode vom Nov./Dez. 1989 bis März 1990, ohne Korrekturen.	57
6.2	Signalverlust während der Meßperiode vom Nov./Dez. 1989 bis März 1990, alle Korrekturen ausgeführt.	58

6.3	1989 HV-Kurve	62
6.4	1990 HV-Kurve	63
6.5	1989 HV-Kurve nomiert auf Q_0	64
6.6	1990 HV-Kurve nomiert auf Q_0	64
6.7	Einschußpunkte zur Prüfung der örtlichen Homogenität	65
6.8	Vertikale Homogenität für Elektronen, ohne Korrekturen	67
6.9	Vertikale Homogenität für Elektronen, mit allen Korrekturen	67
6.10	Ladungsverhältnis zwischen Layer 1 und Layer 3, mit allen Korrekturen	68
6.11	Relative Kalibrationsänderung	68
6.12	Auflösung der Elektronen, als Funktion von Y, mit allen Korrekturen	69
6.13	Auflösung der Elektronen, als Funktion von X, mit allen Korrekturen	69
6.14	Transversale Homogenität für Elektronen, ohne Korrekturen	70
6.15	Transversale Homogenität für Elektronen, mit allen Korrekturen	70
6.16	Vertikale Homogenität für Pionen, mit allen Korrekturen	71
6.17	Transversale Homogenität für Pionen, mit allen Korrekturen	71

Tabellenverzeichnis

2.1	H1-Parameter	10
2.2	Ereignisraten bei HERA mit der integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 200 pb^{-1}$	16
4.1	Verteilung der Materie vor dem Testkalorimeter in dem Teststrahl H6	41
4.2	Longitudinale Struktur des elektromagnetischen Kalorimeters	42
4.3	Longitudinale Struktur des hadronischen Kalorimeters	47
5.1	Kalibrationskorrektur	55
6.1	Plateauwert Q_0 und O_2 -Gehalt p nach dem Ansatz von Hofmann <i>et al.</i>	61
6.2	Plateauwert Q_0 und O_2 -Gehalt p nach dem Ansatz von Engler <i>et al.</i>	61

Kapitel 1

Einleitung

Das Ziel der Hochenergiephysik ist es, die kleinsten Bausteine der Materie zu finden und fundamentalen Gesetze zu erforschen, welche die Wechselwirkungen von Materie in ein einfachsten Prinzip beschreiben können. Das Eindringen in der Mikrostruktur der Materie fordert immer höhere Teilchenenergie, was sich anhand der Heisenbergischen Unschärferelation verstehen läßt ($\Delta x \cdot \Delta p \simeq \hbar$).

Am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) wird zur Zeit ein neuartiger $e p$ -Collider HERA mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \simeq 314 \text{ GeV}$ aufgebaut. Zur Erforschung und Untersuchung der Protonstruktur werden zwei große Detektorsysteme installiert, nämlich ZEUS und H1. Aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie und der hohen Luminosität kann das Verständnis der tief inelastische Lepton-Proton Streuung verbessert werden. Wesentliche Untersuchungsobjekte sind das Verhalten der Proton-Strukturfunktionen bei kleinen x , Quark/Gluon-Dichte, QCD-Skalenverletzung und die "laufende" Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$. Ferner, kann auf "exotische" Physik-Prozesse (z.B. Higgsteilchen, Top-Quarks, etc.) gehofft werden.

Für die Energie- und Ortsmessung der in den Streuungsprozessen entstehenden Teilchen erhalten die beiden Systeme Sampling-Kalorimeter. Bei ZEUS besteht das Kalorimeter aus abgereichertem Uran als Absorber mit Szintillator als Auslesemedium. Für das H1-Kalorimeter wurde flüssiges Argon als Auslesemedium (mit Blei bzw. Eisen als Absorbermaterial) ausgewählt, um eine stabile Kalibration, feine Segmentierung und geringe Strahlungsschäden zu erreichen (Abb. 1.1).

Für die Kalibration des Kalorimeters ist es nötig, die zeitliche Stabilität der Elektronik zu überwachen und die Reinheit des flüssigen Argons im Kryostat zu kontrollieren. Außerdem muß die örtliche Homogenität des Kalorimeters überprüft werden, um eventuell geometrische Korrekturen zu machen.

Ziel meiner Arbeit war es, die zeitliche Stabilität zu untersuchen, Korrekturen auf elektronischen Kalibration zu bestimmen, und die Eigenschaften des Kalorimeters (Signalabnahme, Hochspannungskurve, Homogenität) zu testen. Zunächst werden in zweiten Kapitel der Speicherring HERA, die tief inelastischen Lepton-Proton Streuung bei HERA und der H1-Detektor beschrieben. Ein Überblick über die Grundlagen der Kalorimetrie wird im Kapitel 3 gegeben. Im Kapitel 4 wird

den Versuchsaufbau für die Testmessungen am CERN (Teststrahl, Testkalorimeter, Triggersystem und Datennahme) beschrieben. Kapitel 5 beschäftigt sich mit den Korrekturen, die die elektronische Kalibrierung verbessern. Schließlich im Kapitel 6 werden die Eigenschaften des Kalorimeters (Signalabnahme, Reinheit des flüssigen Argons, und vertikale und transversale Homogenität) untersucht.

Alle Daten dieser Arbeit wurden bei Kalibrationstests für das innere Vorwärts-Kalorimeter (IFE-/IFH-Kalorimeterstacks) im Jahr 1989 und 1990 aufgenommen.

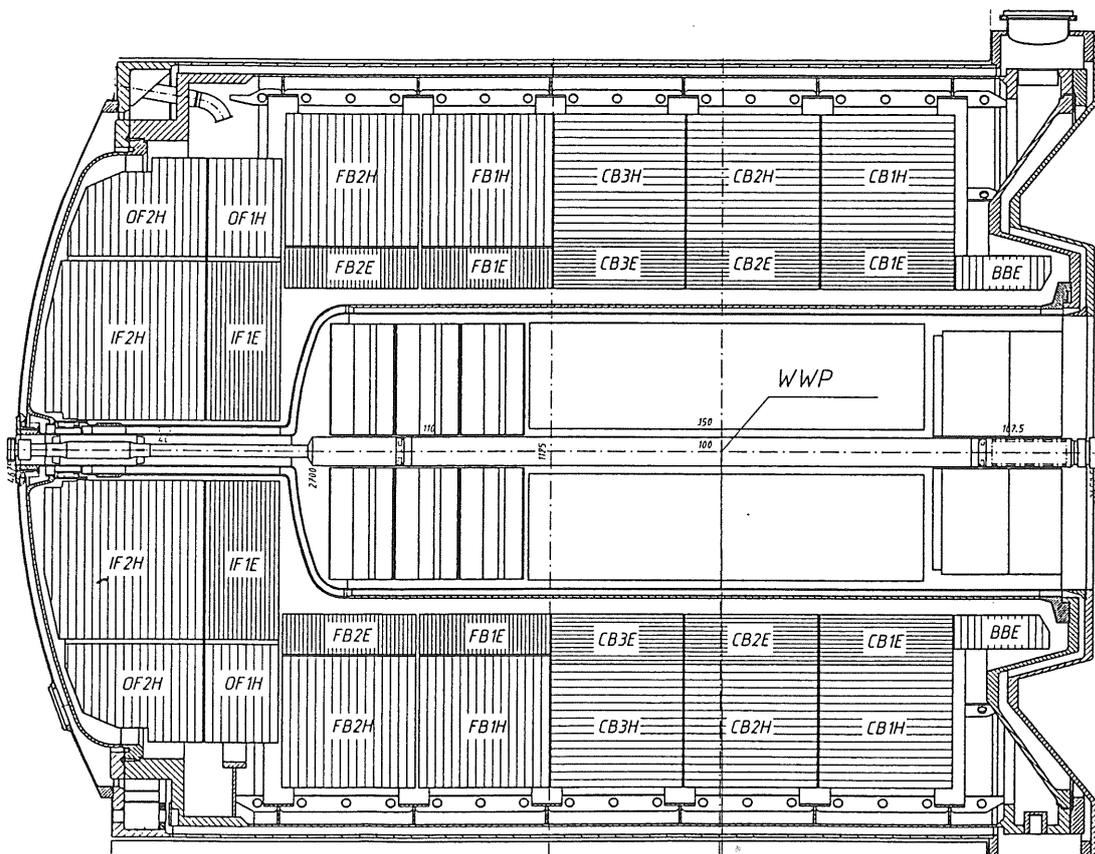


Abbildung 1.1: H1-Kalorimeter

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Speicherring HERA

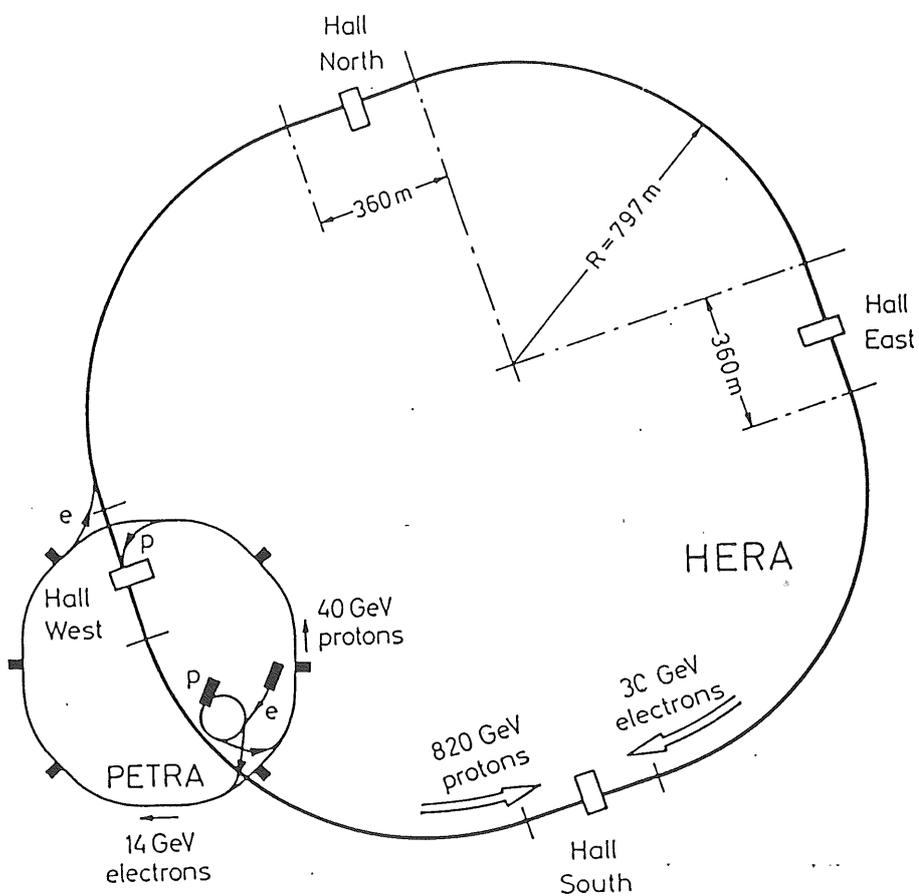


Abbildung 2.1: Ansicht des HERA-Speicherrings

Zur Zeit wird der Elektron-Proton-Speicherring HERA¹ vom DESY in Hamburg aufgebaut, in dem Elektronen mit Energien von $15 \sim 30 \text{ GeV}$ und Protonen mit $300 \sim 820 \text{ GeV}$ zur Kollision gebracht werden können. Durch die Beschleunigung von Elektronen auf 30 GeV und Protonen auf 820 GeV wird eine Schwerpunktsenergie von 314 GeV ermöglicht, die einem maximalen Impulsübertrag von $Q_{max}^2 \approx 10^5 \text{ GeV}^2$ entspricht. Es wird dann möglich sein, mit Hilfe der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung die innere Struktur des Protons bis zu einer Größenordnung von 10^{-18} cm zu untersuchen. In einem $15 \sim 20 \text{ m}$ tief verlegten Ringtunnel mit einem Gesamtumfang von 6336 m werden wegen der Unterschiede in den Energien zwei verschiedene Speicherringe für Elektronen und Protonen benutzt. In Abb. 2.1 ist die Ansicht des HERA-Speicherrings dargestellt. Offensichtlich ist der physikalische Nutzen des Colliders stark abhängig von seiner Luminosität. Die Luminosität von HERA beträgt etwa $\mathcal{L} \simeq 2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Eine integrierte Luminosität von $\sim 200 \text{ pb}^{-1}$ entspricht also etwa einer zweijährigen Datennahme.

Um die HERA-Injektionsenergie von 14 GeV (e^\pm) und 40 GeV (p) zu erhalten, durchlaufen die Teilchen ein Vorbeschleunigungssystem. Als Injektionssystem benutzt man die Synchrotrons (DESY II, DESY III) und den Speicherring PETRA. Für Protonen werden H^- -Ionen in einem Linearbeschleuniger (H^- -LINAC) auf 50 MeV beschleunigt. Vor dem Einschub in DESY III werden die Elektronen abgestreift. Die Protonen werden dann auf 7.5 GeV beschleunigt und schließlich in PETRA auf 40 GeV . Elektronen (Positronen) gelangen von einem Linearbeschleuniger (e^\pm -LINAC) ($150 \sim 400 \text{ MeV}$) zu DESY II (9 GeV), zu PETRA (14 GeV) und schließlich zu HERA.

Die Gesamtzahl der Teilchen liegt in der Größenordnung von 10^{13} , und die Teilchen werden in Paketen (*engl. bunches*, $\sim 10^{10}$ Teilchen/Paket) gleichzeitig umlaufen. In Tabelle 2.1 sind die wesentlichen Parametern von HERA gezeigt [WOL86].

Der Füllvorgang dauert etwa $15 \sim 20 \text{ min}$. Zur Bahnkrümmung der Elektronen mit einer Energie von 30 GeV werden konventionelle normalleitende Magnete mit einer Feldstärke von 0.165 T verwendet. Umlaufende Elektronen mit einer Energie E verlieren Energie pro Umlauf

$$\Delta E \sim \frac{E^4}{\rho} \quad (2.1)$$

durch Synchrotronstrahlung, wobei ρ der Bahnkrümmungsradius ist. Für 30 GeV Elektronen mit $\rho = 608 \text{ m}$ ist der Energieverlust $\Delta E \simeq 112 \text{ MeV}$. Dieser Energieverlust muß durch die RF-Beschleunigungsstrecken kompensiert werden.

Durch die Synchrotronstrahlung wird eine transversale Polarisation des Elektrons erzeugt. Die Polarisation $p(t)$ ist gegeben durch [WOL86]

$$p(t) = p_0 (1 - \exp(-t/\tau_p)) \quad (2.2)$$

mit $p_0 = 92 \%$.

¹Hadron-Elektron-Ring-Anlage

	Protonring	Elektronring
<i>max.</i> Energie	820 GeV	30 GeV
cms Energie	314 GeV	
Q_{max}^2	98400 GeV ²	
Luminosität	$2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
Polarisationszeit	25 min	
<i>max.</i> Polarization	80%	
Teilchenzahl	$2.1 \cdot 10^{13}$	$0.8 \cdot 10^{13}$
Zahl der Pakete	210	
Gesamtumfang	6336 m	
Injektionsenergie	40 GeV	14 GeV
Energiebereich	300 – 820 GeV	15 – 30 GeV
Krümmungsradius	588 m	608 m
RF-Frequenz	52.03/208.13 MHz	499.7 MHz
Magnetfeld	4.65 T	0.165 T
Zeit zw. Kollision	96 ns	
Füllungszeit	20 min	15 min

Tabelle 2.1: H1-Parametern

Die Polarisationszeit τ_p , die für die Einstellung einer transversalen Polarisation benötigt wird, läßt sich durch [BAR86]

$$\tau_p = \frac{8 \rho^3 m^2 c^2}{5 \sqrt{3} \gamma^5 \hbar e^2} \quad (2.3)$$

berechnen, wobei γ der Lorentzfaktor und ρ die Bahnkrümmung ist. Für 30 GeV ergibt sich $\tau_p = 27 \text{ min}$ und für 35 GeV folgen 11 min. Um die Polarisation in kurzer Zeit zu ermöglichen, ist es vorgesehen, daß in einer zweiten Ausbaustufe das System durch supraleitende Hohlraumresonatoren ergänzt wird. Das Physik-Potential von HERA kann durch longitudinale Polarisation des Elektrons (Positrons) erweitert werden. Hierzu sind speziell angeordnete Magnete, Spin-Rotatoren, vor dem Wechselwirkungspunkt nötig. Als maximale longitudinale Polarisation durch Spin-Rotatoren erwartet man etwa $P_L \simeq 80 \%$ bei HERA.

Im Protonring sind für die Bahnkrümmung des Protons mit der Energie von 820 GeV supraleitende Magnete einer Feldstärke von 4.65 T erforderlich. Die RF-Frequenz variiert zwischen 52 MHz (40 GeV) und 208 MHz (820 GeV). Der durch Synchrotronstrahlung verursachte Energieverlust ΔE für die Protonen ist wegen ihrer großen Masse vernachlässigbar klein ($\sim (m_e/m_p)^4$).

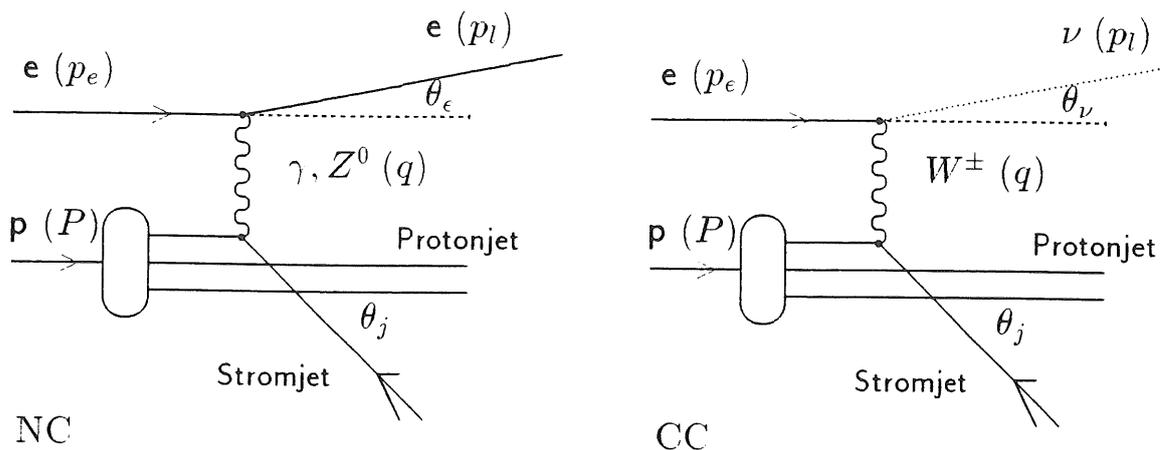


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramme für Ereignisse mit neutralem Strom (engl. neutral current; NC) und geladenem Strom (engl. charged current; CC) in der ep-Streuung

2.2 ep-Streuung bei HERA

In HERA wird durch die Beschleunigung von Elektronen auf 30 GeV und Protonen auf 820 GeV eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \simeq 314 \text{ GeV}$ ermöglicht. Dies entspricht der Schwerpunktsenergie, die man beim Stoß von Elektronen von 52 TeV mit ruhenden Protonen erhalten würde. Das wichtigste Ziel besteht in der Untersuchung der inneren Protonstruktur bei hohen Impulsüberträgen ($Q_{max}^2 \approx 10^5 \text{ GeV}^2$). Mit dieser Elektron-Proton-Streuung kann man die allgemein anerkannte Theorie der Quarkstruktur der Nukleonen nachprüfen und Daten für eine genauere Berechnung des QCD-Prozesses bei hohen Energien zur Verfügung stellen.

In der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung wechselwirkt das einfallende Elektron mit hohem Impulsübertrag direkt mit einem der Quarks, aus denen sich das Proton zusammensetzt. Der Impulsübertrag wird durch ein Photon (γ) oder intermediäres Vektorboson (IVB: Z^0 , W^\pm) auf das Quark übertragen. Dies führt zu einer Fragmentation des Protons, wobei eine Vielzahl von Hadronen in Bündeln ("Jets") entstehen. Je nach Abhängigkeit von der Art des Austauschteilchens findet man ein Elektron (durch γ -, Z^0 -Austausch; neutraler Strom: NC) oder ein Neutrino (durch W^\pm -Austausch; geladener Strom: CC) im Lepton-Endzustand. In Abb. 2.2 sind die Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung des NC- und CC-Ereignisses dargestellt.

Die entsprechende Ereignistopologie ist in Abb. 2.3 erläutert und kann im Rahmen des Quark-Parton-Modells folgendermaßen beschrieben werden:

Das einfallende Elektron wechselwirkt mit einem Quark, das zu einem Teilchenjet (Stromjet) fragmentiert. Diese Teilchen und das gestreute Lepton (e , ν) erscheinen wegen der Impulserhaltung auf gegenüberliegenden Seiten der Strahlachse. Der Rest des Protons fragmentiert zu Teilchen (Protonjet), deren Transversalimpulse typischerweise nur einige 100 MeV betragen. Die meiste Energie dieses Proton-

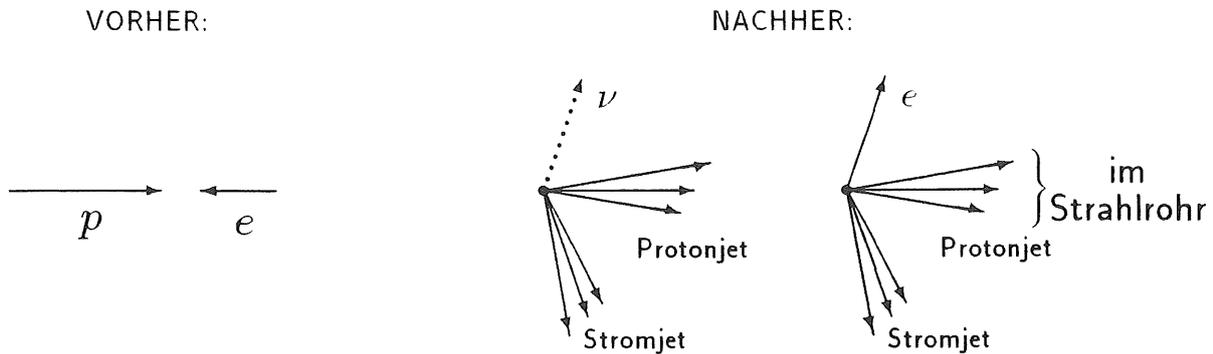


Abbildung 2.3: Ereignistopologie des NC- und CC-Ereignisses

jet bleibt deshalb im Strahlrohr und ist im Allgemeinen im Detektor nicht direkt nachweisbar.

Zur Berechnung der Kinematik der ep -Streuung werden folgende Variablen verwendet:

$$s \equiv (p_e + P)^2 \quad (2.4)$$

$$Q^2 \equiv -(p_e - p_l)^2 = -q^2 \quad (2.5)$$

$$W^2 \equiv (q + P)^2 \quad (2.6)$$

wobei

- s : Quadrat der Schwerpunktsenergie
- Q^2 : Quadrat des Viererimpulsübertrages
- W^2 : Quadrat der Gesamtmasse des hadronischen Endzustandes
- p_e : Viererimpuls des einlaufenden Elektrotrens
- P : Viererimpuls des einlaufenden Protons
- p_l : Viererimpuls des auslaufenden Leptons.

Äquivalent zu diesen Variablen benutzt man die dimensionslosen Variablen x und y , Bjorkensche Skalenvariable genannt:

$$x \equiv \frac{Q^2}{2(P \cdot q)} = \frac{Q^2}{2m_p \nu} \quad (2.7)$$

$$y \equiv \frac{P \cdot q}{P \cdot p_e} = \frac{2m_p \nu}{s} \quad (2.8)$$

$$\nu \equiv \frac{P \cdot q}{m_p} \quad (2.9)$$

wobei

- x : Bruchteil des Viererimpulses des Protons
 y : Relativer Energieverlust des Leptons im Proton-Ruhesystem
 ν : Energieverlust des Leptons im Proton-Ruhesystem
 m_p : Protonmasse

Die kinematischen Variablen Q^2 , x und y können entweder aus dem Streuwinkel θ_e des auslaufenden Elektrons und dessen Energie E'_e (NC-Ereignisse) oder aus der Energie E_j und Winkel θ_j des Stromjets (CC-Ereignisse) bestimmt werden (Siehe Abb. 2.2):

$$Q^2 = 4 E_e E'_e \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (2.10)$$

$$x = \frac{E_e E'_e \sin^2 \frac{\theta_e}{2}}{E_p \left(E_e - E'_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \right)} \quad (2.11)$$

$$y = \frac{E_e - E'_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2}}{E_e} \quad (2.12)$$

mit

- E_e : Energie des einlaufenden Elektrons
 E'_e : Energie des auslaufenden Elektrons.

oder

$$Q^2 = \frac{E_e E_j^2 \sin^2 \theta_j}{E_e - E_j \cos^2 \frac{\theta_j}{2}} \quad (2.13)$$

$$x = \frac{E_e E_j \sin^2 \frac{\theta_j}{2}}{E_p \left(E_e - E_j \cos^2 \frac{\theta_j}{2} \right)} \quad (2.14)$$

$$y = \frac{E_j}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_j}{2}. \quad (2.15)$$

Im Falle der CC-Ereignissen ist es nicht möglich, den Leptonenzustand (ν) direkt nachzuweisen. Deshalb ist es wichtig, möglichst genau die Hadronjets zu vermessen. In der Praxis bestimmt man nicht den Stromjet für die einzelnen Ereignisse, sondern bestimmt die Variablen x , y und Q^2 durch Summation über die beobachtete Energie im Endzustand nach der Methode von Jacquet und Blondel [FEL87].

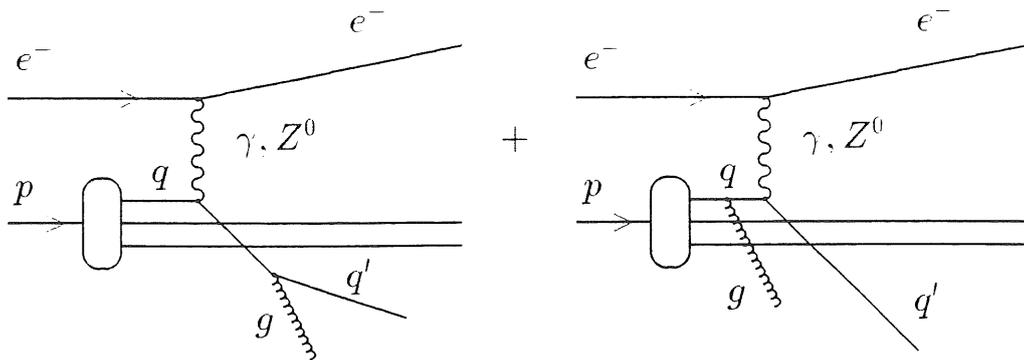


Abbildung 2.4: Gluon-Bremsstrahlung in der ep-Streuung

Der große Bereich des Impulsübertrages bis zu $Q_{max} \approx 10^5 \text{ GeV}^2$, der mit HERA zugänglich ist, erlaubt eine genaue Überprüfung der QCD, welche eine logarithmische Abhängigkeit der starken Koppulungskonstanten (und damit der Strukturfunktionen) von Q^2 vorhersagt:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (2.16)$$

wobei

- n_f : Zahl der Quarksorten
- Λ : QCD Skalenparameter.

Das Skalenverhalten der Strukturfunktionen ist aus bisherigen Messungen nur im Bereich von etwa 10 GeV^2 bis 300 GeV^2 bekannt. Ein Gluon-Bremsstrahlungsprozeß, der für die Skalenverletzung verantwortlich ist, ist in Abb. 2.4 gezeigt.

Es wird heute angenommen, daß bei der elektroschwachen Wechselwirkung die Parität verletzt ist. Seit langem spekuliert man aber, ob die Paritätserhaltung bei hohen Energien doch wiederhergestellt wird. Wenn man ein Experiment mit longitudinal polarisierten Elektronen durchführt, was bei HERA mit Hilfe von sogenannten "Spin-Rotatoren" ermöglicht werden soll, kann bei $e_R^- p \rightarrow \nu X$ oder $e_L^+ p \rightarrow \bar{\nu} X$ die Existenz von rechtshändigen Strömen durch Abweichung von

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy_{cc}} (e_R^- p) = 0 \quad (2.17)$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy_{cc}} (e_L^+ p) = 0 \quad (2.18)$$

eventuell nachgewiesen werden.

Weiterhin wird es möglich sein, nach schweren Quarks (z.B. Top-Quark), die vorwiegend in der Photon-Gluon-Fusion erzeugt werden, zu suchen (Abb. 2.5).

Die Ereignisraten für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$ und integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 200 \text{ pb}^{-1}$ (entsprechend einer 2-jährigen Datennahme), sind in Tabelle 2.2 angegeben (nach [RÜC87]).

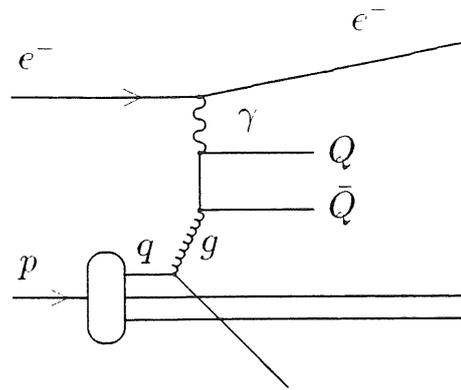


Abbildung 2.5: *Photon-Gluon-Fusion in der ep-Streuung*

Im Prinzip besteht weiter die Möglichkeit, Higgsteilchen, angeregte Quark- und Lepton-Zustände, supersymmetrische Teilchen und Leptoquarks zu erzeugen, bzw. Grenzen für ihre Erzeugung anzugeben.

Prozesse	dominante Subprozesse	Bedingungen	Zahl der Ereignisse
$e^- p \longrightarrow \nu_e X$	$e^- q \longrightarrow \nu_e q'$	alle Q^2 $Q^2 > 10^4 \text{ GeV}^2$	11250 880
$e^- p \longrightarrow e^- X$	$e^- q \longrightarrow e^- q$	$Q^2 > 10^3 \text{ GeV}^2$ $Q^2 > 10^4 \text{ GeV}^2$	44660 790
$ep \longrightarrow e t \bar{t} X$	$\gamma g \longrightarrow t \bar{t}$	$m_t = 50 \text{ GeV}$	120
$ep \longrightarrow e Z X$	$e \gamma \longrightarrow e Z$ $\gamma q \longrightarrow Z q$		7 36
$ep \longrightarrow e W X$	$\gamma q \longrightarrow W q'$	$m_W = 83 \text{ GeV}$ $m_Z = 93.8 \text{ GeV}$	154
$ep \longrightarrow \nu_e W X$	$e \gamma \longrightarrow \nu_e W$	$\sin^2 \theta_W = 0.217$	3
$ep \longrightarrow e H X$	$WW \longrightarrow H$	$m_H = 50 \text{ GeV}$	2

Tabelle 2.2: Ereignisraten bei HERA mit der integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 200 \text{ pb}^{-1}$

2.3 H1-Detektor

Um die im vorherigen Kapitel geschilderten Möglichkeiten der Physik bei HERA realisieren zu können, muß der H1-Detektor, einer von zwei Detektoren, die gegenwärtig in dem HERA-Speicherring aufgebaut werden, die folgenden physikalischen Anforderungen erfüllen:

- Es sollte eine hohe Hermitizität (nahezu 4π) haben, um die fehlenden Energie hochenergiescher Neutrinos und anderer nicht wechselwirkende Sekundärteilchen zu bestimmen.
- Eine sehr gute Energieflußmessung für die neutralen- und geladenen Stromereignisse durch hohe Energieauflösung, feine Granularität und gute absolute Energiekalibration des elektromagnetischen ($\approx 1\%$) und hadronischen ($\approx 2\%$) Kalorimeters.
- Gute Impulsauflösung und Spurerkennung der Spurkammern für die Bestimmung der Jet-Ereignisse.
- Erkennung von Elektronen, die sowohl isoliert, als auch sich in Hadronjet befinden, durch die Informationen des Spurkammersystems und des Kalorimeters.
- Identifikation und Energiemessung von Myonen zur Identifikation schwerer Quarks (z.B. Top-Quarks) und die hohe Hermitizität für die Nachweis hochenergetischer Myonen.

Aufgrund der sehr unterschiedlichen Impulse des primären Elektrons (30 GeV) und Protons (820 GeV) bewegt sich der Schwerpunkt der ep -Ereignisse bei HERA in Richtung des einlaufenden Protons. Deshalb ist der Detektor asymmetrisch ausgelegt. Abb. 2.6 zeigt die Anordnung des H1-Detektors. Im Inneren des Detektors, das Strahlrohr umgebend, sind die Spurkammern (CTD, FTD) angeordnet. Sie erlauben den Impuls geladener Teilchen mit Hilfe eines homogenen, axialen Magnetfelds von 1.2 T zu messen. Dieses Spurkammersystem besteht aus der zentralen Jetkammer (CJC), die durch Driftkammern und Vieldrahtproportionalkammern ergänzt wird, und dem Vorwärtstracker (FTD), der aus ebenen Driftkammern, radialen Driftkammern mit Übergangsstrahlungsnachweisgeräten und Vieldrahtproportionalkammern besteht. Die zentralen Detektoren sind vom Kalorimeter umschlossen, das aus einem elektromagnetischen- und hadronischen Teil besteht. Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus Flüssig-Argon und Blei als Absorber, dagegen ist das hadronische Kalorimeter aus Flüssig-Argon und Edelstahl aufgebaut. Dieses Kalorimetersystem befindet sich in einem Kryostaten. Eine große supraleitende Spule mit einem Durchmesser von 6 m umgibt den Kryostat. Sie erzeugt ein homogenes Feld von 1.2 T im Spurkammersystem. Zur Rückführung des magnetischen Flusses dient ein Eisenjoch, das mit Plastik-Streamerröhren instrumentiert ist. Es dient gleichzeitig zum Myonnachweis und als Kalorimeter für die Schauerteilchen, die nicht im

Flüssig-Argon Kalorimeter absorbiert wurden ("tail-catcher"). Der Nachweis der Myonen wird durch große Myonkammern vervollständigt, die sich außerhalb des Eisenjochs in Protonrichtung vor und hinter dem magnetisierten Toroid befinden. Um eine möglichst vollständige Abdeckung des Raumwinkels zu ermöglichen, werden zwei weitere Kalorimeter benutzt: In Protonrichtung befindet sich in Strahlachse ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter (Plug-Calorimeter), während in Elektronrichtung ein Blei-Szintillator-Kalorimeter (BEMC) aufgebaut ist.

Kapitel 3

Kalorimetrie

3.1 Einführung

Wenn hochenergetische Teilchen ($E \gg m$) in ein Material einfallen, erleiden sie verschiedene Wechselwirkungen mit der Materie, wobei sie einen Teil ihrer Energie auf Sekundärteilchen, die durch inelastische Wechselwirkung mit den Atomkernen erzeugt werden, übergeben. Die Sekundärteilchen können wiederum durch folgende inelastische Wechselwirkungen weitere neue Teilchen erzeugen, wenn sie noch genügend hohe Energie haben. Hat die Energie von Sekundärteilchen hinreichend abgenommen, erzeugen die Teilchen keine weitere Teilchen, sondern verlieren ihre Energie durch atomare Wechselwirkungsprozesse (Ionisation, Anregung, etc.). Ein Teil der in Materie deponierten Energie wird dann durch Ionisation oder Übergang zum Grundzustand in ein meßbares Signal umgewandelt (elektrische Ladung, Szintillationslicht, Čerenkov-Strahlung, etc.), das zur Primärenergie proportional sein soll. Eine Voraussetzung dafür ist es, daß das Kalorimeter groß genug ist, um alle Energie im Kalorimeter zu absorbieren.

Ein Kalorimeter (Total-Absorptionsdetektor) ist ein Block Materie, in dem sich Teilchenschauer (möglichst völlig) ausbilden können, was zu einem meßbaren Signal führt, mit dem die Energie des einfallenden Teilchens gemessen werden kann. Ein Schauerkaskade ist charakterisiert durch die räumliche (longitudinale-, laterale-) Entwicklung der Sekundärteilchen und durch die Energiedeposition in Materie.

Im Allgemeinen wächst die Zahl der Schauerteilchen longitudinal schnell zum Maximum und fällt dann langsamer ab, während die laterale Entwicklung scharf kollimiert ist. Die Genauigkeit der Energie- und/oder Orts-Messung im Kalorimeter ist durch statistische Fluktuation (*event-to-event*-Fluktuation, Zahl der Schauerteilchen) beschränkt. Falls aber die Zahl der Schauerteilchen wächst, (d.h. bei hoher Primärenergie) sind Fluktuationen des Signals leidlich klein.

Relevante Vorteile des Kalorimeters sind:

1. Da die Energieverlustmechanismen durch Schauerentwicklung im Kalorimeter statistische Prozesse sind, verbessert sich die relative Energieauflösung σ/E mit steigender Energie und skaliert mit $1/\sqrt{\langle N \rangle} \sim E^{-1/2}$, wobei $\langle N \rangle$ die mittlere Zahl des Sekundärteilchen ist.

2. Es ist möglich, einem sehr großen Energiebereich in einem Detektor zu überdecken: Die nötige Kalorimeterdimension skaliert logarithmisch mit der Teilchenenergie E während beim Magnetspektrometer die benötigte Dicke mit \sqrt{p} skaliert.
3. Kalorimeter ist empfindlich sowohl auf geladene als auch auf neutrale Teilchen (außer Neutrinos).
4. Durch fein segmentierte Auslese, ist es möglich, Position und Winkel des einfallenden Teilchens zu bestimmen.
5. Mit Hilfe der schnellen Ausleselassen sich hohe Teilchenraten verarbeiten.
6. Zur Energiemessung wird kein Magnetfeld benötigt.
7. Durch charakteristische Schauerentwicklung ist die Teilchenidentifizierung (Elektronen, Hadronen, Myonen) möglich.

In der Vergangenheit hatte man häufig ein homogenes Detektormaterial (z.B. NaI(Tl), CsI(Tl), BGO, Bleiglass, etc.) für die Untersuchung elektromagnetischer Schauer verwendet, die im Prinzip sehr hohe Energieauflösungsvermögen haben. In diesen "homogenen" Kalorimetern findet die Energieabsorption und Signalbildung im gleichen Material statt. Das für diesen Kalorimetertyp verwendete Material sind aber teuer und schwer zu handhaben, deshalb ist es für den zukünftigen Collider mit der sehr hohen Schwerpunktsenergie (besonders für die Hadron-Kalorimetrie) nicht günstig. Die Alternative ist es, ein Kalorimeter in Schichten aufzubauen, mit abwechselnden Materialien mit unterschiedlicher Kernladungszahl. Durch die hohe Dichte des Absorbermaterials (z.B. Fe, Pb, U, etc.) wird dort der größte Teil des Schauers absorbiert, und in dem aktiven Material wird nur eine Stichprobe (*engl. Sample*) der ganzen deponierten Energie genommen. Wichtige Vorteile dieser "Sampling"-Kalorimeter sind die kompakte Bauweise und feine Segmentierung der Auslese. Aber durch die "Sampling"-Fluktuation, die aufgrund der Schichtweise entsteht, wird die Energieauflösung schlechter als bei homogenen Kalorimetern.

3.2 Elektromagnetische Schauer

3.2.1 Energieverlustmechanismen

Die Entwicklung elektromagnetischer Schauer ist mit Energieverlust von Elektronen (e^-), Positronen (e^+) und Photonen (γ) verbunden. Die Wirkungsquerschnitte der dominierenden Wechselwirkungsprozesse für die hochenergetischen Elektronen (Positronen) und Photonen, Bremsstrahlung und Elektron-Positron-Paarbildung, sind über 1 GeV nahezu energieunabhängig. Diese Prozesse können beide unabhängig vom jeweiligen Material durch die Strahlungslänge X_0 charakterisiert werden. Die Strahlungslänge X_0 ist die Länge, in die ein Elektron im Mittel 63.2% ($1 - 1/e$) seiner

Energie im Material (A, Z) durch Bremsstrahlung verliert und ist gegeben durch [TSA74] für $Z \geq 5$

$$X_0 \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right] = 716.4 A / [Z^2 (\ln 184.2 \cdot Z^{-1/3} - f(x)) + Z \ln 1194 Z^{-2/3}] \quad (3.1)$$

mit dem Coulomb Korrekturterm $f(x)$

$$f(x) = 1.202 x - 1.0369 x^2 + \frac{1.008 x^3}{1+x}$$

und

- A : Massenzahl
- Z : Ladungszahl
- $x = (Z/137)^2$.

Der relative Energieverlust des hochenergetischen Elektrons ($E \geq 1 \text{ GeV}$) pro Weglänge x durch Bremsstrahlung ist gegeben durch

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{brems}} = \frac{E}{X_0}. \quad (3.2)$$

Bei hochenergetischen Photonen ($\geq 1 \text{ GeV}$) ist $e^- e^+$ -Paarerzeugung dominant, und der Beitrag dieses Prosses zum totalen Wirkungsquerschnitt skaliert mit der Strahlungslänge [PAR88]:

$$\sigma_{\text{paar}} = \frac{7}{9} \frac{A}{N_A X_0} \text{ cm}^2 \quad (3.3)$$

mit

- A : Massenzahl
- N_A : Avogadrozahl.

Nach Durchqueren der Schichtdicke $(9/7)X_0$ hat im Mittel der Bruchteil $(1 - 1/e)$ der einfallenden γ -Quanten ein $e^- e^+$ -Paar erzeugt. Beiträge der verschiedenen Energieverlustmechanismen für Elektronen (bzw. Positronen) und Photonen sind in Abb. 3.1 und Abb. 3.2 dargestellt [FAB85]. Niederenergetische Elektronen geben in Materie ihre Energie in atomaren Streuprozessen vorwiegend durch Ionisation der Elektronen der Atomhülle ab. Der Energieverlust pro Weglänge x läßt sich nach der Bethe-Bloch-Formel berechnen [PAR88]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{D Z \rho}{A} \left(\frac{z}{\beta} \right)^2 \left\{ \ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I(Z)} - \beta^2 \right\} \quad (3.4)$$

mit

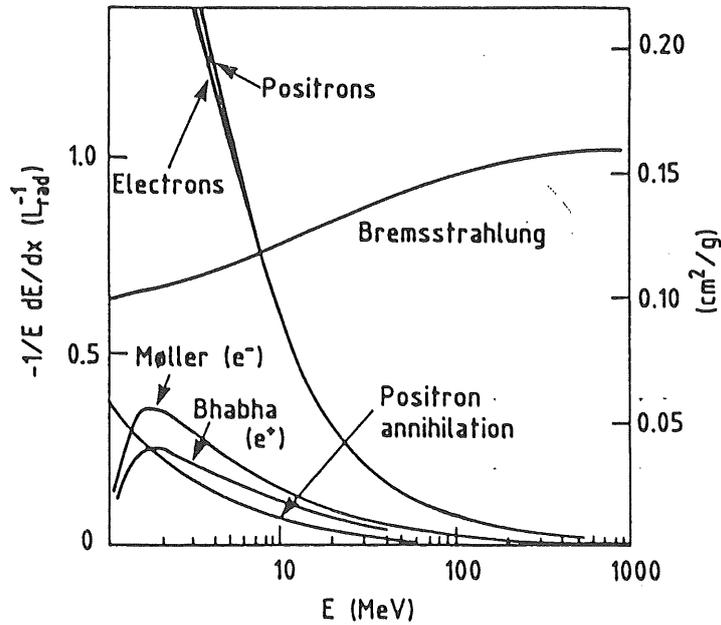


Abbildung 3.1: Relativer Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei [FAB85]

$$D = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 \text{ MeV cm}^2 / \text{g}$$

$$\beta = v/c = |p|/E$$

$$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} = E/m$$

$$I(Z) \simeq 16 Z^{0.9} \text{ eV für } Z > 1 : \text{Mittleres effektives Ionisationspotential des Materials}$$

$$\rho : \text{Materialdichte in } \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right]$$

$$z : \text{Ladungszahl des ionisierenden Teilchens}$$

$$Z : \text{Ladungszahl des ionisierten Mediums}$$

$$A : \text{Massenzahl des ionisierten Mediums}$$

$$m_e : \text{Elektronenmasse}$$

In Abb. 3.3 ist zur Veranschaulichung der mittlere Energieverlust pro Weglänge durch Ionisation verschiedener Teilchen in Blei dargestellt. Die Gl. 3.4 gilt für den Ionisationsverlust in Gasen. In festen Körpern begrenzt der "Dichteeffekt" den logarithmischen Wiederanstieg des Ionisationsverlusts und führt zu einem Energieunabhängigen Wert von dE/dx für große Werte der Teilchenenergie (Plateau). Im niederenergetischen Bereich verlieren die Photonen ihre Energie überwiegend durch Erzeugung von Photo-Elektronen. Der Energieverlust pro Strahlungslänge durch Ionisation ist gegeben durch

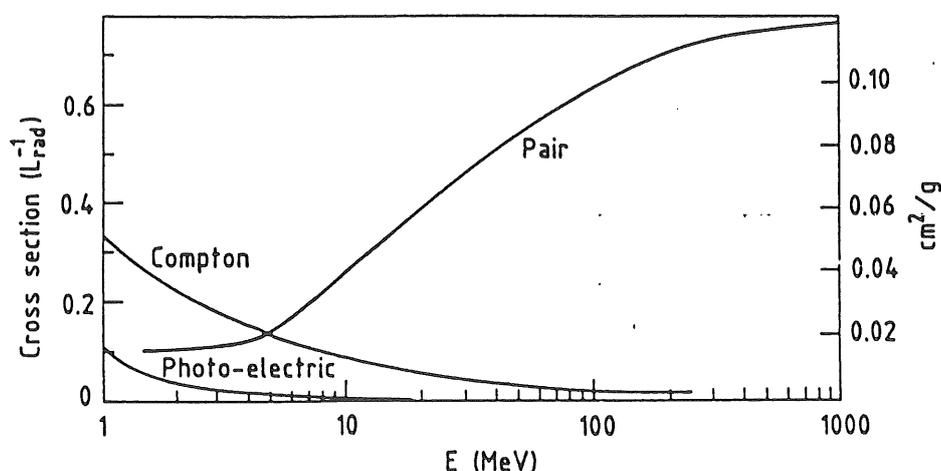


Abbildung 3.2: Photon-Wirkungsquerschnitte in Blei als Funktion der Energie [FAB85]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = \frac{\epsilon_c}{X_0} \quad (3.5)$$

wobei ϵ_c die kritische Energie ist. Die kritische Energie ϵ_c ist die Energie, unterhalb von der der Energieverlust durch Ionisation den Energieverlust durch Bremsstrahlung überwiegt. Für die praktische Anwendung lassen sich die Strahlungslänge X_0 und die kritische Energie ϵ_c näherungsweise folgendermaßen berechnen [AMA81]:

$$X_0 \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] \simeq 180 \frac{A}{Z^2} \quad \left(\frac{\Delta X_0}{X_0} < \pm 20\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (3.6)$$

$$\epsilon_c [\text{MeV}] \simeq \frac{550}{Z} \quad \left(\frac{\Delta \epsilon_c}{\epsilon_c} < \pm 10\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (3.7)$$

berechnen.

3.2.2 Schauerentwicklung

Lognitudinale Schauerentwicklung und totale Spurlänge T

Zur Bestimmung der Schauerentwicklung wird oft der Begriff "totale Spurlänge T " benutzt. T ist definiert durch die Summation der individuellen Spurlängen

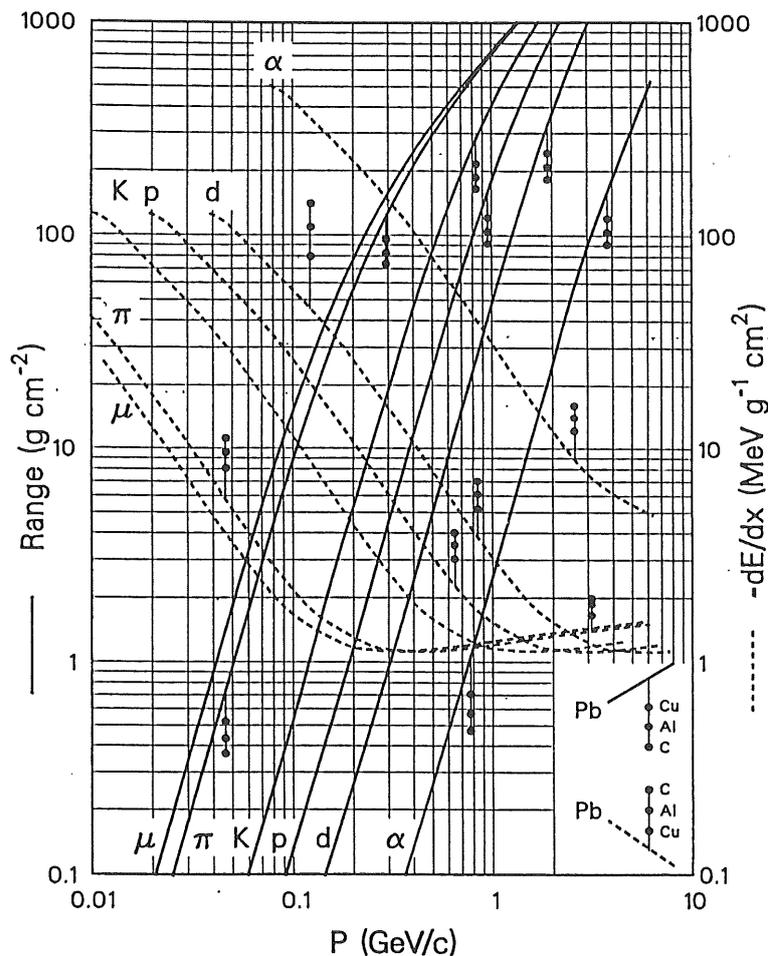


Abbildung 3.3: Ionisationsverlust für verschiedene Teilchen in Blei [PAR88]

$t (= x/X_0)$ aller geladenen Schauerteilchen. Mit der Vereinfachung, daß bei hohen Teilchenenergien der Ionisationsverlust für Elektronen (Positronen) und der Energieverlust durch Compton- und Photoeffekt für Photonen zu vernachlässigen sind und die Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung und Paarbildung nahezu energieunabhängig beschrieben werden können, kann man sich ein einfaches Schauermodell bilden [LOH83], [PER82]: Ein Elektron mit einer Energie E_0 erzeugt beim Durchqueren einer Strahlungslänge X_0 im Mittel ein Photon mit einer Energie von $(1 - 1/e) E_0$. In der nächsten Strahlungslänge ist aus dem Photon mit großer Wahrscheinlichkeit ($\approx 1/2$) ein Elektron und ein Positron durch Paarbildung entstanden. Das ursprüngliche Elektron erzeugt in dieser Strahlungslänge ein weiteres Photon, so daß man nach der zweiten Strahlungslänge im Mittel insgesamt vier Teilchen, mit der mittleren Energie $E_0/4$ vorfindet. Man sieht, daß sich nach jeder Strahlungslänge die Zahl der Schauerteilchen etwa verdoppelt und es ungefähr gleich viele Elektronen (Positronen) und Photonen gibt, unabhängig davon, ob der Schauer von einem Elektron oder Photon gestartet wurde. Die mittlere Gesamtzahl der Teilchen

(ϵ^\pm, γ) in einer Tiefe von t Strahlungslängen ist also

$$N_{\epsilon,\gamma}(t) = 2^t \quad (3.8)$$

mit einer mittleren Energie von

$$E(t) = E_0 / N_{\epsilon,\gamma}(t) = E_0 2^{-t} \quad (3.9)$$

Ein Schauer bildet sich aus bis zum Schauermaximum t_{max} , wo im Modell die Energie der Schauerteilchen auf die kritische Energie ϵ_c abgesunken ist, also

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/\epsilon_c)}{\ln 2}. \quad (3.10)$$

Die Zahl der Teilchen im Schauermaximum ist dann

$$N_{max} \simeq 2^{t_{max}} = \exp(t_{max} \ln 2) = \frac{E_0}{\epsilon_c}. \quad (3.11)$$

Die totale Spurlänge T für *geladene* Teilchen, die die Signalbildung eines Schauers im ganzen Kalorimeter bestimmt, läßt sich durch

$$\begin{aligned} T[X_0] &= \frac{2}{3} \int_0^{t_{max}} N_{\epsilon,\gamma}(t) dt \\ &\simeq \frac{2}{3 \ln 2} \frac{E_0}{\epsilon_c} \\ &\simeq \frac{E_0}{\epsilon_c} \end{aligned} \quad (3.12)$$

berechnen.

Da die totale Spurlänge von der minimal nachweisbaren kinetischen Energie (*engl. cut-off energy*) η des Teilchens abhängig ist, enthält die mittlere nachweisbare Spurlänge T_d einen Korrekturterm $F(z)$, der sich für $E \gg \eta$ ergibt zu [AMA81]

$$T_d \simeq F(z) \frac{E_0}{\epsilon_c} \quad (3.13)$$

mit

$$F(z) \simeq e^{-z} \left[1 + z \ln \left(\frac{z}{1.526} \right) \right] \quad (\pm 10\% \text{ für } z \leq 0.3) \quad (3.14)$$

und

$$z = 4.58 \frac{Z}{A} \frac{\eta}{\epsilon_c}. \quad (3.15)$$

Die charakteristische longitudinale Schauerentwicklung ist in Abb. 3.4 für vier verschiedenen Materialien dargestellt [FAB85]. Die longitudinale elektromagnetische Schauerentwicklung kann durch eine Gammaverteilung analytisch beschrieben werden [LON75]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha e^{-bt}, \quad (3.16)$$

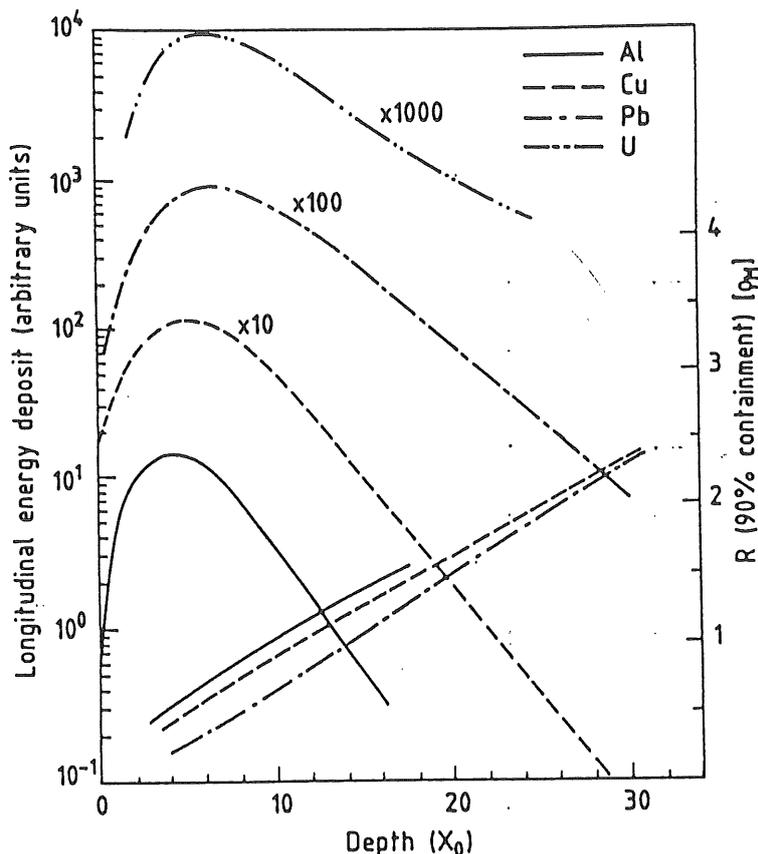


Abbildung 3.4: Longitudinale Schauerentwicklung für 6 GeV Elektronen [FAB85]

mit

- t : Schauertiefe in $[X_0]$
- t_{max} : Schauermaximum
- $b \simeq 0.5$
- $\alpha = b \cdot t_{max}$.

Laterale Schauerentwicklung

Die laterale Ausbreitung eines Schauers wird durch Vielfachstreuung der Elektronen und der Positronen, und durch Bremsstrahlung erzeugte niederenergetische Photonen (*halo*) verursacht. Ein angemessene Maß für die laterale Ausdehnung eines Schauers ist *rms*-Ausbreitung des Elektrons mit der Energie ϵ_c nach dem Durchqueren einer Strahlungslänge X_0 . Diese Größe ist der Molière-Radius ρ_M [LOH83]:

$$\rho_M = \frac{E_s}{\epsilon_c} X_0 \simeq 7 \frac{A}{Z} \left[\frac{g}{cm^2} \right] \quad (3.17)$$

wobei

$$E_s = m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \simeq 21 \text{ MeV}, \quad (3.18)$$

eine Konstante aus der Theorie der Vielfachstreuung ist.

Ein Zylinder mit einem Radius von $2\rho_M$ im Kalorimeter um die Schauerrichtung erhält 95% der Schauerenergie, also

$$R(95\%) \simeq 2\rho_M. \quad (3.19)$$

3.2.3 Meßbarer Energieanteil ("Sampling-Fraction")

Im Sampling-Kalorimeter mißt man nicht die ganze deponierte Energie, sondern nur einen meßbaren Anteil $S(i)$

$$S(i) = \frac{E_a(i)}{E_a(i) + E_p(i)} \quad (3.20)$$

mit

- E_a : in der aktiven Schicht deponierte Energie
- E_p : in der passiven Schicht deponierte Energie
- i : Teilchensorte ($\epsilon, \mu, p, etc.$).

Um das Verhalten des Sampling-Kalorimeters zu beschreiben, ist es üblich, den meßbaren Energieanteil eines minimal ionisierenden Teilchen (*mips*) zu definieren. Ein minimal ionisierendes Teilchen ist per Definition ein idealisiertes Teilchen, das seine Energie ausschließlich durch Ionisation verliert, und zwar genau mit dem minimalen Energieverlust pro Strahlungslänge (Gl. 3.4). Der meßbare Energieanteil $S(i)$ aller Teilchenarten werden üblicherweise auf die eines *mips* bezogen.

$$\frac{S(i)}{S(mip)} = \frac{i}{mip}$$

Für ein Kalorimeter mit den Schichtdicken d_a (aktives Medium) und d_p (passives Medium) gilt somit

$$S(mip) = \frac{d_a (dE/dx)_a^{mip}}{d_a (dE/dx)_a^{mip} + d_p (dE/dx)_p^{mip}}. \quad (3.21)$$

Für elektromagnetische Schauer ist es interessant, wie sich das Signal von Elektronen ($S(\epsilon)$) im Vergleich zu *mips* ($S(mip)$) verhält. Das Signal elektromagnetischer Schauer entsteht durch Ionisation von der Elektronen und der Positronen in der aktiven Schicht. Daher würde man erwarten, daß $\epsilon/mip = 1$ ist. Experimentell beobachtet man jedoch eine unterschiedliche Antwort auf die beiden Teilchenarten im Kalorimeter, falls das aktive- und passive Material sehr verschiedene Ladungszahl besitzt. Für dieses Verhalten gibt es zwei Gründe:

- Die mittlerer Spurlänge t_p ($\propto d_p / \cos \theta$) im passiven Absorber (große Z , kleine ϵ_c) ist für Elektronen durch Vielfachstreuung größer als die von *mips*.

- Der Beitrag des atomaren Photoeffekts für niederenergetische Photonen ($E_\gamma < 1 \text{ MeV}$) zum totalen Wirkungsquerschnitt ist proportional Z^5 , während der Beitrag der Ionisation geladener Teilchen proportional zu Z ist. Somit deponieren die Photonen ihre Energie im Vergleich zu *mips* vorwiegend im Absorbiermaterial mit hoher Ladungszahl ("Migrationseffekt": [BRÜ86]).

Daher ist das Verhältnis ϵ/mip kleiner als eins.

3.2.4 Fluktuationen und Energieauflösung

Da in einem Sampling-Kalorimeter die totale nachweisbare Spurlänge der Schauerteilchen nur aus dem aktiven Material gelesen wird, wird die Energieauflösung durch die Sampling-Fluktuation begrenzt. Wenn eine Sampling-Lage mit einer aktiven Schicht und einer passiven Schicht die Dicke $d [X_0]$ hat, so gilt für die Anzahl der Durchquerungen N_s im ganzen Kalorimeter (Gl. 3.13)

$$N_s \simeq \frac{\langle T_d \rangle}{d} \simeq F(z) \frac{E}{\epsilon_c d}. \quad (3.22)$$

Unter der Annahme, daß die einzelnen Durchquerungen voneinander unabhängig sind und die Anzahl einer Poisson-Verteilung folgt, ergibt [AMA81], [ENG84]

$$\frac{\sigma_{N_s}}{N_s} \simeq \frac{1}{\sqrt{N_s}}. \quad (3.23)$$

Die relative Energieauflösung läßt sich dann mit Gl. 3.22

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq 3.2\% \sqrt{\frac{\epsilon_c [MeV]}{F(z)} \frac{d [X_0]}{E [GeV]}}. \quad (3.24)$$

Da die Schauerteilchen nicht ausschließlich senkrecht die Ausleseschichten kreuzen, muß noch der Effekt der Vielfachstreuung, die zu einer lateralen Verbreiterung um einen Faktor $1/\langle \cos \theta \rangle$ führt, berücksichtigt werden [AMA81]:

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq 3.2\% \sqrt{\frac{\epsilon_c [MeV]}{F(z) \langle \cos \theta \rangle} \frac{d [X_0]}{E_0 [GeV]}}. \quad (3.25)$$

mit

$$\langle \cos \theta \rangle \simeq \cos \left(\frac{E_s}{\pi \epsilon_c} \right) \quad (3.26)$$

wobei E_s in Gl. 3.18 gegeben ist.

Außer diesen "intrinsischen" Sampling-Fluktuationen können in Kalorimetern mit gasförmigen oder sehr dünnen Ausleseschichten Landau- und Weglängenfluktuationen zu den Sampling-Fluktuationen beitragen. Landau-Fluktuation spielt im Falle von festen oder flüssigen Auslesemedien, in denen der Ionisationsverlust einige MeV

annimmt, keine Rolle. Weglängenfluktuationen ergeben sich, wenn die niederenergetischen Elektronen und Positronen in den Ausleseschichten des Kalorimeters durch Vielfachstreuung stark aus der Schauerachse abgelenkt werden. Diese Fluktuationen gewinnen dann an Bedeutung, wenn die mittlere freie Weglänge eines Teilchens durch die Ausleseschicht viel größer als die Dicke der Ausleseschicht ist, wie es bei gasförmigen Ausleseschichten der Fall ist.

Die relative Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters verbessert sich mit wachsender Energie E

$$\frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E [\text{GeV}]}} , \quad (3.27)$$

wenn nur die Sampling-Fluktuationen berücksichtigt werden. In jedem Kalorimeter können jedoch andere Komponenten zu einer Verschlechterung der relativen Energieauflösung führen [BRA88]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E [\text{GeV}]} + \frac{B^2}{E^2 [\text{GeV}^2]} + C^2} \quad (3.28)$$

mit

- A : die Sampling-Fluktuation
- B : Fluktuation durch elektronisches Rauschen, totes Material vor dem Kalorimeter, etc.
- C : Interkalibrationsfehler, mechanische Inhomogenität, etc.

3.3 Hadronische Schauer

Prinzipiell kann der Schauerentwicklungsprozeß hadronischer Schauer ähnlich wie der von elektromagnetischen Schauern beschrieben werden, jedoch erschwert die Vielzahl der möglichen beteiligten Prozesse und Wechselwirkungen der Sekundärteilchen mit den Atomkernen das detaillierte Verständnis und die analytische Behandlung der Hadron-Kalorimetrie. Es gibt nur ein qualitatives Verständnis der elementaren Prozesse und Beschreibungen durch Monte-Carlo-Simulationsprogramme.

3.3.1 Schauerentwicklung

Hadronische Schauern bilden sich aus, wenn die einfallenden Hadronen ($\geq 50 \text{ MeV}$) mit den Kernen des Materials inelastisch wechselwirken. In diesen Prozessen werden eine Vielfalt von Sekundärteilchen ($\pi^\pm, \pi^0, K, p, n, \text{etc.}$) erzeugt, die innerhalb des Kernbereiches wiederum mit anderen Nukleonen inelastisch wechselwirken können. Die hadronische Wechselwirkung bei hohen Energien ist charakterisiert durch Vielteilchenproduktion mit dem mittleren Transversalimpuls $\langle P_T \rangle \simeq 0.35 \text{ GeV}$, unabhängig von der Energie und Teilchensorte. Der mittlere Energieverbrauch für die Erzeugung der Sekundärteilchen pro inelastische Wechselwirkung, die Inelastizität $\langle K \rangle$, ist dabei etwa die Hälfte der einfallenden Energie, also

$$\langle K \rangle \simeq 1/2 \quad (3.29)$$

Die andere Hälfte der Energie wird von schnellen, vorwärts gerichtete Teilchen (*leading particles*) mit den Quantenzahlen des einfallenden Teilchens getragen. Die mittlere Multiplizität $\langle N \rangle$ pro inelastische Streuung wächst nur logarithmisch mit der einfallenden Energie E [FAB85]

$$\langle N \rangle \simeq A^{0.1} \ln E . \quad (3.30)$$

Für die meisten erzeugte Sekundärteilchen, Pionen, gibt es eine einfache Beziehung aufgrund der Isospinsymmetrie [IWA79]

$$\langle \pi^0 \rangle \simeq (\langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle) / 2. \quad (3.31)$$

Sie gilt für den Wirkungsquerschnitt, die mittlere Multiplizität und die mittlere Inelastizität.

Aufgrund der starken Wechselwirkung der einfallenden Hadronen mit den Kernen können die Nukleonen im Kern bei hohen Energie als quasi-frei betrachtet werden, sodaß eine Skala zur materialunabhängigen Beschreibung der hadronischen Schauerentwicklung eingeführt werden kann. Der Wirkungsquerschnitt σ_i für die inelastische Hadron-Nukleon-Streuung ist oberhalb des Resonanzbereiches ($\geq 10 \text{ GeV}$) nahezu energieunabhängig (siehe Abb. 3.5).

Die charakteristische Größe für die hadronische Schauerentwicklung, die nukleare Absorptionslänge, ist gegeben durch

$$\lambda_0 \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right] = \frac{A}{N_A \sigma_i} \simeq 35 A^{1/3} \quad (3.32)$$

mit

- A : Massenzahl in [g]
- N_A : Avogadrozahl
- σ_i : inelastischer Wirkungsquerschnitt.

Da die an den hadronischen Schauern beteiligten Prozesse in einem großen Energiebereich ablaufen, ist es zweckmäßig, sie in zwei Schritten zu behandeln [WIG86]:

Intranukleare Kaskade: ($\sim 10^{-22} \text{ s}$)

Die einfallenden Teilchen erleiden die quasi-freie Streuung mit den Nukleonen im Kern. Die gestoßenen Nukleonen können dann genügend hohe Energie haben, um durch den Kern weiter zu laufen und mit weiteren Nukleonen wechselzuwirken. Bei hinreichend hoher Energie können in diesem Prozeß noch weitere Pionen und Nukleonen erzeugt werden und damit eine intranukleare Kaskade auslösen. Einige Teilchen dieser Kaskade erreichen die Grenze des Kerns und entkommen, falls ihre kinetische Energie die nukleare Potentialbarriere überwinden kann. Andere Teilchen bleiben im Kern und verteilen ihre kinetische Energie auf den Restkern. Die entkommenden Teilchen sind ebenfalls in der Lage, weitere inelastische Streuungen durchzuführen. Diese Prozesse brechen erst dann ab, wenn die Teilchenenergie nicht

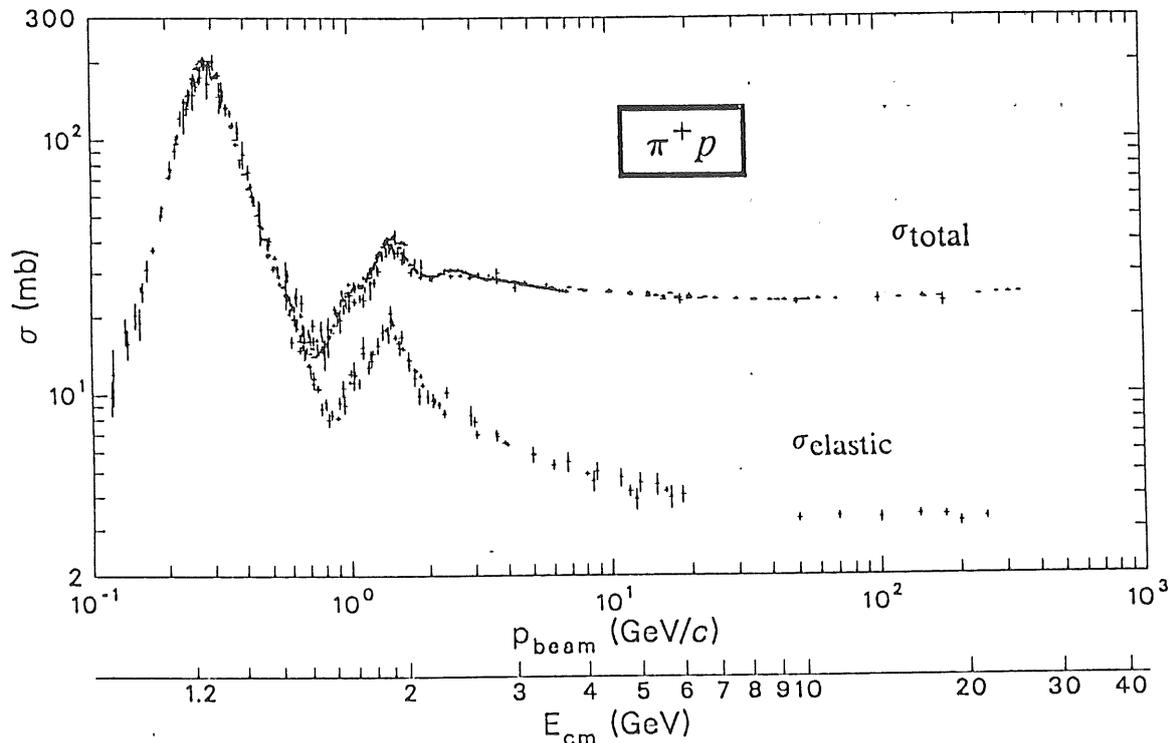


Abbildung 3.5: Totale und elastische Wirkungsquerschnitte in der π^+p -Streuung als Funktion der Energie [PAR88]

mehr ausreicht, weitere Nukleonen aus dem Kern herauszuschlagen. Die Anzahl der emittierten Protonen und Neutronen entspricht dabei ihrem Zahlenverhältnis in Kern, also $Z/(A - Z)$. Eine schematische Darstellung dieser Prozesse ist in Abb. 3.6 (step I) zu finden.

Nukleare Evaporation: ($\sim 10^{-18}$ s)

Nach der Spallation (Zertrümmerung) entstandene angeregte Kerne können durch abdampfen von Nukleonen oder Kernfragmenten, wenn die Anregungsenergie größer als die Bindungsenergie des Kerns ist, in den Grundzustand übergehen. Die Restenergie, die dem Restkern und den evaporierten Kernfragmenten verbleibt, wird durch Abstrahlung von γ -Quanten im MeV -Bereich abgegeben. Die räumliche Verteilung emittierter Teilchen ist isotrop. Bei schwerem Material mit hoher Ladungszahl Z kann auch eine Kernspaltung des angeregten Kerns stattfinden. In Abb. 3.6 ist ebenfalls dieser Schritt (step II) dargestellt.

In diesen Spallationsprozessen können hunderte von verschiedenen Wechselwirkungen mit vergleichbarer Wahrscheinlichkeit stattfinden. Für ein einfallendes Teil-

chen mit einer Energie E ($> 50 \text{ MeV}$) das an einem Kern der Massenzahl A_T (> 20) gestreut wird, läßt sich der relative Wirkungsquerschnitt für die Spallationsprodukte (Z_f, A_f) berechnen [WIG86]:

$$\sigma(Z_f, A_f) \simeq \exp[-P(A_T - A_f)] \cdot \exp[-R|Z_f - S A_f + T A_f^2|] \quad (3.33)$$

mit

$$\begin{aligned} P &= 20 E^{-0.77} && \text{für } E \leq 2100 \text{ MeV} \\ &= 0.056 && \text{für } E > 2100 \text{ MeV} \\ R &= 11.8 A_f^{-0.45} \\ S &= 0.486 \\ T &= 0.00038. \end{aligned}$$

Der größte Wirkungsquerschnitt aller möglichen Spallationsreaktionen beträgt nur etwa 2% des gesamten Spallationswirkungsquerschnitts, während über weitere ~ 300 Reaktionen mehr als 0.1% besitzen.

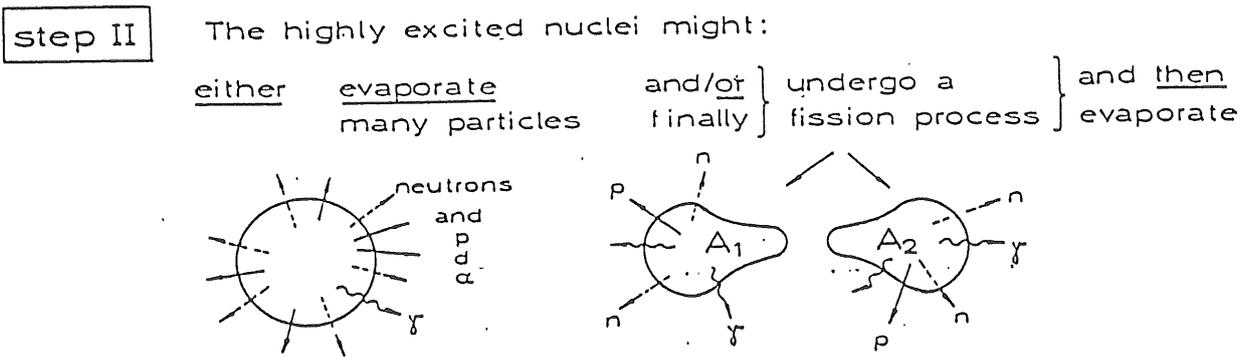
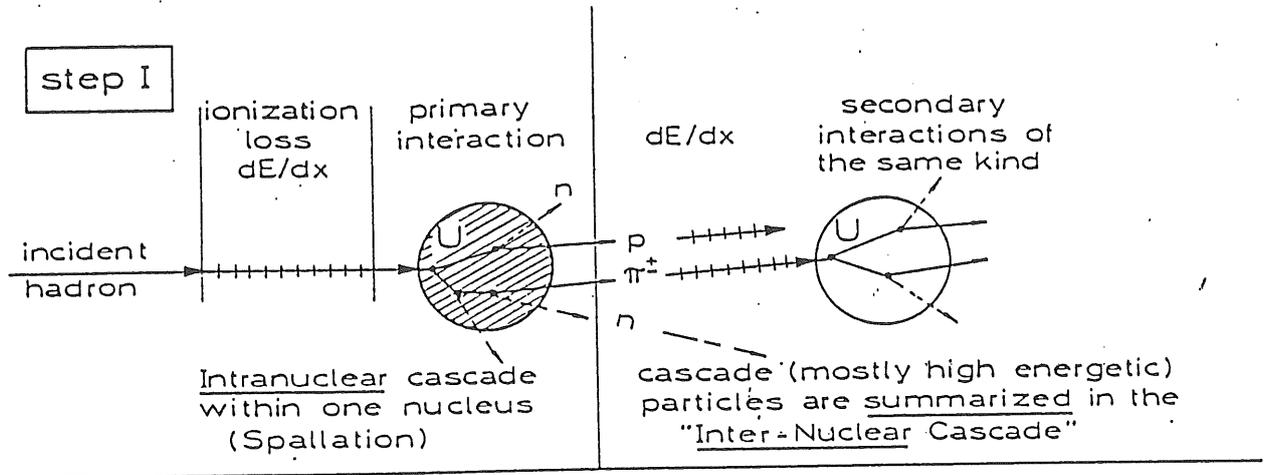


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Spallationsprozesse [BRÜ87]

3.3.2 Hadronische Schauerkomponente

Das Kalorimetersignal hadronischer Schauer wird durch Ionisation durch geladene Protonen und Pionen im Spallationsprozeß gebildet. Im Gegensatz zu den elektromagnetischen Schauern kann aber in hadronischen Schauern ein wesentlicher Teil der Energie der schauerenden Teilchen nicht zur Signalbildung beigetragen.

Die wichtigste Teil dieses unsichtbaren Energieanteil ist der Energieverlust zur Überwindung der Bindungsenergie der Nukleonen im Spallationsprozeß, die pro Nukleon etwa 8 MeV beträgt. Ein Teil der freigesetzten Neutronen ($\leq 20 \text{ MeV}$) kann ohne weitere Wechselwirkungen aus dem Kalorimeter entkommen. Dazu muß die Rückstoßenergie, die im Spallationsprozeß auf die Restkerne übertragen wurde, wegen der kurzen Reichweite des Rückstoßkerns auch zu dem unsichtbaren Energieanteil gezählt werden. Diese Anteile sind energieabhängig und können in Materialien mit hohem Z Werte von bis zu $40\% \sim 50\%$ annehmen [WIG87].

Für die großen Fluktuationen hadronischer Schauer ist der Energieanteil, der durch den Zerfall der neutralen Pionen $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in Form von elektromagnetischen Schauern deponiert wird, verantwortlich.

Auch bei hohen Energien unterliegt der elektromagnetische Anteil der Schauern starken Fluktuationen von Ereignis zu Ereignis, weil der Anteil der π^0 Mesonen schon durch die erste Wechselwirkung stark bestimmt wird.

Für den elektromagnetischen Energieanteil des hadronischen Schauers ist dann [FAB85]

$$\langle f_{em} \rangle \simeq \langle f_{\pi^0} \rangle = \langle E_{\pi^0} \rangle / E \simeq 0.1 \ln E [\text{GeV}] \quad (3.34)$$

mit $E = 10 \sim 100 \text{ GeV}$.

Die Energie E einfallender Hadronen kann daher in folgende Komponenten aufgeteilt werden:

$$E = E_{em} + E_{had} + E_{int} \quad (3.35)$$

mit

$$E_{had} = E_{ion} + E_n + E_\gamma \quad (3.36)$$

wobei

E_{int} Energieanteil, der nicht zur Signalbildung beitragen kann,

E_{em} Energieanteil, der durch elektromagnetische Subschauer deponiert wird (π^0 , η),

E_{ion} Energieanteil, der durch geladene Teilchen in Form von Ionisation deponiert wird (p , π^\pm , *etc.*),

E_n Energieanteil, der von niederenergetischen Neutronen ($\lesssim 20 \text{ MeV}$) durch Kernstreuung mittelbar deponiert wird, und

E_γ Energiebetrag, der durch Photonen aus nuklearen Prozessen deponiert wird.

Für die auf die gesamte Energie E bezogenen Verhältnisse f_i gilt entsprechend

$$1 = f_{em} + f_{had} + f_{int} \quad \text{mit} \quad f_{had} = f_{ion} + f_n + f_\gamma. \quad (3.37)$$

3.3.3 e/h -Verhältnis und Energieauflösung

Bei durch Elektronen ausgelösten Schauern fehlt der Anteil E_{int} völlig. Deshalb ist vor allem durch Fluktuation des Energieanteils E_{int} das Signal von Elektronen und Hadronen gleicher Energie in einem Kalorimeter sehr verschieden. Das unterschiedliche Signal kann in der energieabhängigen Größe, $e/h(E)$ -Verhältnis, angegeben werden [FAB75]:

$$\frac{\epsilon}{h}(E) = \frac{\langle \text{Pulshöhe}(\epsilon) \rangle}{\langle \text{Pulshöhe}(h) \rangle}. \quad (3.38)$$

Mit den Gl. 3.35, 3.36 und 3.37 kann diese Größe auch

$$\frac{\epsilon}{h}(E) := \frac{e/mip}{\langle f_{em}(E) \rangle e/mip + \langle f_{had}(E) \rangle had/mip} \quad (3.39)$$

mit

$$\langle f_{had} \rangle had/mip = \langle f_{ion} \rangle ion/mip + \langle f_n \rangle n/mip + \langle f_\gamma \rangle \gamma/mip \quad (3.40)$$

ausgedrückt werden.

Der Signalbeitrag durch elektromagnetische Schauer im hadronischen Kalorimeter hängt von der Energie und der Anzahl der jeweils erzeugten neutralen Pionen ab (Gl. 3.34). Die Eigenschaft eines Kalorimeters können besser beschrieben werden, wenn ein energieunabhängiges e/h -Verhältnis, das sogenannte intrinsische e/h -Verhältnis $(e/h)_{intr}$ eingeführt wird [WIG87]:

$$\left(\frac{\epsilon}{h}\right)_{intr} = \frac{e/mip}{\frac{\langle f_{had} \rangle}{1 - \langle f_{em} \rangle} h/mip}. \quad (3.41)$$

Die Relation zwischen $e/h(E)$ und $(e/h)_{intr}$ ist dann gegeben durch

$$\frac{\epsilon}{h}(E) = \frac{(e/h)_{intr}}{1 - \langle f_{em}(E) \rangle (1 - (e/h)_{intr})}. \quad (3.42)$$

Die Energiefluktuation hadronischer Schauer wird durch die von Ereignis zu Ereignis variierende Energieaufteilung f_{em} , f_{had} , und f_{int} dominiert. Durch die starke Abhängigkeit von $\langle f_{em} \rangle$ von der ersten Wechselwirkung kann die Energieauflösung nur begrenzt mit wachsender Energie verbessert werden. Der Einfluß dieser Fluktuationen auf die relative hadronische Energieauflösung kann durch einen zusätzlichen $(e/h)(E)$ -abhängigen Term dargestellt werden:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{A}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} + B(|((e/h)(E)) - 1|). \quad (3.43)$$

Die Abweichung des $(c/h)(E)$ -Verhältnisses von 1 wird beim H1-Kalorimeter durch unterschiedliche Wichtung der Komponenten f_{em} und f_{had} kompensiert. Dabei wird ihre Größe auf Grund der jeweils gemessenen Schauerform geschätzt. Beim ZEUS-Kalorimeter wird die Kompensation durch die Wahl des Absorbermaterials (Uran) und aktiven Materials (Szintillator) und geeignete Schichtdicken erreicht.

Die Sampling-Fluktuation hadronischer Schauer läßt sich aufgrund der Vielzahl von möglichen Fluktuationen in hadronischen Schauern nicht wie bei elektromagnetische Schauern berechnen. Experimentelle Untersuchungen zeigen jedoch, daß diese Größe wie folgt dargestellt werden kann [AMA81]:

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq 9\% \sqrt{\frac{\Delta E [MeV]}{E [GeV]}} \quad (3.44)$$

mit ΔE : Energieverlust eines *mips* pro Samplinglage.

Kapitel 4

Versuchsaufbau am CERN

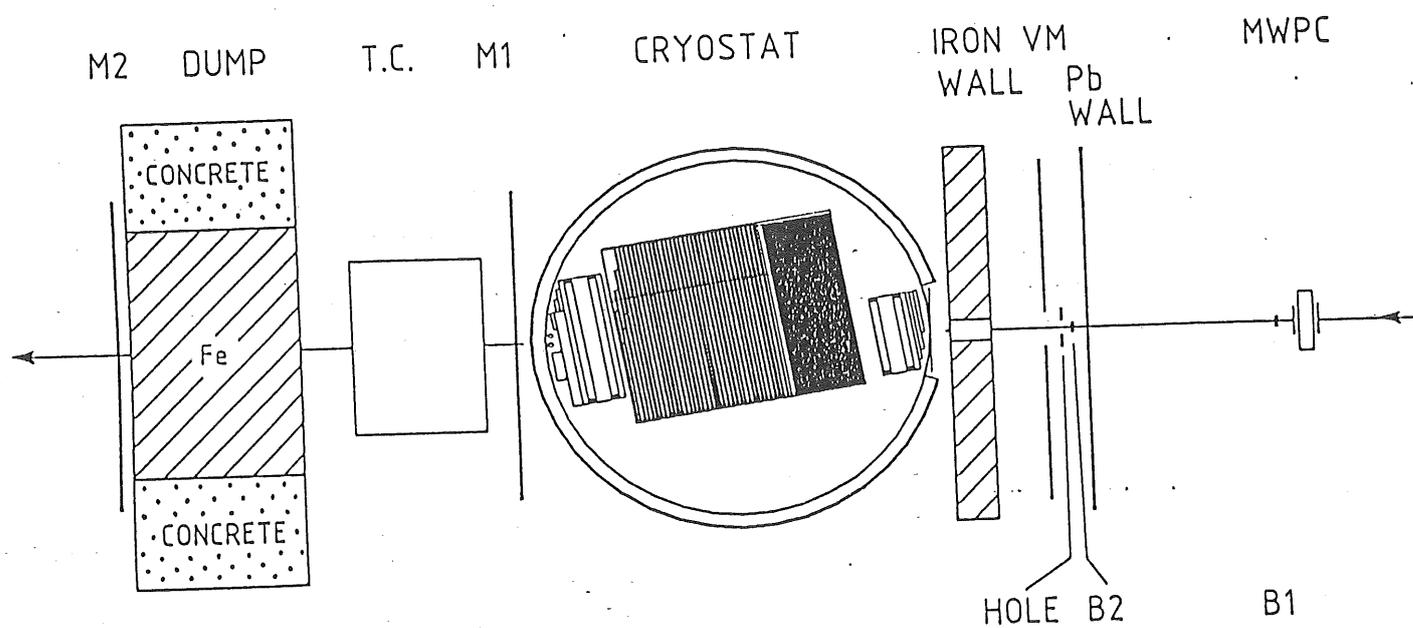


Abbildung 4.1: Experimentelle Anordnung am CERN-SPS

Im November/Dezember 1989 und März 1990 wurde am CERN-SPS die Messungen für die inneren Vorwärtskalorimeter (IFE-/IFH-Viertelstack) im Rahmen der Kalibration des H1-Kalorimeters durchgeführt. Zuerst wird der Teststrahl in Kapitel 4.1 erläutert, Kapitel 4.2 beschreibt den Aufbau des Testkalorimeters und Kapitel 4.3 beschäftigt sich mit dem Triggersystem und der Datennahme.

4.1 H6 Strahl am CERN-SPS

OPTICS OF BEAM H6 vertical plane

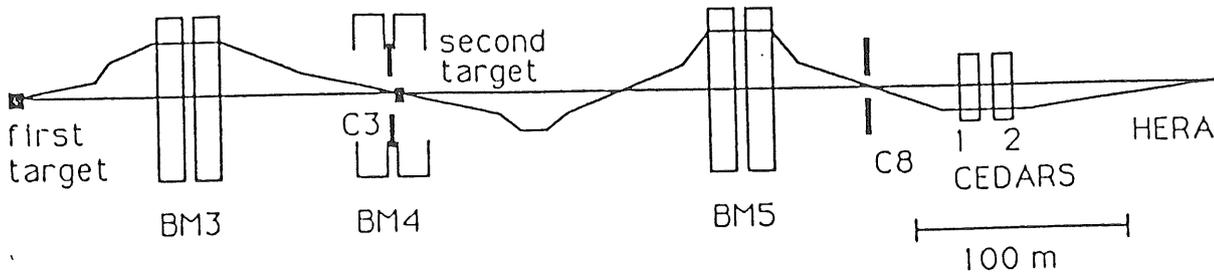


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Strahloptik des Teststrahls H6

In der Nordzone des CERN-SPS befinden sich drei Targets T2, T4 und T6, die die Protonen mit der maximalen Energie (480 GeV) aus dem SPS empfangen können. Die Targets sind in der Halle 12 m tief unter der Erde verlegt und der Strahl wird von dort nach oben geleitet. Auf diese Weise können das Strahlungsniveau und der Myon-Untergrund aus dem Target unter akzeptable Grenzen gedrückt werden [SPS81].

T2 und T4 produzieren die Strahlen für Halle Nord 1 (EHN1), und T6 produziert den Myon-Strahl für Halle Nord 2 (EHN2). T4 stellt die Strahlen H6 und H8/P8 zur Verfügung, wobei H6 ein Hadron-Strahl mittlerer Energie und H8/P8 ein hoch energetischer Hadron-/Proton-Strahl ist.

Das Prototypkalorimeter wurde im H6 Strahl in der Nordhalle EHN1 (Experimental Hall North 1) installiert (Abb. 4.2).

Die Teilchenpulse werden vom SPS während eines Zeitintervalls von jeweils 2.4 sec geliefert. Zur Verfügung stehende Teilchen sind Elektronen, Myonen, Pionen, Protonen und Kaonen im Impulsbereich $5 \leq p \leq 250 \text{ GeV}/c$. Mit Elektronen und Pionen wurde der überwiegende Teil der Messungen durchgeführt. Der H6 Teststrahl arbeitet in zwei verschiedenen Modi [BRA87]:

- Sekundär-Modus ($p \geq 100 \text{ GeV}/c$). In diesem Modus, passiert der Strahl nur mit das primäre Target. Die Elektronen und Pionen sind räumlich getrennt durch die Abstrahlung des Synchrotronlichts der Elektronen. Der Energieverlust der Elektronen durch Synchrotronstrahlung erfolgt hauptsächlich im Ablenkmagnet BM3 (siehe Abb. 4.2) und die Elektronen werden durch einen Kollimator C3 separiert. Die Impulsaufösung ist $\Delta p/p = 0.8\%$ für Elektronen und $\Delta p/p = 0.05\%$ für Pionen.

- Tertiär-Modus ($p \leq 100 \text{ GeV}/c$). Das sekundäre Target ist gleich hinter dem Kollimator C3 installiert. Wegen der geringen Intensität ist dieser Modus nur für Teilchenimpulse $\leq 100 \text{ GeV}/c$ geeignet. Der vordere Teil der Strahlführung (zwischen den beiden Targets) wird für den größtmöglichen verfügbaren Impuls ($150 - 250 \text{ GeV}/c$) eingestellt, und der hintere Teil ist auf niedrigere Impulse eingestellt. Die Auswahl der tertiären Teilchen (Elektronen, Pionen) erfolgt mittels zweier differentieller Čerenkov-Zählern mit Ringselektion (CEDAR¹s). Durch Variieren des Gasdrucks (z.B. N_2 oder He) in den CEDARs werden Teilchen im Impulsbereich $10 \leq p \leq 80 \text{ GeV}/c$ selektiert. In diesem Modus beträgt die Impulsaufösung $\Delta p/p = 0.8\%$ für beide Teilchenarten.

Vor dem Kalorimeter stehen zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPC²s), mit dem Zweck der Bestimmung des Strahlprofils während der Strahloptimierung, der Aussonderung von Ereignissen mit Mehrfachsignalen, die durch das Material vor dem Kalorimeter verursacht werden, und der Bestimmung der Strahlposition mit einer Genauigkeit von 1 mm .

Der Teststrahl wird vom letzten Quadrupolmagnet Q16 aus bis auf die Entfernung von ca. 8600 cm an das H1 Kryostatfenster herangeführt. Im H6 Strahl vor dem H1-Kalorimeterexperiment befinden sich noch zwei Experimentierzonen, die ehemalige NA32-Experimental Zone und das Testgebiet der DELPHI-Kollaboration. In Tabelle 4.1 wird eine Übersicht des Materials, das sich vor dem Testkalorimeter befindet gegeben.

¹Čerenkov Differential counter with Achromatic Ring focus

²Multi Wire Proportional Chamber

Zone	Materie	Tiefe [cm]	Tiefe [X_0]
bis Q16	Luft	296.0	$0.9 \cdot 10^{-2}$
	CEDAR's	1240.0	$3.9 \cdot 10^{-2}$
	Szintill. Zähl.	1.0	$2.1 \cdot 10^{-2}$
NA32	Luft	1027.5	$3.3 \cdot 10^{-2}$
	Draht Kamm.	9.5	$0.4 \cdot 10^{-2}$
	Szintill. Zähl.	3.3	$6.9 \cdot 10^{-2}$
DELPHI	Luft	1580.0	$5.2 \cdot 10^{-2}$
	Draht Kamm.	5.0	$0.2 \cdot 10^{-2}$
	Szintill. Zähl.	0.6	$1.3 \cdot 10^{-2}$
H1	Luft	382.5	$1.3 \cdot 10^{-2}$
	Draht Kamm.	4.5	$0.3 \cdot 10^{-2}$
	Kryo. Wand	0.55	$31.3 \cdot 10^{-2}$
	Szintill. Zähl.	1.3	$2.7 \cdot 10^{-2}$
	Polyurethan	63.0	$5.0 \cdot 10^{-2}$
	LAr	7.0	$50.0 \cdot 10^{-2}$
	Summe	4606.75	$114.8 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 4.1: Verteilung der Materie vor dem Testkalorimeter am Teststrahl H6, nach [KUB88] und [STA90].

4.2 Testkalorimeter

Als Testkalorimeter wurde ein Viertelstack des IFE³- bzw. IFH⁴-Kalorimetermodul des H1-Detektors verwendet, das mit dem endgültigen H1-Kalorimeter nahezu identisch ist. Das Testkalorimeter besteht aus zwei Teilen, einem elektromagnetischen Kalorimeter (IFE) mit einer Tiefe von $28.3 X_0$ ($1.37 \lambda_0$) und einem hadronischen Kalorimeter (IFH) mit der Tiefe $5.04 \lambda_0$ ($41.4 X_0$). Blei als Absorbermaterial ermöglichte eine kompakte Bauweise für das elektromagnetische Kalorimeter. Hinzu kommt die longitudinale feine Segmentierung (2.4 mm Pb , 2.4 mm LAr) (auch mit Hilfe der lateralen Segmentierung) für Elektron/Hadron-Trennung. Das hadronische Kalorimeter (IFH), das Eisen ($X_{0_{Pb}} \ll X_{0_{Fe}}$, $\lambda_{0_{Pb}} \simeq \lambda_{0_{Fe}}$) als Absorbermaterial verwendet, weist ein feine Sampling (15.8 mm Fe , 4.7 mm LAr) auf, so daß eine gute Hadron-Energieauflösung zu erwarten ist.

4.2.1 Elektromagnetische Kalorimeter (IFE)

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus insgesamt 61 Bleiplatten gleicher Dicke (2.4 mm) und flüssigen Argon-Schichten (2.4 mm). Dazu kommen zwei Aluminiumplatten ($X_0 = 8.9 \text{ cm}$) am Anfang und Ende des Stacks, die als Hochspannungsplatten dienen. Die Bleiplatten werden entweder zur Hochspannungszuführung oder zur Signalauslese genutzt. Die Richtung des elektrischen Feldes ist so eingerichtet,

Sektion	Ausleseplatten	Tiefe [cm]	Tiefe [X_0]	Tiefe [λ_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	1.371

Tabelle 4.2: Longitudinale Struktur des elektromagnetischen Kalorimeters

daß die durch Ionisation im flüssigen Argon freigesetzten Elektronen auf die Ausleseplatten driften; d.h., gegenüber den Ausleseplatten haben die Hochspannungsplatten ein negatives Potential und die Richtung des Feldes alterniert von Argongap zu Argongap.

³Inner Forward Electromagnetic

⁴Inner Forward Hadronic

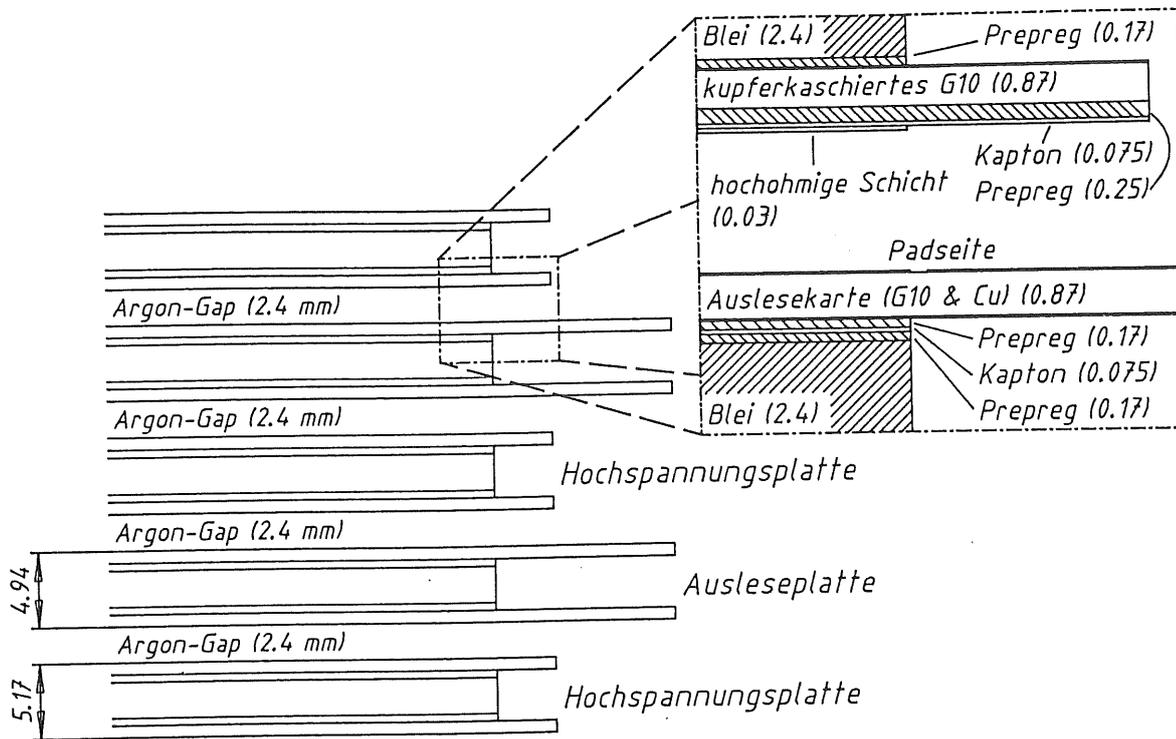


Abbildung 4.3: Longitudinaler Segmentierung des elektromagnetischen Kalorimeters (in mm).

Die Hochspannungsplatten bestehen aus beidseitig mit Kupfer beschichteten G10-Platten, die mittels Prepregs (Glasfaser-Epoxyharz Mischung) auf die Bleiplatten geklebt sind. Die Hochspannung wird über das HRC⁵ (Ruß-Klebergemisch) zugeführt.

Die kleinste laterale Struktur auf der Ausleseplatte sind kleine Kupferflächen (Pads), deren Größe durch die laterale Schauerdimension (etwa $2\rho_M \simeq 3\text{ cm}$) bestimmt ist. Sie sind durch eine Durchkontaktierung mit den Leiterbahnen auf der Rückseite der G10-Platte verbunden. Die G10-Platten mit den Kupferpads sind wie die Hochspannungsplatten auf Blei aufgeklebt und bilden eine Ausleseplatte. Die Pads decken longitudinal mit zunehmender Entfernung vom Wechselwirkungspunkt das gleiche Raumwinkelelement ab. Die Ausleseplatten bestehen aus sieben Familien von Pads mit verschiedenen Größen. Die hintereinander liegenden Pads sind in vier longitudinalen Sektionen miteinander verbunden, die aus jeweils 3, 6, 8

⁵High Resistive Coating: Hoher Widerstand der Elektrode verhindert die durch lokale Feldänderungen ansonsten hervorgerufenen große transversal-Ströme und reduziert damit den *cross-talk* über das Gap.

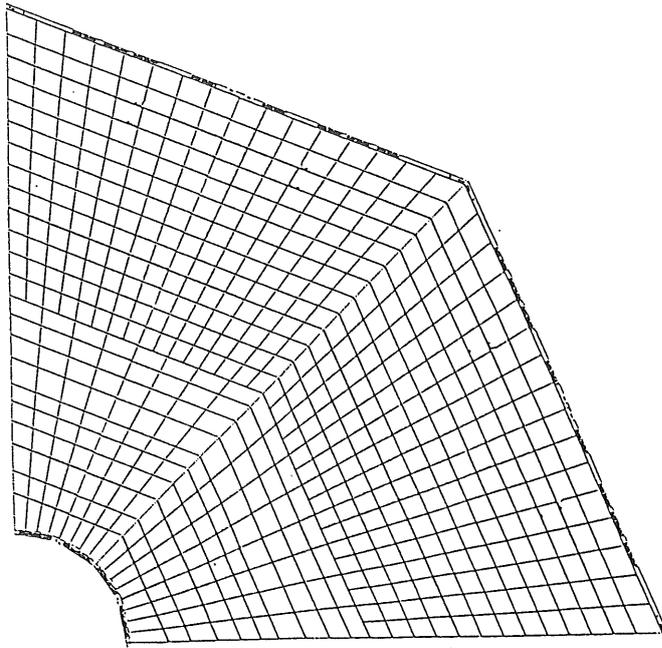


Abbildung 4.4: Auslesestruktur in IFE

und 14 Ausleseplatten bestehen.

4.2.2 Hadronische Kalorimeter (IFH)

Als Absorbermaterial des hadronischen Kalorimeters wurden insgesamt 37 Stahlplatten der Dicke 15.8 mm mit einem Abstand von je 12.3 mm hintereinander verschweißt.

Edelstahl wurde als Absorber gewählt um sowohl gute Energieabsorption ($\lambda_{0pb} \simeq \lambda_{0Fe}$) als auch gleichzeitig gutes Sampling für die elektrischen Subschauber ($X_{0pb} \ll X_{0Fe}$) zu erreichen.

Bei der Verwendung von dicken Edelstahlplatten der benötigten Größe ist es technisch kaum möglich, die erforderliche Genauigkeit für die Gapdicken zu erhalten.

Aus diesem Grund wurden sogenannte *Independent Read-out Boards*, die Hochspannungszuführung und Auslese mit genau definierten Gapdicken als unabhängige Ausleseeinheit in den Stahlabsorber eingeschoben. Sie bestehen aus jeweils zwei 1.5 mm dicken Hochspannungsplatten aus Edelstahl mit konstantem Abstand und einer beidseitig mit einer Padstruktur beklebten $G10$ -Platte als Auslese. Damit entstehen zwischen den Hochspannungsplatten zwei 2.3 mm breite Argongaps, die die schnelle Ladungssammlung ermöglichen.

Die Richtung des elektrischen Feldes ist ebenfalls alternierend von Argongap zu Argongap, und die freigesetzten Elektronen driftenvon beiden Seiten auf die Pads der Ausleseplatten zu.

Beim hadronischen Kalorimeter ist die Padgröße von der des elektromagnetischen

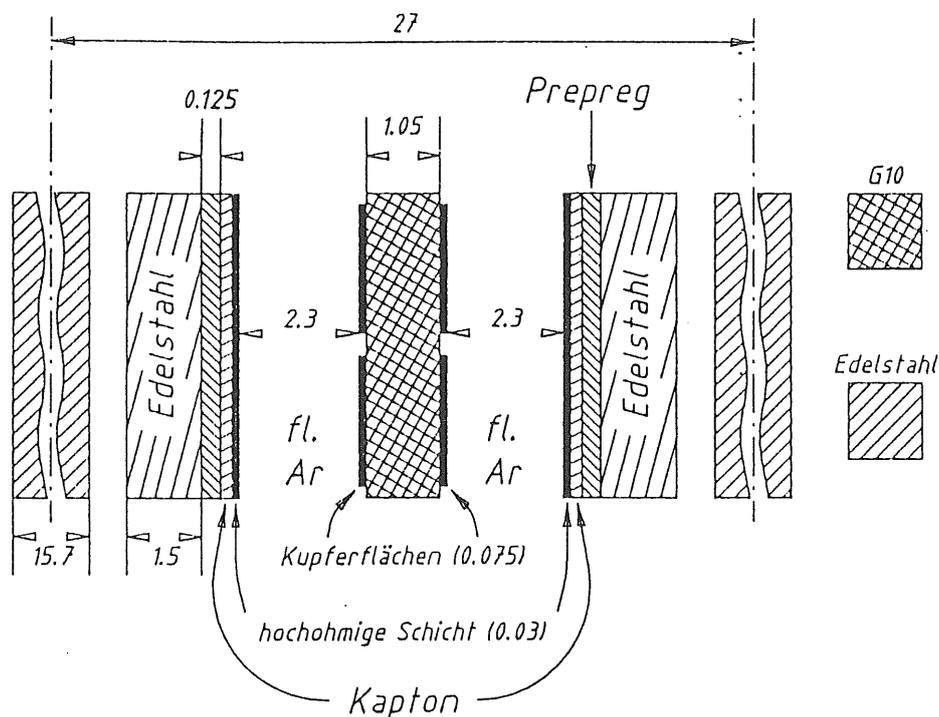


Abbildung 4.5: Longitudinale Segmentierung des hadronischen Kalorimeters. (in mm)

Kalorimeters verschieden, deren Kantenlänge beträgt etwa $0.5 \sim 1 \lambda_0$.

Es gibt acht Familien von Ausleseplatten, auf hintereinanderliegende Pads in fünf Sektionen, die aus jeweils 6, 6, 7, 7 und 11 Ausleseplatten bestehen, miteinander verbunden sind.

4.3 Triggersystem und Datennahme

Der Trigger hat die Aufgaben, den Teilchenstrahl zu identifizieren und gleichzeitig für einen bestimmten Zweck verwendbare, nicht teilchenorientierte Signalen zu generieren. Außerdem hat er die Aufgabe, während der Datennahme nur ein Teilchen im Kalorimeter eintreten zu lassen und damit die Signalüberlagerung auszuschließen. Für diese Zwecke verwendete Komponenten sind zwei gekreuzte Szintillationszähler (B1 und B2), zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPCs), zwei Čerenkov-Zähler (CEDARs), eine Vetowand (VM), und zwei Myonwände (M1 und M2). Wie schon im Kapitel 4.1 beschrieben wurde, haben die zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPCs) den Zweck, die Eintrittsposition der Teilchen zu bestimmen und die

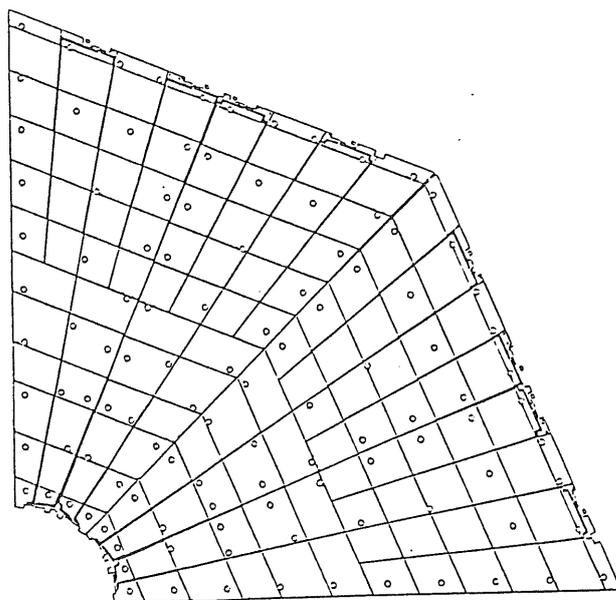


Abbildung 4.6: Auslesestruktur in IFH

Ereignisse mit Mehrfachsignalen auszusondern. Mit zwei gekreuzten Szintillationszählern (B1 und B2) wurde die Strahlposition (ca. $3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$) definiert. Für die Teilchenidentifikation (e oder π) wurden zwei Čerenkov-Zähler (CEDARs) benutzt. Eine Vetowand (VM) besteht aus 14 Szintillatorsegmenten mit einem eckigen Loch (ca. $10\text{ cm} \times 40\text{ cm}$), die Ereignisse mit frühen Wechselwirkungen ausselektiert (z.B. Beamhalo-Teilchen (μ 's)). Vor der Vetowand stehende Lochzähler (Veto-Hole) mit einem Durchmesser von 6 cm haben ebenfalls die Aufgabe, die Teilchen mit falschem Eintrittsort zu verwerfen. Eine Stahlwand der Dicke $\sim 40\text{ cm}$ steht hinter der Vetowand, um rückgestreute Teilchen abzuhalten. Die Strahldefinition erfolgt daher durch die Forderung nach Koinzidenz der Signale von B1 und B2 bei gleichzeitigen Antikoinzidenz mit dem Signal der Vetowand ($B1 \cdot B2 \cdot \overline{VM}$).

Die Identifikation von Myonen erfolgt durch zwei Myonwände (die aus jeweils 10 Szintillatorsegmenten bestehen), die hinter dem Kalorimeter stehen. Eine 160 cm dicke Eisenwand steht vor der Myonwand M2, um nur die Myonen durchzulassen. Die Triggerbedingung zur Identifikation von Beamhalo-Myonen ist die Koinzidenz der Signale von M1, M2 und VM ($M1 \cdot M2 \cdot VM$). Um Signalüberlagerung im Kalorimeter auszuschließen, wurden nur Ereignisse akzeptiert, in deren zeitlichen Umfeld von $10\text{ }\mu\text{sec}$ (*early pile-up*) davor bis $3\text{ }\mu\text{sec}$ danach (*late pile-up*) kein weiteres Signal kam. Für die ständige Überwachung des Pedestalwerts (Nullpunkt der Elektronik des Kalorimeters) und des elektronischen Rauschens wurden die Triggersignale während der Zeit, die der SPS-Strahlzeit (ca. 2.4 sec) entspricht, ohne Teilchen im Kalorimeter generiert. Diese "Zufallsereignisse" (*engl. random events*) zeigen den Zustand des leeren Kalorimeters. Weiter wurden Triggersignale bei künstlicher In-

Sektion	Ausleseplatten	Tiefe [cm]	Tiefe [X_0]	Tiefe [λ_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 4.3: *Longitudinale Struktur des hadronischen Kalorimeters*

jektion einer konstanten Ladungsmenge generiert (Kalibrationsereignisse) um die Stabilität der Elektronik zu überprüfen (siehe Kapitel 5.4).

Die Auslese wurde durch einen schnellen Prozessor (CAB) gesteuert. Die CAB-Prozessor besorgt z.B. die Pedestalsubtraktion und des Füllen der Histogramme für die Online-Analyse. Eine μ -VAX, die mit der CAB verbunden ist, speichert die Daten auf Tape. Außerdem speichert sie einige Histogramme für ein *Online-Monitoring* der Kalorimeter- und Triggerzählersignale sowie für ein *Slow-Control* der Zählerhochspannungen und -ströme.

Kapitel 5

Elektronische Kalibration

5.1 Motivation

Im Ionisationsdetektor mißt man als Signal die elektrische Ladung, die durch durch Ionisation freigesetzte Elektronen geliefert worden ist. Dieses elektrische Ladung (analoges Signal) wird bei der Datennahme in ein digitales Signal (ADC-counts) umgewandelt, und schließlich auf dem Magnetband gespeichert.

Zur Rekonstruktion der Ladungsinformation muß das digitale Signal kalibriert werden (elektronische Kalibration). Durch Nicht-Linearität in der elektronischen Kette wird folgenden Polynomial-Ansatz für die Beziehung zwischen der digitalen Information und der Ladung gerechtfertigt (Abb. 5.1):

$$Q_i(Q_{0,i}) = Q_{0,i} + P_{2,i} \cdot Q_{0,i}^2 + P_{3,i} \cdot Q_{0,i}^3 \quad (5.1)$$

wobei $Q_{0,i}$ für jeden Kanal i gegeben ist durch

$$Q_{0,i} = P_{0,i} + P_{1,i} \cdot ADC_i$$

und

$$Pedestal_i = -P_{0,i} / P_{1,i} \quad (5.2)$$

mit ADC_i : Gemessene ADC-Wert für gepulste Ladung Q_i .

Das Hauptziel des Verfahrens zur elektronischen Kalibration ist damit die Bestimmung der Parameter $P_{0,i}, \dots, P_{3,i}$ in jeden Kanal. Einfluß auf Q_i durch Übersprechen von anderen Kanälen und andere elektronische Effekte müssen kompensiert werden.

5.2 Kalibrationsverfahren

Um die Parameter in der Gl. 5.1 für alle Kanäle zu bestimmen, werden über Kapazitäten von 47 pF definierte Ladungsmengen auf den Detektorausgang stufenweise gepulst (*engl. ramping*), und das digitale Signal (ADC-count) registriert. Durch die Entladung eines Kalibrationskondensators erzeugten Ladung ist gegeben durch

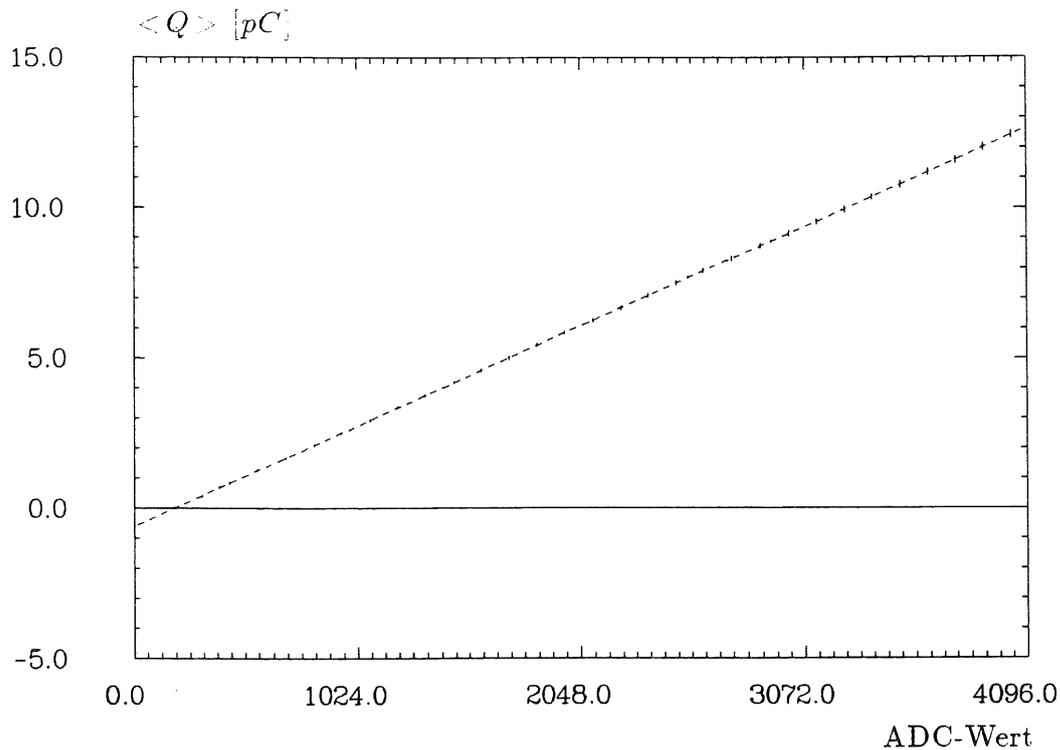


Abbildung 5.1: Kalibrationsfunktion

$$Q_i(C_{cal,i}) = \frac{DAC + O_{DAC}}{2^{16} - 1} \cdot U_{max} \cdot C_{cal,i} \quad (5.3)$$

wobei

- U_{max} : Maximal steuerbare Spannung auf dem Kalibrationskondensator
 $\simeq 1.035 \text{ V}$
- $C_{cal,i}$: Kalibrationskapazität
- DAC : Natürliche Zahl zwischen 0 und 2^{16} , definiert die Ladungsmenge.
- O_{DAC} : Offset DAC-Wert
 $\simeq 98$

Der dynamischer Bereich, der als niedrigste Gain ($G1$) des Vorverstärkers (*pre-amplifier*; PA) definiert, liegt zwischen 0 und 48 pC ($\sim 280 \cdot 10^6 e$).

Das Kalibrationssignal wird in der Nähe der Pads in die Ausleseleitungen injiziert (kalte Kalibration¹) und gelangt über abgeschirmte Kabel zu den ladungsempfindlichen Vorverstärker. Ein Differenzsignal wird dort gebildet und zu den bipolaren Shapern geführt. Das *geschapte* Signal wird auf einer ADC-Karte digitalisiert.

Diese Kalibration liefert uns die mittleren ADC-Werte für jeden Ladungspuls,

¹Die kalte Kalibration liefert die Genaueren Werte, die warme Kalibration bildet erstens eine Reserve und erlaubt zweitens, die Auslese unabhängig vom Kalorimeter zu testen. Bei der warmen Kalibration erfolgt die Signalinjektion vor dem Vorverstärkern.

deren *rms*-Werte und die vier Kalibrationsparameter ($P_{0,i}, \dots, P_{3,i}$) mit dem Pedestalwert (Nulllage des ADC's, der mit der Ladung Null entspricht).

5.3 Intrinsische Einflüsse

Um die korrekte Kalibration zu verwirklichen, muß man die Effekte, die zu einer Verfälschung der Ladungsinformation führen, korrigieren. Die wesentlichen Effekte sind das Übersprechen zwischen der benachbarten Pads und die Korrektur der Kalibrationskapazität.

5.3.1 Übersprechen

Bei der Standardkalibration werden alle Kanäle gleichzeitig gepulst. Durch die kapazitive Kopplung der Kanäle gibt es eine positive Beitrag aller Nachbarkanäle auf die Ladung in einem Kanal i :

$$Q_i^{all} = Q_i^{one} + \delta Q_i \quad (5.4)$$

Somit ist die in Kanal i gemessene Ladung größer als die in Gl. 5.3 definierte gepulste Ladung — die Parameter $P_{0,i}, \dots, P_{3,i}$ sind also im Mittel als zu klein bestimmt. Durch Vergleich der Ladungsmengen bei einzelnen gepulsten und bei zusammen gepulsten Kanäle in einem Kanal erhält man das Verhältnis:

$$\mathcal{R}_i(ADC_i) = \frac{Q_i^{one}(ADC, P'_{0,i} \dots P'_{3,i})}{Q_i^{all}(ADC, P_{0,i} \dots P_{3,i})} \quad (5.5)$$

Diese Verhältnis für jeden Kanal kann als Funktion von ADC-Wert parametrisiert werden, also (Abb. 5.6)

$$\mathcal{R}_i(ADC_i) = a_{0,i} + a_{1,i} \cdot ADC_i + a_{2,i} \cdot ADC_i^2 + a_{3,i} \cdot ADC_i^3 \quad (5.6)$$

Hieraus bekommt man korrigierte Ladung Q_i

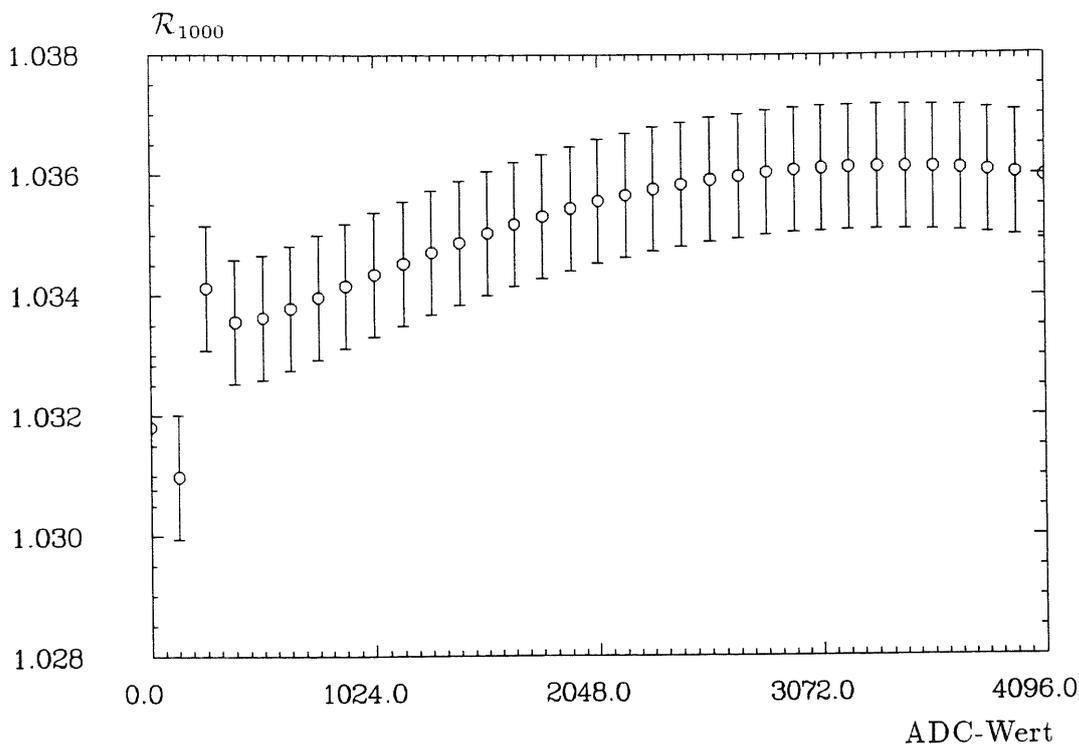
$$Q_{corr,i} = \mathcal{R}_i(ADC_i) \cdot Q_i \quad (5.7)$$

5.3.2 Kalibrationskapazität

Die injizierte Ladungsmenge ist durch Gl. 5.3 bestimmt werden.

Da die individuelle Kanalkapazität $C_{cal,i}$ zur Bestimmung der Kalibrationsparametern nicht berücksichtigt worden sind, muß auch diesen Effekt korrigieren.

$$Q_{corr,i} = Q_i \cdot \frac{C_{cal,i}}{47 \text{ pF}} \quad (5.8)$$

Abbildung 5.2: Ladungsverhältnis zwischen Q^{all} und Q^{one} .

5.4 Stabilität der elektronischen Kalibration

Die Ladungsausbeute für jeden Kanal und der Pedestalwert schwankt im Laufe der Zeit durch Instabilitäten der Elektronik. Diese Instabilitäten können durch Beobachtung der "Zufallsereignisse" und "Kalibrationsereignisse" korrigiert werden. Zufallsereignisse zeigen den "leeren" Zustand des Kalorimeters. Mit ihnen können also die Pedestalwerte beobachtet werden.

Für alle Kanäle gleichzeitig gepulste Signale zwischen Teilchentrigger werden ebenfalls wie ein echte Ereignisse ausgelesen (Kalibrationsereignisse) und liefern die Informationen zur Stabilität der Kalibrationsparameter in jeden Kanal.

5.4.1 Pedestaländerung

Durch kalte Kalibration gegebene Pedestalwerte und deren *rms*-Werte (*noise*) für jeden Kanal müssen während der Meßzeit nicht stabil sein. Durch Vergleich mit Zufallsereignisse kann der Pedestaländerung korrigiert werden. Wie schon erwähnt, werden Kalibrationsereignisse während der Datennahme genommen und liefern die momentanen Pedestal- und *noise*-Werte für jeden Kanal. Die Variation der Pedestalwerte in jeden Kanal i seit der letzten Kalibration wird für jeden Run durch die Offset-Ladung $Q_{0,i}$ ausgedrückt. Dazu benutzt man die aktuellen Kalibrationskonstante $P_{0,i}$ und $P_{1,i}$, und die mittleren Pedestalwerte $\langle Pedes_i \rangle$ aus den

Zufallsereignissen, also (siehe Gl. 5.1)

$$Q_{0,i} = P_{0,i} + P_{1,i} \cdot \langle Pedes_i \rangle \quad (5.9)$$

unter Berücksichtigung nur der linearen Terme. (Die Differenz in der Pedestalwerte ist klein genug, um die Terme höherer Ordnung zu vernachlässigen.) Die Offset-Ladung $Q_{0,i}$ wird von der gemessenen Ladung Q_i abgezogen, und man bekommt die korrigierte Ladung $Q_{corr,i}$ durch

$$Q_{corr,i} = Q_i - Q_{0,i}. \quad (5.10)$$

5.4.2 Kalibrationsshift

Außer die Änderung von Pedestalwert ist die Kalibrationsfunktion (Gl. 5.1) auch unstabil. Um diese Kalibrationsshift zu korrigieren, wird eine definierte Ladung für alle Kanäle gleichzeitig gepulst (Kalibrationsereignisse), und deren Antwort als echtes Signal ausgelesen.

Die Abweichung $\Delta_{i,j}$ für ein Kalibrationsereignis j ist gegeben durch

$$\Delta_{i,j} = \frac{Q_{i,j} - Q_{pulsed,i,j}}{Q_{pulsed,i,j}} \quad (5.11)$$

wobei $Q_{pulsed,i,j}$ in Gl. 5.3 ist (DAC = 10000). Die korrigierte Ladung $Q_{corr,i}$ ist gegeben durch

$$Q_{corr,i} = Q_i \cdot \alpha_i, \quad (5.12)$$

mit n Kalibrationsereignisse

$$\alpha_i = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \Delta_{i,j}. \quad (5.13)$$

Die Abbildungen 5.3, 5.4, 5.5 und 5.6 zeigen den Einfluß der Ladungskorrekturen auf dem Signal von 50 GeV Elektronen. Eine Zusammenfassung ist in Tabelle 5.1 gegeben.

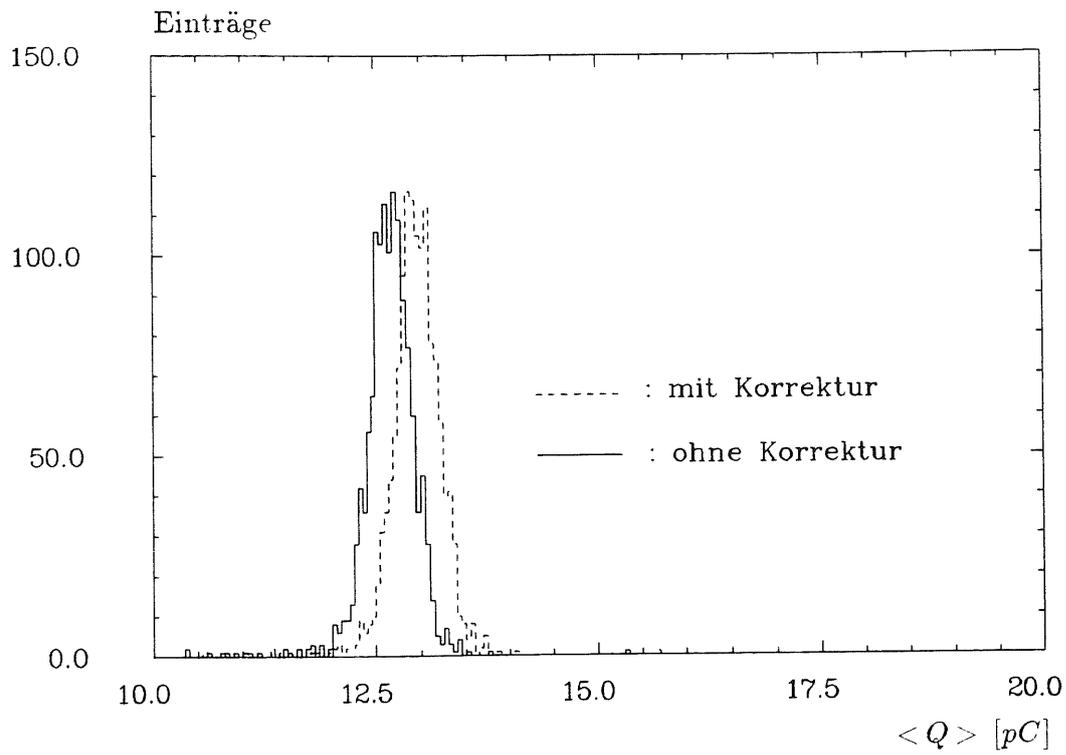


Abbildung 5.3: Pulshöhe der 50 GeV Elektronen, mit/ohne Crosstalk-Korrektur

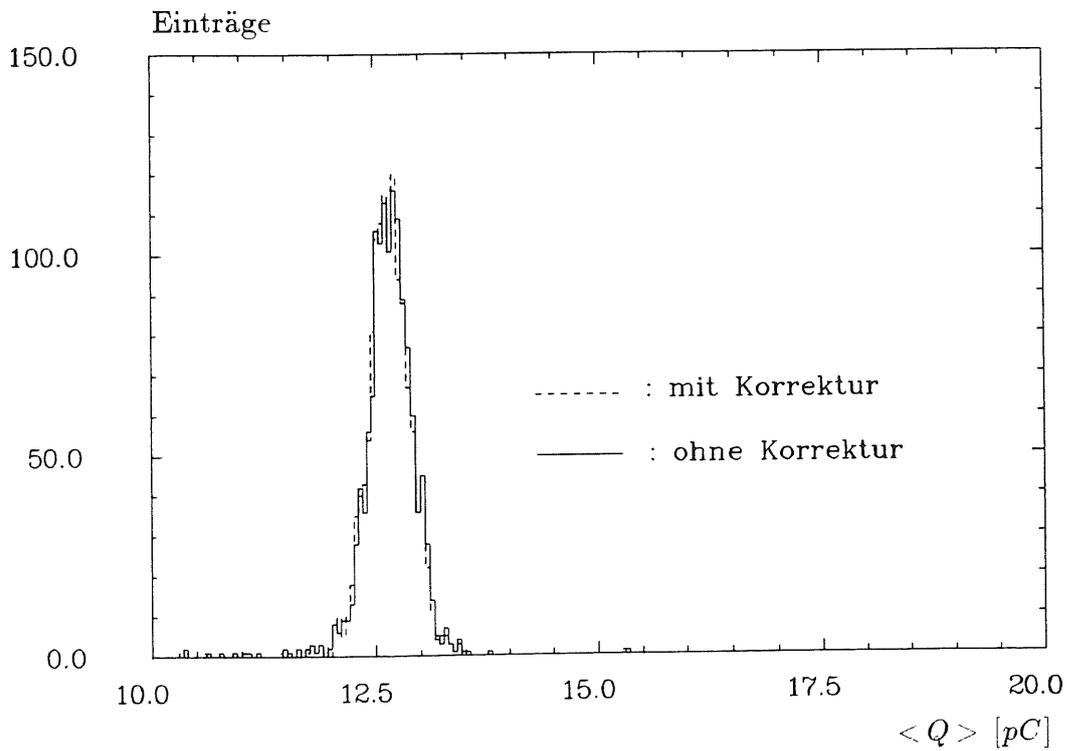


Abbildung 5.4: Pulshöhe der 50 GeV Elektronen, mit/ohne Random-Korrektur

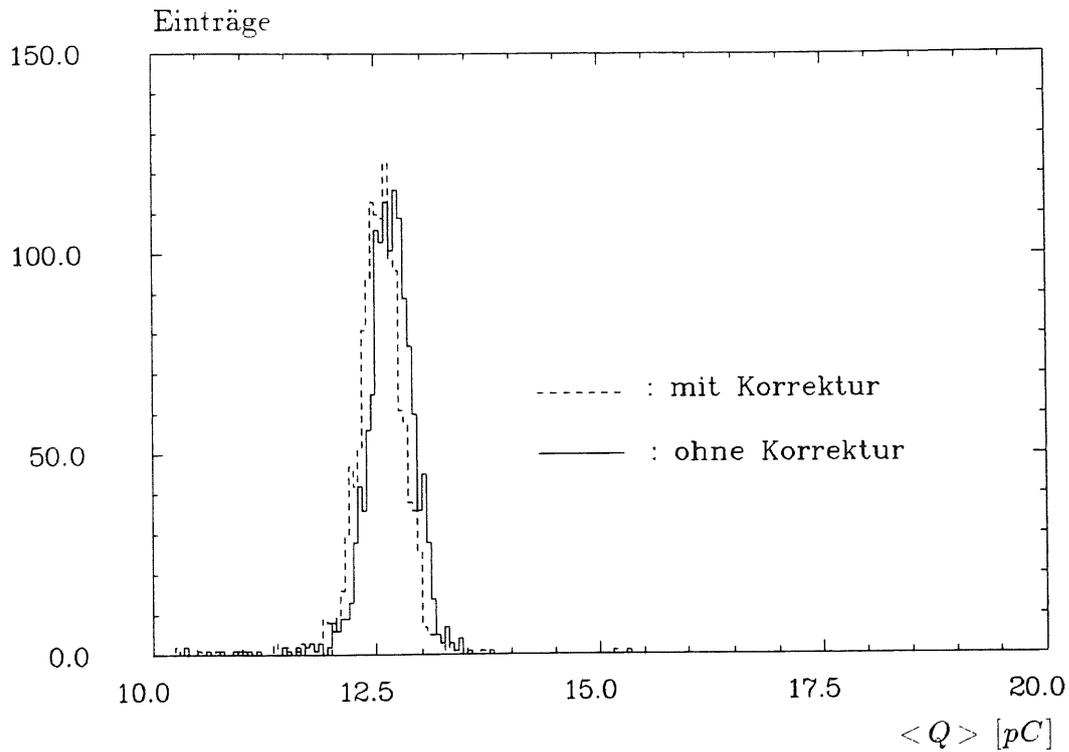


Abbildung 5.5: Pulshöhe der 50 GeV Elektronen, mit/ohne Korrektur der Kalibrationskapazität

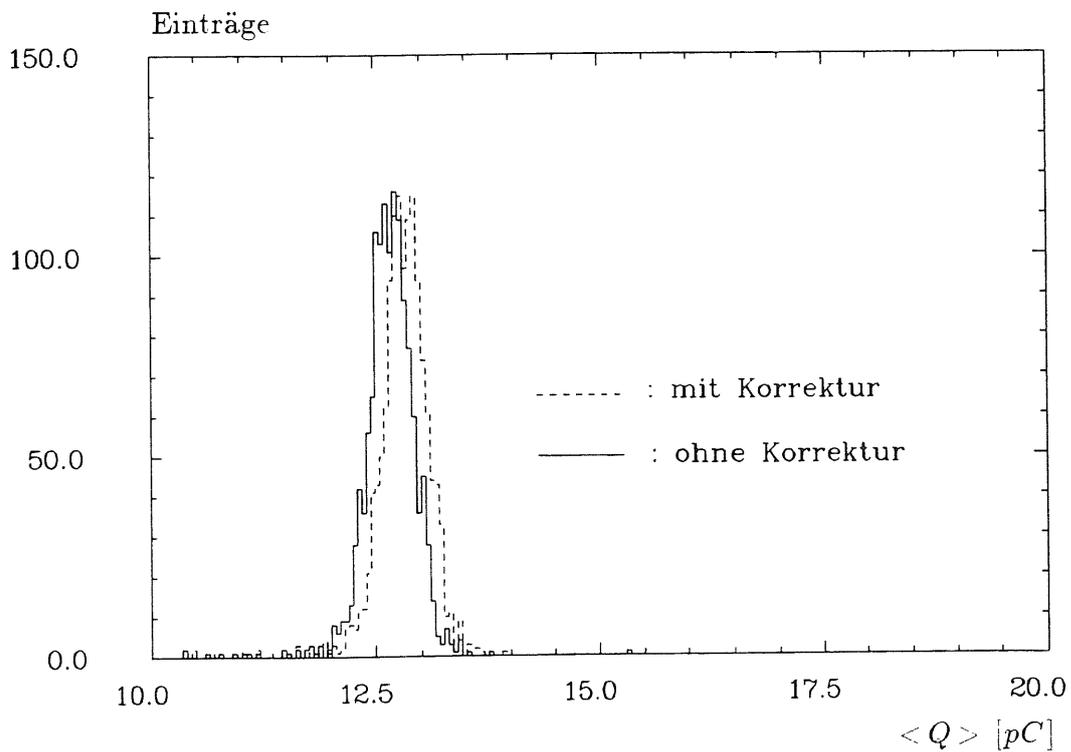


Abbildung 5.6: Pulshöhe der 50 GeV Elektronen, mit und ohne alle Korrekturen

Korrektur	$\langle Q \rangle$ [pC]	$\sigma_{\langle Q \rangle}$ [pC]	Auflösung [%]
Ohne	12.668 ± 0.007	0.247 ± 0.005	13.813 ± 0.300
Crosstalk	12.964 ± 0.007	0.243 ± 0.005	13.246 ± 0.292
Random	12.650 ± 0.007	0.245 ± 0.005	13.711 ± 0.303
Kalib. Kapazität	12.558 ± 0.007	0.234 ± 0.005	13.202 ± 0.286
Alle	12.829 ± 0.007	0.241 ± 0.005	13.270 ± 0.294

Tabelle 5.1: Kalibrationskorrektur

Kapitel 6

Ergebnisse

6.1 Signalverlust

Die Ladungsausbeute durch Ionization im flüssigen Argon verringert sich im Laufe der Zeit durch Verunreinigung (z.B. O_2 , N_2). Bei den Testmessungen wurden daher mehrere Runs unter den gleichen Bedingungen durchgeführt, nämlich Elektroen und Pionen mit der gleichen Einschußenergie (50 GeV) an der gleichen (nominal) Position (Stabilitätsruns). Diese Messungen wurden mehrmals verteilt über beiden Meßperioden (Nov./Dez. 1989 und März 1990) durchgeführt. Aus diesen Messungen wurde die zeitliche Abnahme des Signals ermittelt und der Grad der Verunreinigung bestimmt. Die Überwachung der Elektronik des Kalorimeters ist dadurch auch möglich, da die Stabilität der Kalibrationsparameter geprüft werden kann.

Die zeitliche Signalabnahme $S(t)$ ist gegeben durch

$$S(t) = S_0 - \alpha(t - t_0). \quad (6.1)$$

mit

- α : Steigung
- t_0 : Bezugszeit
- $S_0 = S(t_0)$

Der Signalverlust kann sowohl mit den Werten, die aus dem selbstständigen Überwachungssystem (*LAr Monitoring*) ermittelt werden, als auch mit den aus der Hochspannungskurve erzielten Ergebnissen verglichen werden.

In der Abb. 6.1 und Abb. 6.2 wird der Signalverlust für 50 GeV Elektronen und Pionen, und deren korrigierten Fits gezeigt. Vor der Korrektur beträgt die Signalabfall für die Elektronen (Pionen) -1.40 \%/Monat (-1.91 \%/Monat), nach der Korrektur ist -1.30 \%/Monat (-1.56 \%/Monat). Aus der Ergebnisse, die man aus dem selbstständigen Überwachungssystem bekommen hat, sind -1.25 \%/Monat (Nov./Dez. 1989) und -1.1 \%/Monat (März 1990). Falls die Korrektur der Verunreinigung verwendet wird, bekommt man die Werte von -0.04 \%/Monat für Elektronen und -0.32 \%/Monat für Pionen.

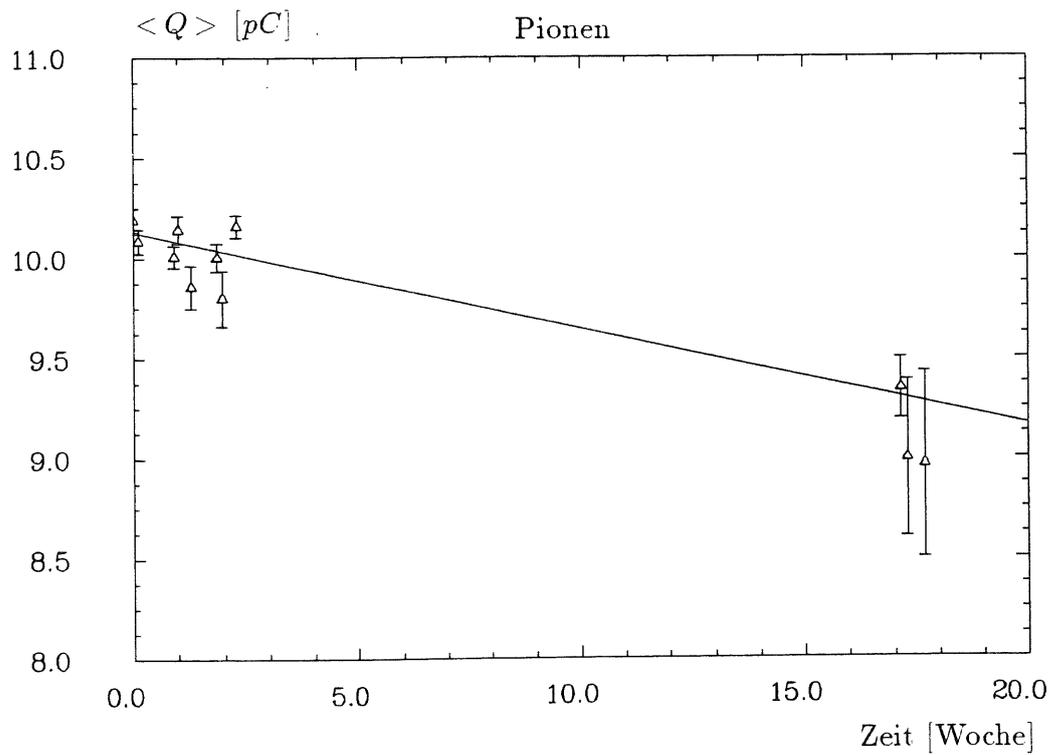
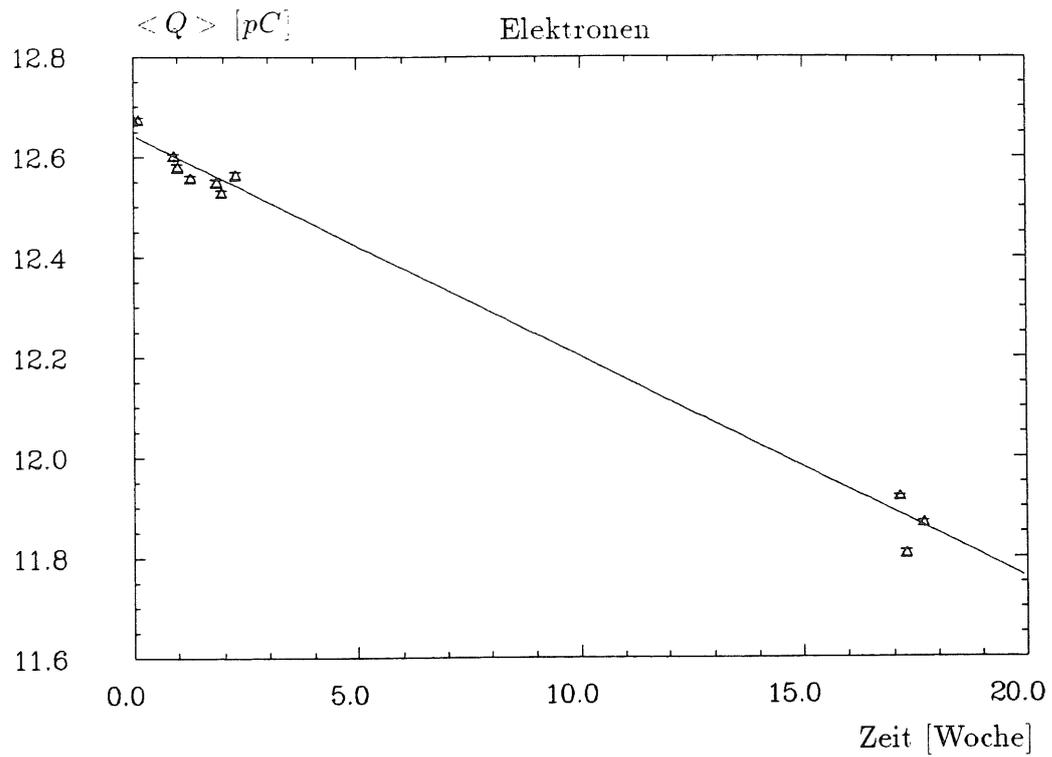


Abbildung 6.1: Signalverlust während der Meßperiode vom Nov./Dez. 1989 bis März 1990, ohne Korrekturen.

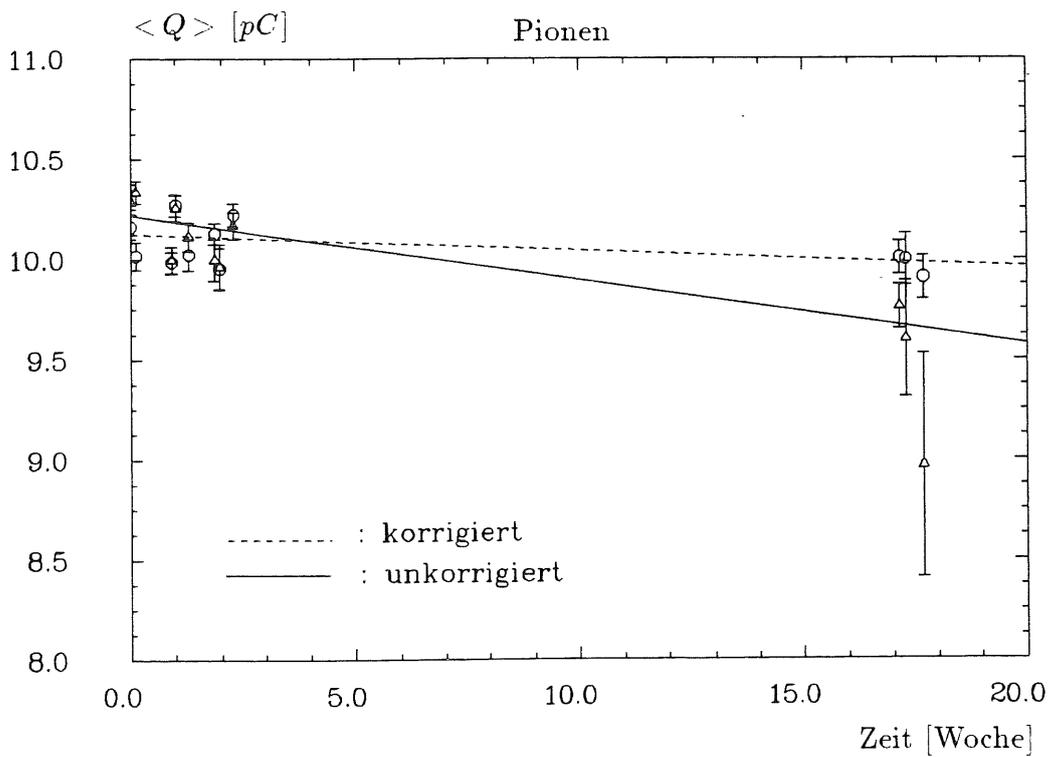
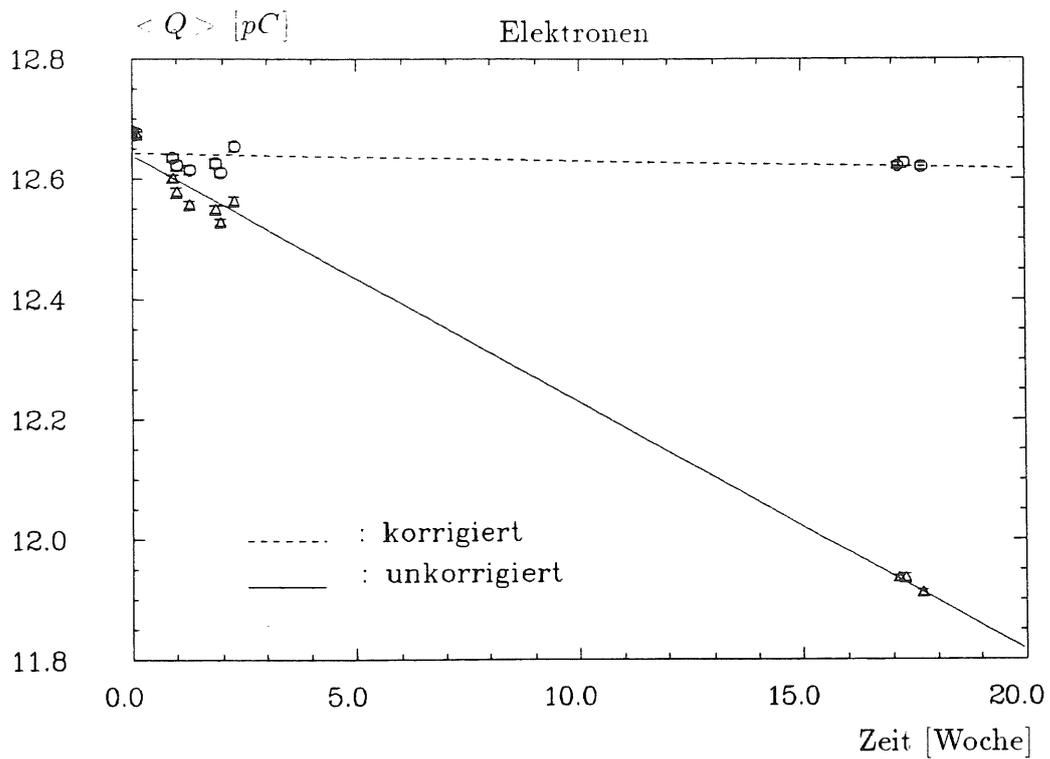


Abbildung 6.2: Signalverlust während der Meßperiode vom Nov./Dez. 1989 bis März 1990, alle Korrekturen ausgeführt.

6.2 Hochspannungsplateau

Die Signalbildung im flüssigen Argon wird durch die Sammlung der durch Ionization freigesetzten Elektronen im elektrischen Feld realisiert.

Da diese Ladungsausbeute durch die Verunreinigung des flüssigen Mediums (z.B. O_2 , N_2) beeinflusst wird, ist es nützlich, die Ladungsausbeute als Funktion des elektrischen Feldes zu bestimmen.

In flüssigen Edelgasen beobachtet man beim hohen elektrischen Feld ein Plateau, das man qualitativ folgendermaßen verstehen kann [FEL89]:

Sei die Driftgeschwindigkeit v_d proportional zur Feldstärke E

$$v_d = \mu E \quad (6.2)$$

und die mittlere-freie-Weglänge des Elektrons mit der Agitationsgeschwindigkeit v_a ist λ . Dann die mittlere Kollisionszeit ist λ/v_a und die Beschleunigung des Elektrons ist eE/m . Darausfolgt für Driftgeschwindigkeit

$$v_d = (eE/m)(\lambda/v_a) = \mu E, \quad (6.3)$$

also die Beweglichkeit μ ist invers proportional zu Agitationsgeschwindigkeit v_a . Bei niedriger Feldstärke ist die Agitationsgeschwindigkeit $v_a \approx \text{const.}$, weil die Energie, die die Elektronen vom elektrischen Feld bekommen, niedriger als die thermische Energie durch Schwingungskollision, also $\Delta E \leq kT$. Deshalb ist die Driftgeschwindigkeit v_d und damit die Ladungsausbeute auch linear zur Feldstärke. Mit wachsender Feldstärke wird aber die Energie der Elektronen größer als die mittlere thermische Energie, steigt die Agitationsgeschwindigkeit bis zur Sättigung, und die Beweglichkeit nimmt ab.

Auf der anderen Seite, wenn in dem flüssigen Edelgas Verunreinigung sind, bieten diese genug Kollisionszentren, die mittlere Agitationsgeschwindigkeit bleibt konstant, und es gibt keine Sättigung mehr.

Die Ladung Q als Funktion der elektrischen Feldstärke E und O_2 -Kontamination p ist gegeben durch [HOF76]

$$Q = Q_0 2 \frac{\lambda}{d} \left[1 - \frac{\lambda}{d} \left(1 - \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) \right) \right] \quad (6.4)$$

mit

λ : Mittlere freie Weglänge

d : Gapdicke in [cm]

wobei

$$\lambda = \alpha \frac{E}{p},$$

oder nach [ENG74]

$$Q = Q_0 f \frac{\lambda}{d} \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) \right] \quad (6.5)$$

mit

- f : Anteil der Elektronen aus der Rekombination
 k : Rekombinationskonstante

wobei

$$f = \frac{1}{1 + k/E}, \quad k = 1.1 \pm 0.2 \text{ kV/cm}$$

für $E \simeq 10 - 20 \text{ kV/cm}$ und $1 - f \ll 1$.

Die freie Weglänge λ ist bei kleinen Feldstärke nahezu linear und umgekehrt proportional zu O_2 -Kontamination, und die Proportionalkonstant α ist gegeben durch [MIL68]

$$\alpha = 0.12 \frac{\text{ppm cm}}{\text{kV/cm}}$$

mit

O_2 -Kontamination $\leq 10 \text{ ppm}$.

Die Arbeitspunkt der Hochspannung zur Signalerzeugung und indirekte Überprüfung der Verunreinigung des flüssigen Argons wurde mit Hilfe der Hochspannungskurve festgelegt. Die Messungen wurden für 30 GeV Elektronen und Pionen von 50 V bis 2500 V durchgeführt. In der Abb. 6.3 und Abb. 6.4 wurde der Verlauf der Hochspannungskurve für beiden Teilchensorten (e und π) in der Meßperiode Nov./Dez. 1989 und März 1990 dargestellt und nach verschiedenen Ansätze nach [ENG74] und [HOF76] gefittet. In Abb. 6.5 und 6.6 ist das auf dem Plateauwert Q_0 normierten Signale wiedergegeben. Nach der Anpassung von Hofmann und Engler erhaltene Plateauwert Q_0 und der O_2 -Gehalt sind in der Tabelle 6.1 und 6.2 zusammengefaßt. Daraus wurde die Signalabnahme für die Elektronen $-1.62\%/ \text{Monat}$ und für die Pionen $-1.75\%/ \text{Monat}$ geschätzt. Gegen der Hochspannungsüberschläge wurde die Arbeitspunkt der Hochspannung auf 90% von Q_0 ($\sim 2.5 \text{ kV}$) festgelegt.

Im Versuch ist die Ladungsausbeute bei Variation des elektrischen Feldes untersucht worden; es konnte eine Information über den O_2 -Gehalt durch Anpassung von Gl. 6.4 sowie Gl. 6.5 an die Meßpunkte geliefert werden.

	Q_0 [pC]	p [ppm]
89' ϵ	7.967 ± 0.004	1.038 ± 0.002
90' ϵ	7.966 ± 0.004	2.238 ± 0.000
89' π	5.945 ± 0.004	0.914 ± 0.008
90' π	5.945 ± 0.020	2.222 ± 0.000

Tabelle 6.1: Plateauwert Q_0 und O_2 -Gehalt p nach dem Ansatz von Hofmann et al.

	Q_0 [pC]	p [ppm]
89' ϵ	8.403 ± 0.003	-0.063 ± 0.001
90' ϵ	8.354 ± 0.012	0.709 ± 0.009
89' π	6.448 ± 0.015	-0.005 ± 0.002
90' π	6.191 ± 0.065	0.662 ± 0.068

Tabelle 6.2: Plateauwert Q_0 und O_2 -Gehalt p nach dem Ansatz von Engler et al.

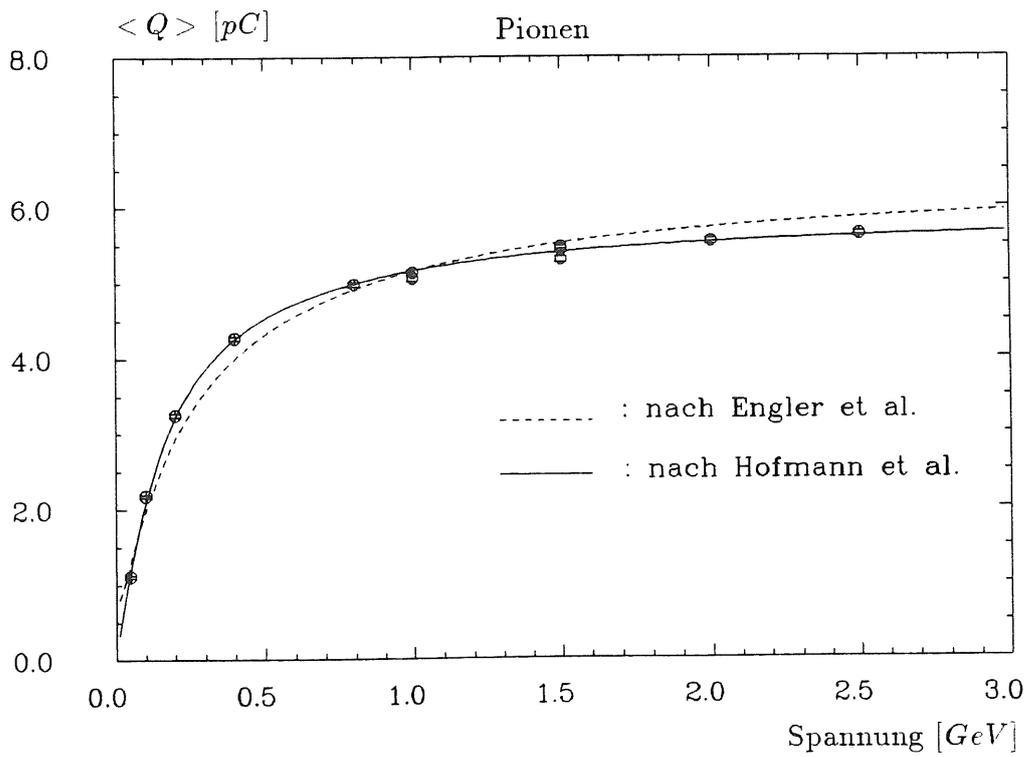
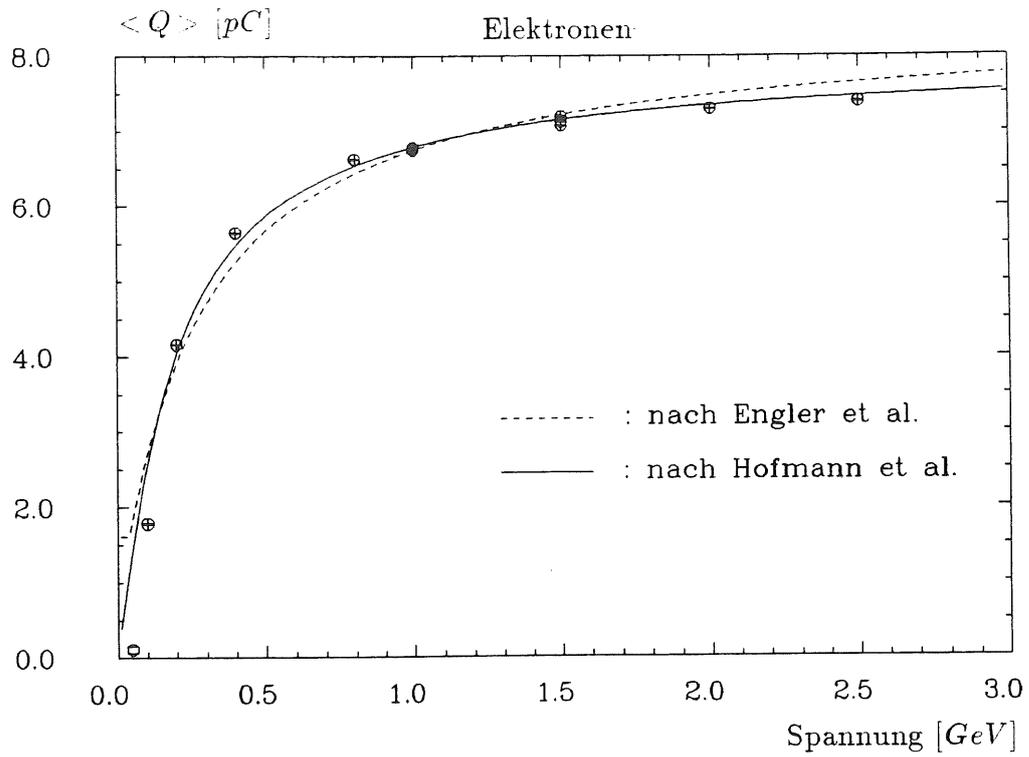


Abbildung 6.3: Anpassung der 1989 Hochspannungskurve

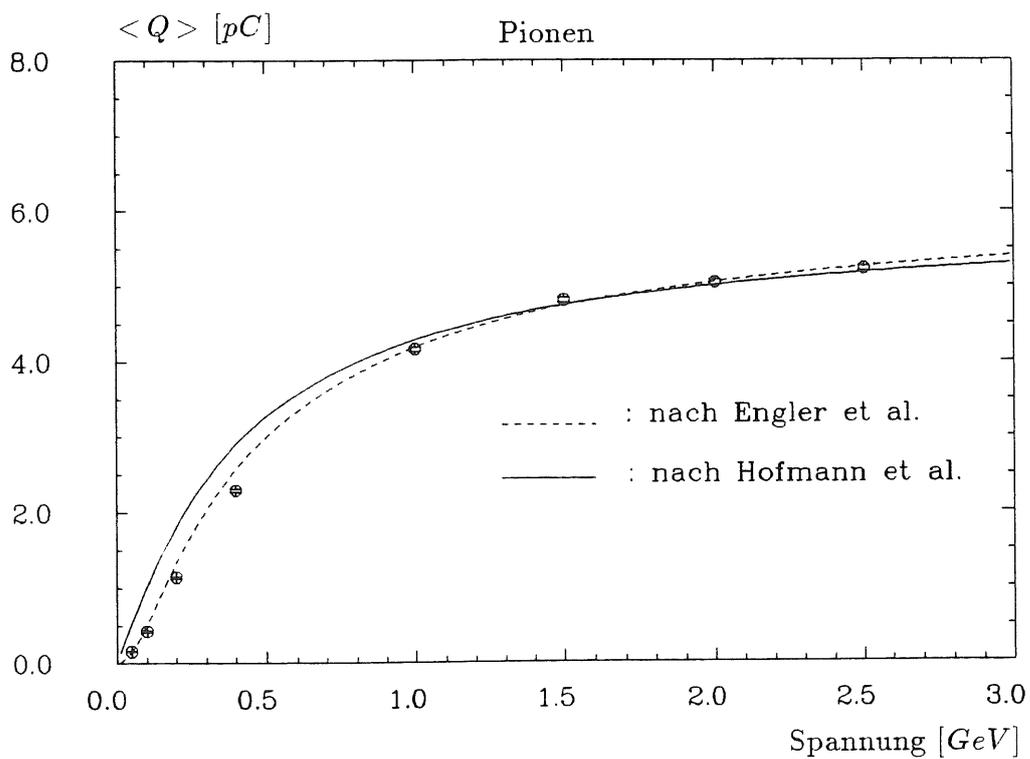
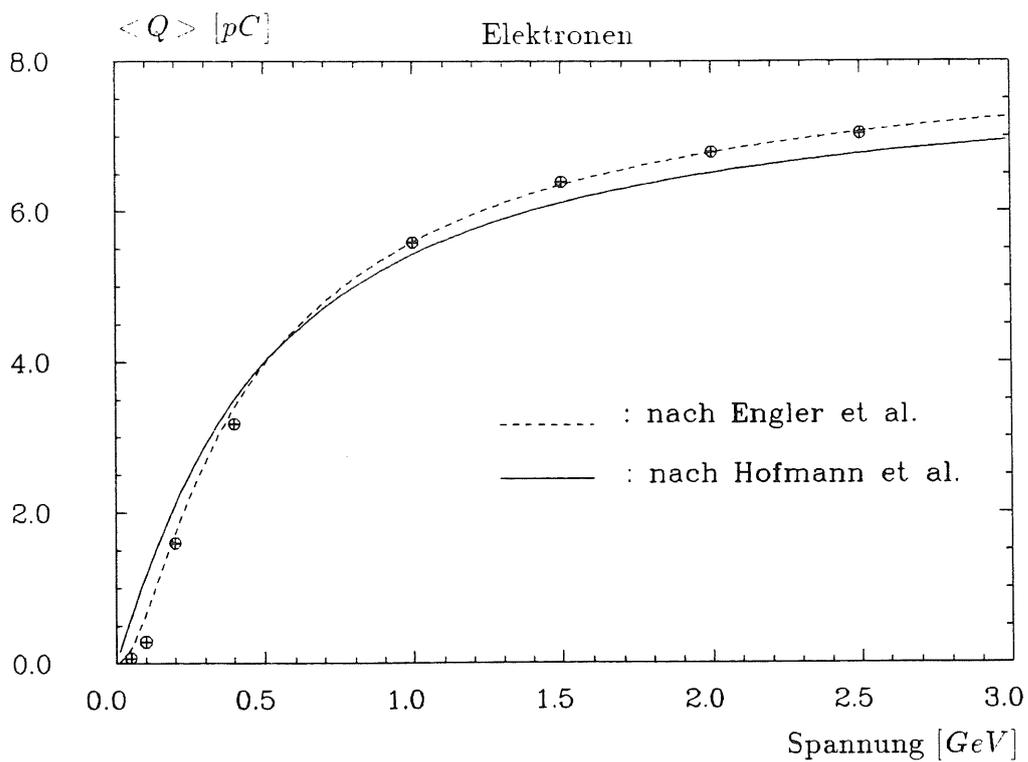


Abbildung 6.4: Anpassung der 1990 Hochspannungskurve

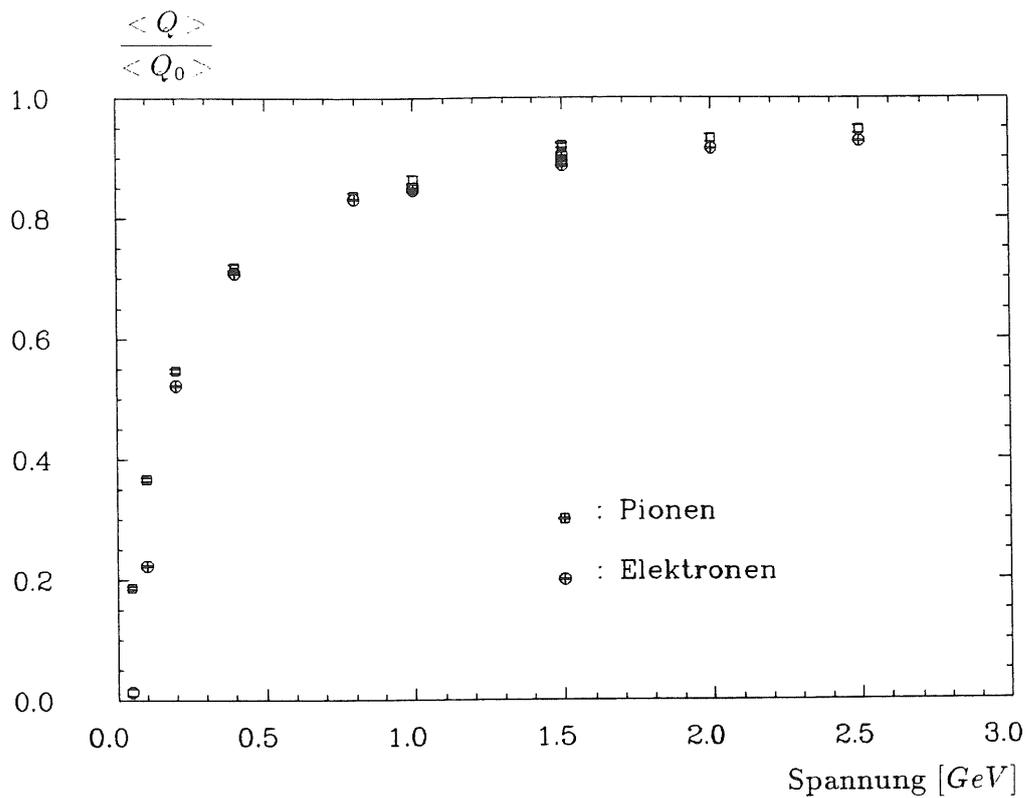


Abbildung 6.5: 1989 HV-Kurve nomiert auf $\langle Q_0 \rangle$.

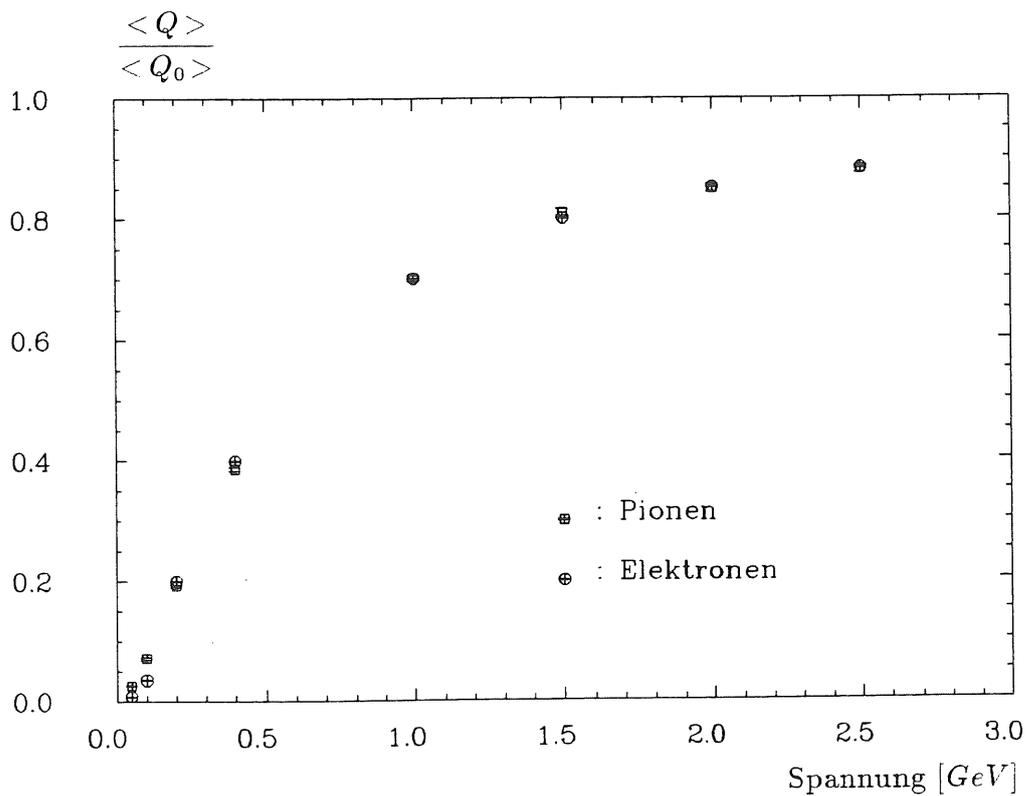


Abbildung 6.6: 1990 HV-Kurve nomiert auf $\langle Q_0 \rangle$.

6.3 Homogenität des Kalorimeters

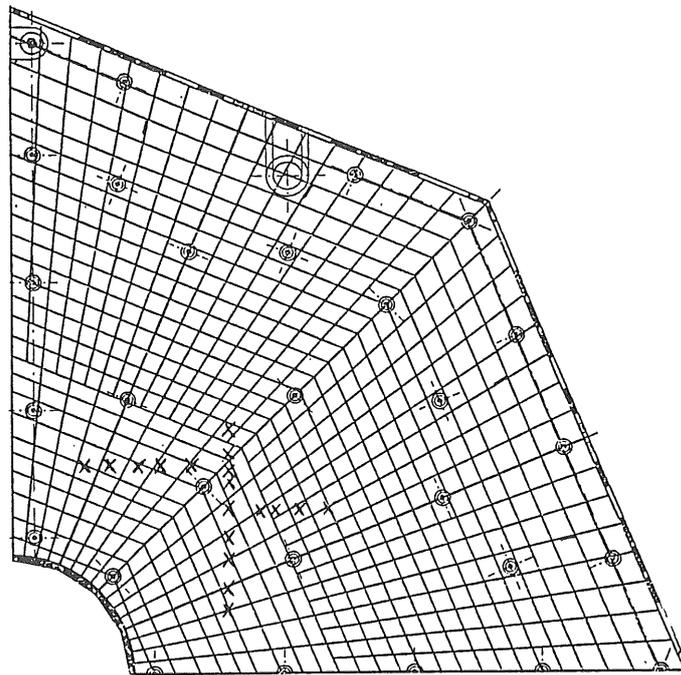


Abbildung 6.7: *Einschusspunkte zur Prüfung der örtlichen Homogenität des Kalorimeters*

Um die Homogenität des Kalorimeters zu bestimmen, wurde der Eintrittspunkte der Teilchen variiert. Horizontal erfolgt die Variation durch Fahren des Kryostaten, senkrecht durch Fahren des Szintillationszähler B2 und damit Änderung des Strahlfensters. Die verwendeten Einschussenergie waren 50 GeV Elektronen und Pionen. In Abb. 6.8 ist das Signal in Richtung Y eingezeichnet.

Eine große Abweichung für $Y = 150 \text{ mm}$ wurde durch instabile Kalibration verursacht (Abb. 6.8). In Abb. 6.11 ist die relative Kalibrationsänderung dargestellt. Diese Abweichung wurde durch Anwendungen in Kapitel 5 erwähnten Korrekturen stark reduziert (Abb. 6.9). Das Signal in $Y = 200 \text{ mm}$ ist trotz der Anwendung aller Korrekturen immer klein. Die Ursache ist der Effekt von totem Material vor dem Kalorimeter, da das Verhältnis zwischen der deponierten Ladung in Layer 1 (Q_0) und in Layer 3 (Q_2) sehr groß ist (frühe Schauerstartpunkte) (Abb. 6.10).

Die Ladungsausbeute in $Y = 100 \text{ mm}$ ist ebenfalls niedrig. Die Auflösung für diesen Run ist um Faktor 2 schlechter als die von anderen Runs (Abb. 6.12). Relative Kalibrationsänderung (siehe Gl. 5.11) dieses Runs ist ebenfalls groß (Abb. 6.11).

Die transversale Homogenität ist im wesentlichen zufriedenstellend. Die Auflösung für die transversale Homogenität ist im Mittel sehr stabil (Abb. 6.13). Ein Sprung

des Signals in $X = -50 \text{ mm}$ wurde jedoch nach der Anwendung von allen Korrekturen beobachtet (Abb. 6.15).

In Abb. 6.16 und Abb. 6.17 ist das Signal in vertikaler sowie transversaler Richtung von 50 GeV Pionen dargestellt.

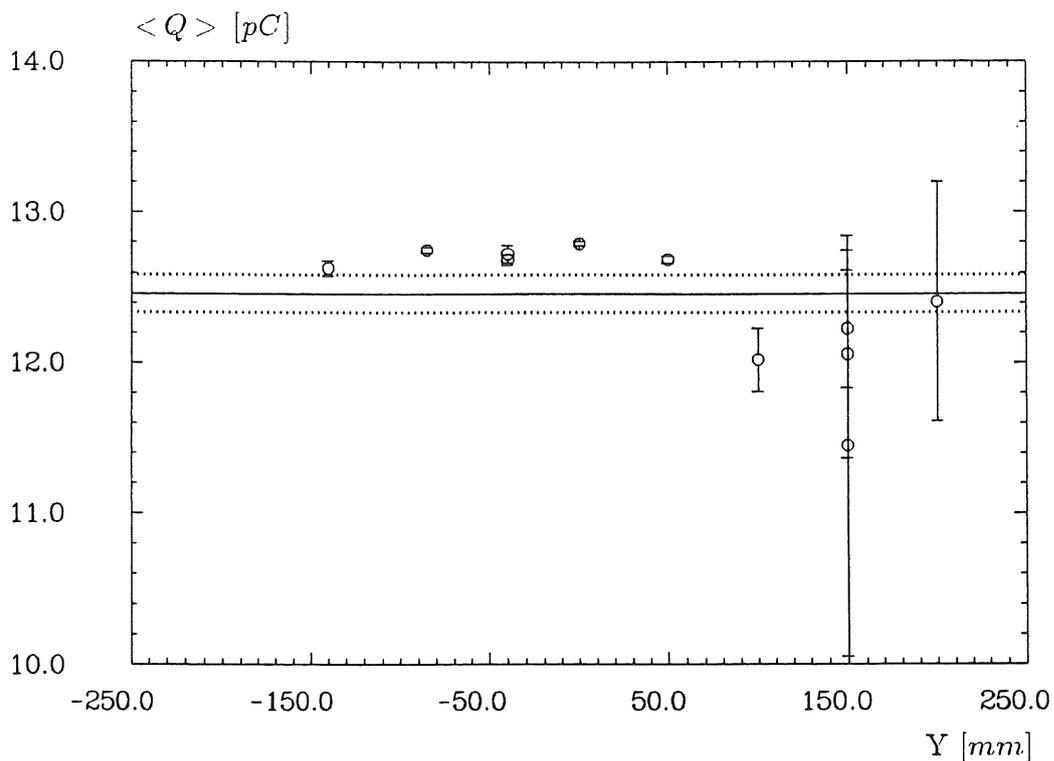


Abbildung 6.8: Vertikale Homogenität für Elektronen, ohne Korrekturen

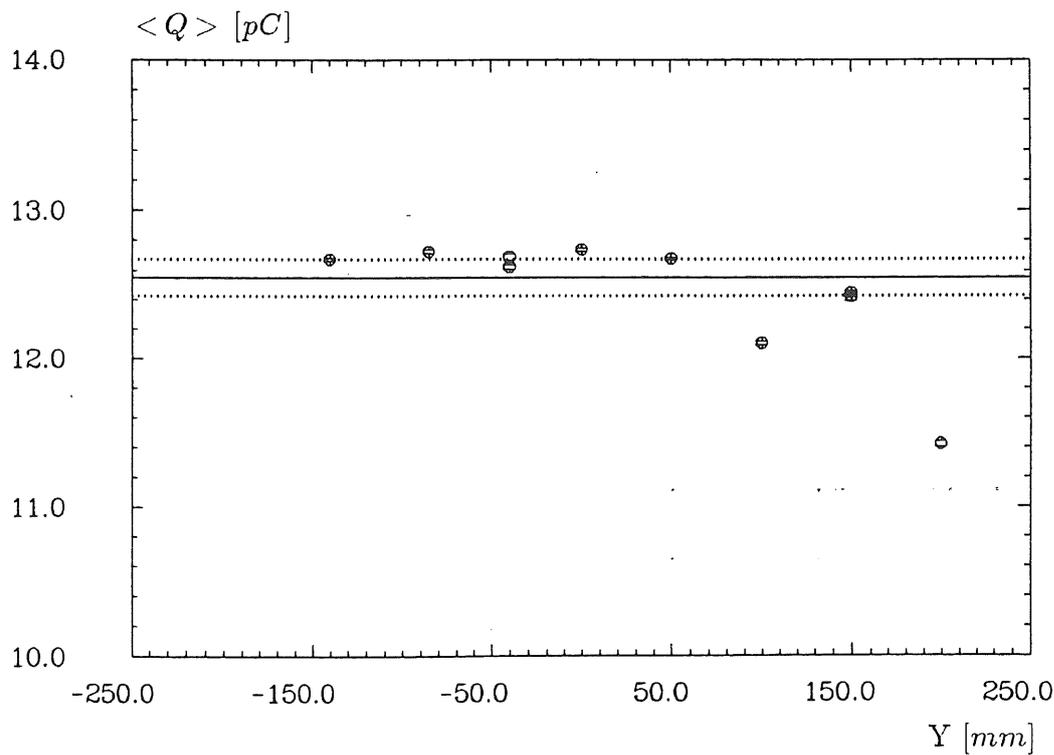


Abbildung 6.9: Vertikale Homogenität für Elektronen, mit allen Korrekturen

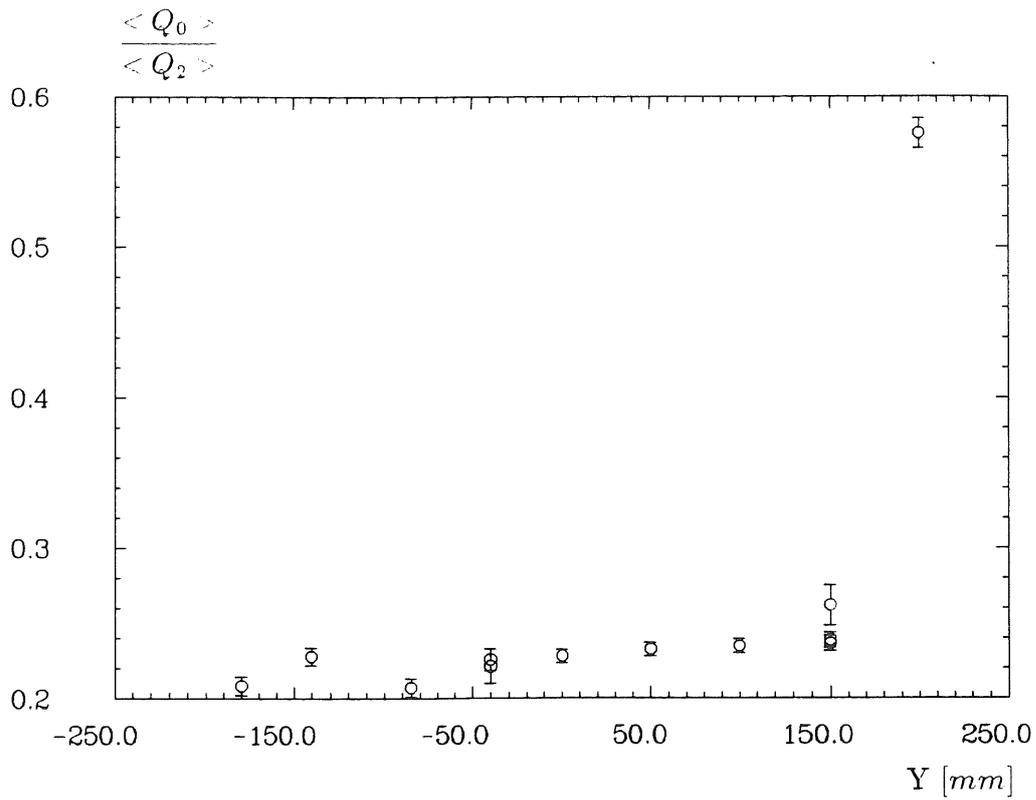


Abbildung 6.10: Ladungsverhältnis zwischen Layer 1 und Layer 3, mit allen Korrekturen

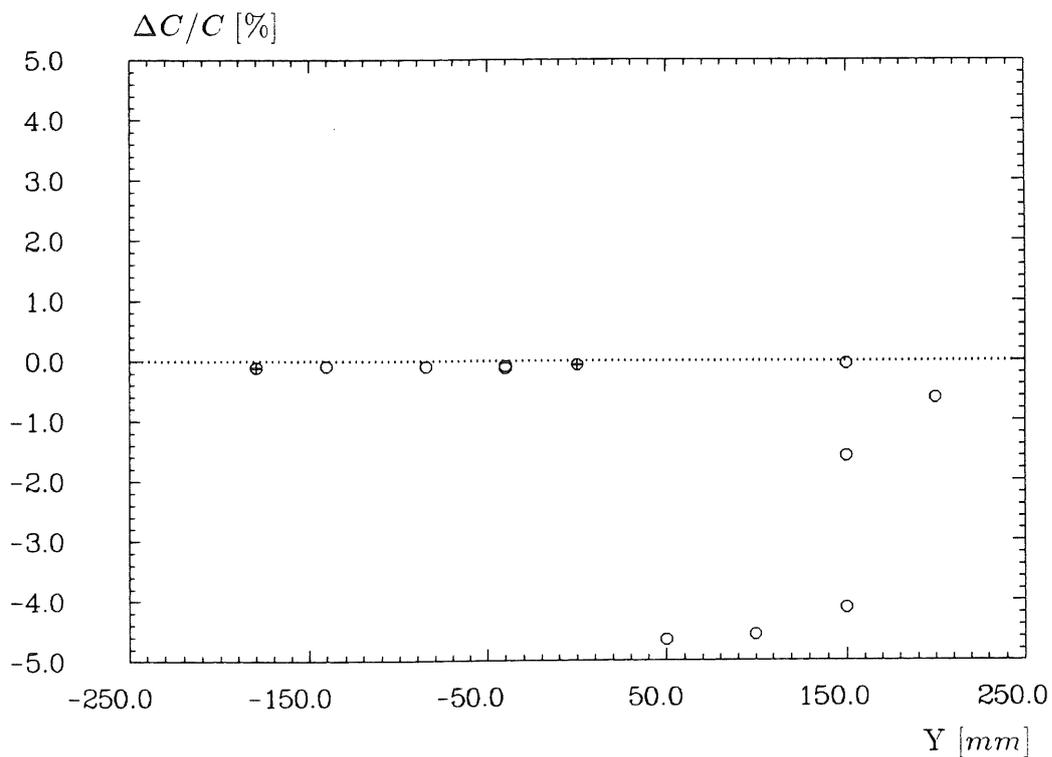


Abbildung 6.11: Relative Kalibrationsänderung (siehe Gl. 5.11)

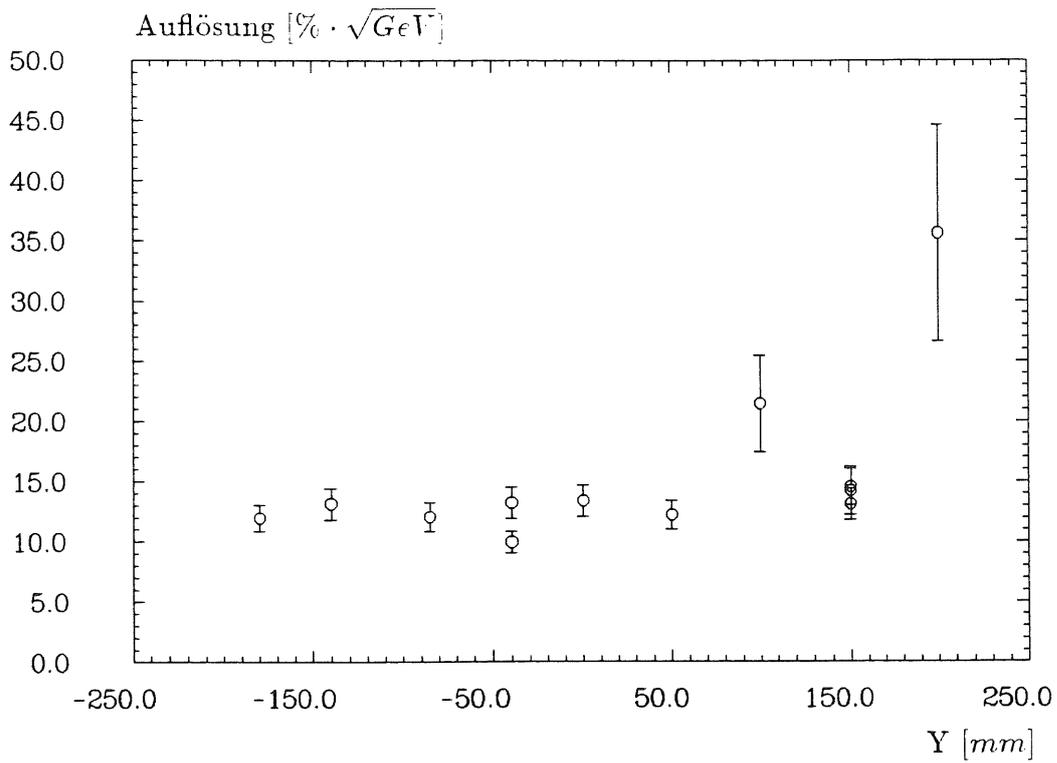


Abbildung 6.12: Auflösung der Elektronen, als Funktion von Y, mit allen Korrekturen

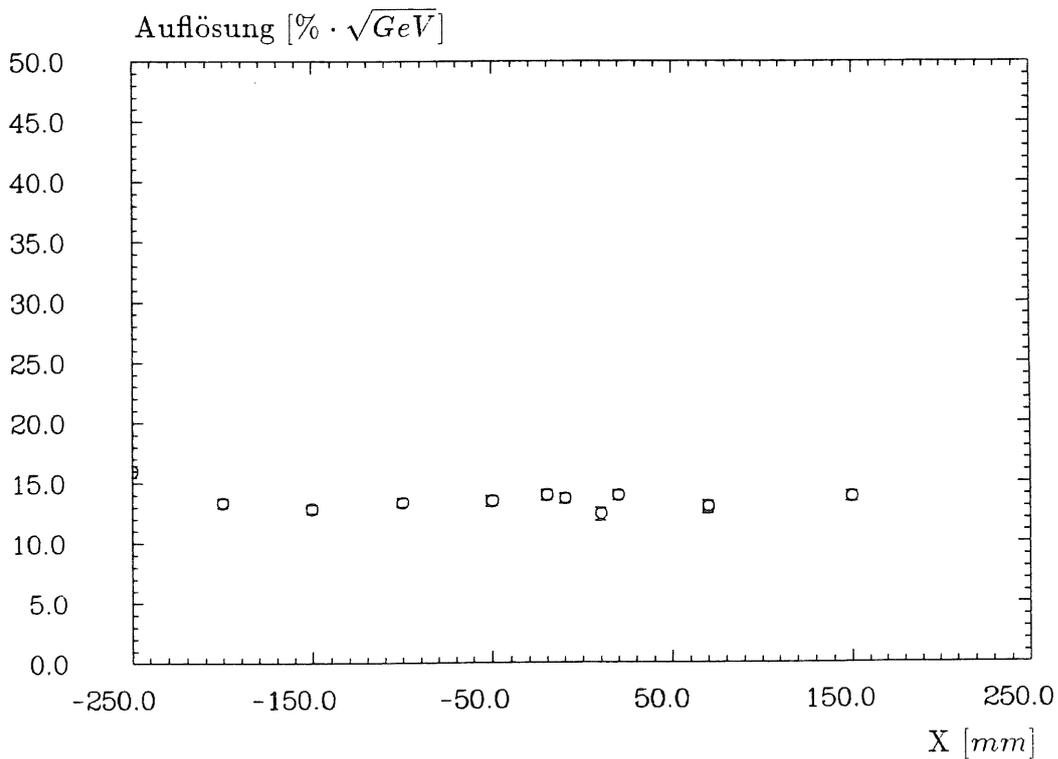


Abbildung 6.13: Auflösung der Elektronen, als Funktion von X, mit allen Korrekturen

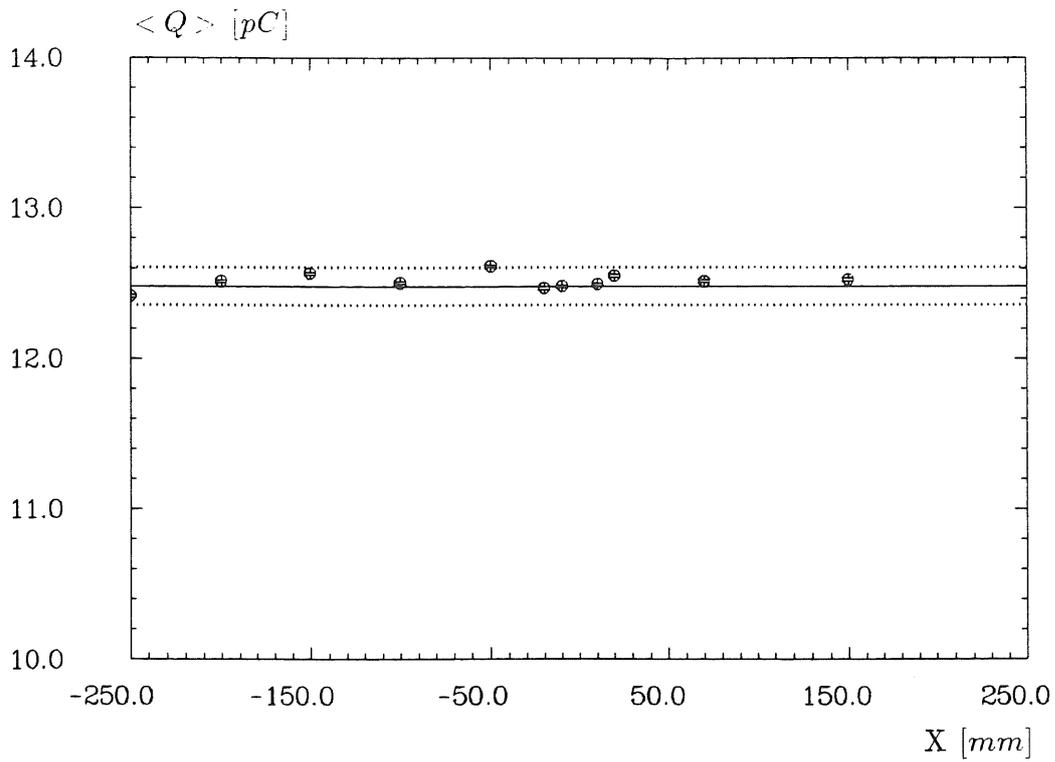


Abbildung 6.14: *Transversale Homogenität für Elektronen, ohne Korrekturen*

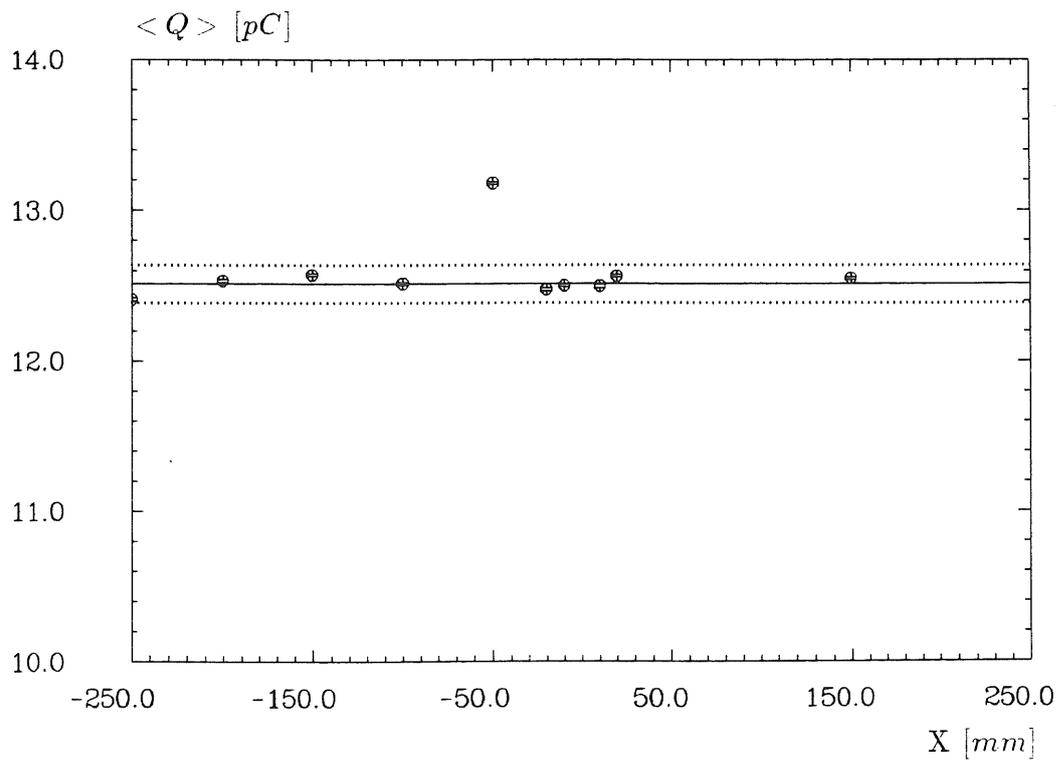


Abbildung 6.15: *Transversale Homogenität für Elektronen, mit allen Korrekturen*

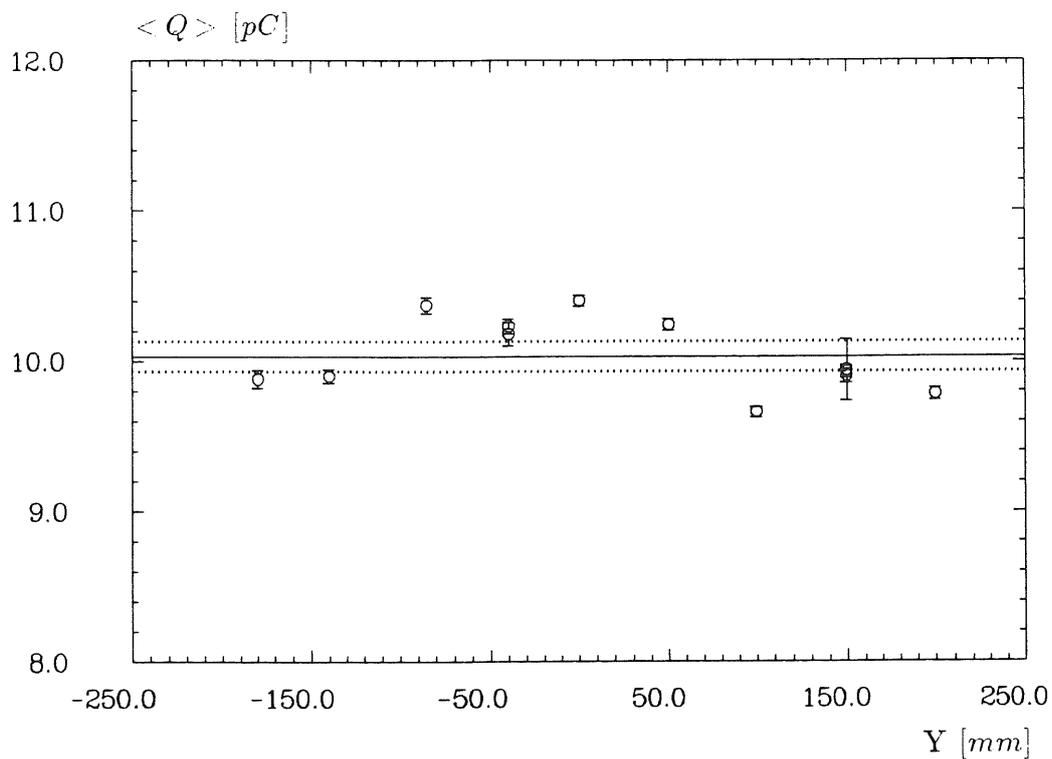


Abbildung 6.16: Vertikale Homogenität für Pionen, mit allen Korrekturen

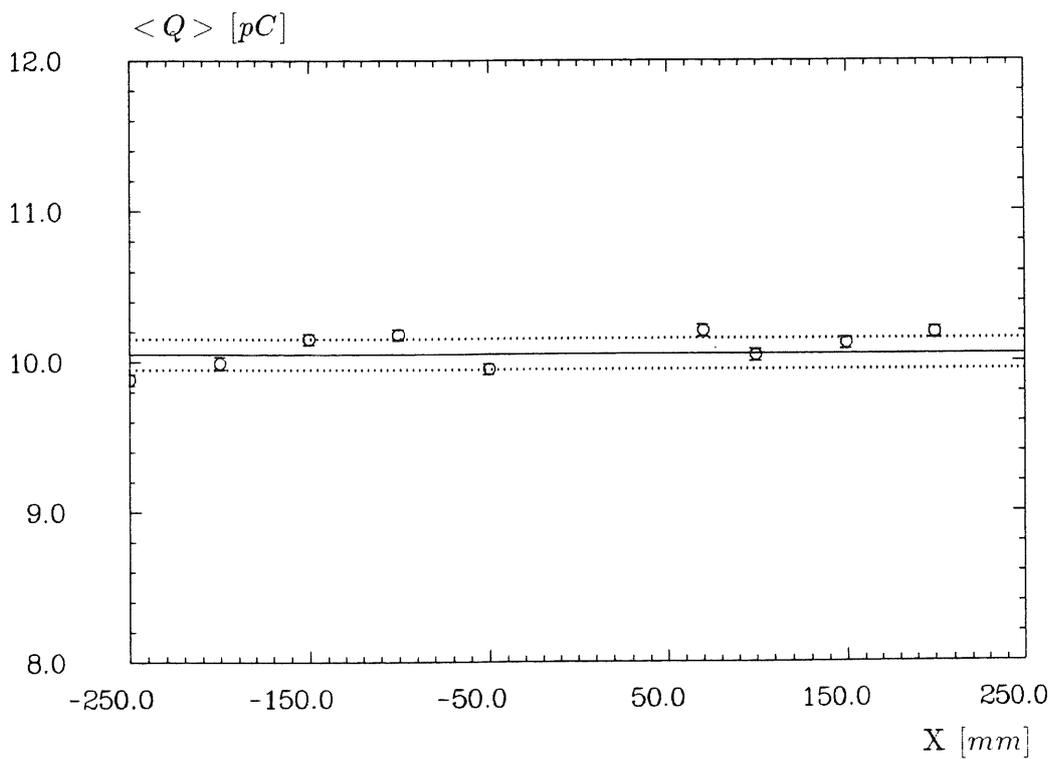


Abbildung 6.17: Transversale Homogenität für Pionen, mit allen Korrekturen

Zusammenfassung

Ein Prototyp für das innere Vorwärts-Kalorimeter (IFE, IFH) des H1-Kalorimeters wurde im Nov./Dez. 1989 und März 1990 im H6-Strahl des CERN-SPS für Strahlimpulse zwischen $5\text{ GeV}/c$ und $205\text{ GeV}/c$ mit den Testteilchen (Elektronen, Pionen) getestet. Mit einer verbesserten Elektronik zum Vergleich mit vorherigen Testmessungen wurden folgenden Ergebnisse ermittelt:

Korrekturen der elektronischen Kalibration auf den Elektronen verbesserten die Auflösung um 2%. Die Kalibrationsänderung in den Testruns ist im Mittel sehr klein. Die Signalabnahme im flüssigen Argon mit den Ladungskorrekturen ist -1.3% /Monat für Elektronen und -1.56% /Monat für Pionen. Diese Ergebnisse sind mit den aus selbstständigen Überwachungssystem ermittelten Werte vergleichbar (-1.2% /Monat). Anfassung der Hochspannungskurve nach dem Ansatz von Hofmann wurde die O_2 -Kontamination für Elektronen (1.04 ppm in Nov./Dez. 1989, 2.24 ppm in März 1990) und für Pionen (0.91 ppm in Nov./Dez. 1989, 2.22 ppm in März 1990) bestimmt. Aus dieser Werte konnte die Signalabnahme für Elektronen (-1.62% /Monat) und für Pionen (-1.75% /Monat) auch bestimmt werden.

Bei der Messung von Homogenität des Kalorimeters wurde mit den Ladungskorrekturen die große Schwankung der Ladungsantwort stark reduziert. Für die vertikale Homogenität wurden die Teilchensignale durch totes Material vor dem Kalorimeter beeinflusst. Für die Elektronen wurden die vertikale- sowie transversale Homogenität mit $\pm 1\%$ Genauigkeit, für die Pionen wurden die vertikale Homogenität mit $\pm 2\%$ und für transversale Homogenität mit der Genauigkeit von $\pm 1\%$ bestimmt.

Literaturverzeichnis

- [ABE73] E. S. ABERS und B. W. LEE
Gauge Theories
Phys. Reports 9, No.1 (1973) 1-141
- [AIT82] I. J. R. AITCHISON und A. J. G. HEY
Gauge Theories in Particle Physics
Adam Hilger Ltd, Bristol 1982
- [AMA81] U. AMALDI
Fluctuations in Calorimetry Measurements
Phys. Scripta 23 (1981) 409-424
- [BAR86] D. P. BARBER
HERA and Polarisation at HERA
DESY 86-170, Hamburg 1986
- [BAR89] E. BARRELET et al.
Liquid Argon Impurity Monitoring for
H1 Calorimeter Test Run at CERN in August 1989
LPNHE Paris, 1989 (Unveröffentlicht)
- [BIN89] E. BINDER
Diplomarbeit, Hamburg 1989
- [BRE87A] H. BRETTEL et al.
The Electronic System for the H1 Liquid Argon Calorimeters
Progress Report
H1 Internal Report H1-TR-115
- [BRÜ87] H. BRÜCKMANN et al.
On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters
DESY 87-064, Hamburg 1987
- [BRA87] W. BRAUNSCHWEIG et al.
Results from a Test of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter
DESY 87-098, Hamburg 1987

- [BRA88] W. BRAUNSCHWEIG et al.
Performance of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter
with an Iron Streamer Tube Tail Catcher
DESY 88-073, Hamburg 1988
- [BRA89] W. BRAUNSCHWEIG et al.
Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter
DESY 89-022, Hamburg 1989
- [CHA89] R. CHASE, A. JACHOLKOWSKA und Ch. PASQUAD
Calibration Procedure for the LAr Calorimeter Electronics
LAL, Orsay 1989 (Unveröffentlicht)
- [CED81] CEDAR TUNING
SPS/EBP/PC/cp, Genf, 1981
- [ENG74] J. ENGLER et al.
A Liquid-Argon Ionization Calorimeter for Detection
of Electromagnetic and Hadronic Showers
Nucl. Instr. and Meth. 120 (1974) 157
- [FAB75] C.W. FABJAN und W.J. WILLIS
Limitations on Calorimetry,
in Proc. Calorimeter Workshoch, ed. M. Atac
FNAL, Batavia, Ill., 1975
- [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
- [FEL87] J. FELTESSE
Measurement of Inclusive Differential Cross Sections
DPHPE, CEN-Saclay, France,
in Proc. HERA Workshoch, Vol.1, ed. R. D. Peccei
Hamburg, 1987
- [FEL89] J. FELTESSE
Liquid noble gas and warm liquid detectors
DPhPE 89-05, CEN-Saclay 1989
- [FLA86] W. FLAUGER
Some Comments on the Capacitative Crosstalk between Charge Amplifiers
H1 Internal Report H1-06/86-47

- [FLA87] W. FLAUGER
Some Electronic Properties of High Resistive Coating (HRC)
H1 Internal Report H1- 1/87-56
- [FÜR90] A. FÜRTJES
Diplomarbeit, Hamburg 1990
- [H186] H1 Collaboration
Technical Proposal for the H1 Detector
DESY, Hamburg 1986
- [H187] H1 Collaboration
Technical Progress Report
DESY, Hamburg 1987
- [H188] H1 Collaboration
Results from a Test of an Iron Streamer Tube Calorimeter
DESY 87-172, Hamburg 1988
- [H189] H1 Collaboration
Technical Progress Report
DESY, Hamburg 1989
- [HAL84] F. HALZEN, A.D. MARTIN
Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics
John Wiley & Sons, New York 1984
- [HOF76] W. HOFMANN et al.
Production and Transport of Conduction Electrons
in a Liquid Argon Ionization Chamber
Nucl. Instr. and Meth. 135 (1976) 151
- [ING87] G. INGELMANN
Deep Inelastic Physics at Hera
DESY 87-144, Hamburg 1987
- [IWA79] S. IWATA
Calorimeters (Total Absorption Detectors)
for High-Energy Experiments at Accelerators
Univ. of Nagoya Preprint, 1979, DPNU-3-79
- [IWA80] S. IWATA
Calorimeter
Univ. of Nagoya Preprint, 1980, DPNU-13-80
- [JAC89A] A. JACHOLKOWSKA
Pad Capacity Dependence of Gains in Cold and Warm Calibrations
H1 Internal Report H1-12/87-76

- [JAC89B] A. JACHOLKOWSKA
Gains and Nonlinearities of the new Electronic Chain in 1987 Test
H1 Internal Report H1-12/87-77
- [JAC89] A. JACHOLKOWSKA
Calibration Results for LAr Electronics
Meeting on Calibrating the Calorimeters
H1-MPI-116B, München 1989
- [JAC90] A. JACHOLKOWSKA
Charge Scale in Calibration
CERN-Analysis Meeting
H1-MPI-118, München 1990
- [KIM84] J. E. KIM
Elementary Particles and Gauge Interactions
Mineum Press, Seoul 1984
- [KLE87] K. KLEINKNECHT
Detektoren für Teilchenstahlung
B.G. Teubner, Stuttgart 1987
- [KON84] T. KONDO und K. NIWA
Electromagnetic Shower Size and Containment at High Energies,
in Proc. Summer Study on the Design and Utilization of
the Superconducting Supercollider,
eds. R. Donaldson und J. G. Morfin
Snowmass, Co., 1984
- [KUB88] M. KUBANTSEV und V. RUSINOV
Survey of the Experimental Set-Up
After the July 88' Running
Internal Note, Genf 1988 (Unveröffentlicht)
- [LOC90] P. LOCH
Charge Corrections Applied to 1989/90
Calibration Data for the IF Quarterstack
Preliminary, Hamburg 1990 (Unveröffentlicht)
- [LOH83] E. LOHRMANN
Einführung in die Elementarteilchenphysik
B.G. Teubner, Stuttgart 1983
- [LOH85] W. LOHRMANN, R. KOPP und R. VOSS
Energy Loss of Muons in the Energy Range 1-10000 GeV
CERN-Yellow Report 85-03, Genf 1985

- [LON75] E. LONGO, I. SESTILI
Monte-Carlo Calculations of Photon Initiated
Electromagnetic Showers in Leadglass
Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 283
- [MIL68] L. S. MILLER, S. HOWE und W. E. SPEAR
Charge Transport in Solid and Liquid in Liquid Ar, Kr, and Xe
Phys. Rev. 166 (1968) 871
- [NAC86] O. NACHTMANN
Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik
Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig/Wiesbaden 1986
- [OBE87A] H. OBERLACK und P. RIBARICS
Maximal and Minimal Signals in the H1 LAr Calorimeter
H1 Internal Report 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
- [PER89] S. PETERS
Diplomarbeit, Hamburg 1989
- [RUD89] M. RUDOWICZ
Diplomarbeit, Hamburg 1989
- [RÜC87] R. RÜCKL
Physics at HERA
DESY 87-021, Hamburg 1987
- [BRA88] W. BRAUNSCHWEIG et al.
Performance of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter
with an Iron Streamer Tube Tail Catcher
DESY 88-073, Hamburg 1988
- [ROS52] B. ROSSI
High-Energy Particles
Prentice Hall, New York 1952
- [SCH88] P. SCHMÜSER
Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker
Lecture Notes in Physics 295, Springer-Verlag 1988

- [SCI75] F.J. SCIULLI
Photon-Collecting Hadron Calorimeters,
in Proc. Calorimeter Workshop, ed. M. Atac
FNAL, Batavia, Ill., 1975
- [SPS81] BEAM H6
SPS/EBP/PC/cp, Genf, 1981
- [STA90] P. STAROBA
(persönliche Mitteilung)
- [TSA74] Y. S. TSAI
Pare Production and Bremsstrahlung of charged Leptons
Rev. Mod. Phys. 46 (1974) 815
- [WIG86] R. WIGMANS
On the Energy Resolution of Uranium and Other Hadron Calorimeters
CERN-EP/86-141, Genf 1986
- [WIG87] R. WIGMANS
Energy Loss of Particles in Dense Matter – Calorimetry
NIKHEF-H/87-12, Amsterdam 1987
- [WIL74] W. J. WILLIS und V. RADEKA
Liquid-Argon Ionization Chambers as Total-Absorption Detectors
Nucl. Instr. and Meth. 120 (1974) 221
- [WOL86] G. WOLF
HERA: Physics, Machine and Experiments
DESY 86-089, Hamburg 1986

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in der DESY Forschungsgruppe F21, das im Rahmen der Entwicklung des Flüssig-Argon Kalorimeters des H1 Experimentes beteiligt ist.

An dieser Stelle danke ich allen Mitgliedern dieser Gruppe, Dr. J. Gayler, Dr. W. Flauger, Dr. V. Korbel, Dr. H. Küster, J. Koll, P. Loch, E. Binder, T. Merz und T. Kirchhoff, für gute Zusammenarbeit und viele anregende Diskussionen.

Speziell danke ich Herrn Prof. Dr. H. Spitzer und Herrn Dr. F. Brasse für die Aufgabenstellung und Betreuung dieser Arbeit.

Schließlich danke ich herzlich meiner ganzen Familie für ihre Unterstützung, vor allen meiner Frau S. H. Oh.

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