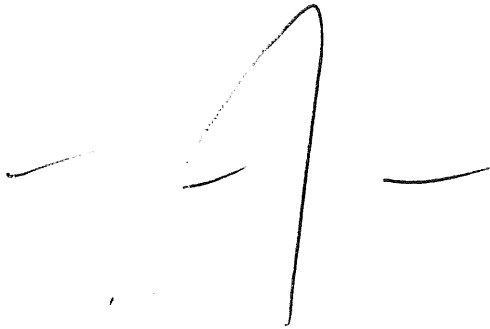


Interner Bericht
DESY F21-88-01
Mai 1988



TEST EINES BLEI-FLÜSSIG-ARGON-KALORIMETERS MIT EINER
SPEZIELLEN HOCHSPANNUNGSZUFÜHRUNG MIT
HOCHOHMIGEN SCHICHTEN

von

C. Zeitnitz

| | | |
|-----------------------------|---------------|-----------------------|
| Eigentum der Property of | DESY | Bibliothek library |
| Zugang: Accessions: | 14. JUNI 1988 | |
| Leihfrist: Loan period: | 7 | Tage days |

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

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

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

Interner Bericht
DESY F21-88-01
Mai 1988

**Test eines
Blei-Flüssig-Argon-Kalorimeters mit einer
speziellen Hochspannungszuführung mit
hochohmigen Schichten**

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

von

Christian Zeitnitz

19. November 1987

Test of a Pb-LAr calorimeter with the high voltage applied via high resistive foils

Abstract

A Pb-LAr test calorimeter for the electromagnetic part of the H1 calorimeter with a total depth of $26 X_0$ has been constructed and tested. The high voltage is applied via high resistive foils. To reconstruct the impact position of the electrons the read out boards were laterally segmented. The calorimeter was tested with electrons up to an energy of 5 GeV . An energy resolution due to sampling fluctuations of $11 \text{ \%}/\sqrt{E}$ was obtained. A space resolution of $4.8 \text{ mm}/\sqrt{E}$ was measured (pad width 30 mm).

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| Einleitung | 3 |
| 1 Physikalische Grundlagen elektromagnetischer Kalorimeter | 6 |
| 1.1 Wechselwirkung von Elektronen mit Materie | 6 |
| 1.1.1 Ionisationsverluste | 6 |
| 1.1.2 Bremsstrahlung | 7 |
| 1.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie | 8 |
| 1.3 Elektromagnetische Schauer | 9 |
| 1.3.1 Schauerparameter | 10 |
| 1.3.2 Schauermodell | 11 |
| 1.4 Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter | 13 |
| 2 Funktionsweise von Flüssig-Argon-Kalorimetern | 17 |
| 2.1 Aufbau | 17 |
| 2.2 Ausleseverfahren (Ladungssammlung) | 18 |
| 3 Testmessungen mit einem Blei-Flüssig-Argon-Kalorimeter | 21 |
| 3.1 Versuchsaufbau | 21 |
| 3.1.1 Ausleseverfahren | 21 |
| 3.1.2 Hochspannungszuführung | 25 |
| 3.1.3 Aufbau eines früheren Testkalorimeters (Version B) | 27 |
| 3.2 Kryogenik | 28 |
| 3.3 Teststrahlaufbau und Triggersystem | 31 |
| 4 Elektronik und Datennahme | 34 |
| 4.1 Aufbau der Datennahme | 34 |
| 4.2 Probleme der Datennahme | 35 |
| 4.3 Erdung und Rauschen | 38 |
| 4.4 Kalibration und Ladungseichung | 39 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 5 | EGS-Simulation | 41 |
| 5.1 | Das longitudinale Schauerprofil | 44 |
| 5.2 | Das laterale Schauerprofil | 44 |
| 6 | Auswertung und Ergebnisse der Messungen mit Kalorimeterversion A | 47 |
| 6.1 | Hochspannungskurve (Ladungsausbeute) | 47 |
| 6.2 | Energielinearität | 47 |
| 6.3 | Überkoppeln | 49 |
| 6.4 | Energieauflösung | 50 |
| 6.5 | Ortsauflösung | 55 |
| 6.5.1 | Ortsauflösung mit Hilfe der Schwerpunktmethode | 58 |
| 6.5.2 | Ortsauflösung für Kalorimeterversion B | 61 |
| 6.5.3 | Ortsauflösung über die laterale Schauerstruktur | 62 |
| | Zusammenfassung | 66 |
| | Literaturverzeichnis | 67 |

Einleitung

Seit Mai 1985 wird beim DESY der 6.4 km lange Speicherring HERA (Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage) gebaut. Bei diesem Speicherring werden Elektronen (bis max. 30 GeV) an Protonen (bis max. 820 GeV) gestreut. Hierbei können Schwerpunktsenergien bis 314 GeV erreicht werden. Um die bei der Wechselwirkung von Elektron und Proton entstehenden Teilchen zu analysieren, sind zwei Detektoren mit den Namen H1 und Zeus in Entwicklung.

Der Detektor H1 (siehe Abbildung .1) wird für die Energiemessung und die Ortsbestimmung von Teilchen ein großes Flüssig-Argon Kalorimeter enthalten. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen (Blei als Absorbermaterial) und einem hadronischen (Edelstahl als Absorbermaterial) Teil.

Da der Impuls des Protons sehr viel größer ist als der des Elektrons, werden die entstehenden Teilchen hauptsächlich in Richtung des Protons gestreut (Vorwärtsrichtung).

In der DESY-Forschungsgruppe F21 wird das Vorwärtskalorimeter (siehe Abbildung .1), sowohl der elektromagnetische als auch der hadronische Teil entwickelt und gebaut.

Die vorliegende Arbeit behandelt den Bau und Test eines Testmoduls des elektromagnetischen Blei-Flüssig-Argon-Kalorimeters für den Detektor H1. Hierbei kommt eine neuartige Hochspannungszuführung mit hochohmigen Schichten zum Einsatz. Diese Technik wurde bei diesem Test erstmals für ein vollabsorbierendes Flüssig-Argon-Kalorimeter angewandt.

Mit einem elektromagnetischen Kalorimeter wird die Energie von Elektronen/Positronen und Photonen bestimmt. Für das Verständnis der Energiemessung sind Kenntnisse über den Energieverlust dieser Teilchen in Materie nötig. Die Grundlagen hierfür werden in Kapitel 1 dargelegt.

In Kapitel 2 wird dann auf die Funktionsweise eines elektromagnetischen Sampling-Kalorimeters mit Flüssig-Argon als Auslesemedium eingegangen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden folgende Untersuchungen durchgeführt:

- Bestimmung der Energie- und Ortsauflösung des Testkalorimeters mit hochohmigen Schichten,
- Vergleich der Ergebnisse des Tests mit denen vom Simulationsprogramm (EGS Version 4).

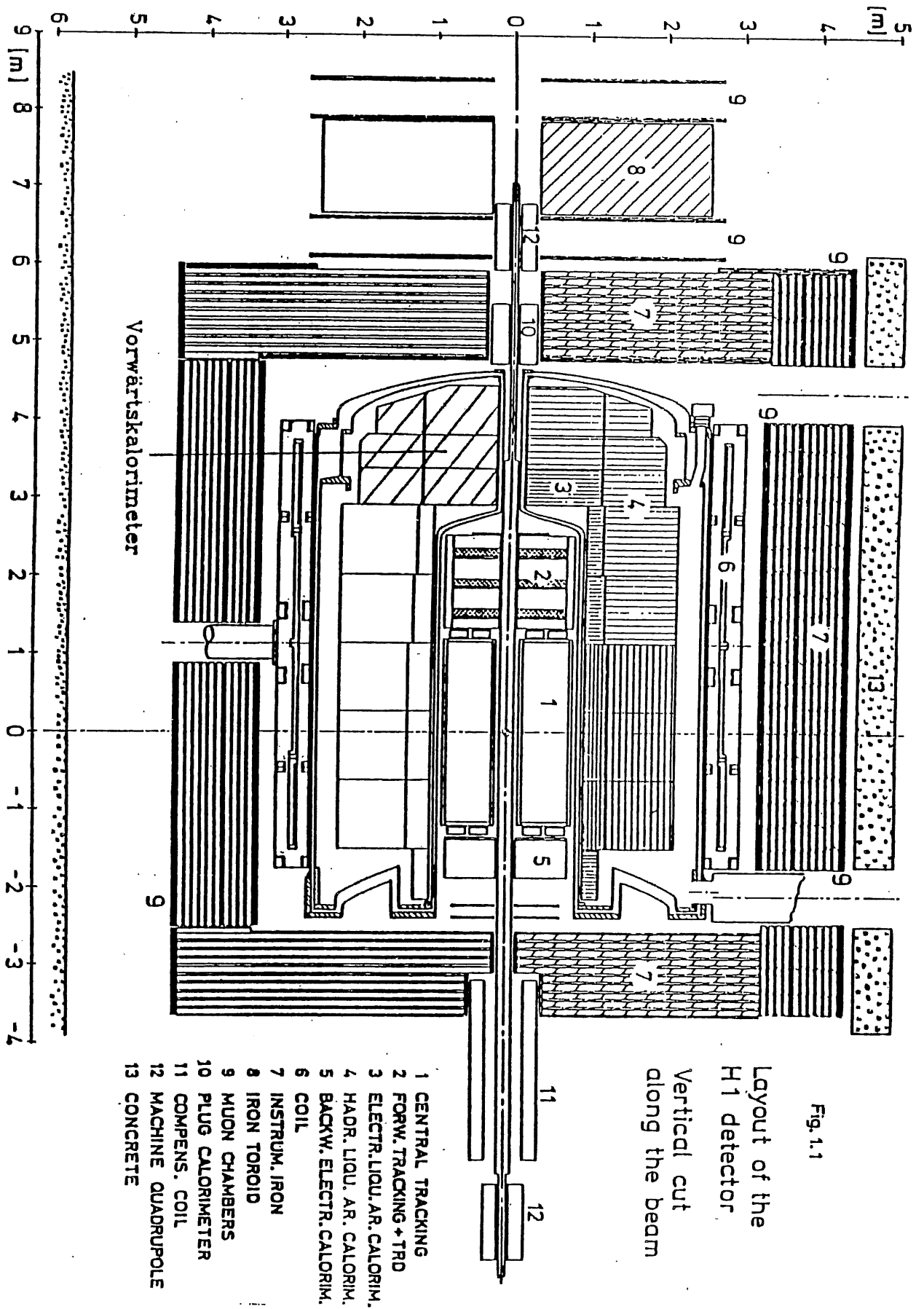


Abbildung .1: Längsschnitt durch den H1-Detektor [H186]

Das Testkalorimeter mit hochohmigen Schichten wurde im November 1986 beim CERN zusammen mit einem hadronischen Testmodul erprobt. Die Ergebnisse dieses Tests finden sich in [H187].

Weitere elektromagnetische Testkalorimeter wurden im Rahmen der Arbeit der Gruppe F21 gebaut und getestet. Detaillierte Informationen zu einem früheren vollabsorbierenden Testkalorimeter finden sich bei W. Burmester [BUR87] und W. Günther [GUE86]. Spezielle Untersuchungen über den Einfluß von Verunreinigungen auf die Ladungsausbeute in Flüssig-Argon finden sich bei P. Haase [HAA87].

Kapitel 1

Physikalische Grundlagen elektromagnetischer Kalorimeter

Die für die Energiemessung von Elektronen/Positronen und Photonen wichtigen Wechselwirkungsprozesse werden im folgenden erläutert. Sie bilden die Grundlage für das Verständnis elektromagnetischer Schauer und damit für die Funktionsweise elektromagnetischer Kalorimeter.

1.1 Wechselwirkung von Elektronen mit Materie

Beim Durchgang durch Materie verliert ein Elektron vor allem durch zwei Prozesse Energie und zwar durch Ionisation und in Form von Bremsstrahlung.

1.1.1 Ionisationsverluste

Ionisationsverluste entstehen durch die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Coulombfeld der Atomhülle. Das Teilchen gibt Energie in Form von Ionisation und Anregung der Atome ab. Der Energieverlust pro Längeneinheit wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [PER82]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{N_0 e^4 Z}{m v^2 A} \cdot \left(\ln\left(\frac{2 m v^2}{I(1 - \beta^2)}\right) - \beta^2 \right) \quad (1.1)$$

mit m =Elektronenmasse, N_0 =Avogadro'sche Zahl, A =Massenzahl, Z =Kernladungszahl, I =effektives Ionisationspotential (Flüssig-Argon $I=15.8\text{eV}$), $\beta = v/c$ und x =Weglänge in g/cm^2 .

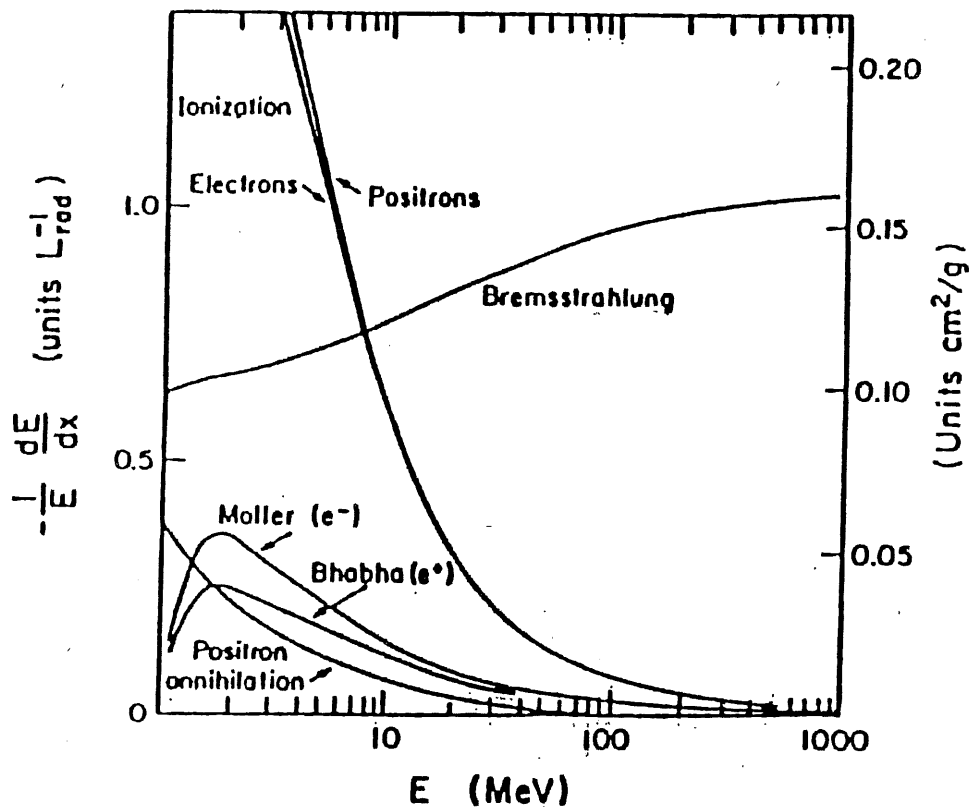


Abbildung 1.1: Energieverlust von Elektronen in Blei [PAR84]

Aus dieser Formel ist zu entnehmen, daß

- für nicht relativistische Geschwindigkeiten dE/dx mit $1/v^2$ und für hohe Geschwindigkeiten logarithmisch mit $1/(1 - \beta^2)$ zunimmt,
- die Abhängigkeit des Energieverlusts von dem Medium gering ist, da für die meisten Stoffe $Z/A \approx 1/2$ ist,
- die Ionisationsverluste des Teilchens für hohe Energien ($> 2\text{MeV}$) praktisch konstant sind.

1.1.2 Bremsstrahlung

Ein Elektron wird durch die Wechselwirkung mit dem Coulombfeld der Atomkerne abgebremst und emittiert ein Photon.

Der Energieverlust eines Teilchens in Form von Photonen ist [LOH81]

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_0 \frac{Z(Z+1)}{A} r_e^2 E \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/2}}\right) = \frac{E}{X_0} \quad (1.2)$$

mit r_e =klassischer Elektronenradius und α =Feinstrukturkonstante

Daraus folgt, daß die Energieverluste eines Elektrons durch Bremsstrahlung linear mit der Teilchenenergie ansteigen. Der Parameter X_0 wird als Strahlungslänge bezeichnet, in dem alle materialabhängigen Größen zusammengefaßt werden. Die Strahlungslänge gibt die vom Teilchen zurückgelegte Strecke an auf der dessen Energie auf E_0/e abgefallen ist (z.B. ist X_0 für Blei gleich 5.6mm). Zusätzlich zu den beiden oben genannten Prozessen spielen noch die Møllerstreuung (Elektronenstreuung an den Hüllenelektronen der Atome) und die Bhabhastreuung (Positronenstreuung an den Hüllenelektronen) eine Rolle. Für niederenergetische Positronen tritt auch die e^+e^- - Vernichtung auf. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung überwiegt bei hohen Energien, wohingegen bei niedrigen Energien die Ionisationsverluste größer sind. Als kritische Energie E_c wird die Energie bezeichnet, bei der die Ionisationsverluste gleich den Strahlungsverlusten sind. Eine grobe Abschätzung für die kritische Energie ist [AMA80]:

$$E_c \approx \frac{550}{Z} \text{MeV} \quad (1.3)$$

Für $13 \leq Z \leq 92$ gibt die obige Abschätzung die kritische Energie auf 10% genau an. (Flüssig-Argon $E_c = 35\text{MeV}$ / Blei $E_c = 6.9\text{MeV}$)

In Abbildung 1.1 ist der normierte Energieverlust für Elektronen in Blei als Funktion der Teilchenenergie aufgetragen.

1.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie sind drei Prozesse von Bedeutung und zwar der Photoeffekt, die Comptonstreuung und die Paarbildung.

Beim Photoeffekt wird durch die Absorption eines Photons ein Atom ionisiert. Der Wirkungsquerschnitt nimmt mit $1/E^3$ ab [PER82], d.h. der Photoeffekt spielt nur bei Energien bis ca. 1 MeV eine Rolle.

Bei der Comptonstreuung handelt es sich um die Streuung eines Photons an freien Elektronen. Der Wirkungsquerschnitt wird durch die Klein-Nishina-Formel beschrieben. Für große Energien ($E \gg m_e$) ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt zu [LOH81]

$$\sigma_T = \pi r_e^2 \frac{m_e}{E} \cdot \left(\ln\left(\frac{2E}{m_e}\right) + \frac{1}{2} \right). \quad (1.4)$$

Der Wirkungsquerschnitt fällt also mit $1/E$ ab. Die Comptonstreuung stellt den überwiegenden Prozeß bei Photonenenergien von 2-3 MeV dar.

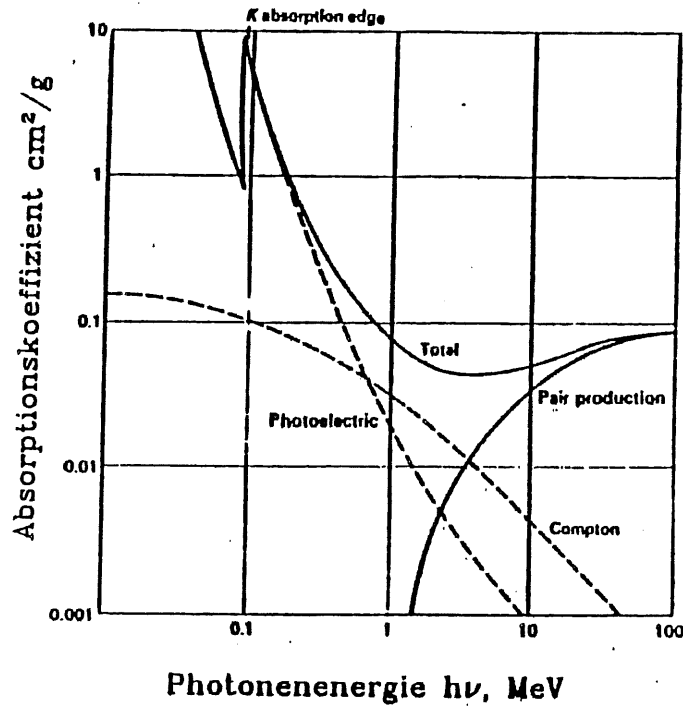


Abbildung 1.2: Absorptionskoeffizienten für Photonen in Blei [PER82]

Bei der Paarerzeugung konvertiert ein hochenergetisches Photon in ein Elektron-Positron-Paar. Dieser Prozeß kann aufgrund der Impulserhaltung nur im Feld eines Kerns oder Teilchens stattfinden. Die Paarerzeugung ist oberhalb einer Photonenenergie von $2m_e c^2 \approx 1\text{MeV}$ möglich. Der totale Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung ist [KK87]:

$$\sigma_T = r_e^2 4\alpha Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/2}}\right) - \frac{1}{54} \right) \quad (1.5)$$

Im Durchschnitt konvertiert ein hochenergetisches Photon innerhalb von $\frac{9}{7}X_0$ in ein Elektron-Positron-Paar (Intensitätsabnahme auf $1/e$). Der mittlere Emissionswinkel des Elektrons/Positrons ist proportional zu $1/\gamma$. Das bedeutet, daß die Teilchen für hohe Energien stark in Vorwärtsrichtung emittiert werden.

Bei Photonenenergien oberhalb von ca. 10 MeV dominiert die Paarerzeugung als Wechselwirkungsprozeß mit der Materie. In Abbildung 1.2 sind die Absorptionskoeffizienten für die drei Prozesse als Funktion der Photonenenergie aufgetragen.

1.3 Elektromagnetische Schauer

Ein elektromagnetischer Schauer entsteht, wenn ein Elektron oder Photon Materie durchquert. Hierbei entstehen aus dem ursprünglichen Teilchen

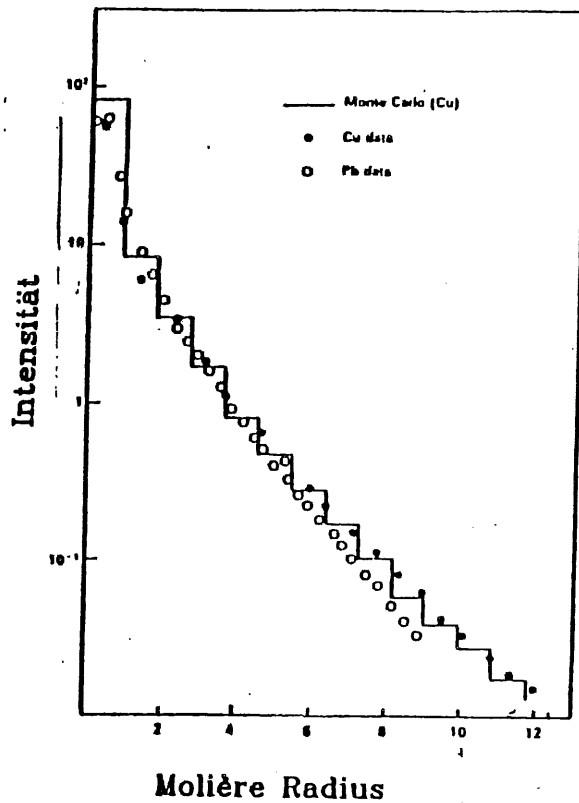


Abbildung 1.3: Laterales Schauerprofil für $E = 6 \text{ GeV}$ [PER82]

durch Bremsstrahlung und Paarbildung eine Vielzahl von Sekundärteilchen, deren mittlere Energie mit der Schauertiefe abnimmt.

1.3.1 Schauerparameter

Für die Beschreibung eines elektromagnetischen Schauers sind folgende materialabhängige Parameter wichtig :

- Strahlungslänge X_0
- Kritische Energie E_c
- Molière Radius R_m

Die Strahlungslänge wurde bereits in Zusammenhang mit der Bremsstrahlung eingeführt (Kapitel 1.1.2).

Als grobe Näherung ($\pm 20\%$ für $13 \leq Z \leq 92$) für die Bestimmung der Strahlungslänge eines Materials kann die folgende Formel benutzt werden [AMA80]:

$$X_0 \approx 180 \cdot \frac{A}{\rho \cdot Z^2} \quad [cm] \quad (1.6)$$

Hierbei ist ρ die Dichte des Materials in g/cm^3

Eine weitere wichtige Größe zur Beschreibung eines Schauers stellt die laterale Ausbreitung dar. Diese wird im wesentlichen durch die Coulombstreuung hervorgerufen. Die laterale Verteilung ist abhängig von der Strahlungslänge des Mediums und von der Winkelstreuung pro Strahlungslänge. Zu Beginn des Schauers werden aufgrund der hohen Energie die Teilchen stark in Vorwärtsrichtung gestreut. Nach dem Schauermaximum weitet sich der Schauer auf. Dieses wird vor allem durch die Vielfachstreuung von niederenergetischen Elektronen verursacht. Die laterale Verteilung läßt sich durch den Molière-Radius beschreiben. Dieser ist wie folgt definiert :

$$R_m \approx 21 MeV \cdot \frac{X_0}{E_c} \quad (1.7)$$

Als Abschätzung ($\pm 10\%$ für $13 \leq Z \leq 92$) für R_m kann die folgende Formel dienen [AMA80]:

$$R_m \approx 7 \cdot \frac{A}{\rho \cdot Z} \quad [cm] \quad (1.8)$$

Der Molière-Radius beschreibt die mittlere Ablenkung eines Elektrons der Energie E_c pro Strahlungslänge. Anschaulich wird 95% der Energie in einem Zylinder um die Schauerachse mit dem Radius $2 R_m$ deponiert [AMA80].

Die laterale Verteilung eines Schauers kann durch die Summe zweier Exponentialfunktionen beschrieben werden [AKO77]:

$$E(x - x_c) = E_1 \cdot e^{-|x-x_c|/b_1} + E_2 \cdot e^{-|x-x_c|/b_2} \quad (1.9)$$

b_1, b_2 = Abschwächungslängen und x_c = Schauerachse

Die Abschwächungslängen sind material-, energie- und strahlungslängenabhängig.

In Abbildung 1.3 ist das laterale Schauerprofil für ein 6 GeV Elektron dargestellt.

1.3.2 Schauermodell

Im folgenden soll versucht werden ein stark vereinfachtes Modell für die Entwicklung elektromagnetischer Schauer zu erläutern [PER82].

Durchquert ein Elektron der Energie E_0 ein Absorbermaterial (z.B. Blei, Uran), entsteht nach einer Wegstrecke von $1 X_0$ im Mittel ein γ -Quant der

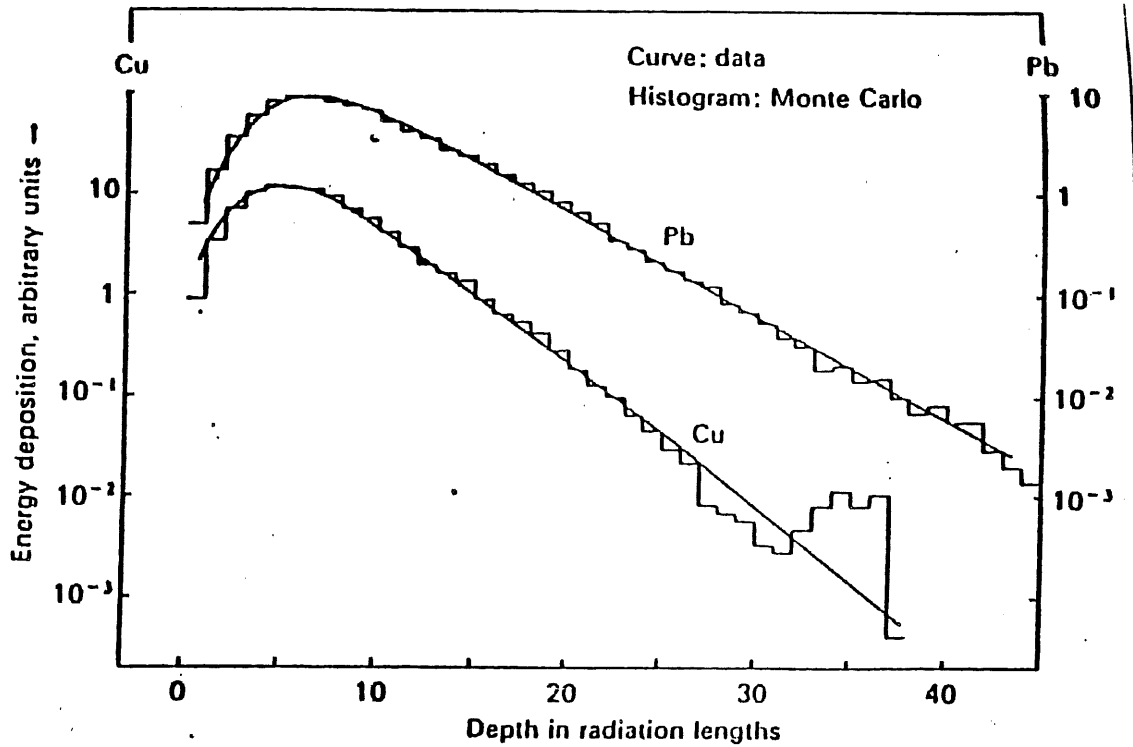


Abbildung 1.4: Longitudinales Schauerprofil $E = 6 \text{ GeV}$ [PER82]

Energie $E_0/2$. Dieses γ -Quant konvertiert innerhalb von $1 X_0$ in ein e^+e^- -Paar mit der Energie $E_0/4$ pro Teilchen. Nach t Strahlungslängen sind 2^t Teilchen entstanden mit einer mittleren Energie von $E(t) = E_0/2^t$. Dieses gilt allerdings nur solange die Bremsstrahlung gegenüber den Ionisationsverlusten überwiegt ($E > E_c$). Für $E < E_c$ überwiegt die Ionisation gegenüber der Bremsstrahlung, und es entstehen keine γ -Quanten mehr. Der Schauer erreicht also ein Maximum in der Tiefe, wenn die Teilchenenergie unter die kritische Energie sinkt.

In diesem primitiven Modell ergibt sich für das Maximum des Schauers [PER82]:

$$t_{max} = \frac{\ln(\frac{E_0}{E_c})}{\ln 2} \quad (1.10)$$

Die Teilchenzahl im Maximum ist gleich [PER82]:

$$N_{max} = e^{t_{max} \cdot \ln 2} = \frac{E_0}{E_c} \quad (1.11)$$

Nach dem Erreichen des Schauermaximums nimmt die Anzahl der Teilchen im Schauer wieder ab, und der Schauer zerfällt.

Diese Beschreibung eines elektromagnetischen Schauers ist sehr stark vereinfacht, z.B. wird die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für die Bremsstrahlung und für die Paarerzeugung vernachlässigt.

Aus diesem einfachen Modell lassen sich aber bereits einige wichtige Ergebnisse entnehmen :

- das Schauernmaximum variiert mit dem Logarithmus der Energie des Primärteilchens,
- die Anzahl der Schauerteilchen ist proportional zur Energie des Primärteilchens.

In Abbildung 1.4 ist das longitudinale Schauerprofil für Elektronen mit $E = 6\text{GeV}$ dargestellt.

1.4 Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter

Durch ein Elektron, Positron oder Photon wird in einem Absorbermaterial ein elektromagnetischer Schauer ausgelöst. Die Anzahl der Schauerteilchen ist proportional zur Energie des Primärteilchens und damit auch die durch Ionisation im Material deponierte Energie. Durch Messung der deponierten Energie läßt sich die Energie des Primärteilchens bestimmen. Hierzu muß ein Teil der Energie in ein meßbares Signal verwandelt werden.

Es gibt zwei verschiedene Arten von elektromagnetischen Kalorimetern :

- Homogene Kalorimeter
- Sampling-Kalorimeter

Bei einem homogenen Kalorimeter ist das Absorbermaterial gleichzeitig das Material, das ein meßbares Signal liefert. Ein Teil der Schauerenergie wird hierbei in Licht umgewandelt, das mit Hilfe von Sekundär-Elektronen-Vervielfachern oder Photodioden gemessen wird. Das Licht entsteht entweder durch Szintillationsprozesse oder -wie in Bleiglas- durch Cerenkovstrahlung. Geeignet für solche Kalorimeter sind z.B. Bleiglas, Wismut-Germaniumoxyd (BGO), Natrium-Jodid (NaJ), Cäsium-Jodid (CsJ). Homogene Kalorimeter haben als vollabsorbierendes Kalorimeter eine sehr gute Energieauflösung, müssen aber große Abmessungen haben (kleines Z , d.h. großes X_0), um auch für die Energiemessung von hochenergetischen Teilchen benutzt werden zu können.

Eine Auflösung des Ortes ist möglich, indem der Zähler lateral segmentiert wird.

Ein Sampling-Kalorimeter besteht aus einem schichtweisen Aufbau von Absorbermaterial und aktivem Material (Sample = Stichprobe). Im Absorbermaterial entsteht ein elektromagnetischer Schauer, dessen Sekundärteilchen dann auf die aktiven Schichten treffen. Im aktiven Medium deponieren diese Teilchen einen Teil ihrer Energie, die in ein meßbares

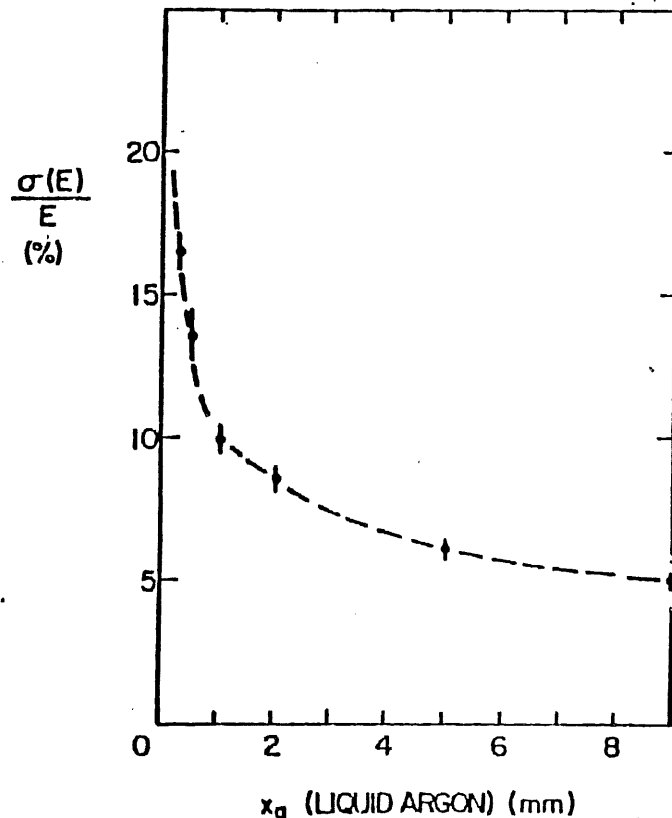


Abbildung 1.5: Energieauflösung als Funktion der Argondicke für ein Eisen-Flüssig-Argon-Kalorimeter [FAB85]

Signal umgewandelt wird. Der Vorteil von Sampling-Kalorimetern liegt darin, daß als Absorber ein Material gewählt werden kann, das ein kleines X_0 aufweist. Damit wird der Bau eines sehr kompakten Kalorimeters ermöglicht. Ein kleines X_0 bedeutet, daß das Absorbermaterial eine große Kernladungszahl Z besitzen muß. Ein Material mit einem großen Z hat zusätzlich den Vorteil, daß die kritische Energie niedrig ist (siehe Kapitel 1.1.2). Hieraus ergibt sich, daß die Anzahl der Schauerteilchen und damit auch das im aktiven Medium registrierte Signal groß ist. Als Absorber wird daher z.B. Blei oder Uran verwendet.

Als aktives Medium werden z.B. Plastik-Szintillatoren oder Flüssig-Argon verwendet. Die Signale im aktiven Medium werden -im Fall von Szintillatoren- mit Photomultipliern und -im Fall von Flüssig-Argon- mit Hilfe von Ladungssammlung durch ein elektrisches Feld gemessen. Eine Bestimmung des Einschubortes ist über eine laterale Segmentierung der aktiven Schichten möglich.

Die Energieauflösung eines elektromagnetischen Sampling-Kalorimeters wird im wesentlichen durch die statistischen Schwankungen der Anzahl der Teilchen, die eine aktive Schicht durchqueren, bestimmt. Hierdurch schwankt auch das gemessene Signal pro aktiver Schicht. Diese

Signalschwankungen werden *Sampling-Fluktuationen* genannt. Bei den nachfolgenden Betrachtungen wird davon ausgegangen, daß sich der gesamte Schauer vollständig in dem Kalorimeter befindet, d.h. es treten keinerlei Energieverluste in longitudinaler oder lateraler Richtung auf. Die durch die Sampling-Fluktuationen begrenzte Auflösung läßt sich grob abschätzen. Die Absorberplatten teilen die sichtbare Energie in N -unabhängige Energiepakete ΔE auf. N ist die Anzahl der Teilchen, die eine aktive Schicht durchqueren und ΔE ist die Energie, die ein minimal ionisierendes Teilchen in einer aktiven Schicht deponiert. Unter der Voraussetzung, daß die Schwankung der N einer Normalverteilung folgt, wird für die Energieauflösung folgendes erwartet [AMA80]:

$$\frac{\sigma}{E} \approx \frac{1}{\sqrt{N}} \approx \sqrt{\frac{\Delta E}{E}} = \text{const.} \sqrt{\frac{E_c \cdot t}{E}} \quad (1.12)$$

Hierbei ist E_c die kritische Energie des Materials und t die Absorberplattendicke in Strahlungslängen.

Die Auflösung ist also proportional zur Wurzel der Dicke der Absorberplatten und der kritischen Energie. D.h. für eine gute Energieauflösung müssen dünne Absorberplatten mit einer großen Kernladungszahl Z gewählt werden. Andererseits sind die Sampling-Fluktuationen abhängig vom Energieanteil der in den aktiven Schichten deponiert wird. Je größer dieser ist, um so geringer sind die Fluktuationen, und die Energieauflösung wird besser. In Abbildung 1.5 ist die Energieauflösung als Funktion der Dicke der aktiven Schicht am Beispiel eines Eisen-Flüssig-Argon-Kalorimeter aufgetragen.

Weiterhin wird die Energieauflösung durch das von der Elektronik verursachte Rauschen und durch Interkalibrationsfehler limitiert.

Das von der Elektronik produzierte Rauschen spielt eine große Rolle, da bei einem Sampling-Kalorimeter sehr kleine Signale gemessen werden müssen. Dabei geht die Anzahl der elektronischen Kanäle ein, da jeder Kanal sein Rauschen zur Gesamtverteilung beiträgt, und damit die Energieauflösung verschlechtert. Der Rauschanteil ist von der Teilchenenergie unabhängig und spielt daher nur bei kleinen Energien eine Rolle.

Der Rauschanteil liegt typischerweise zwischen 10% und 20%. Von aussen eingestrahelte Fremdsignale führen zu einer Erhöhung dieses Anteils.

Als Interkalibrationsfehler werden Effekte bezeichnet, die zu einer falschen Gewichtung der einzelnen elektronischen Kanäle zueinander führen. Hierunter fallen zum einen Inhomogenitäten des Kalorimeters selbst, wie z.B. Variationen in der Absorberplattendicke oder auch der Dicke der aktiven Schichten, zum anderen unterschiedliche Verstärkungsfaktoren der Verstärker.

Durch die Interkalibrationsfehler wird die Auflösung bei hohen Energien auf einen konstanten Wert von typischerweise 1 - 2% begrenzt.

Insgesamt ergibt sich für die Energieauflösung σ/E [ENG84]:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{A}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{B}{E}\right)^2 + C^2 \quad (1.13)$$

Hierbei ist A = Sampling Anteil, B = Rauschen und Fremdsignale und C = Interkalibrationsfehler

Wenn nun σ/E als Funktion der Energie gemessen wird, lassen sich durch die Anpassung dieser Funktion an die Meßwerte die einzelnen Anteile separieren.

Kapitel 2

Funktionsweise von Flüssig-Argon-Kalorimetern

In diesem Kapitel werden die besonderen Anforderungen an ein elektromagnetisches Sampling-Kalorimeter mit flüssigem Argon als AuslesemEDIUM dargestellt.

2.1 Aufbau

Für ein Sampling-Kalorimeter wird als aktives Material ein Stoff benötigt, der eine niedrige Ionisationsenergie und damit eine hohe Signalausbeute besitzt.

Ein Sampling-Kalorimeter mit Flüssig-Argon (LAr) als AuslesemEDIUM hat folgende Vorteile:

- sehr gute Homogenität des aktiven Mediums,
- hohe Dichte von 1.4 g/cm^3 ($X_0 = 14 \text{ cm}$),
- ein Kalorimeter mit LAr ist elektronisch kalibrierbar,
- Argon ist nicht elektronegativ, d.h. die durch Ionisation entstandenen Elektronen werden nicht von Argonatomen angezogen und gehen so nicht der Ladungsmessung verloren,
- hohe Beweglichkeit der Elektronen im flüssigen Argon ($\sim 5 \text{ mm}/\mu\text{s}$ bei einer elektrischen Feldstärke von 1 kV/mm [WIL74]),

Der Nachteil von Flüssig-Argon liegt darin, daß das gesamte Kalorimeter auf Flüssig-Argon Temperatur ($\sim 86 \text{ K}$) heruntergekühlt werden muß. Es muß daher in einen Kryostaten eingebaut und mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden.

Ein Flüssig-Argon-Kalorimeter besteht aus einem schichtweisen Aufbau von Absorbermaterial und flüssigem Argon zwischen den Platten. Dieses Sandwich wiederholt sich bis zur gewünschten Tiefe. Die Tiefe richtet sich im wesentlichen danach, ob Hadronen oder Elektronen bzw. Photonen gemessen werden sollen und was für eine maximale Energie die Teilchen haben.

2.2 Ausleseverfahren (Ladungssammlung)

Durch die Schauerteilchen, die die Argonschicht (LAr-Gap) durchqueren, wird ein Teil der Argonatome ionisiert. Die freigewordenen Elektronen werden registriert, indem über das LAr-Gap eine Spannung von einigen Kilovolt angelegt wird. Durch die Spannung wird im Argon ein elektrisches Feld aufgebaut, durch das die Elektronen auf der Anode gesammelt werden. Die Anode wird z.B. durch die Absorberplatten oder durch spezielle im Argon befindliche Platinen gebildet. Die Ladung, die die Anode erreicht, läßt sich berechnen.

Die positiven Ionen haben im Vergleich zu den Elektronen eine wesentlich geringere Beweglichkeit und tragen daher nur unwesentlich zur gesehenen Ladung bei. Sie werden daher, genauso wie die Rekombination von Elektronen mit Ionenrümpfen vernachlässigt. Die folgenden Betrachtungen gelten für eine gleichmäßige Verteilung der durch Ionisation entstandenen Elektronen über die Argonschicht, dieses trifft für eine Ionisation des Argons durch Elektronen näherungsweise zu. Der gesehene Strom berechnet sich dann wie folgt [WIL74]:

$$I(t) = N e \frac{v}{d} \cdot \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \quad (2.1)$$

Hierbei ist t_d die Zeit, die ein Elektron benötigt, um die Argonschicht der Dicke d mit der Geschwindigkeit v zu durchqueren.

Durch Integration über die Zeit ergibt sich die sichtbare Ladung zu

$$Q(t) = N e \left(\frac{t}{t_d} - \frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_d} \right)^2 \right). \quad (2.2)$$

Hieraus folgt, daß nach der Zeit t_d im Mittel die Hälfte der vorhandenen Ladung gesammelt wird.

$$Q(t_d) = N \cdot \frac{e}{2} \quad (2.3)$$

Nach diesen Berechnungen kann man abschätzen, wieviel Einschubenergie benötigt wird, um eine "sichtbare Ladung" von "einem Elektron" zu erhalten.

Die Ionisationsenergie von flüssigem Argon ist 23.6eV , da aber lediglich die Hälfte der Ladung sichtbar ist, werden 47.2eV benötigt. Die im Argon deponierte Energie ist aber nur ein Bruchteil der im Kalorimeter deponierten. In einem elektromagnetischen Kalorimeter mit 2.4mm dicken Bleiplatten und 2.8mm Gapbreite wird nur $\sim 10\%$ der Energie im Argon deponiert (Dieser Wert ist aus den Messungen -siehe Kapitel 3 - und aus der Simulation des Kalorimeters bekannt, siehe Kapitel 5). Hieraus folgt, daß für "ein Elektron sichtbare Ladung" 472eV Einschußenergie nötig ist. Es entsteht also eine sichtbare Ladung von $\sim 339\text{fC}$ pro GeV Teilchenenergie.

Um die Zeit abzuschätzen, die für die gesamte Ladungssammlung vergeht, muß man wissen, wie schnell sich die Elektronen im flüssigen Argon bewegen können. Diese Beweglichkeit ist abhängig von der elektrischen Feldstärke im Gap.

Die Mobilität der Elektronen für ein elektrisches Feld von 1kV/mm ist $\sim 5\text{mm}/\mu\text{s}$. Das heißt, daß für einen Plattenabstand von 2.8mm die Ladungssammlung in $\sim 500\text{ns}$ stattfindet.

Die Abhängigkeit der Signalausbeute von der elektrischen Feldstärke im Argon-Gap wird von mehreren Parametern beeinflusst. Prinzipiell steigt die gesehene Ladung mit der angelegten Feldstärke bis ein Plateauwert erreicht wird. Auf diesem Plateau wird die maximal mögliche Ladungsmenge auf den Ausleseplatten registriert. Die Höhe des Plateaus und der Anstieg der Kurve wird beeinflusst durch die Verunreinigungen des Argons und von der Rekombination von freien Elektronen im Argon mit den Ioneurümpfen. Bei den Verunreinigungen spielt Sauerstoff eine besondere Rolle, da dieser stark elektronegativer ist und daher die Ionisationselektronen einfängt. Detailliertere Informationen über Verunreinigungen finden sich bei [HAA87]. Die Hochspannungskurve kann durch die folgende Formel beschrieben werden [ENG74]:

$$Q = Q_0 \cdot f \cdot \frac{s}{d} (1 - e^{-d/s}) \quad (2.4)$$

$$f = \frac{1}{1 + k/E} \quad (2.5)$$

$$s = 0.12 \frac{E}{p} \left[\frac{\text{cm}^2 \text{ ppm } \text{O}_2}{\text{kV}} \right] \quad (2.6)$$

hier ist k die Rekombinationskonstante mit dem Wert

$$k = (1.1 \pm 0.2) \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \quad (2.7)$$

E ist die elektrische Feldstärke in kV/cm und p der Sauerstoffgehalt in ppm .

Mit Hilfe der obigen Formel ist es möglich, aus einer Hochspannungskurve den Sauerstoffgehalt näherungsweise zu bestimmen. Diese Formel gilt nur bis zu einer Verunreinigung mit Sauerstoff von ca. 10ppm. Auch für sehr geringe Verunreinigungen ($< 1ppm$) gibt die Formel nur ungenügende Ergebnisse.

Kapitel 3

Testmessungen mit einem Blei-Flüssig-Argon- Kalorimeter

3.1 Versuchsaufbau

In diesem Kapitel wird der Versuchsaufbau für ein vollabsorbierendes Testkalorimeter des elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeters für den Detektor H1 beschrieben. Dieses Testkalorimeter wurde im September 1986 beim DESY am Strahl 22 getestet. Im folgenden wird dieses Kalorimeter als Version A bezeichnet.

Das Kalorimeter besteht aus 57 Bleiplatten mit einer durchschnittlichen Dicke von 2.44 mm. Die Platten sind quadratisch und haben eine Kantenlänge von 42 cm. Dem Blei ist 3% Antimon zugesetzt, um die Platten zu härten. Das Argongap (siehe Kapitel 2.1) hat eine Breite von durchschnittlich 2.78 mm. Der Abstand wird durch Abstandshalter aus Teflon definiert, die auf insgesamt 12 Gewindebolzen (8×M2 und 4×M3 siehe Abbildung 3.3) sitzen. Das gesamte Modul wird durch diese Bolzen mechanisch zusammengehalten. Zusätzlich befindet sich das Kalorimeter in einem Rahmen aus Aluminium. Die Bleiplatten sind gegenüber dem Rahmen elektrisch isoliert montiert. Die Maße des Kalorimeters inklusive Rahmen sind:

Breite=480mm, Tiefe=378mm und Höhe=480mm.

Die Tiefe des Kalorimeters beträgt $26.1 X_0$.

3.1.1 Ausleseverfahren

Die Anode, auf der die durch Ionisation im Argon freigesetzten Elektronen gesammelt werden, wird durch eine Ausleseplatte (*Read- Out-Board* = *ROB*) aus kupferkaschiertem G10 (glasfaserverstärktes Epoxydharz) gebildet. Diese Platine ist in Felder (*Pads*) unterteilt, um die laterale

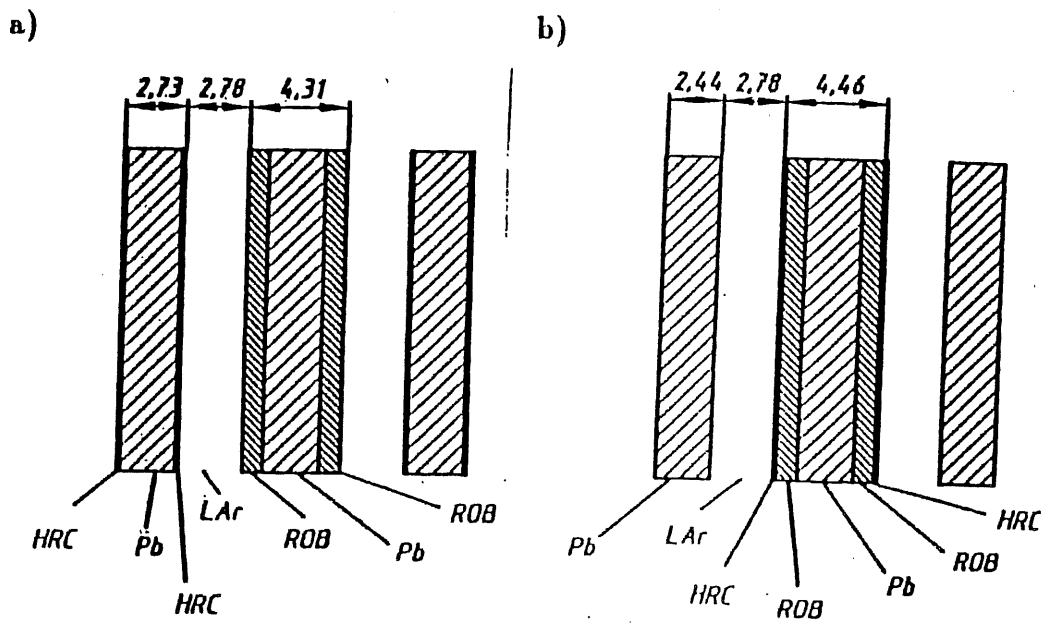


Abbildung 3.1: Aufbau einer Zelle a) vordere Hälfte b) hintere Hälfte des Kalorimeters (Version A)

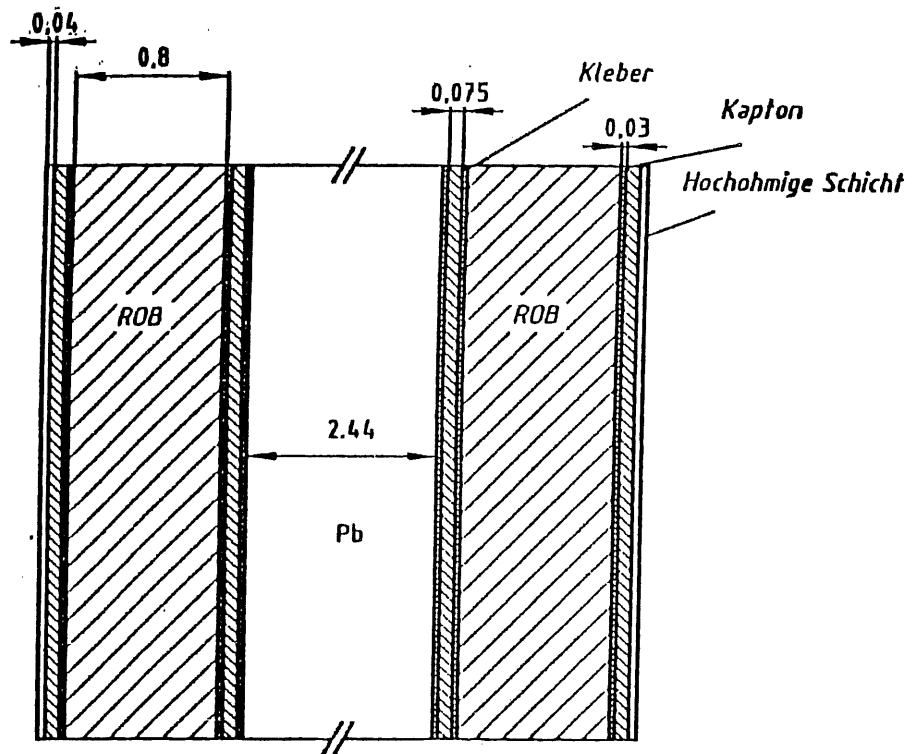


Abbildung 3.2: Detaillierter Aufbau einer Zelle der 2. Hälfte des Kalorimeters (Version A)

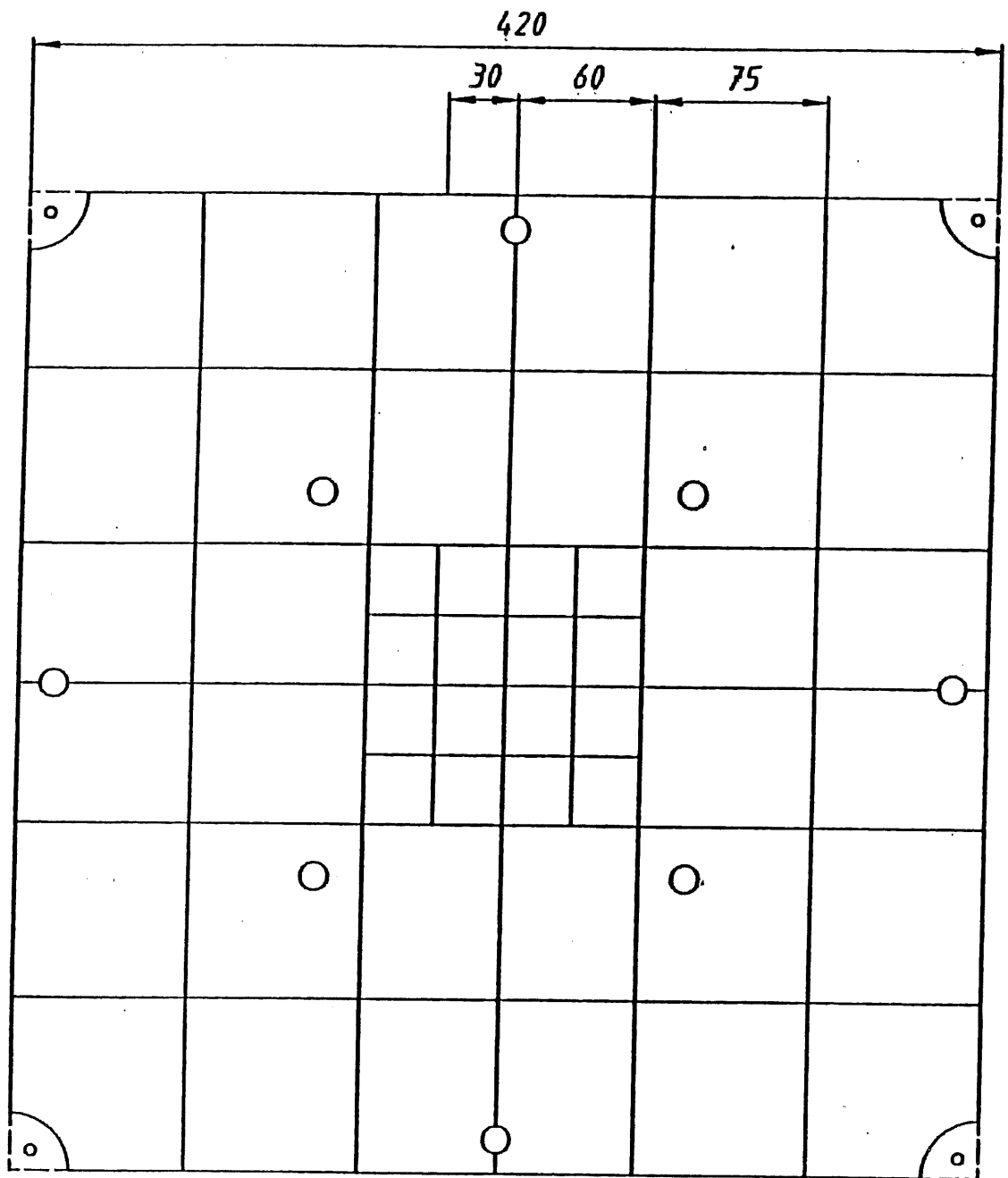


Abbildung 3.3: Struktur der Ausleseplatten

Schauerstruktur studieren zu können (Rekonstruktion des Einschußortes der Elektronen). Jedes der Felder besitzt eine eigene Zuleitung, über die diese an die ladungsempfindlichen Verstärker angeschlossen sind.

Bei der Anordnung der Ausleseplatten im Flüssig-Argon-Gap gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten (Abbildung 3.1):

- Platine in die Mitte des LAr-Gaps, oder
- Platine auf Absorberplatten geklebt.

Bei der ersten Version muß die Ausleseplatte auf beiden Seiten mit der Padstruktur beschichtet werden.

Diese Anordnung ist für das hadronische Flüssig-Argon-Kalorimeter des Detektors H1 vorgesehen. Als Absorbermaterial wird Edelstahl verwendet [H186]

Bei der zweiten Variante muß nur eine Platinenseite mit der Padstruktur beschichtet werden. Durch das Aufkleben auf die Absorberplatte wird diese zusätzlich mechanisch stabilisiert.

Das Auslesen des eigentlichen Signals funktioniert unabhängig von der Anordnung der Ausleseplatte wie folgt:

- das Pad befindet sich über den Eingangswiderstand des Verstärkers auf Massepotential,
- an die Absorberplatten wird Hochspannung angelegt; hierdurch wird ein hohes elektrisches Feld im Argon-Gap aufgebaut,
- die durch Ionisation im Argon-Gap entstehenden Elektronen werden durch das elektrische Feld auf die Pads gezogen und dort registriert,
- über die Verstärker und die Analog/Digital-Wandler gelangen die Signale aller Pads zum Rechner und werden dort für eine spätere Auswertung gespeichert.

Das Anlegen der Hochspannung an die Absorberplatten bringt einige Probleme mit sich:

- die Absorberplatten müssen hochspannungsfest montiert werden,
- die Hochspannung muß mit Kondensatoren abgeblockt werden, die sich im flüssigen Argon befinden. Andernfalls kommt es zu einem Überkoppeln von Ladung über die Absorberplatten und zu einem erhöhten Rauschpegel. Beide Einflüsse würden zu einer Verschlechterung der Energie- und Ortsauflösung führen.

Diese Probleme können gelöst werden, indem die Hochspannung nicht an das Absorbermaterial, sondern an eine spezielle Schicht gelegt wird, die auf die Absorberplatte oder aber auf die Ausleseplatte geklebt wird. Da

die Hochspannung in diesem Fall an der Schicht anliegt, können die Absorberplatten an Masse angeschlossen werden und müssen nicht hochspannungsfest montiert sein.

Bei dem Testkalorimeter wurde $75\mu\text{m}$ Kaptonfolie mit einer hochohmigen Schicht (*High-Resistive-Coating* = *HRC*) beschichtet (siehe Kapitel 3.1.2).

Die hochohmige Schicht hat noch zwei weitere Aufgaben zu erfüllen. Einerseits stellt der Widerstand mit der Kapazität des Argon-Gaps ein *RC*-Glied dar, das den Strom begrenzt, der in den Verstärker fließt. Hierdurch werden die Verstärker vor zu großen Strömen geschützt.

Andererseits bildet die Schicht und die Absorberplatte bzw. die Ausleseplatte über die Kaptonfolie eine Kapazität, die die Hochspannung abblockt. Daher können zusätzliche Abblockkapazitäten entfallen.

Bei der getesteten Kalorimeterversion befinden sich die Ausleseplatten auf den Absorberplatten und zwar ist jede zweite Bleiplatte beidseitig mit einer Ausleseplatte beklebt. Diese bestehen aus kupferkaschiertem G10, mit einer Dicke von 0.8mm. Die $33\mu\text{m}$ dicke Kupferschicht hat eine Größe von 42×42 cm. Die Struktur der Zellen ist in Abbildung 3.1 und 3.2 dargestellt; die der Ausleseplatten in Abbildung 3.3. Die Löcher markieren die Position der Gewindebolzen. Es gibt drei verschiedene Sorten von Feldern (Pads) und zwar mit den Maßen 30×30 mm, 60×75 mm und 75×75 mm. Die Pads sind durch einen 1mm breiten Spalt voneinander getrennt. Insgesamt ergeben sich 48 Pads pro Ausleseplatte. Die Zuleitungen zu den Pads verlaufen auf der Rückseite der Platine. Sie werden zu einer Kante der Ausleseplatte geführt und sind dort an 3 Leisten à 16 Leitungen verfügbar. An diesen Leisten werden die teflonisierten Kabel für die Verstärker gelötet.

Die Ausleseplatten werden mit einer Vakuumpresse auf die abgerichteten und geschliffenen Bleiplatten geklebt. Zwischen den Platten befindet sich eine $75\mu\text{m}$ dicke Kaptonfolie, die die Ausleseleitungen vom Blei isolieren. Bei dem verwendeten Kleber handelt es sich um einen Zwei-Komponenten-Epoxydharz-Kleber (Epicote und Versamit). Die Kleberschicht hat eine Dicke von $30\mu\text{m}$.

3.1.2 Hochspannungszuführung

Ein Hauptgrund für den Bau und Test der Kalorimeterversion A war eine spezielle Hochspannungszuführung mit Hilfe hochohmiger Schichten zu testen. Das besondere hieran ist, daß die Hochspannung nicht an die Bleiplatten, sondern an diese hochohmige Schicht gelegt wird (siehe Kapitel 3.1.1).

Diese Schicht besteht aus einem Ruß-Kleber-Gemisch, wobei der Ruß aus einem leitenden und einem nicht leitenden Anteil besteht. Durch

das Mischungsverhältnis der beiden Rußsorten läßt sich der Widerstandswert der Schicht beeinflussen. Der Kleber ist derselbe, der auch für das Aufkleben der Ausleseplatten auf das Blei verwendet wurde. Das Ruß-Kleber-Gemisch wird im Siebdruckverfahren dünn auf $75\mu\text{m}$ Kaptonfolie gedruckt. Diese ist nötig, um die hochohmige Schicht hochspannungsfest gegen das Blei zu isolieren. Die Schichtdicke wird durch die Dicke des Siebes definiert ($40\mu\text{m}$). Nach dem Drucken muß die Schicht bei $\sim 120\text{ }^\circ\text{C}$ ~ 12 Minuten aushärten. Der Ohmsche Widerstand der Schicht ist stark von der Temperatur und der Aushärtungszeit abhängig. Der Widerstand der verwendeten Schichten liegt zwischen $10\text{M}\Omega$ und $70\text{M}\Omega$ im Quadrat gemessen, wobei innerhalb einer Schicht Schwankungen von bis zu 50% des Mittelwerts auftreten.

Für die Anordnung der hochohmigen Schicht gibt es zwei Möglichkeiten:

- Hochohmige Schicht auf die Bleiplatten kleben (Abb. 3.1 a)
Hierbei trifft die Ladung direkt auf die Ausleseplatte und die hochohmige Schicht schützt die Verstärker durch die Begrenzung des Stroms. Bei Überschlägen kann es trotzdem zu einer Beschädigung der Verstärker kommen.
- Hochohmige Schicht auf die Ausleseplatte kleben (Abb. 3.1 b)
In diesem Fall trifft die Ladung auf die hochohmige Schicht und koppelt kapazitiv auf die Pads über. Die Verstärker werden durch die Hochspannungsfestigkeit der Kaptonfolie (bis $\sim 10\text{kV}$) geschützt.

Ursprünglich war für das ganze Kalorimeter geplant, daß die Ausleseplatten mit der hochohmigen Schicht beklebt werden sollten. Dieses hätte einen sehr guten Schutz für die Verstärker bedeutet. Hierfür wären aber Schichten mit konstantem Widerstand nötig gewesen, da durch Inhomogenitäten innerhalb der Schicht Ladung zu Nachbarpads undefiniert überkoppeln kann. Außerdem darf der Widerstand nicht zu niedrig sein, um ein Überkoppeln von Ladung von einem elektronischen Kanal zum nächsten über die Folie zu verhindern. Bei der Produktion der hochohmigen Schichten zeigte sich, daß der hierfür nötige hohe Widerstand nur sehr schwer erreichbar ist.

Wenn sich die Schicht auf dem gegenüberliegenden Blei befindet spielt, der Widerstand und die Homogenität nur eine geringe Rolle. Der Widerstand darf nur nicht zu niedrig ($< 1\text{M}\Omega/\square$) sein, damit die Verstärker noch ausreichend vor zu großen Strömen geschützt werden. Bei einem zu großen Widerstand ($> 100\text{M}\Omega/\square$) kann die durch den Schauer im Argon erzeugte Ladung nicht mehr nachfließen und die Hochspannung und damit auch das gemessene Signal würde absinken. Daraus würde eine Totzeit des Kalorimeters resultieren.

Aufgrund der genannten Schwierigkeiten wurde die hochohmige Schicht im ersten Teil des Kalorimeters auf das Blei (30 Absorberplatten) geklebt und im hinteren auf die Ausleseplatten (27 Platten). Durch diese Anordnung konnten beide Varianten getestet werden.

Das Aufkleben der Folien wird mit Hilfe einer Vakuumpresse durchgeführt. Als Kleber wird wiederum der oben genannte Epoxyd-Harz-Kleber verwendet.

Die Hochspannung wird mit einem Silberleitlack an die hochohmige Schicht angeschlossen. Dieser wird als Streifen auf die Schicht aufgetragen. Hieran wird das Hochspannungskabel gelötet.

3.1.3 Aufbau eines früheren Testkalorimeters (Version B)

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Ortsauflösung eines früheren Flüssig-Argon-Testkalorimeters (im Folgenden Version B genannt) bestimmt und mit der Simulation verglichen.

Diese Version ist im März 1986 beim DESY getestet worden. Sie besteht aus 62 Bleiplatten mit einer Dicke von 1.85mm (siehe Abbildung 3.4). Das Argongap hat eine Dicke von 2×1.5 mm. Die Ausleseplatten befinden sich in der Mitte des Gaps und sind beidseitig mit der Padstruktur beschichtet, d.h. das Argon wird in zwei Teilen ausgelesen. Die Ausleseplatte wird durch Abstandshalter aus Teflon fixiert. Die Padstruktur ist identisch mit der der Kalorimeterversion A. Die Zuleitungen zu den Pads verlaufen in der Mitte der Platine.

Insgesamt hat das Kalorimeter eine Tiefe von $22.8 X_0$. Die Hochspan-

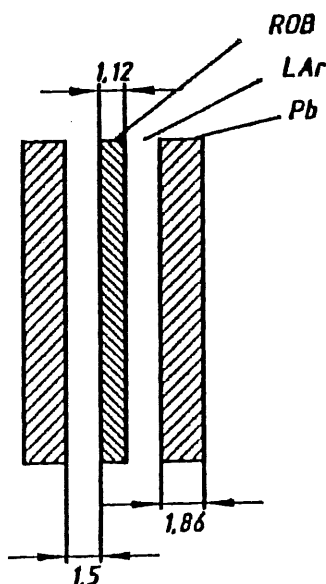


Abbildung 3.4: Struktur einer Zelle der Kalorimeterversion B

nung ist bei diesem Modul direkt an das Blei angeschlossen. Sie wird durch "kalte" Kapazitäten abgeblockt (d.h. die Kondensatoren befinden

sich direkt auf dem Modul und damit im flüssigen Argon). Zusätzlich war außerhalb des Kryostaten ein Kondensator von $2\mu F$ zwischen Hochspannung und Masse angeschlossen. Detailliertere Informationen über dieses Kalorimeter finden sich bei W. Burmester [BUR87].

In Abbildung 3.4 ist die Struktur einer Zelle dargestellt.

In der nachfolgenden Tabelle sind die wichtigsten Daten der beiden Kalorimeterversionen zusammengefaßt.

| | Version A | Version B |
|-----------------|----------------|----------------|
| Tiefe [X_0] | 26.1 | 22.8 |
| Gapbreite [mm] | 2.78 | 2×1.5 |
| Bleidicke [mm] | 2.44 | 1.85 |
| Ausleseplatte | auf Bleiplatte | in Gapmitte |
| HV-Zuführung | an HRC | am Blei |
| ROB Anzahl | 57 | 62 |
| R_m [mm] | 33 | 37 |

3.2 Kryogenik

Da das gesamte Kalorimeter auf der Temperatur von flüssigem Argon ($\sim 86K$) gehalten werden muß, wird es mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Um das Kalorimeter kühlen zu können, wird es in einen Kryostaten eingebaut. Dieser Kryostat besteht aus Aluminium mit einer Schaumisolation (Rohazell). Seine Wandstärke beträgt 15 mm und an der Frontwand 20 mm. Hier befindet sich auch ein kreisförmiges Aluminiumfenster mit einer Wandstärke von 4mm und einem Durchmesser von 250mm. Durch dieses Fenster treten die Elektronen in den Kryostaten ein. Er hat ein Volumen von 116 Litern. Der Raum, der für das Kalorimeter zur Verfügung steht, ist 520mm breit, 425mm tief und 505mm hoch. In Abbildung 3.5 ist ein Schnitt durch den Kryostaten zu sehen.

Auf dem Boden (Flansch) des Kryostaten wird das Kalorimeter befestigt. Sämtliche Kabel, d.h. für die Verstärker, die Hochspannung und Temperaturfühler, werden durch den Flansch durchgeführt (Glasdurchführungen). Als Dichtungsmaterial zwischen Deckel und Flansch wurde Indium verwendet. Der Deckel enthält in seinem oberen Teil eine Kühlschlange aus Kupfer. Zusätzlich sind in ihm einige Durchführungen für die Argonzufuhr, das Überdruckventil usw., enthalten.

Das Füllen des Kryostaten mit flüssigem Argon lief folgendermaßen ab:

- Leerpumpen des Kryostaten mit Hilfe einer Vakuumpumpe (min. Druck = $10^{-2}mbar$),
- während des Pumpens Spülen mit Argon,

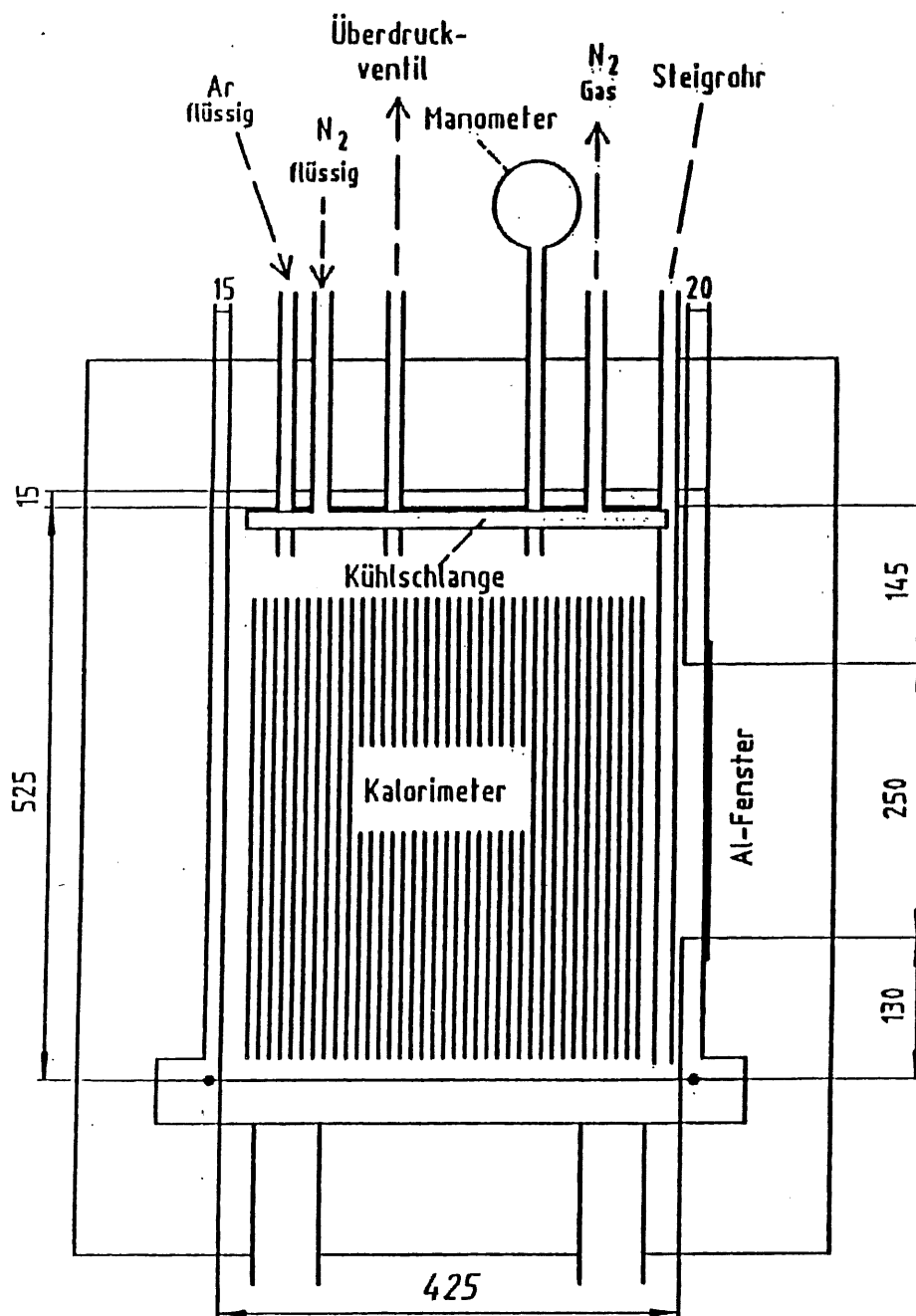


Abbildung 3.5: Schnitt durch den Kryostaten

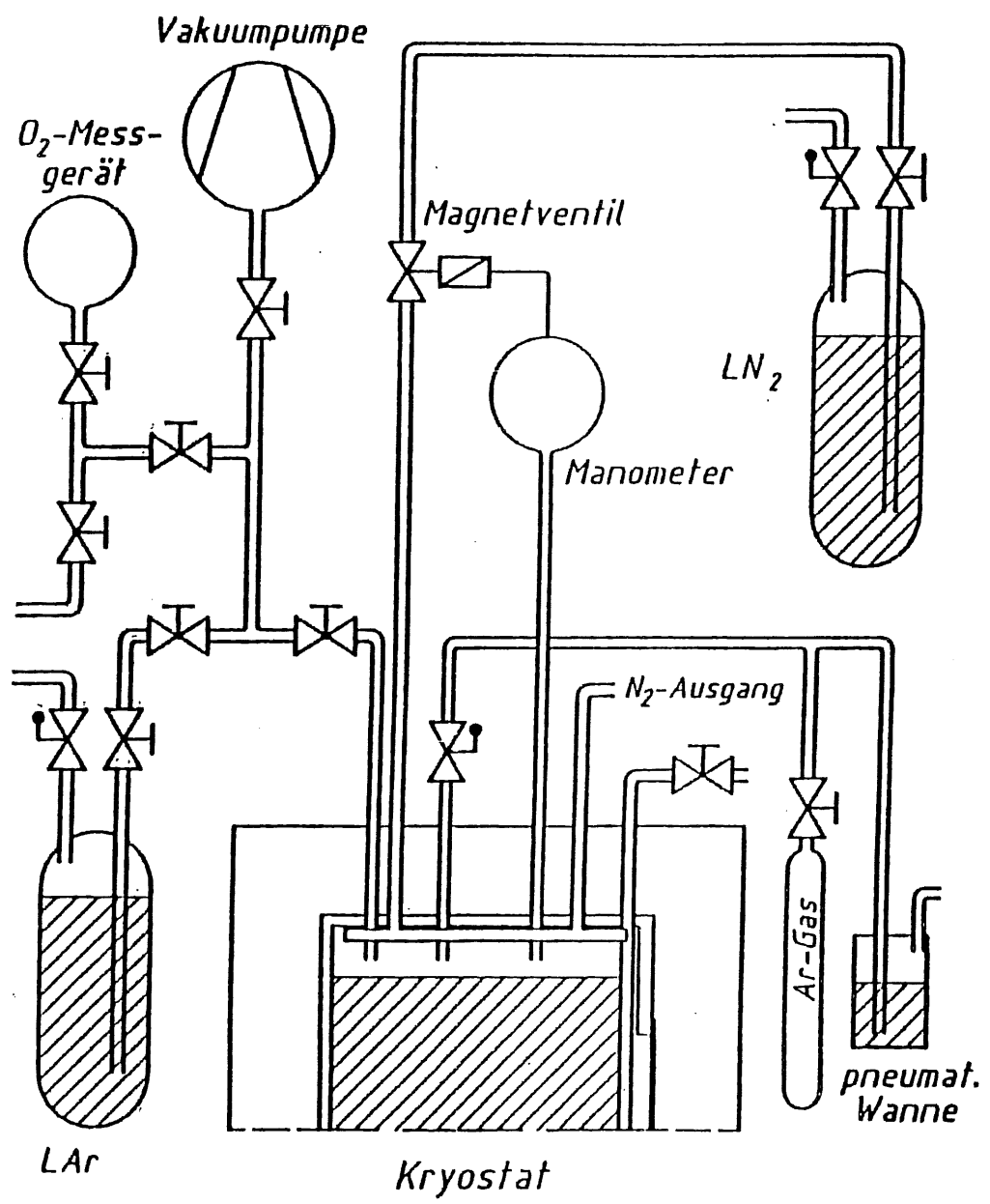
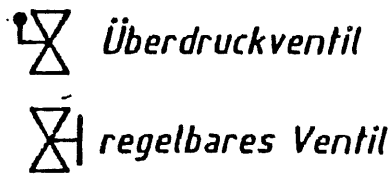


Abbildung 3.6: Das Kühlsystem des Kryostaten

- durch Kühlen mit flüssigem Stickstoff (siehe Abbildung 3.6) wird das Argongas auf eine Temperatur von ca. 86K gebracht (Kontrolle mit Temperaturfühlern); hierbei wird ständig Argon nachgefüllt,
- nachdem die Flüssig-Argon-Temperatur erreicht ist, kann der Kryostat vollständig gefüllt werden; Kontrolle durch Messung der Padkapazitäten.

Die Padkapazitäten nehmen um den Faktor ϵ des Argons (~ 1.5) zu, wenn sich flüssiges Argon in den Gaps befindet. Durch die Kontrolle der Kapazität wird ein zu hoher Füllstand im Kryostaten verhindert, der zum Einfrieren der Kühlschlange führen würde. Der Innendruck des Kryostaten sinkt beim Einfrieren unter 1 bar und die Gefahr, daß Sauerstoff eindringt, steigt.

Die gesamte Prozedur dauert ca. 12 Stunden.

Zum Abtauen befindet sich eine Heizung im Flansch des Kryostaten.

Da das Argon für die Messungen äußerst sauber sein muß (die Verunreinigung mit O_2 sollte bei max. 1 – 2ppm liegen), muß eventuell vorhandenen Undichtigkeiten im Kryostaten besondere Beachtung geschenkt werden. Zum einen wird der Innendruck ständig auf einem Wert zwischen 1.2 bar und 1.4 bar gehalten, indem bei 1.2 bar die Stickstoffzufuhr unterbrochen wird (das Manometer steuert über ein Relais ein elektromagnetisches Ventil) und bei 1.4 bar die Kühlung wieder eingeschaltet wird. Durch den ständigen Überdruck soll das Eindringen von Sauerstoff verhindert werden. Das Überdruckventil für das Argon schloß nicht vollständig, so daß hierdurch Sauerstoff eindringen konnte. Um das zu verhindern, wurde es mit einem Schlauch an einen sogenannten "Bubbler" angeschlossen.

Dieser "Bubbler" besteht aus zwei Ölbädern, durch die das austretende Gas strömt. Dadurch wird verhindert, daß Luft und damit vor allem Sauerstoff an das Überdruckventil kommt. Zusätzlich wird der Überdruckschlauch ständig mit Argongas gespült. In Abbildung 3.6 ist das Blockschaltbild der Kühlung dargestellt.

3.3 Teststrahlaufbau und Triggersystem

Am Strahl 22 beim DESY standen für den Test Elektronen bis zu einer Energie von ca. 7 GeV zur Verfügung. Die Energie der Elektronen konnte mit Hilfe eines Magneten selektiert werden.

Das gesamte System der Datennahme mußte selbstauslösend sein. Hierbei mußte ein bestimmtes Elektron selektiert werden. Zu diesem Zweck befanden sich vor dem Kalorimeter zwei Fingerzählerkreuze und ein Lochveto (Blockschaltbild siehe Abbildung 3.7).

Die Fingerzähler bestanden aus 4mm breiten Plastiksintillatorstreifen mit

einem Photomultiplier.

Als Lochveto diente eine ca. 15×15 cm große Plastiksintillatorplatte mit einem Photomultiplier. In der Mitte war Loch von 1 cm Durchmesser.

Das erste Kreuz ($K1$) befand sich ca. 7m vor dem Kalorimeter und das zweite ($K2$) direkt davor. Zwischen dem Kreuz $K2$ und dem Kalorimeter befand sich das Lochveto L .

Eine Datennahme wurde nur dann ausgelöst, wenn die vier Fingerzähler gleichzeitig ansprachen (Koinzidenz) und das Lochveto kein Signal lieferte (Antikoinzidenz). Das Lochveto sorgte so dafür, daß außerhalb der definierten Bahn auf das Kalorimeter treffende Teilchen die Datennahme unterbanden und Ereignisse mit starken Zurückstreuungen keine Datennahme auslösten.

Zwischen dem Kreuz $K2$ und dem Lochveto L befand sich ein 1.8mm breiter Fingerzähler (O), der für die Messungen zur Bestimmung der Ortsauflösung zusätzlich in Koinzidenz mit den Kreuzen $K1$ und $K2$ geschaltet wurde. Hierdurch war der Einschubort in horizontaler Richtung auf 1.8mm genau definiert.

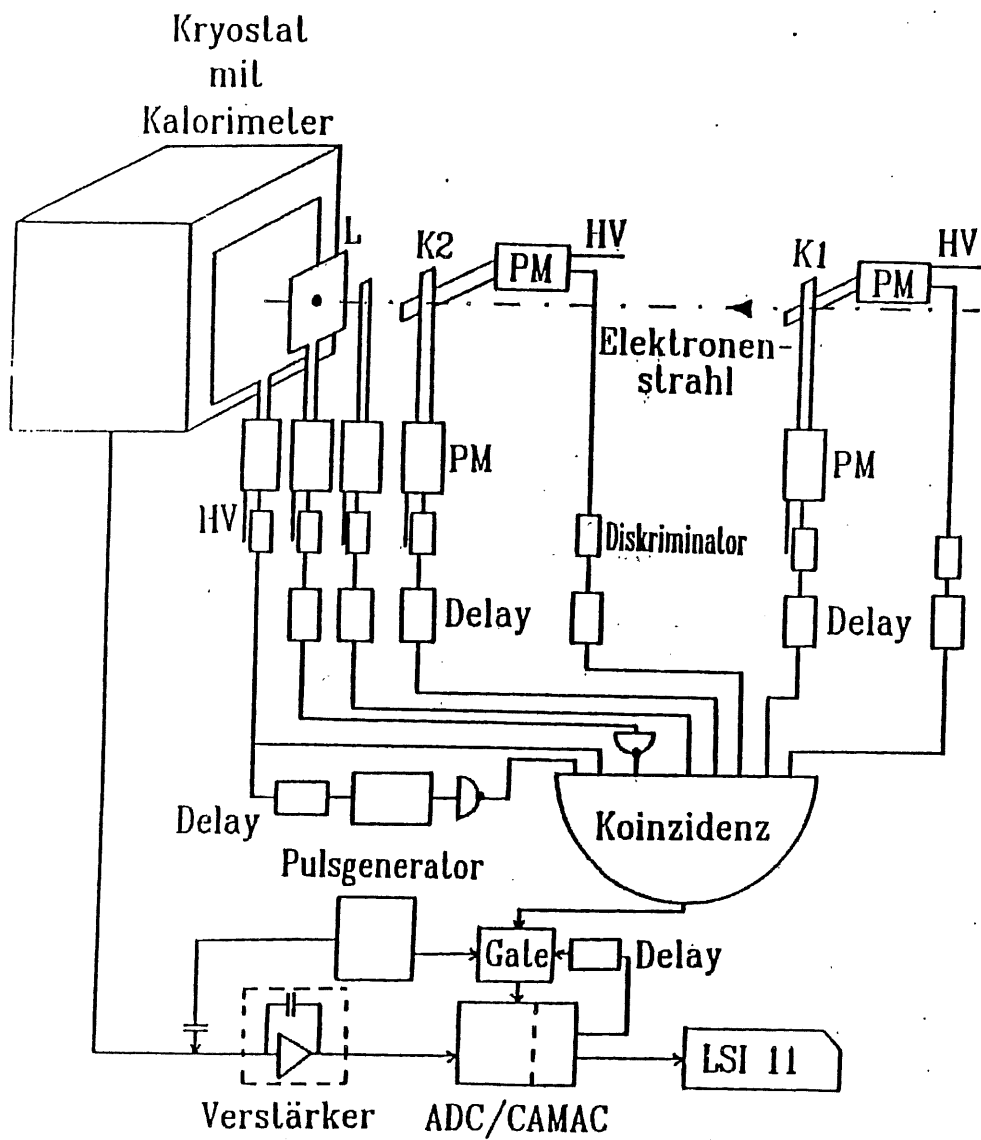


Abbildung 3.7: Blockschaltbild des Triggersystems

Kapitel 4

Elektronik und Datennahme

4.1 Aufbau der Datennahme

Um das longitudinale Schauerprofil studieren zu können, wurde die erste Hälfte des Kalorimeters in 3 Sektionen unterteilt (das Schauermaximum liegt bei ca. $5X_0$ für $E=5\text{GeV}$). Die hintere Hälfte bildet die 4. Sektion. In den vorderen 3 Sektionen befindet sich die hochohmige Schicht auf den Bleiplatten und in der vierten auf den Ausleseplatten (siehe Kapitel 3.1). Da jede Ausleseplatte über 48 Pads verfügt, sind 192 elektronische Kanäle (Verstärker und Analog/Digital-Wandler) nötig, um alle Pads getrennt auszulesen.

Die Aufteilung der Sektionen nach der Anzahl der Bleiplatten bzw. Ausleseplatten auf die Schichten ist wie folgt :

| Sektion | Platten | X_0 |
|---------|---------|-------|
| 1 | 6 | 2.7 |
| 2 | 8 | 3.6 |
| 3 | 16 | 7.2 |
| 4 | 27 | 12.6 |

Insgesamt ergibt sich damit eine Tiefe von $26.1 X_0$.

Die Hochspannung für die hochohmigen Schichten wurde von 2 Hochspannungsnetzgeräten geliefert und zwar positive Hochspannung für die vierte Sektion und negative Hochspannung für die ersten drei Sektionen. Alle hochohmigen Schichten einer Sektion sind parallel geschaltet und bilden so eine große Abblockkapazität ($\sim 50\text{nF}$ pro Platte). Die Hochspannung wird über $11\text{ M}\Omega$ Widerstände an die einzelnen Sektionen geführt, um ein Überkoppeln von einer Sektion zur anderen über die Hochspannungsleitungen zu verhindern.

Für den Test mit Kalorimeterversion B stand dieselbe elektronische Ausstattung zur Verfügung (192 elektronische Kanäle). Die 4 Sektionen teilen

sich in 10, 10, 10 und 32 parallelgeschalteter Ausleseplatten auf. Die kalten Abblockkapazitäten betragen $10nF$, $50nF$, $20nF$ und $30nF$ [BUR87].

Bei den 192 Verstärkern handelt es sich um ladungsempfindliche Verstärker mit Pulsformung, die vom Institut für Kernphysik beim Kernforschungszentrum Karlsruhe entwickelt wurden. Das Ausgangssignal dieser Verstärker wird auf 12-Bit-Analog/Digital-Wandler (LeCroy 2280) geführt. Die digitalen Werte werden dann von einem Computer (LSI-11) ausgelesen und für die spätere Analyse gespeichert. Die Verstärker befanden sich in direkter Nähe des Kryostaten. Hierdurch ergaben sich kurze Leitungen von den Pads zu den Verstärkern. Die Verbindungskabel von den Verstärkern zu den Analog/Digital-Wandlern waren ca. 15m lang; sie befanden sich zusammen mit dem Computer außerhalb des Meßgebiets. Bei sämtlichen Leitungen handelte es sich um verdrehte Flachbandkabel (twisted-pair) mit jeweils 24 Signal- und Masseleitungen. Insgesamt waren also 8 Flachbandkabel nötig, um die 192 elektronischen Kanäle zu verbinden. Die Kabel wurden durch einen Kupferstrumpf abgeschirmt. Abbildung 3.7 zeigt das Blockschaltbild der Datennahme.

4.2 Probleme der Datennahme

Die Analog/Digital-Wandler integrieren das anliegende Signal über eine definierbare Zeit. Diese Zeit wird durch die Länge eines logischen Signal (Gate) bestimmt. Die zeitliche Lage des Gates legt den Zeitpunkt für die Datennahme fest.

Für den Test wurde nur ein Gategenerator benutzt, d.h. die Signale aller Kanäle wurden gleichzeitig gemessen. Das Festlegen der Gatelänge und Gatelage stellte sich als ein großes Problem der Datennahme heraus. Die Form des Ausgangssignals des Verstärkers ist abhängig von der Kapazität des angeschlossenen Pads und von der Eingangsimpedanz des Verstärkers. Diese beiden Größen stellen ein RC -Glied dar, das die minimale Anstiegszeit des Signals bestimmt ($t = R \cdot C$). Da die Detektorkapazitäten einmal von der Größe der Pads abhängig sind, und zum zweiten von der Anzahl der zusammengeschalteten Ausleseplatten, ergeben sich für verschiedene Padgrößen, vor allem aber für verschiedene Sektionen, sehr unterschiedliche Signalanstiegszeiten und damit auch Signalformen. Dieses trifft vor allem für die vierte Sektion zu, die eine etwa dreimal größere Kapazität aufweist wie die ersten drei. Die Kapazitäten liegen für die ersten drei Sektionen zwischen $1.5nF$ ($30 \times 30mm$) und $3nF$ ($75 \times 75mm$), und für die letzte Sektion zwischen $4nF$ und $10nF$. Die Eingangsimpedanz der Verstärker beträgt $\sim 200\Omega$. Damit ergibt sich eine theoretische Zeitverschiebung der Signale von $\sim 1.5\mu s$. Dieser Wert wurde durch die Analyse von Oszillographenbildern bestätigt. Diese Analyse ergab auch, daß die Signalamplitude mit zunehmender Detektorkapazität abnimmt, und die

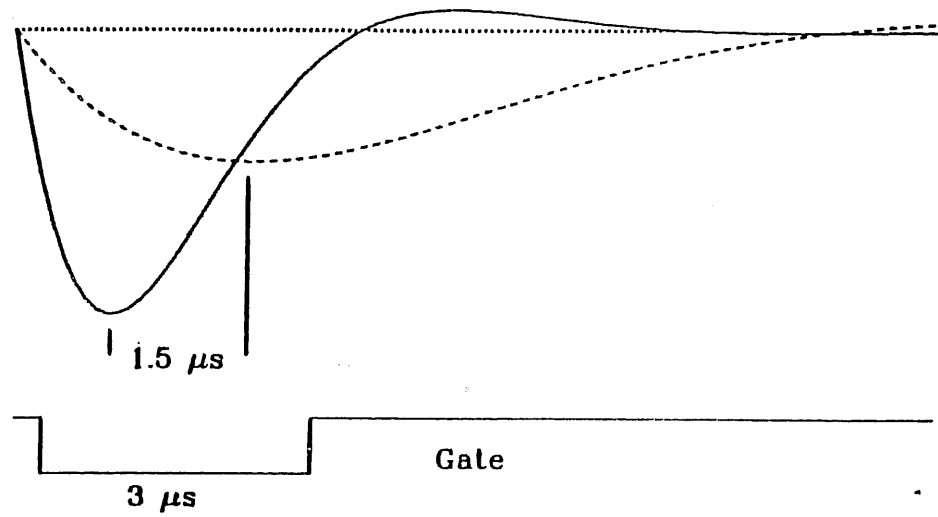


Abbildung 4.1: Signalformen für 1.5 nF und 8 nF

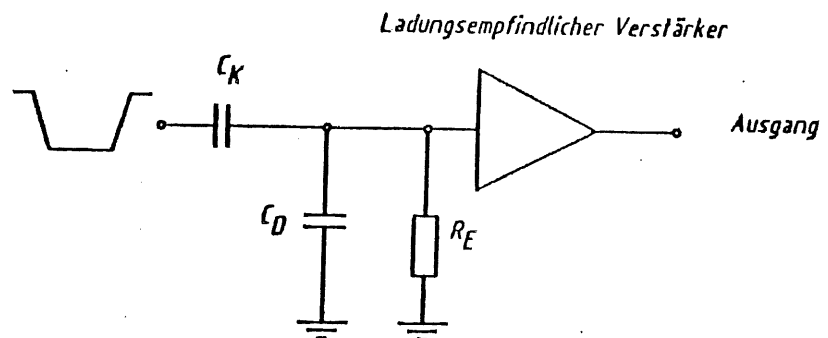


Abbildung 4.2: Blockschaltbild zur Messung der Signalabhängigkeit von der Detektorkapazität

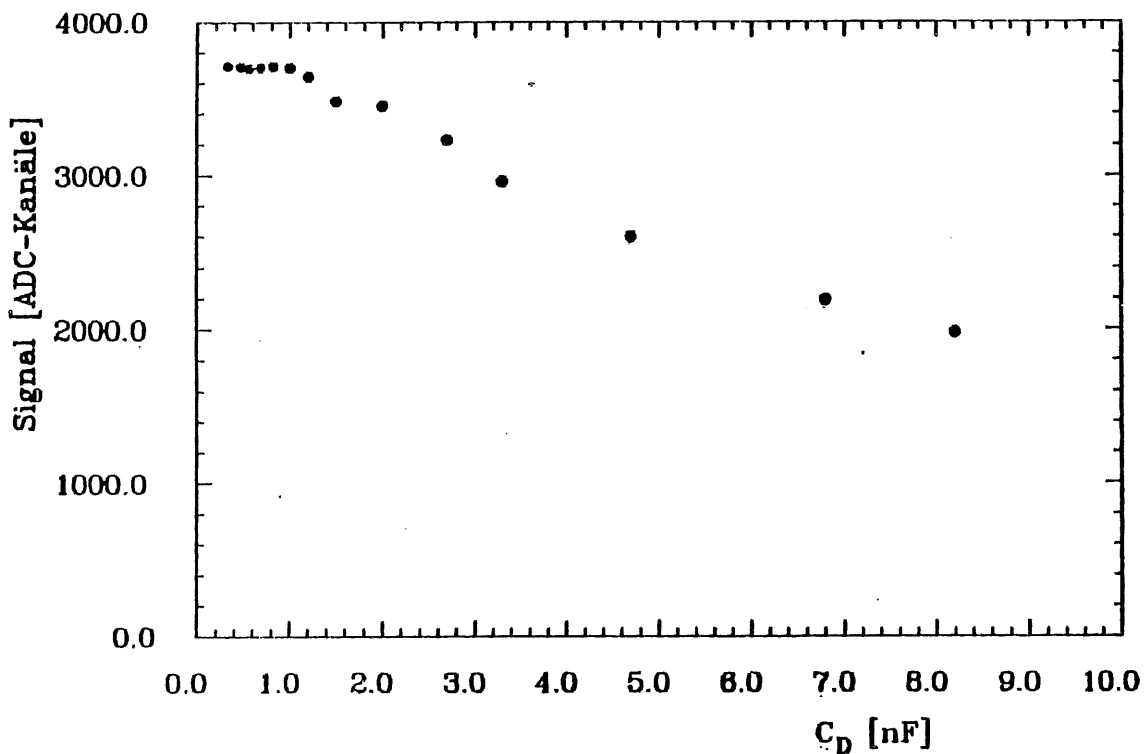


Abbildung 4.3: Signal als Funktion der Detektorkapazität (Gatelänge $0.5\mu s$)

Zeitverschiebung eine Verschiebung des Signalmaximums bewirkt. Das Integral über das Signal bleibt konstant. Da die Gatelänge für verschiedene Kapazitäten dieselbe ist, kommt es durch diese Effekte zu einer Verringerung des gemessenen Signals mit zunehmender Kapazität. In Abbildung 4.1 sind die Signale für zwei verschiedene Kapazitäten schematisch dargestellt.

Um die Änderung des Ausgangssignals des Verstärkers als Funktion der Detektorkapazität zu bestimmen, wurde diese durch einen Kondensator C_D simuliert und dem Verstärker eine definierte Ladungsmenge zugeführt (Spannungspuls auf Einkoppelkapazität C_k). In Abbildung 4.2 ist das Blockschaltbild für diese Messung dargestellt. C_D wurde hierbei zwischen $1nF$ und $8nF$ variiert. In Abbildung 4.3 ist das gemessene Signal als Funktion der angeschlossenen Kapazität aufgetragen (Gatelänge $0.5\mu s$). Der Abfall des gemessenen Signals ist abhängig von der Länge und Lage des Gates. Für ein langes Gate ergibt sich eine geringere Signalabnahme. Für den Test des Kalorimeters Version A wurde eine Gatelänge von $3\mu s$ gewählt.

Was die Lage des Gates angeht, wurde versucht einen Kompromiß zwischen der Signallage der ersten Sektionen und der der vierten zu finden (Signalmaxima aller elektronischen Kanäle im Gate).

Eine Korrektur des Effektes wird teilweise durch die Kalibration bewirkt, allerdings ist eine vollständige Korrektur nicht zu erwarten, da das Signal erst über die Kabelimpedanz mit der Detektorkapazität verbunden ist und so andere RC -Glieder zustande kommen als nur aus Verstärkerimpedanz und Detektorkapazität.

4.3 Erdung und Rauschen

Da bei einem Flüssig-Argon-Kalorimeter sehr kleine Signale gemessen werden müssen, kommt der Erdung des Kalorimeters (besonders der Bleiplatten), des Kryostaten und der Verstärker besondere Bedeutung zu.

Als zentraler Erdungspunkt wurde der Boden des Kryostaten benutzt. Von hier aus liefen die Erdungsleitungen zu den Verstärkern und zum Kalorimeter. Die Bleiplatten waren alle parallel mit einer Masseschiene verbunden, und jede Sektion erhielt eine Massezuleitung.

Wie sich später herausstellte, war die Erdung der Bleiplatten nicht optimal gewesen, und zwar waren die Erdungsleitungen nicht induktionsarm genug, um ein Überkoppeln von Signalen über die Bleiplatten zu verhindern (Die Ausleseplatte bildet mit der Pb- Platte eine Kapazität, über die ein Teil des Signals überkoppeln kann). Um dieses sicher zu unterbinden wäre es nötig gewesen, jeden einzelnen elektronischen Kanal mit einer eigenen Masse zu versorgen (die Verbindung zwischen der Verstärkermasse und der Pb-Platte muß möglichst induktionsarm sein).

Die Verstärker, die bei diesem Test verwendet wurden, haben ein geringes Grundrauschen. Das Rauschen wird hauptsächlich durch die angeschlossenen Kapazitäten bestimmt. Hierbei ergab sich ein Rauschen von ca. $4110e_0/nF$ angeschlossener Kapazität. Dieses entspricht $2MeV/nF$ der Primärenergie der Elektronen. Das bedeutet einen Rauschpegel von $6161e_0$ für kleine Pads in den ersten drei Sektionen und bis zu ca. $41100e_0$ für die großen Pads in der hinteren Sektion.

Hinzu kommt ein großer Anteil von korreliertem Rauschen, das von außen in das Kalorimeter eingestreut wurde.

Das Rauschen jedes einzelnen elektronischen Kanals wird durch die während der Messungen bestimmten "Pedestal" der Analog/Digital-Wandler bestimmt. Dieses Pedestal stellt den Nullpunkt des Analog/Digital-Wandlers dar. Bei jedem fünften Ereignis wurde die Datennahme um 8ms verzögert. Dadurch wird erreicht, daß das eigentliche Signal bereits abgefallen ist und der Verstärkerausgang seinen Nullpegel führt. Diesem Nullpegel ist das Rauschen des gesamten Systems überlagert und kann daher mit den Pedestalen der Analog/Digital-Wandler bestimmt werden.

4.4 Kalibration und Ladungseichung

Durch eine Kalibration sollen die einzelnen elektronischen Kanäle geeicht werden, d.h. bei gleicher deponierter Energie sollen die gemessenen Signale gleich groß sein. Eine gute Kalibrierung ist vor allem für das Erreichen einer guten Energieauflösung nötig. Das gilt insbesondere für die richtige Gewichtung der verschiedenen Sektionen zueinander.

Die Kalibration wurde relativ einfach durchgeführt: jeder elektronische Kanal wurde einzeln mit einer definierten Ladung angepulst. Die Ladung, erzeugt durch einen Spannungspuls (Länge $160\mu s$, Anstiegszeit $3\mu s$, Abfallzeit $150\mu s$ und Amplitude von $2.5 \pm 0.2mV$) und einem nachgeschalteten Kondensator von $150 \pm 1.5pF$, wurde direkt auf den Eingang des Verstärkers gegeben. Dabei war das Kalorimeter angeschlossen.

Abbildung 4.4 zeigt das Blockschaltbild für die Kalibration. Die Form des Spannungspulses wurde möglichst dem Signal, das ein Elektron produziert, nachgebildet. Auch die Länge und Lage des Gates entsprach den Strahlgegebenheiten.

Die Hochspannung war bei diesen Messungen ausgeschaltet.

Die aus den Kalibrationsmessungen berechneten Faktoren für die Pads,

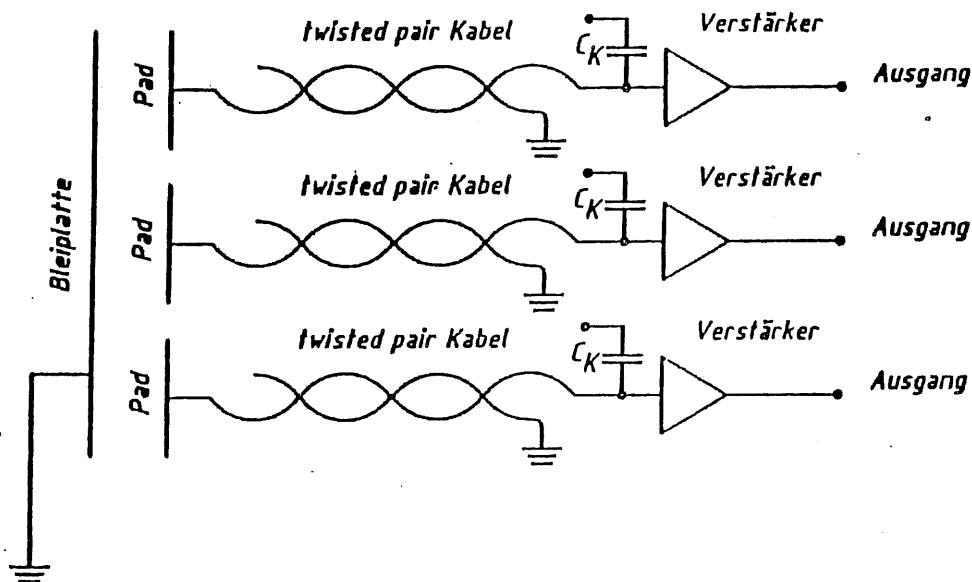


Abbildung 4.4: Blockschaltbild Kalibration

die für die Energiemessung benutzt wurden (siehe Kapitel 6.4), sind in Abbildung 4.5 in die Padstruktur eingetragen. Die 60-75 mm Pads in der 4. Sektion werden 20-30% stärker gewichtet als die 30-30mm Pads in den ersten drei Sektionen. Verursacht wird dieses durch die Abnahme der Signalamplitude mit zunehmender Detektorkapazität (siehe Kapitel 4.2).

| 1.Sektion | | | 2.Sektion | | |
|-----------|--|------|-----------|------|------|
| 0.45 | | 0.47 | 0.46 | | 0.46 |
| 0.49 | | 0.46 | 0.48 | 0.45 | |
| | | 0.46 | 0.46 | | |

| 3.Sektion | | | 4.Sektion | | |
|-----------|--|------|-----------|------|------|
| 0.54 | | 0.47 | 0.58 | | 0.58 |
| 0.47 | | 0.46 | 0.45 | 0.55 | |
| | | 0.46 | 0.44 | | |

Abbildung 4.5: Kalibrationsfaktoren der für die Energiemessung benutzten Pads (Sektion 1-4)

Eine optimale Kalibration ist mit der hier benutzten Methode nicht zu erreichen. Hierfür wäre es nötig die Ladung nicht am Verstärkereingang einzukoppeln, sondern möglichst dicht an der Ausleseplatte, da hierdurch Einflüsse der Kabel auf die Kalibration reduziert werden können (Für das H1-Kalorimeter ist dieses vorgesehen).

Die Ladungseichung ergibt einen Wert von (329 ± 27) fC pro GeV Teilchenenergie. Der Umrechnungsfaktor zwischen den Werten der Analog/Digital-Wandler und der entsprechenden Ladung beträgt $\sim 0.5 fC/ADC$ -Kanal.

Ein Vergleich mit dem theoretisch berechneten Wert (siehe Kapitel 2.2) von $339 fC/GeV$ zeigt innerhalb der Fehler eine gute Übereinstimmung.

Kapitel 5

EGS-Simulation

Die Simulation des Kalorimeters Version A wurde mit Hilfe des Programms EGS Version 4 (Electron-gamma-shower [EGS4]) durchgeführt. Bei dem Programm wird die longitudinale und laterale Struktur des Kalorimeters vom Benutzer festgelegt. Der Benutzer kann dann mit Hilfe einiger Subroutinen elektromagnetische Schauer berechnen lassen. Er hat dabei die Möglichkeit einige Parameter selbst zu bestimmen. Ein wichtiger Parameter für die Ortsauflösung ist die "Cut-off-Energie". Sie legt fest, bei welcher minimalen Energie das Programm die Berechnung weiterer Prozesse abbricht und die kinetische Energie des Teilchens lokal deponiert.

Für die Ortsauflösung ist die laterale Verteilung des Schauers von Wichtigkeit. Die laterale Verteilung wird hauptsächlich durch die niederenergetischen Teilchen bestimmt, da nur diese unter großen Winkeln gestreut werden. Das bedeutet, daß eine niedrige Cut-off-Energie zu einer besseren Beschreibung der lateralen Schauerstruktur führt, und damit auch die Ortsauflösung besser mit den Meßdaten verglichen werden kann.

Es gibt eine weitere Beschränkung für die Genauigkeit der Berechnung niederenergetischer Teilchen, und zwar wird der gesamte Energiebereich für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte in eine konstante Anzahl von Intervallen unterteilt. Hieraus resultiert, daß die im niederenergetischen Bereich berechneten Wirkungsquerschnitte um so schlechter sind, je größer der Energiebereich ist. Im hochenergetischen Bereich ändern sich die Wirkungsquerschnitte nur langsam, so daß hier durch die Wahl größerer Intervalle keine großen Fehler entstehen.

Die Berechnungen der Wirkungsquerschnitte wurden mit folgenden Parametern durchgeführt:

- Cut-off-Energie für Elektronen 1 MeV und für Photonen 100 KeV,
- Energiebereich für Elektronen 1 MeV - 10 GeV und für Photonen 100 KeV - 10 GeV

Die berechneten Ereignisse wurden durch dieselben Programme analysiert wie die Meßdaten, mit Ausnahme von speziellen Selektierungen in Bezug auf das Rauschen und die Signalamplituden.

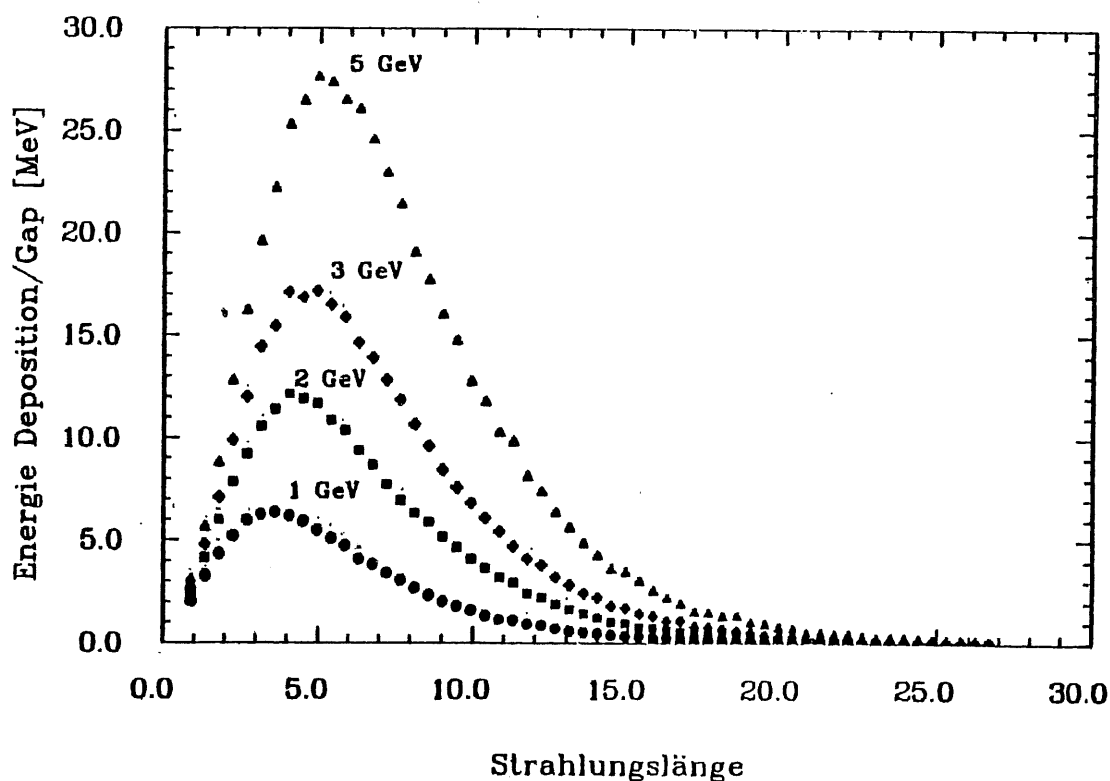


Abbildung 5.1: Longitudinales Schauerprofil; deponierte Energie pro Gap als Funktion der Tiefe in X_0 .

In der nachfolgenden Tabelle sind die mittleren Werte für die im Argon deponierte Energie E_{vis} , für die longitudinalen und lateralen Verluste, für die deponierte Energie vor dem Kalorimeter E_{bef} und die Zurückstreuung (Back) aufgeführt :

| E [GeV] | E_{vis} [MeV] | Verluste | | E_{bef} [MeV] | Back [MeV] | Summe [% von E] |
|--------------|--------------------|------------|-----------|--------------------|---------------|-----------------------|
| | | long.[MeV] | lat.[MeV] | | | |
| 1 | 96.3 | 1.0 | 1.0 | 20.4 | 2.9 | 2.50 |
| 2 | 196.2 | 2.6 | 2.2 | 21.8 | 4.6 | 1.53 |
| 3 | 295.3 | 4.4 | 3.1 | 22.9 | 5.9 | 1.25 |
| 4 | 394.4 | 7.3 | 4.2 | 23.5 | 6.7 | 1.08 |
| 5 | 493.5 | 9.0 | 4.9 | 24.3 | 8.5 | 0.97 |

Hieraus ist zu entnehmen, daß die Gesamtverluste mit der Energie abnehmen. Für kleine Energien bedeutet das, daß sich die Energieauflösung verschlechtert.

Die Isolation des Kryostaten und das Aluminiumfenster sind in der Simulation enthalten, genauso wie die 5cm Argon, die sich vor dem Kalorimeter befanden. Das Material vor dem Kryostaten (z.B.Fingerzähler) wurde nicht berücksichtigt.

Für die Ortsauflösung wurde der Einschußort der Elektronen mit Hilfe

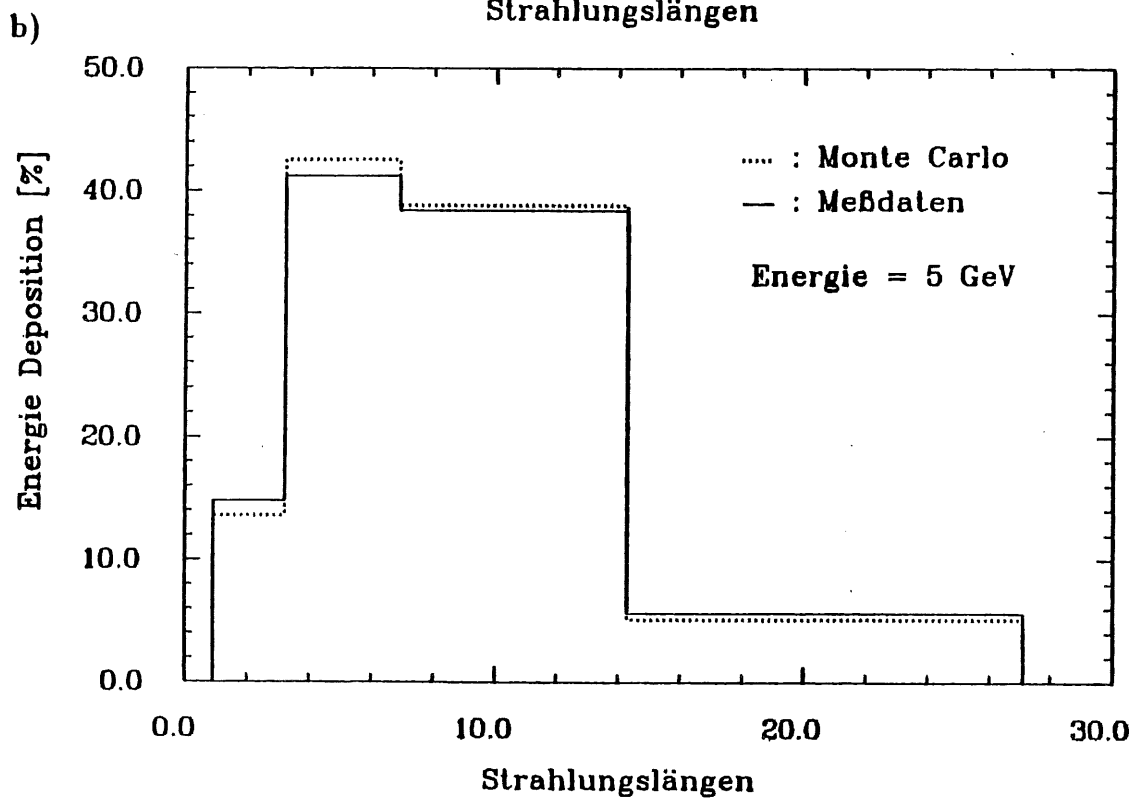
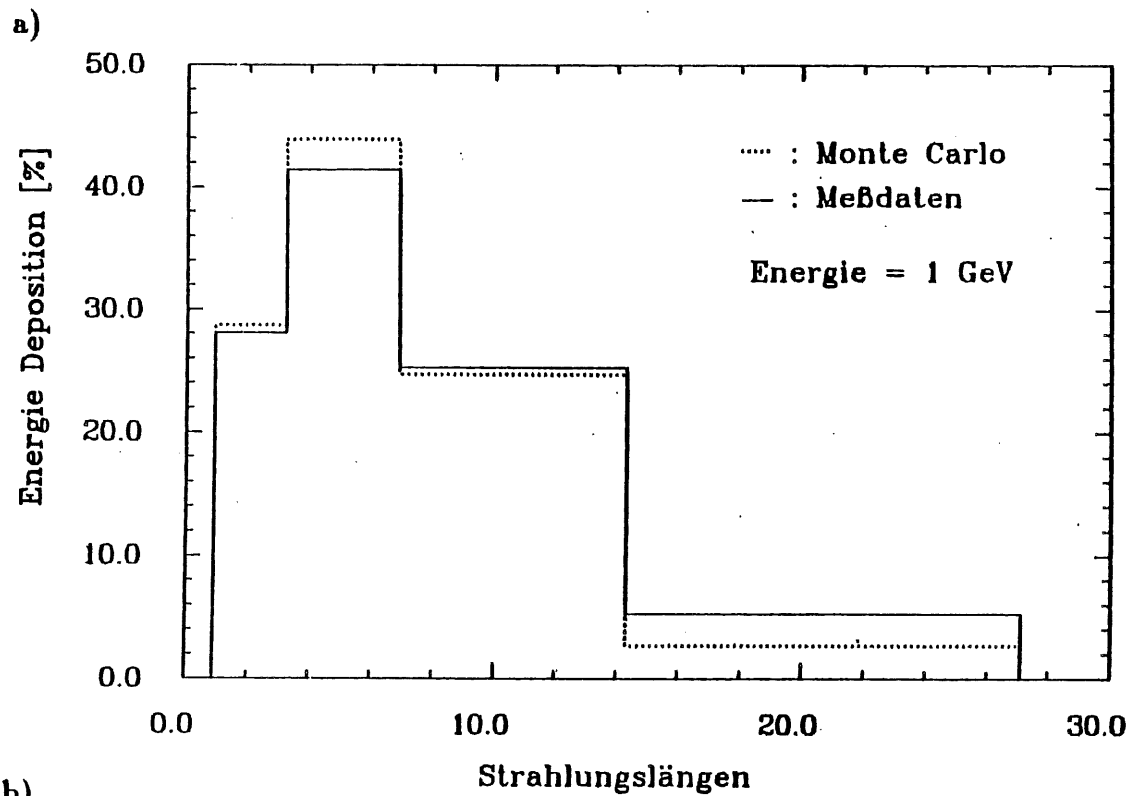


Abbildung 5.2: Vergleich der longitudinalen Schauerstruktur für a) $E=1$ GeV und b) $E=5$ GeV Elektronen. Aufgetragen ist die prozentual deponierte Energie pro Sektion.

eines Zufallsgenerators horizontal innerhalb von 1.8mm und vertikal von 4mm variiert.

5.1 Das longitudinale Schauerprofil

Das longitudinale Schauerprofil der im Argon deponierten Energie pro Gap ist in Abbildung 5.1 als Funktion der Detektortiefe aufgetragen. Zum Vergleich mit den Meßdaten eignet sich diese Darstellung nicht, da für diese nur die Summe der Signale für jede Sektion bekannt ist. Daher wurde auch für das Monte Carlo die Summe der Energie für jede Sektion berechnet. Außerdem wurden die Signale auf die gesamte sichtbare Energie normiert. In Abbildung 5.2 a) und b) sind diese Werte für $E=1$ GeV und $E=5$ GeV als Funktion der Strahlungslängen aufgetragen. Die Meßdaten sind auf korreliertes Rauschen korrigiert (siehe Kapitel 6.4). Bei 5 GeV ist eine gute Übereinstimmung der Werte zu erkennen, wohingegen bei 1 GeV vor allem bei der vierten Sektion eine Abweichung zu beobachten ist. Dieses hängt wahrscheinlich mit dem positiven Überkoppeln über die nicht optimal geerdeten Bleiplatten zusammen (siehe Kapitel 6.3). In der Simulation werden im Mittel (332 ± 4) fC/GeV im Argon deponiert. Ein Vergleich mit dem gemessenen Wert von (329 ± 27) fC/GeV (siehe Kapitel 6.2) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung.

5.2 Das laterale Schauerprofil

In Abbildung 5.3 ist das laterale Schauerprofil für eine Energie von 3 GeV dargestellt.

Die durchgezogene Linie stellt die Anpassung der Summe zweier Exponentialfunktionen an die Punkte dar. Da für die Meßdaten nur die Signale der Pads bekannt sind, muß für das Monte Carlo ebenfalls das Integral über die Pads gebildet werden, um die Ergebnisse vergleichen zu können. Hierfür sind in Abbildung 5.4 die Verhältnisse der deponierten Energie A_i zweier benachbarter Pads (Breite = 30mm) als Funktion des Einschusortes aufgetragen.

Das Schauerprofil der Meßdaten ist etwas breiter als das der Simulation. Die starke Abweichung des Wertes der Meßdaten ($A_i/A_{i+1} = 1.8$; $EGS = 1.0$) an der Padkante ist vermutlich auf eine Ungenauigkeit bei der Bestimmung des Nullpunkts zurückzuführen. Das bedeutet, daß der wahre Einschusort nicht genau bekannt war (Der Fehler dürfte bei ~ 1 mm liegen).

Die Ergebnisse der Energie- und Ortsauflösung werden jeweils zusammen mit den entsprechenden Meßdaten diskutiert (siehe Kapitel 6).

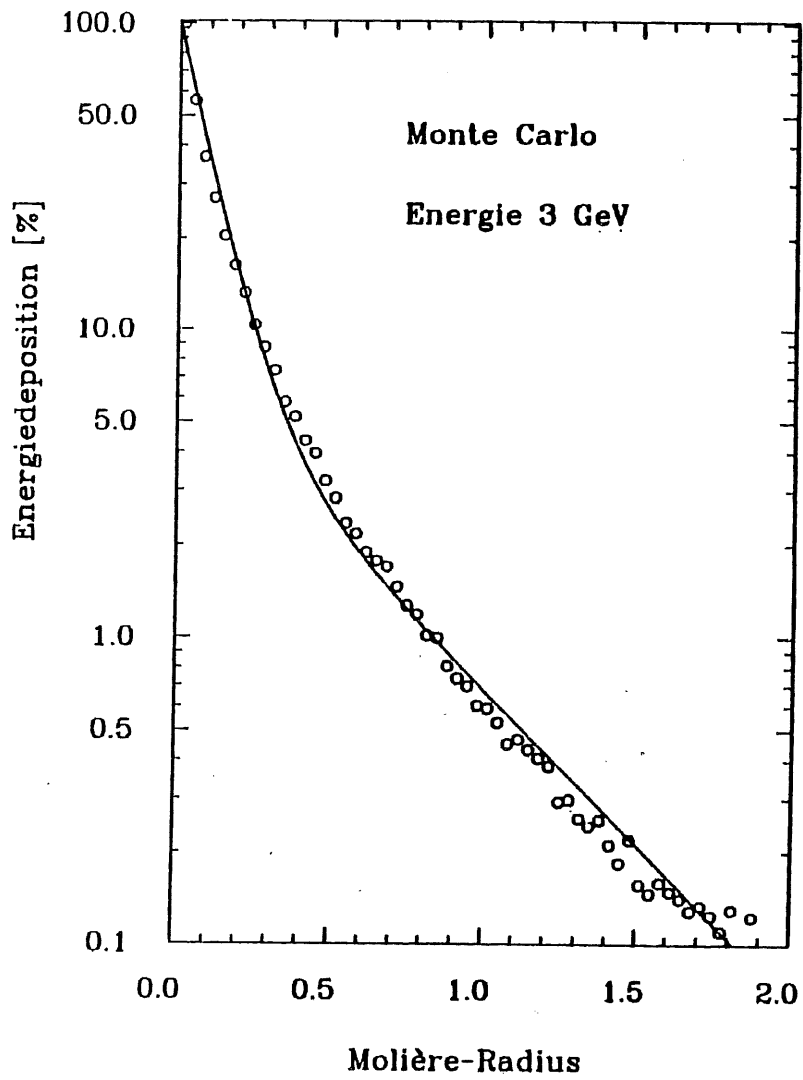


Abbildung 5.3: Das laterale Schauerprofil für 3 GeV Elektronen

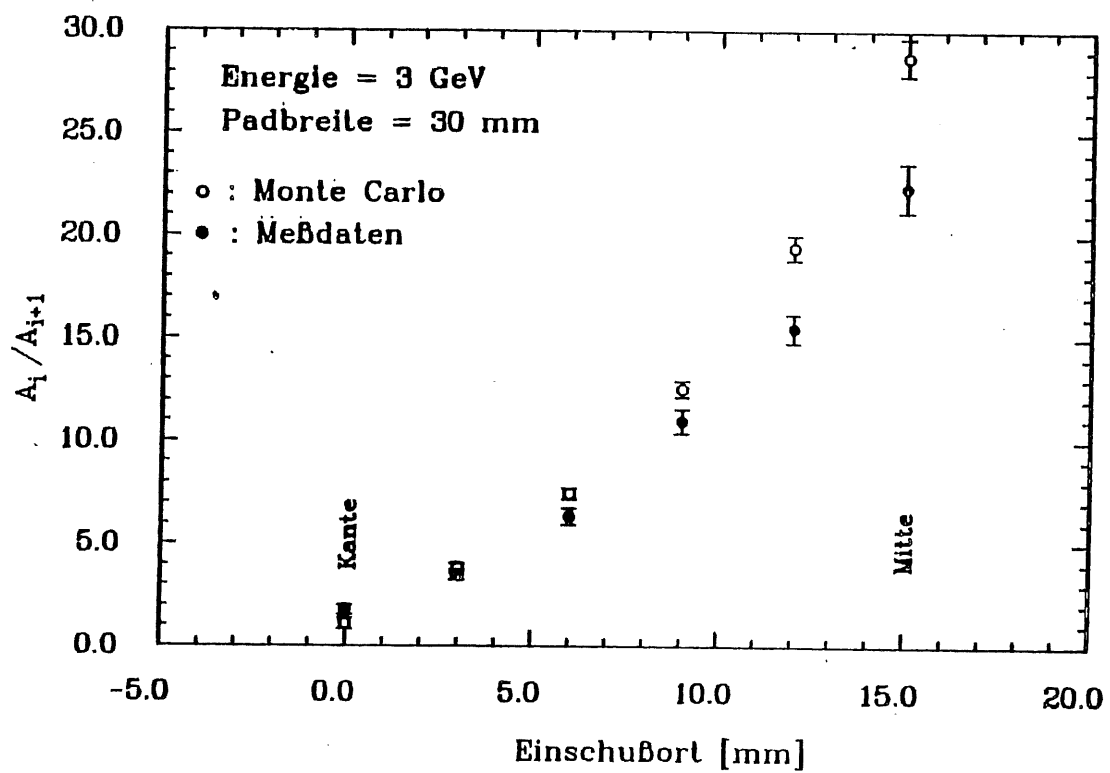


Abbildung 5.4: Vergleich der lateralen Schauerstruktur von EGS 4 mit den Meßdaten

Kapitel 6

Auswertung und Ergebnisse der Messungen mit Kalorimeterversion A

6.1 Hochspannungskurve (Ladungsausbeute)

Der Arbeitspunkt der Hochspannung wurde mit Hilfe einer Hochspannungskurve festgelegt. Die Messungen wurden bei $0.25kV$, $0.5kV$, $1kV$, $2kV$ und $3kV$ bei einer Elektronenenergie von $3GeV$ durchgeführt. Diese Serie von Messungen wurde viermal, verteilt über die Meßperiode wiederholt, um eventuelle, durch Verunreinigungen verursachte Signaländerungen beobachten zu können.

Der Verlauf der Hochspannungskurve (HV-Kurve) änderte sich über die Dauer der Meßperiode nicht. In Abbildung 6.1 ist diese dargestellt. Durch Anpassen der in Kapitel 2.2 beschriebenen Funktion ergibt sich ein Sauerstoffgehalt von $(0.4 \pm 1)ppm$. Mit einem Sauerstoffmessgerät wurde ein Wert von $(2.2 \pm 1)ppm$ gemessen.

Aus Gründen der Betriebssicherheit (Sicherheit gegen Hochspannungsüberschläge) wurde der Arbeitspunkt der Hochspannung auf $2kV$ festgelegt (83% des Plateauwertes).

6.2 Energielinearität

Für die Energielinearität wurde die Energiesumme über das gesamte Kalorimeter betrachtet. Hierbei können die Energieverluste sowohl in longitudinaler als auch lateraler Richtung vernachlässigt werden. Nur der Anteil der Energie der in den 5 cm Argon vor dem Kalorimeter deponiert wird, spielt eine Rolle. Er beträgt nach den EGS Berechnungen für 1 GeV

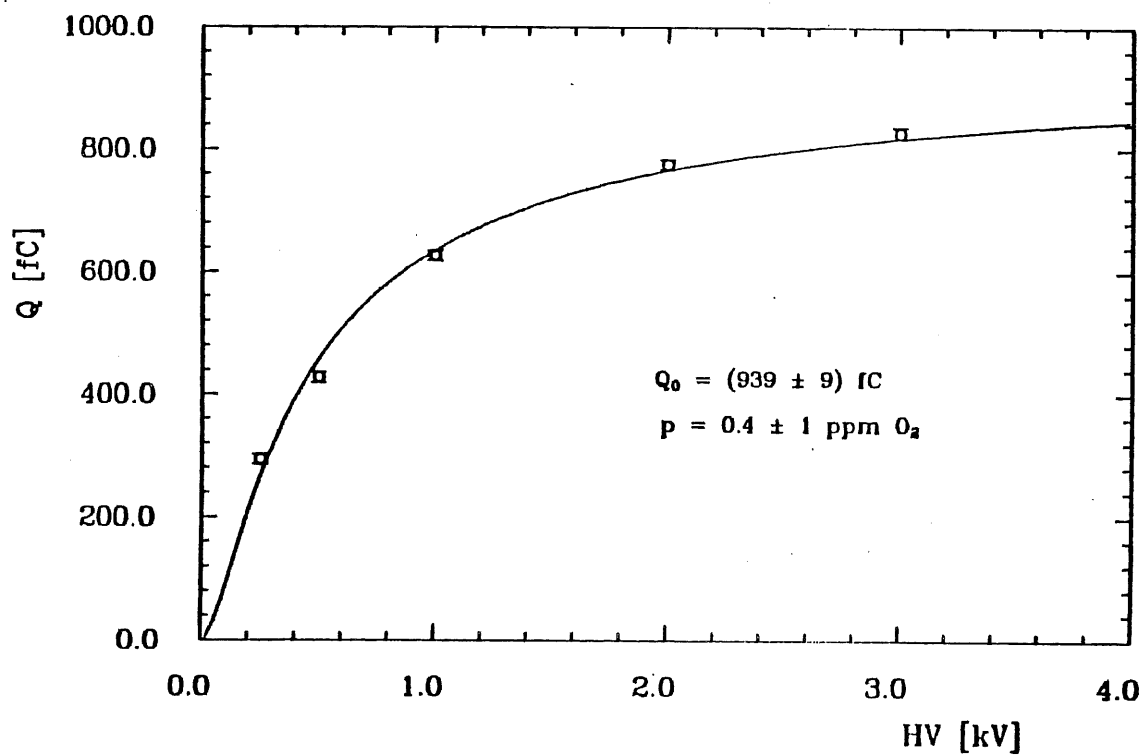


Abbildung 6.1: Hochspannungskurve des DESY-Tests

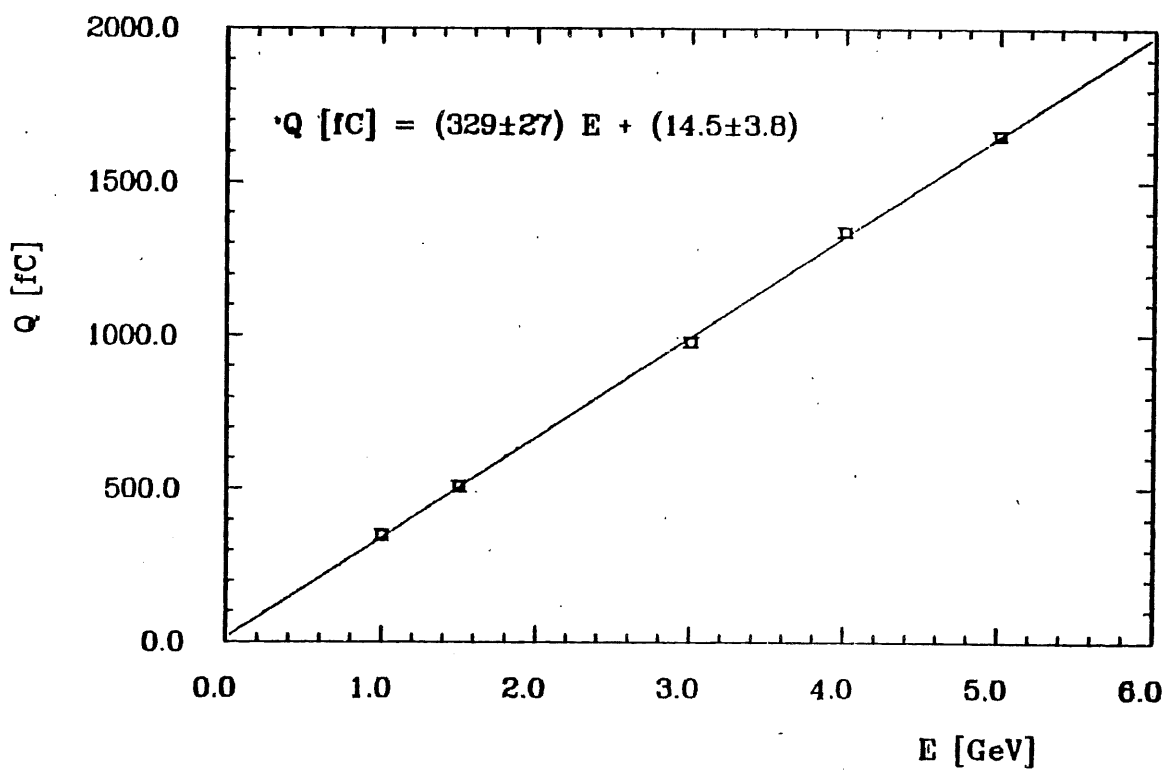


Abbildung 6.2: Energielinearität; Signal als Funktion der Elektronenenergie

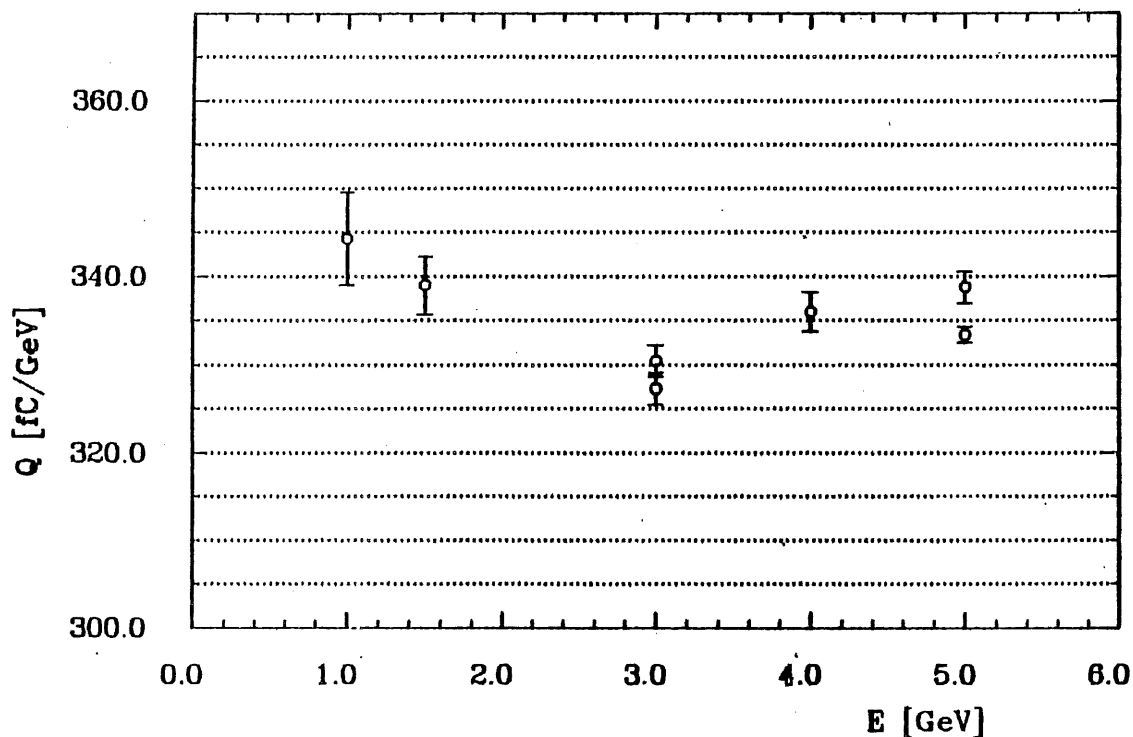


Abbildung 6.3: Signal/GeV als Funktion der Energie

Elektronen $\sim 2\%$ und bei 5 GeV noch 0.5% der Teilchenenergie (siehe Kapitel 5).

In Abbildung 6.2 ist die Höhe des Signals als Funktion der Energie aufgetragen. Es ergibt sich eine Steigung von 329 fC/GeV .

Zur Verdeutlichung der Abweichungen der Meßwerte von der Geraden, ist in Abbildung 6.3 die gemessene Ladung pro GeV aufgetragen. In dieser Abbildung sind zwei zusätzliche Punkte eingetragen, um die Schwankung der gemessenen Ladung bei gleicher Energie und Einschußort darzustellen. Die maximale Abweichung beträgt ca. 3% .

6.3 Überkoppeln

Eine Fragestellung bei dem Test der Kalorimeterversion A war, ob durch die hochohmige Schicht auf der Ausleseplatte (nur Sektion 4) die gesammelte Ladung verschmiert wird und dadurch Ladung auf die Nachbarpads überkoppelt. Dieser Effekt konnte nicht beobachtet werden, da eine stärkere Ursache für Überkoppeln vorhanden war.

Bei diesem Test gab es Schwierigkeiten mit der Erdung der Bleiplatten. Die Kabel mit denen diese geerdet waren, stellten sich als nicht induktionsarm genug heraus. Da die Kupferschicht der Ausleseplatten und die Bleiplatten eine Kapazität bilden, koppelt hierüber Signal auf das Blei über. Wenn es nicht gut geerdet ist, koppelt dieses Signal dann zurück

auf andere Pads und verteilt sich über das gesamte Kalorimeter. Hieraus resultiert, daß in allen Sektionen ein gleich hohes Signal in nicht vom Schauer getroffenen Pads gemessen wird. Dieses Signal ist von der deponierten Energie in der jeweiligen Sektion unabhängig, sondern nur von der insgesamt im Kalorimeter deponierten Energie abhängig. In der nachfolgenden Tabelle ist das mittlere Überkoppeln für verschiedene Energien aufgeführt. Das Überkoppeln ist in Prozent des Gesamtsignals angegeben, umgerechnet auf die Fläche aller großen Pads.

| E [GeV] | Überkoppeln [%] |
|------------|--------------------|
| 1.5 | 14.7 |
| 3 | 9.6 |
| 4 | 13.2 |
| 5 | 13.5 |

Es war nicht möglich die gemessenen Signale in Bezug auf das positive Überkoppeln zu korrigieren, da das Rauschen diesen Effekt so stark überlagerte, daß keine eindeutige Korrelation zwischen den Signalen und dem Überkoppeln erkennbar war.

6.4 Energieauflösung

Um die Energieauflösung des Kalorimeters zu bestimmen, wurde die Elektronenenergie von 1 bis 5 GeV variiert. Dabei blieb der Einschußort der Elektronen unverändert. Da einige Pads in der Mitte des Kalorimeters Kurzschlüsse zur Masse aufwiesen, befand sich dieser Einschußort in der linken oberen Ecke des Kalorimeters. Abbildung 6.4 zeigt den Bereich der Ausleseplatte, der für die Energieauflösung benutzt wurde. Da sich in diesem Bereich der Ausleseplatte fast nur große Pads befinden, ist für die Energieauflösung ein großer Rauschanteil zu erwarten (siehe Kapitel 4.3). In Abbildung 6.5 ist die Verteilung der Energiesumme für eine Elektronenenergie von 5 GeV zu sehen. Die an das Histogramm angepaßte Gausskurve ergibt eine Auflösung von $\sigma/E = 6.5\%$. Hierbei wurde an die abfallende Flanke der Verteilung angepaßt (-1σ bis $+3\sigma$ um das Maximum), um den vermutlich durch Energieverluste vorm Kalorimeter entstandenen "Schwanz" auszuschließen. Die Auflösung als Funktion der Energie ist in Abbildung 6.6 zu sehen. An die Meßpunkte wurde die Funktion aus Kapitel 1.4 angepaßt.

Wie erwartet, ist der Rauschanteil mit 24.6% GeV recht hoch, da fast ausschließlich große Pads verwendet werden. Der Samplinganteil liegt mit $11.1\% \sqrt{\text{GeV}}$ über dem erwarteten Wert von 10%. Allerdings beträgt der Fehler des Wertes 0.9%.

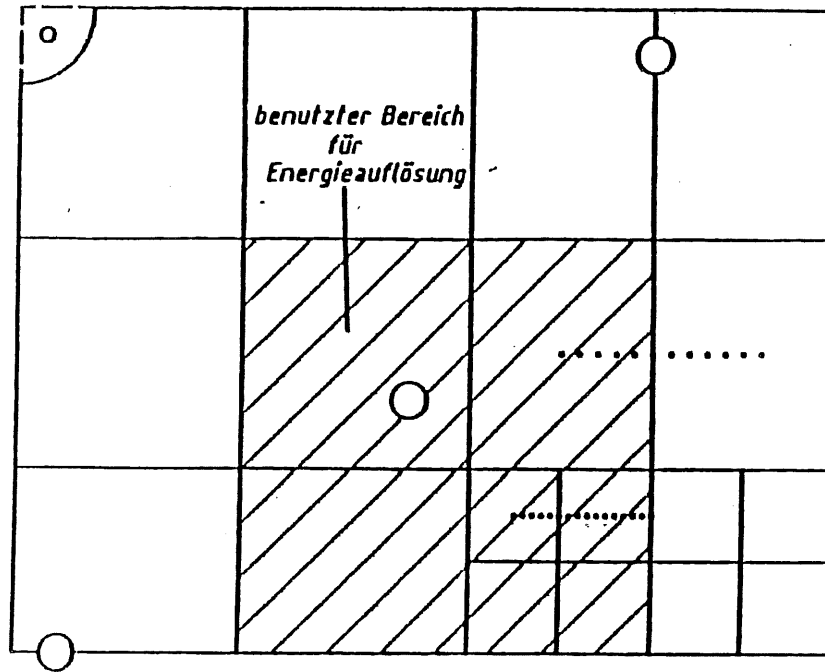


Abbildung 6.4: Padstruktur mit Einschußpositionen für den Ortsscan. Der schraffierte Bereich wurde zur Bestimmung der Energieauflösung benutzt.

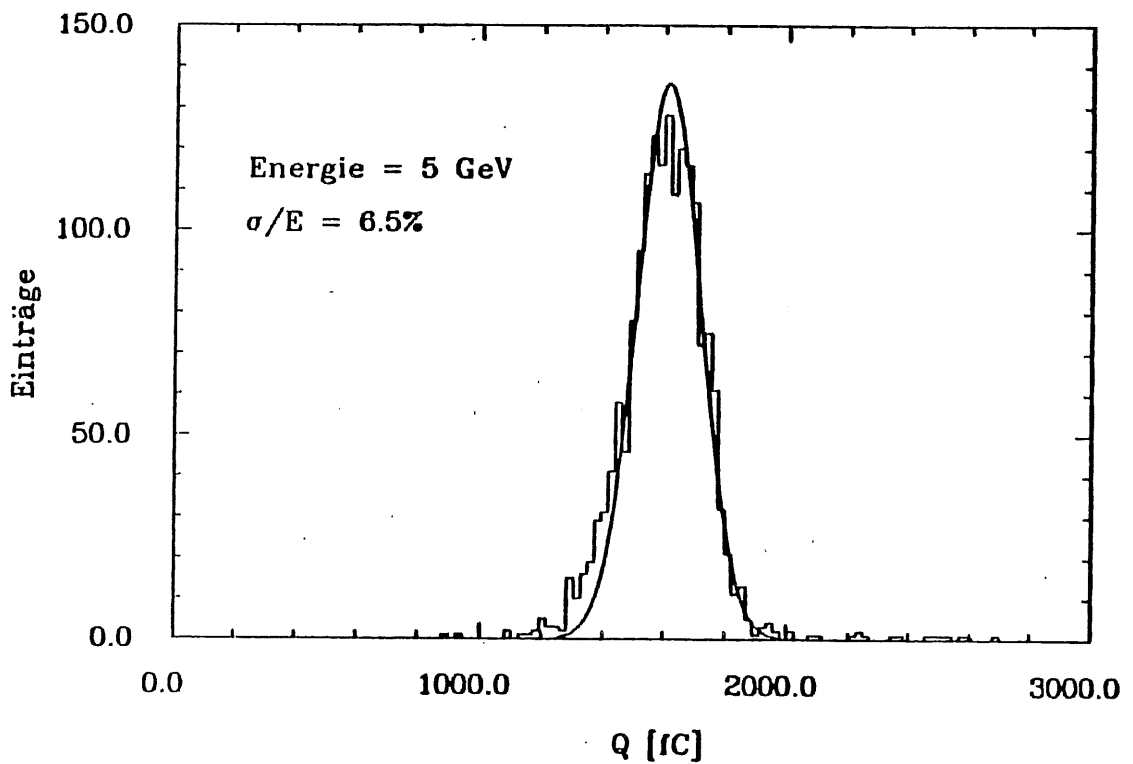


Abbildung 6.5: Energiesumme für $E = 5 \text{ GeV}$

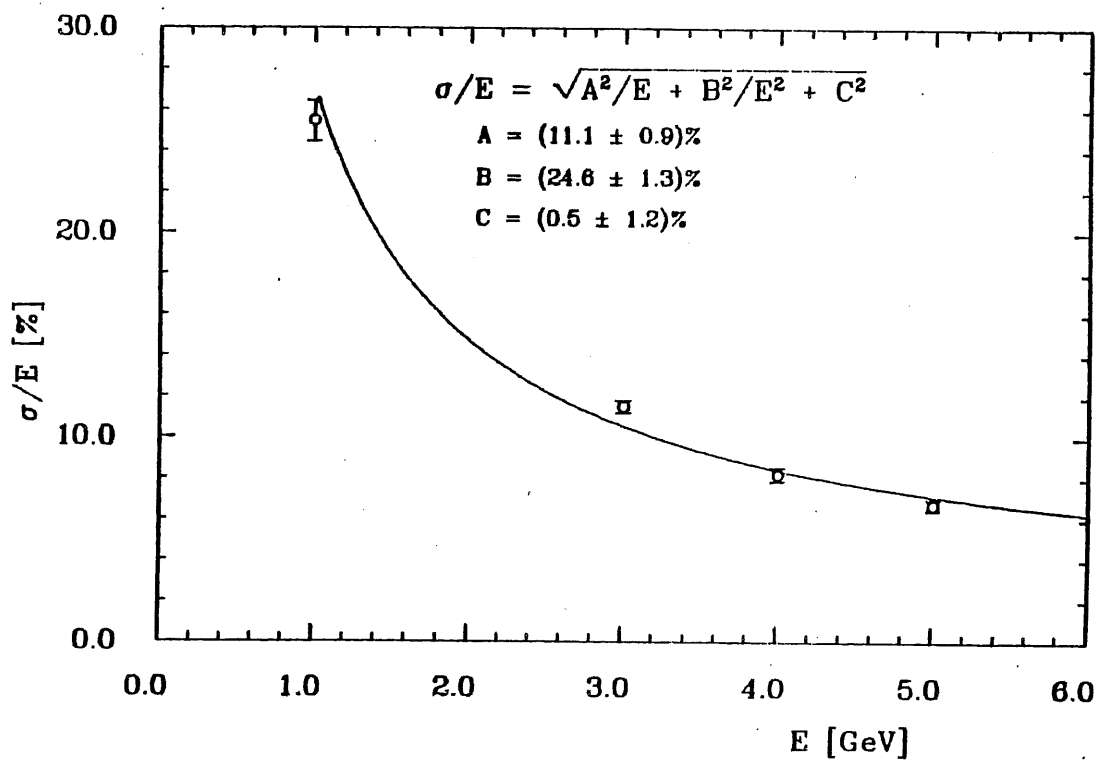


Abbildung 6.6: Energieauflösung σ/E als Funktion der Energie

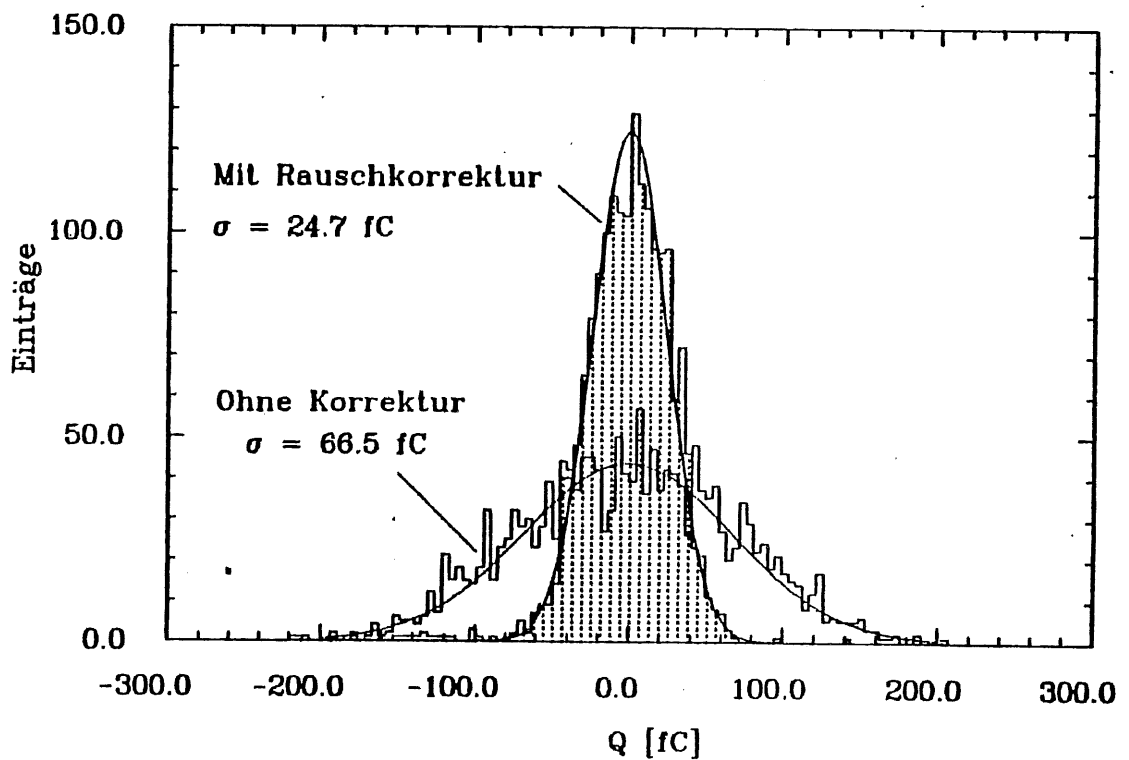


Abbildung 6.7: Pedestalsumme - Rauschverteilung vor und nach der Korrektur von korreliertem Rauschen

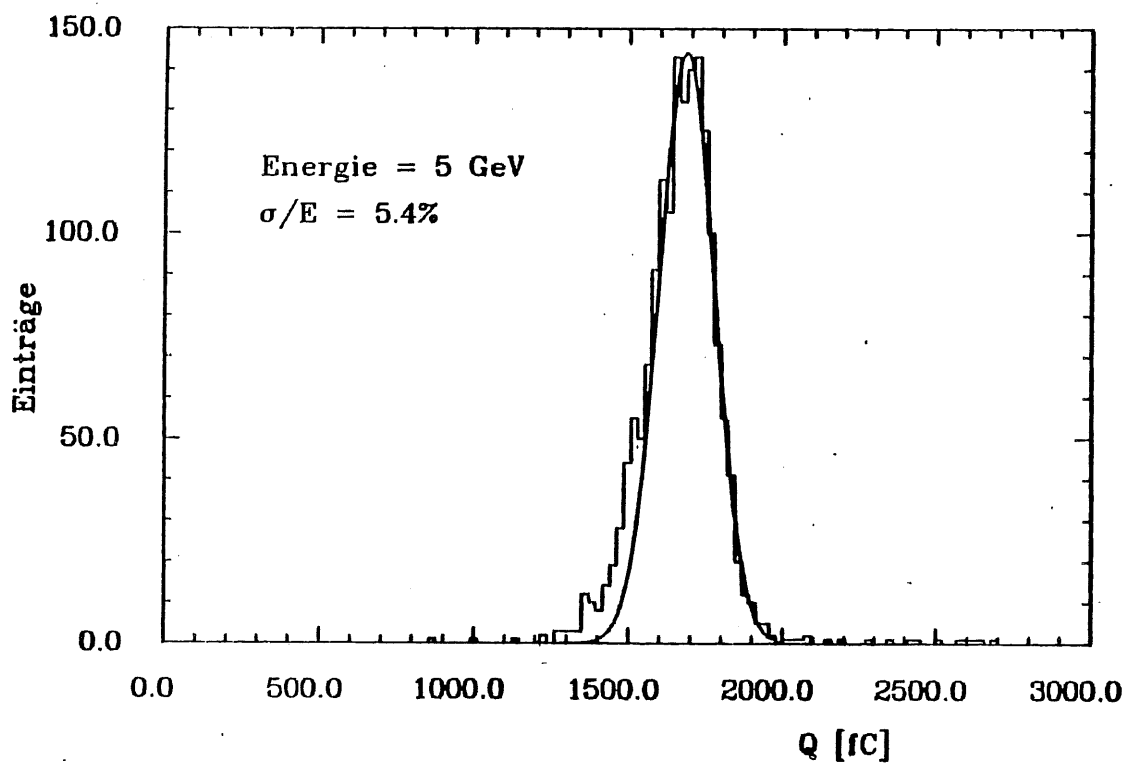


Abbildung 6.8: Energiesumme E=5 GeV mit Rauschkorrektur

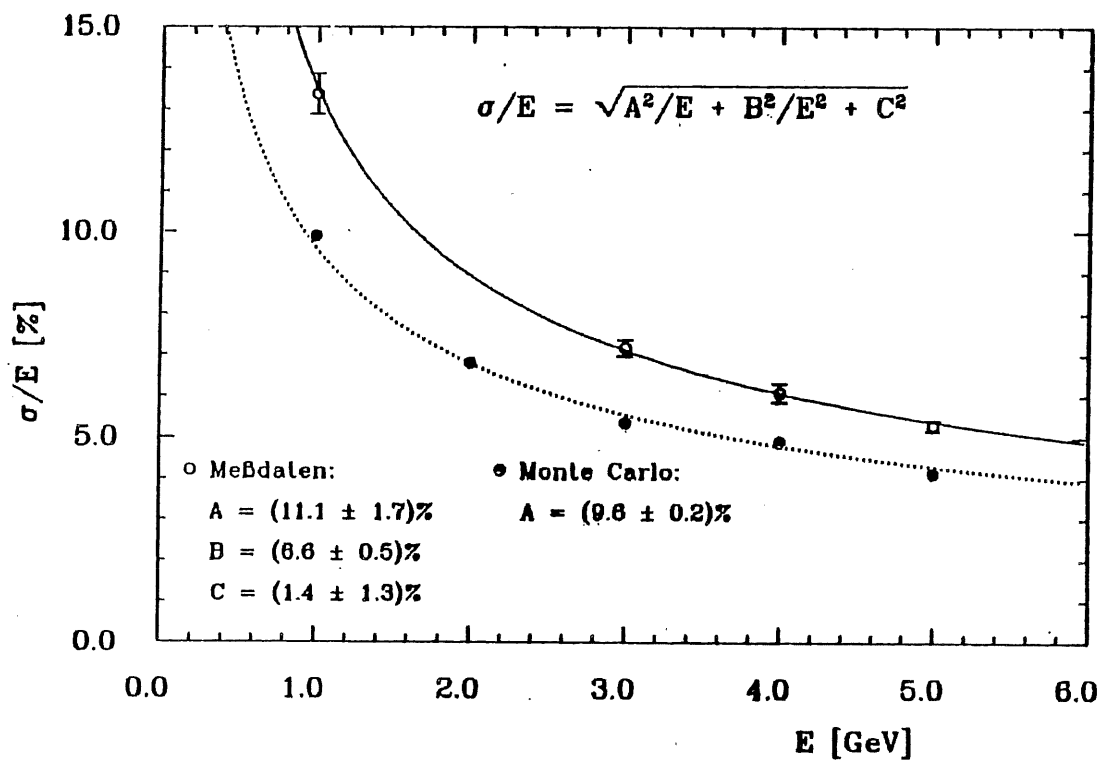


Abbildung 6.9: Vergleich der Energieauflösung zwischen Monte Carlo und Meßdaten

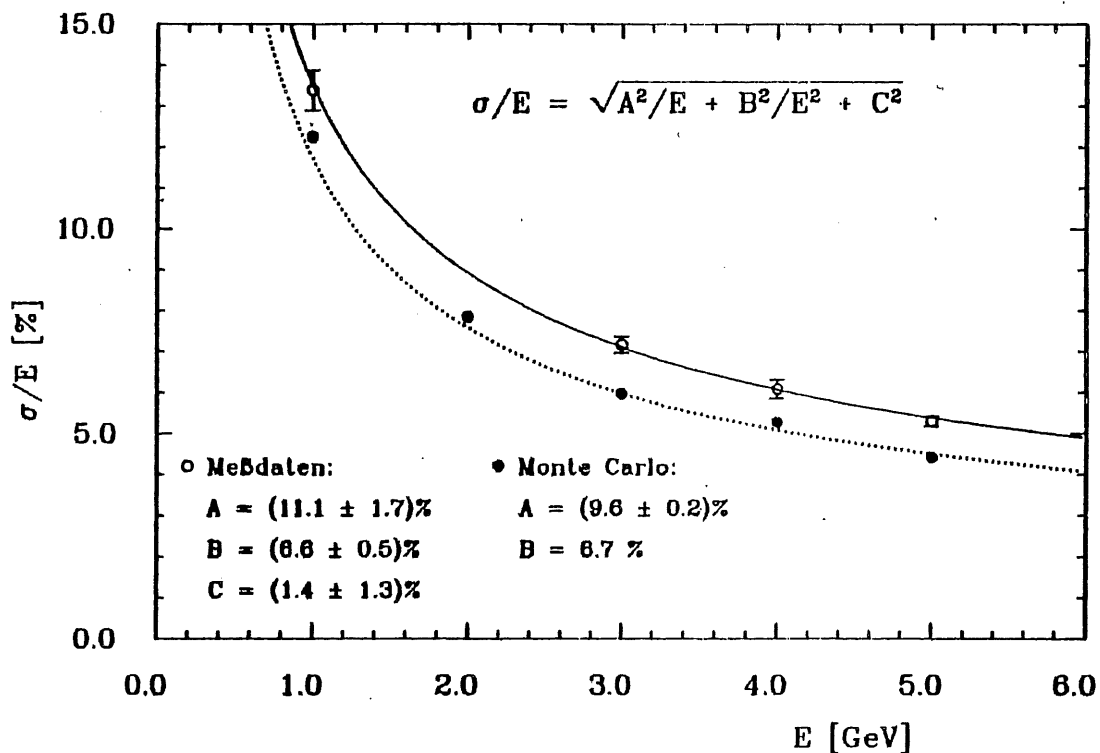


Abbildung 6.10: Energieauflösung mit zusätzlichem Rauschanteil von $B=6.7\%$ in den EGS-Berechnungen.

Um den Rauschanteil zu reduzieren, wurde ein Verfahren zur Korrektur von korreliertem Rauschen angewendet (eine ausführliche Beschreibung findet sich bei [BUR87]). Hierbei wird aus den Pedestals der Meßdaten ein Korrelationsfaktor zwischen 4 Referenzpads (diese liegen an der unteren Kante der Ausleseplatte und damit außerhalb des Schauerbereiches) und jedem der benutzten Signalpads berechnet. Für jedes Ereignis wird dann das Signal der Referenzpads betrachtet und mit Hilfe des Korrelationsfaktors der Rauschanteil am Signal der Signalpads bestimmt und dieser dann abgezogen. Mit dieser Methode ist es möglich gewesen den Rauschanteil auf 6.6% GeV zu reduzieren. In Abbildung 6.7 ist die Verteilung der Pedestalsumme der benutzten Pads vor und nach der Korrektur zu sehen.

Abbildung 6.8 zeigt die Energiesumme für $E=5$ GeV nach der Korrektur von korreliertem Rauschen ($\sigma/E = 5.4\%$).

Der Samplinganteil wird durch dieses Verfahren nicht verändert (siehe Abbildung 6.9), was dafür spricht, daß diese Korrektur nur den Rauschanteil beeinflusst hat und nicht wirkliches Signal weggeschnitten wurde.

In der nachfolgenden Tabelle sind die gemessenen Energieauflösungen für $E=1-5$ GeV eingetragen.

| E [GeV] | 1 | 3 | 4 | 5 |
|--|----------------|---------------|---------------|---------------|
| σ/E [%] | 13.1 ± 0.2 | 7.1 ± 0.2 | 6.0 ± 0.2 | 5.2 ± 0.2 |
| σ/\sqrt{E} [$\sqrt{\text{GeV}}$ %] | 13.1 | 12.3 | 11.9 | 11.6 |

Energieauflösung mit Korrektur von korreliertem Rauschen

In Abbildung 6.9 ist der Vergleich der Energieauflösung zwischen den Meßdaten und den EGS-Rechnungen zu sehen. Man erkennt eine beträchtliche Abweichung, die damit zusammenhängt, daß in die EGS-Kalkulation keinerlei Rauschen bzw. konstanter Anteil eingegangen ist. In Abbildung 6.10 ist ein Rauschanteil von 6.7% in die EGS Werte eingerechnet (Dieser Wert wurde aus den Pedesteln der Meßdaten gewonnen). Hier sieht man, daß sich die EGS-Ergebnisse den Datenpunkten nähern. Um die EGS-Ergebnisse mit den Meßdaten zur Deckung zu bringen, wäre ein konstanter Anteil von $C=2.9\%$ nötig. Die Hälfte dieses Wertes läßt sich durch den Meßwert von 1.4 % erklären, wobei der große Fehler von 1.3 % zu beachten ist. Die Energieunschärfe des Elektronenstrahls dürfte $\sim 1-2$ % betragen.

Die vom Monte Carlo vorhergesagte Energieauflösung beträgt $(9.6 \pm 0.2)\%/\sqrt{E}$.

Um festzustellen, in wieweit die hochohmigen Schichten die Energieauflösung beeinflussen, wurde die Auflösung von Kalorimeterversion A mit Version B (ohne HRC) verglichen. Für Version B ergibt sich ein gemessener Wert von $(9.4 \pm 0.5)\%/\sqrt{E}$ [BUR87]. Hierbei muß aber die geringere Bleidicke von 1.85mm berücksichtigt werden. Die Samplingfluktuationen sind proportional zur Wurzel aus der Absorberplattendicke (siehe Kapitel 1.4). Mit $\sqrt{2.44/1.85} = 1.15$ ergibt sich für Version A eine Energieauflösung von $(10.8 \pm 0.6)\%/\sqrt{E}$ (gemessen $(11.1 \pm 0.9)\%$).

Der Vergleich der Energieauflösung der Kalorimeterversion A mit dem Ergebnis der Simulation zeigt eine Differenz von ca. 1.5%. Hieraus ist zu schließen, daß die Auflösung des Kalorimeters noch zu verbessern ist (z.B. durch eine verbesserte Kalibration, oder eine Verringerung des Überkoppeln). Die gute Übereinstimmung der Energieauflösung von Version A mit der eines Testkalorimeters ohne hochohmige Schichten (Version B) spricht dafür, daß diese nicht zu einer Verschlechterung der Auflösung geführt haben.

6.5 Ortsauflösung

Um die Ortsauflösung zu bestimmen, muß der Einschußort der Elektronen auf das Kalorimeter variiert werden können. Hierzu war das Kalorimeter auf einem fahrbaren Tisch montiert, mit dem die Position horizontal und vertikal verändert werden konnte (Einstellgenauigkeit ca. 1/10 mm). Der

Einschußort wurde bei dieser Meßreihe durch ein Fingerzählerkreuz definiert; horizontal auf 1.8mm und vertikal auf 4mm (siehe Kapitel 3.3).

Mit einer Schrittweite von 3 mm wurde horizontal über zwei benachbarte 30 mm breite Pads gefahren. Für die 60mm breiten Pads betrug die Schrittweite 6 mm. Alle Messungen wurden bei einer Elektronenenergie von 3 GeV durchgeführt. Um die Energieabhängigkeit der Ortsauflösung zu bestimmen, wurden die Messungen für 30mm Padbreite bei einer Elektronenenergie von 5 GeV wiederholt.

In Abbildung 6.4 sind die Einschußorte in die Padstruktur eingezeichnet. Um den Einschußort eines Elektrons in das Kalorimeter aus den Signalen weniger Pads rekonstruieren zu können, muß man eine gute Beschreibung für die laterale Struktur elektromagnetischer Schauer haben. Eine gute Näherung für die laterale Energiedeposition stellt die Summe zweier Exponentialfunktionen dar (siehe Kapitel 1.3.1 und 5.2).

Bei Padbreiten von 1-2 Molièreradien läßt sich die laterale Schauerstruktur näherungsweise durch eine Exponentialfunktion beschreiben. Bei den hier betrachteten Padbreiten (30mm und 60mm) und Elektronenenergien (2 und 5 GeV) wurde daher lediglich eine Exponentialfunktion berücksichtigt. Dabei ist die benutzte Abschwächungslänge b ein Mittelwert von b_1 und b_2 (siehe Kapitel 1.3.1). b ist, bei dem hier betrachteten Energiebereich (1-5GeV), nur schwach von der Energie abhängig.

Der Ort des einfallenden Elektrons wurde aus der Signalverteilung mehrerer benachbarter Pads berechnet. Hierbei wurden zwei Verfahren verwendet :

1. Schwerpunktmethode

$$x_{CG} = \frac{\sum_{i=1}^n A_i \cdot x_i}{\sum_{i=1}^n A_i} \quad (6.1)$$

A_i = Signal in Pad i und x_i = Schwerpunkt von Pad i
Mit $n = 2$ an der Padkante und $n = 3$ in der Padmitte

2. Unter Berücksichtigung der exponentiellen lateralen Schauerstruktur wird aus dem Verhältnis von benachbarten Pads der Einschußort rekonstruiert [AKO77]:

$$x_i = b \cdot \ln\left(\frac{1 + \frac{A_i}{A_{i+1}}}{2}\right) \quad (6.2)$$

A_i und A_{i+1} sind die Signale zweier benachbarter Pads. A_i ist das maximale Signal.

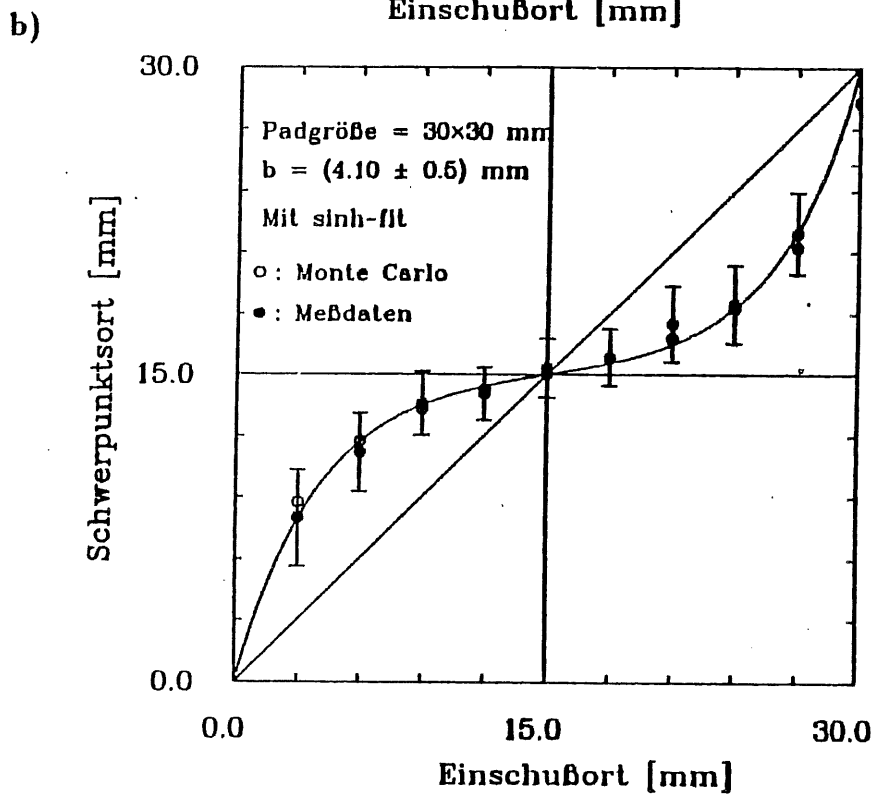
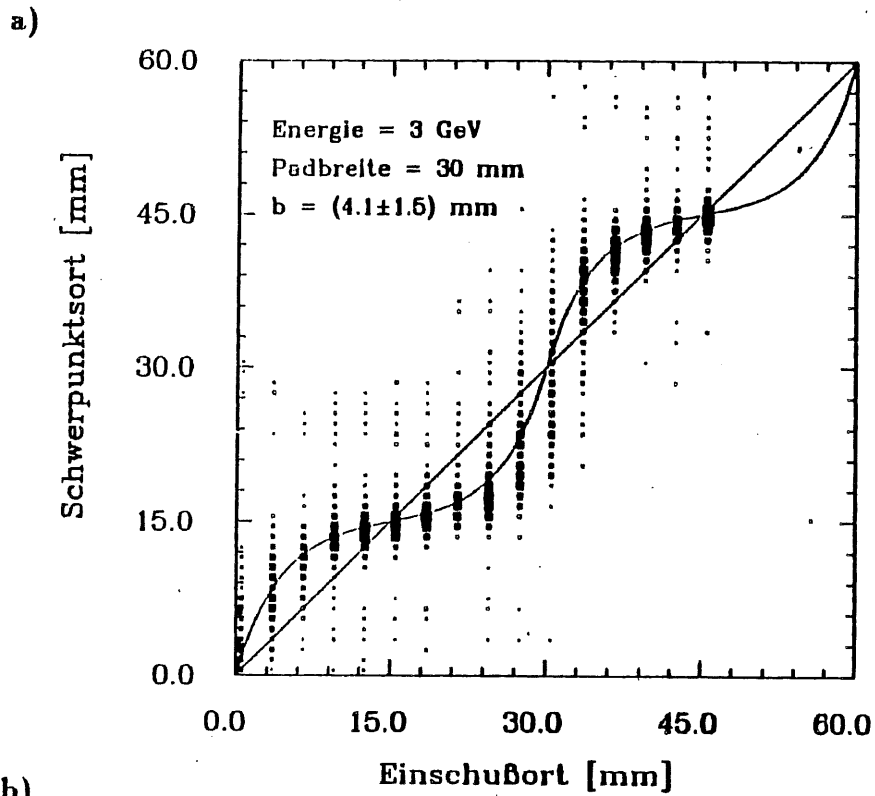


Abbildung 6.11: Berechnete Schwerpunktsorte als Funktion des Einschlußortes für 3 GeV Elektronen und 30mm Padbreite

6.5.1 Ortsauflösung mit Hilfe der Schwerpunktmethode

Bei der Schwerpunktmethode ergeben sich aufgrund der exponentiellen lateralen Struktur eines elektromagnetischen Schauers eine systematische Abweichung der berechneten Schwerpunktsorte zu der wahren Schauerachse. Der Zusammenhang zwischen dem wahren Einschußort und dem Schwerpunktsort ist [AKO77]:

$$x_{CG} = \frac{\sinh(x_{wahr}/b)}{\sinh(P/(2 \cdot b))} \cdot \frac{P}{2} \quad (6.3)$$

Mit b = Abschwächungslänge ; P = Padbreite

Mit Hilfe dieser Funktion läßt sich der systematische Fehler der Schwerpunktmethode korrigieren . Durch eine Anpassung an die Schwerpunktsorte ist der Parameter b zu bestimmen .

Die Umkehrfunktion ergibt sich zu

$$x_{wahr} = b \cdot \text{arc sinh}\left(\frac{2 \cdot x_{CG}}{P} \cdot \sinh\left(\frac{P}{2 \cdot b}\right)\right) \quad (6.4)$$

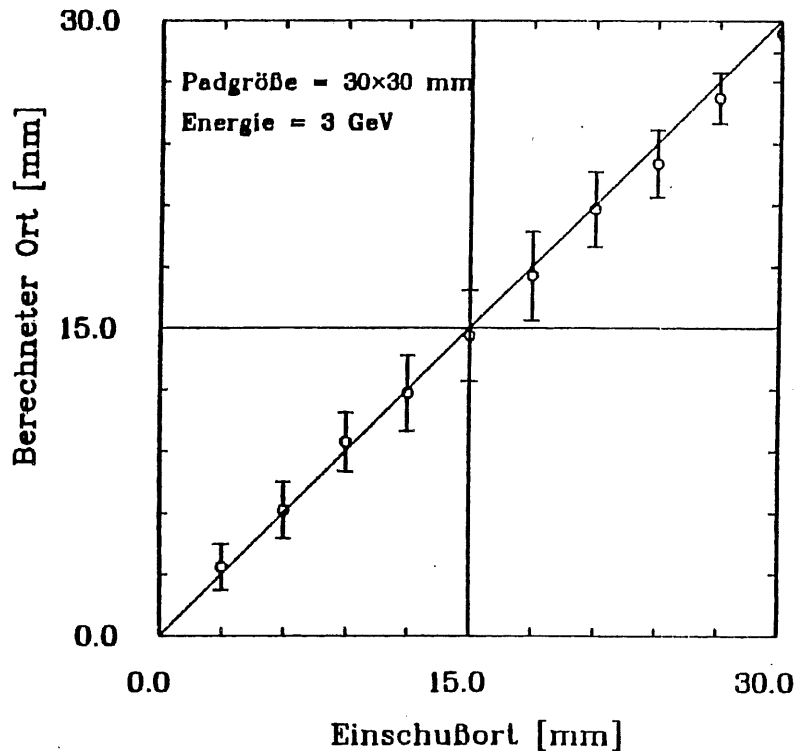


Abbildung 6.12: Korrigierte Schwerpunktsorte versus Einschußort für 3 GeV Elektronen und 30mm Padbreite

Die Schwerpunktmethode birgt ein Problem, und zwar muß dynamisch entschieden werden, ob für die Berechnung des Schwerpunktsortes

2 (Padkante) oder 3 (Padmitte) Pads benutzt werden sollen. Die Entscheidung wurde durch einen Vergleich der beiden Pads mit den größten Signalen getroffen, d.h. falls das Signal, des Nachbarn des höchsten Signals, mehr als 30% dieses Signals beträgt, werden 2 Pads benutzt, andernfalls 3 Pads.

In Abbildung 6.11 a) sind die berechneten Schwerpunktsorte als Funktion des durch den Trigger festgelegten Ortes aufgetragen und zwar für 3 GeV Elektronen und 30mm Padbreite. Abbildung 6.11 b) zeigt die berechneten Mittelwerte für die Meßdaten und die Monte Carlo Berechnungen. Die durchgezogene Linie stellt die sinh- Funktion mit einer Abschwächungslänge $b = 4.23\text{mm}$ dar. Die offenen Punkte sind die mit EGS berechneten Werte ($b = 3.98\text{mm}$). Die Fehlerbalken stellen das RMS der einzelnen Ortsverteilungen dar. Die Abweichungen zwischen den Meßdaten und dem Monte Carlo sind gering.

In Abbildung 6.12 sind die korrigierten Schwerpunktsorte als Funktion des Triggerortes aufgetragen. In diesem Fall stellt der Fehlerbalken die Ortsauflösung dar.

Die Ortsauflösung wurde bestimmt, indem die korrigierten Schwerpunkts-

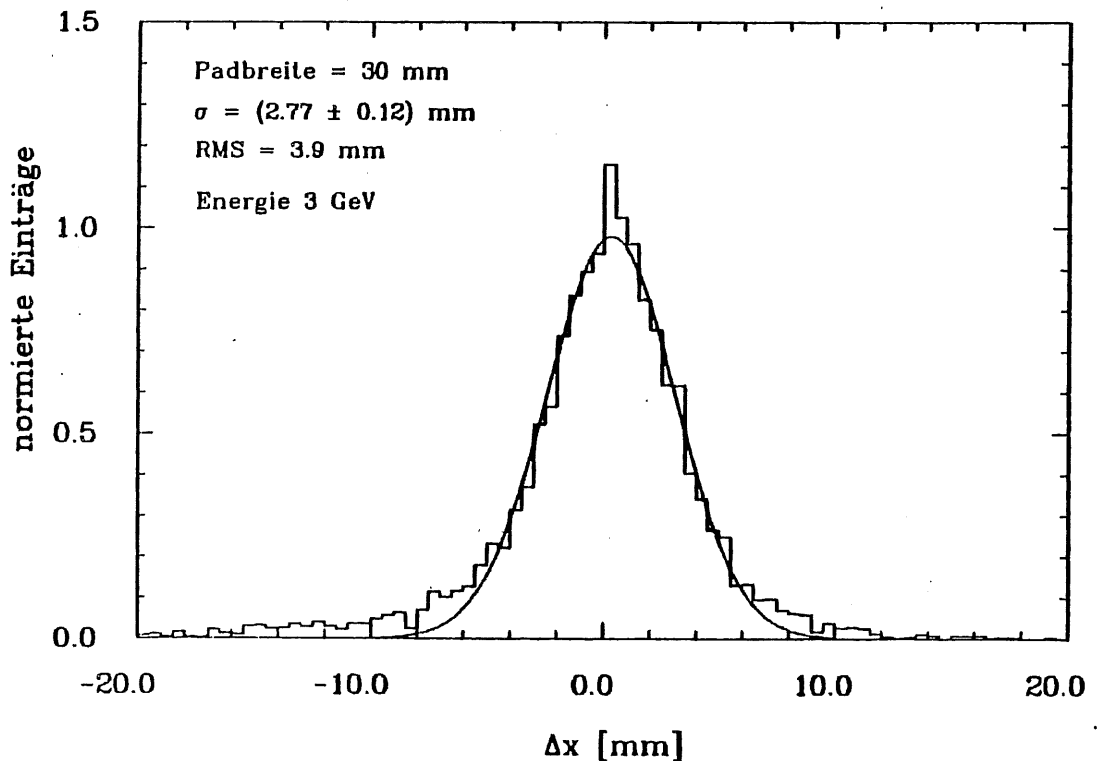


Abbildung 6.13: Ortsauflösung für 3 GeV Elektronen und 30mm Padbreite

orte für jede Position in ein Histogramm eingetragen werden. An dieses Histogramm wird dann eine Gaussfunktion angepaßt. Der Parameter σ gibt dann die Ortsauflösung für den jeweiligen Einschußort an. Sie ist stark

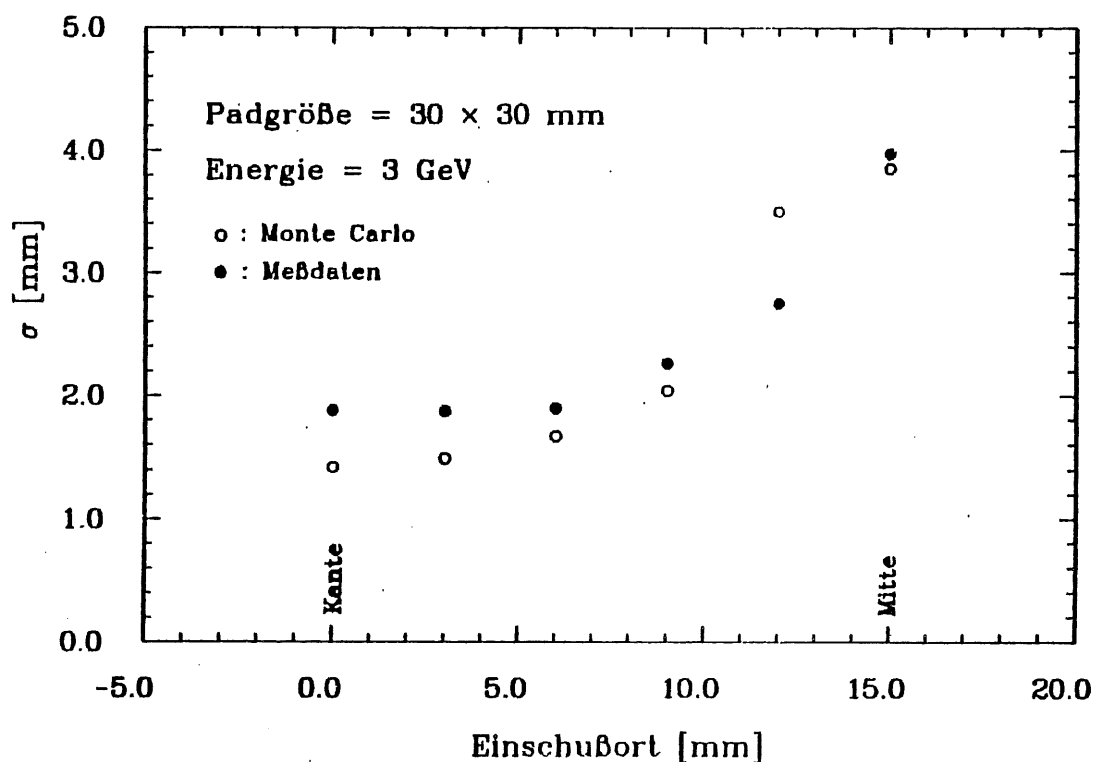


Abbildung 6.14: Ortsauflösung als Funktion des Einschußortes für 3 GeV Elektronen und 30 mm Padbreite

vom Einschußort (siehe Abbildung 6.14) abhängig, an der Padkante ist sie am besten, da hier bereits kleine Ortsverschiebungen zu deutlichen Signalunterschieden in benachbarten Pads führen. In der Padmitte ergibt sich selbst aus einer Verschiebung des Einschußortes um ein paar Millimeter nur eine geringe Signalveränderung. Hier ergibt sich eine Auflösung von $\sigma = 4.3 \text{ mm}$ und an der Padkante von $\sigma = 1.55 \text{ mm}$. Die mittlere Auflösung ist in Abbildung 6.13 dargestellt. Die stark ausgeprägten Schwänze der Verteilung sind vermutlich auf Rauschen zurückzuführen. Hierbei ist Δx die Differenz zwischen dem berechneten und dem durch den Trigger festgelegten Ort. Die mittlere Auflösung liegt bei $\sigma = 2.8 \text{ mm}$ (Monte Carlo $\sigma = 2.3 \text{ mm}$). Das RMS der Verteilung beträgt 3.9 mm . In Abbildung 6.14 ist die Ortsauflösung als Funktion des Triggerortes aufgetragen. Die offenen Punkte stellen die Ergebnisse der Simulation dar.

Die Ortsauflösung hängt von der Elektronenenergie und der Padgröße ab. Sie läßt sich durch folgenden Ansatz parametrisieren:

$$\sigma = \frac{P \cdot K}{\sqrt{E}} \quad P = \text{Padbreite} \quad (6.5)$$

Bei einer Padbreite von 30 mm ergibt sich ein Wert von ca. $K = 16\%$ ($K = 16\%$ für $E = 3 \text{ GeV}$ und $K = 16.4\%$ für $E = 5 \text{ GeV}$).

In der nachfolgenden Tabelle sind die berechneten Konstanten aufgelistet und zwar für verschiedene Padgrößen und Elektronenenergien.

| Padbreite [mm] | E [GeV] | Meßdaten | | EGS 4 | |
|-------------------|--------------|------------------|----------------|------------------|----------------|
| | | σ [mm] | K [%] | σ [mm] | K [%] |
| 30 | 5 | 2.20 ± 0.2 | 16.4 ± 0.1 | 1.96 ± 0.2 | 14.6 ± 0.1 |
| 30 | 3 | 2.77 ± 0.2 | 16.0 ± 0.1 | 2.26 ± 0.2 | 13.1 ± 0.1 |
| 60 | 3 | 4.30 ± 0.2 | 12.4 ± 0.1 | 3.26 ± 0.2 | 9.4 ± 0.1 |

Für die EGS-Rechnungen ergeben sich etwas bessere Auflösungen als für die Meßdaten, diese sind auf das nicht berücksichtigte Rauschen und positive Überkoppeln zurückzuführen. Die erreichte Ortsauflösung wurde nicht auf die durch den 1.8mm breiten Fingerzähler (siehe Kapitel 3.3) festgelegte Strahlbreite korrigiert.

6.5.2 Ortsauflösung für Kalorimeterversion B

Für die in Kapitel 3.1.3 beschriebene Kalorimeterversion B wurde die

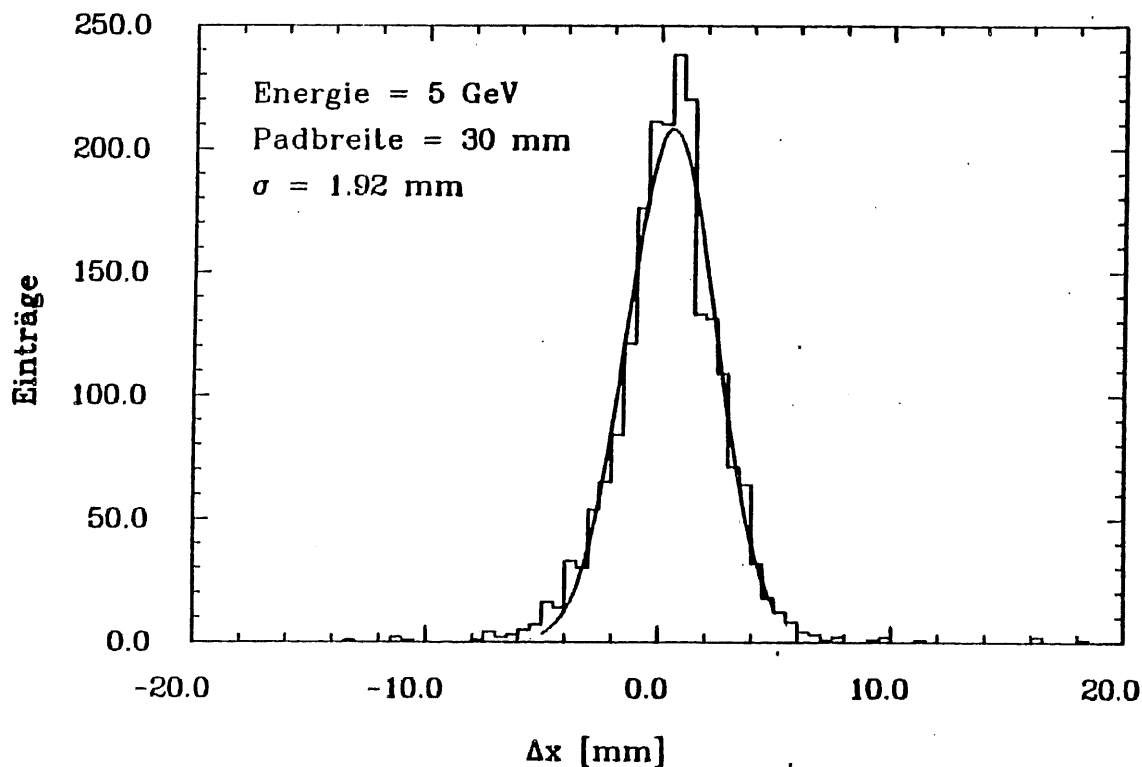


Abbildung 6.15: Ortsauflösung für 30 mm Padbreite und einer Energie von 5 GeV (Version B)

Ortsauflösung mit Hilfe der Schwerpunktmethode bestimmt. Die Simulation wurde mit dem Programm EGS Version 3 durchgeführt.

In Abbildung 6.15 ist die mittlere Auflösung für 30 mm Padbreite und 5 GeV Elektronen zu sehen. Es ergibt sich ein Wert von $\sigma = 1.92\text{mm}$. Hieraus folgt eine Konstante von $K=14.8\%$. Aus dem Monte Carlo ergeben sich hierfür $\sigma = 1.87\text{mm}$ und $K = 13.9\%$. Für die Messungen mit 2 GeV Elektronen beträgt die mittlere Auflösung $\sigma = 3.31\text{mm}$ und die Konstante $K = 15.6\%$ (EGS : $\sigma = 2.43\text{mm}$ und $K = 11.5\%$). Die bessere Ortsauflösung der Kalorimeterversion B ist zum Teil auf das bessere Samplingverhältnis zurückzuführen. Weitere Gründe sind das nicht vorhandene Überkoppeln und das geringere Rauschen des Gesamtsystems.

6.5.3 Ortsauflösung über die laterale Schauerstruktur

Bei dieser Methode liegt das Hauptproblem darin, die Abschwächungslänge b der Exponentialfunktion zu bestimmen.

Unter der Voraussetzung, daß die transversale Ausdehnung des Schauers

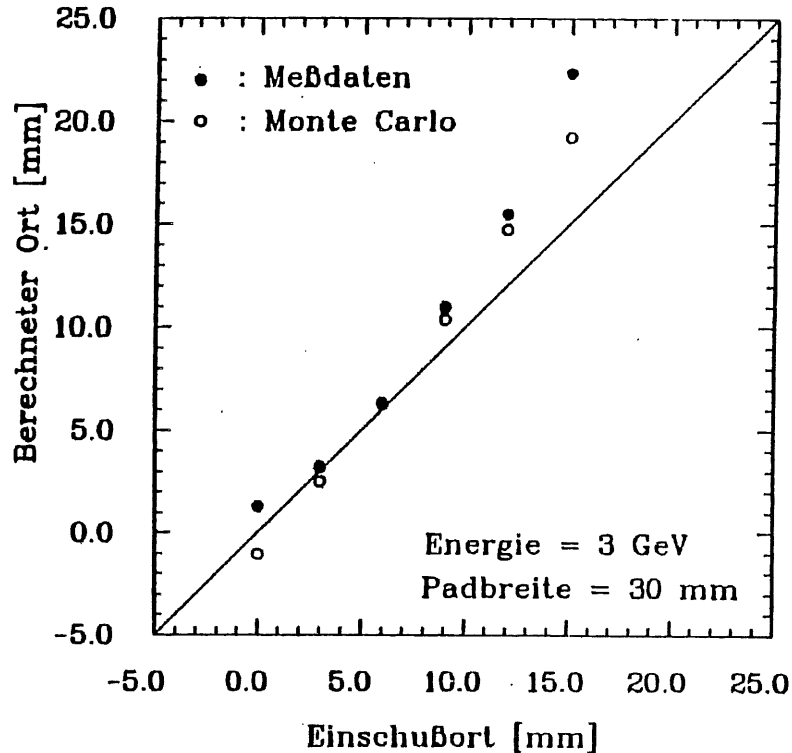


Abbildung 6.16: Berechnete Einschußorte über die deponierte Energie benachbarter Pads

nicht viel größer ist als die Padbreite, kann durch Integration der Exponentialfunktion die deponierte Energie in einem Pad bestimmt werden :

$$E_{dep} = \int_0^{\infty} E dx = E_0 \cdot b \cdot e^{-|x_0|/b} \quad (6.6)$$

Indem der Einschußort variiert und die deponierte Energie als Funktion des Ortes dargestellt wird, läßt sich hieraus die Abschwächungslänge b bestimmen. Dieses gilt strenggenommen nur an der Padkante, da zur Padmitte hin bereits der "Schwanz" des Schauers einen Beitrag liefert und somit ein größeres mittleres b nötig wäre.

Für die Meßdaten ergibt sich für $E=3\text{GeV}$ und 30mm Padbreite ein Wert von $b=4.1\text{mm}$. Für die EGS-Rechnungen wurde direkt an die transversale Verteilung eine Exponentialfunktion angepaßt. Das ergibt einen Wert von $b=4\text{mm}$. In Abbildung 6.16 sind die berechneten Orte als Funktion der Einschußposition aufgetragen. Es ist deutlich zu sehen, daß die Näherung einer einzigen Exponentialfunktion für die Beschreibung des lateralen Schauerprofils nur an der Padkante zu einer guten Reproduktion des Einschußortes führt. In der Padmitte kommt es daher zu stark asymmetrischen Ortsverteilungen.

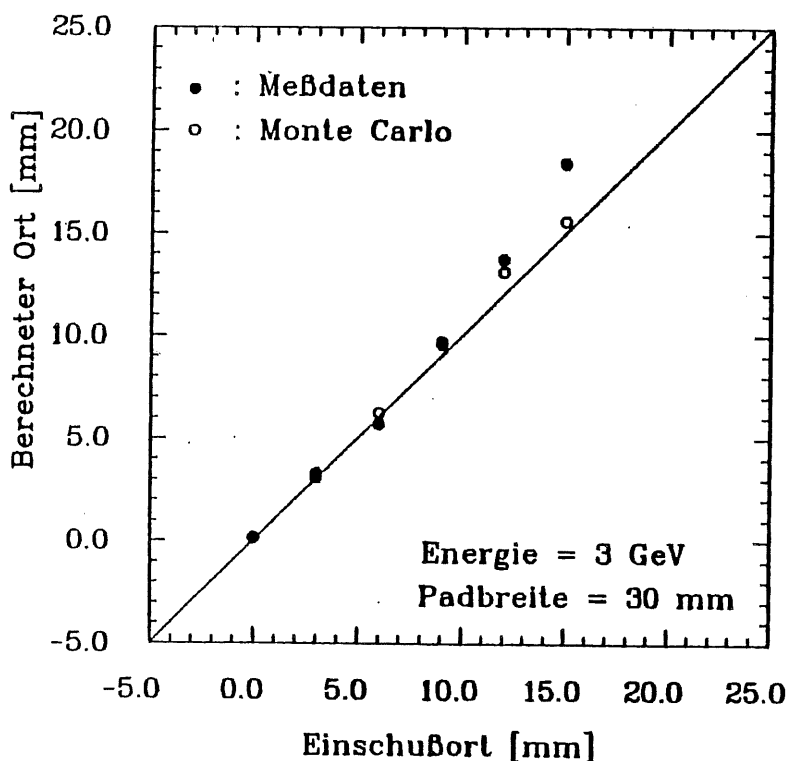


Abbildung 6.17: Ortsbestimmung über transversale Schauerform mit Korrektur der Abschwächungslänge b

Eine einfache Methode dieses zu verbessern ist, den Parameter b als Funktion von A_i/A_{i+1} zu variieren. Die einfachste Funktion hierfür ist ein

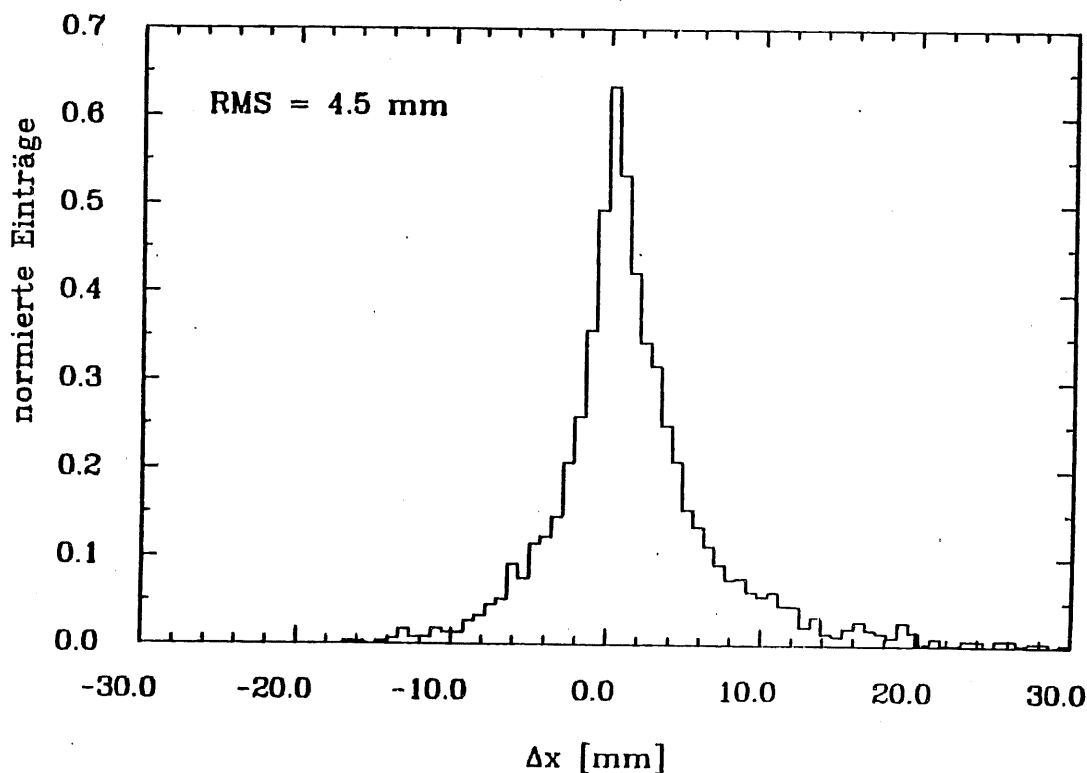


Abbildung 6.18: Mittlere Ortsauflösung $E=3$ GeV und Padbreite=30 mm

linearer Zusammenhang zwischen dem Signalverhältnis und dem Parameter b :

$$b = a \cdot \frac{A_i}{A_{i+1}} + c \quad (6.7)$$

Für die Meßdaten ergaben sich $a = 0.188$ und $c = 3.65$ und für EGS $a = 0.081$ und $c = 3.45$

In Abbildung 6.17 sind die durch diese Methode berechneten Einschußorte als Funktion des Triggerortes aufgetragen. Gegenüber Abbildung 6.16 ist eine deutliche Verbesserung der Ortsbestimmung zu erkennen.

In Abbildung 6.18 ist die mittlere Auflösung für $E=3$ GeV zu sehen. Es ergibt sich ein *RMS* von 4.5 mm. Die stark ausgeprägten "Schwänze" der Verteilung entstehen durch asymmetrische Ortsverteilungen in der Padmitte.

Eine Verbesserung der Methode ist zu erreichen, wenn ähnlich wie bei der Schwerpunktmethode dynamisch entschieden wird, ob der Einschußort in der Nähe der Padmitte liegt. In der Padmitte könnte dann einfach der Schwerpunktsort ohne Korrektur berechnet werden.

Die beiden Methoden zur Rekonstruktion des Einschußortes von Elektronen zeigen bei der Auflösung keine großen Unterschiede ($RMS=3.9$ mm)

für Schwerpunktmethode und $RMS=4.5\text{mm}$ über eponentielle Schauerstruktur).

Für beide Verfahren ist die Kenntnis der Abschwächungslänge b als Funktion der Energie und der Schauertiefe notwendig. Der Test hat aber gezeigt, daß diese Kenntnisse mit Hilfe von Simulationprogrammen gewonnen werden können. Die berechneten Abschwächungslängen von EGS 4 und den Meßdaten sind praktisch identisch. Vom Aufwand her sind daher beide Verfahren gleich.

Zusammenfassung

Die Ergebnisse des Tests eines elektromagnetischen Blei-Flüssig- Argon Kalorimeters (Bleidicke = 2.4mm, Argonschicht = 2.8mm) haben gezeigt, daß die neue Technik der Hochspannungszuführung mit Hilfe von hochohmigen Schichten funktioniert und zu keiner wesentlichen Verschlechterung der Energie- und Ortsauflösung führt.

Die Energieauflösung liegt mit $11\%/\sqrt{E}$ nur geringfügig über dem nach Monte Carlo Rechnungen erwarteten Wert von $10\%/\sqrt{E}$, wobei durch eine verbesserte Elektronik (Verstärker, Kabel, Kalibration etc.) möglicherweise noch eine Verbesserung dieses Wertes zu erwarten ist.

Die Ortsauflösung beträgt $4.8\text{mm}/\sqrt{E}$ (Padbreite=30mm), wobei hierin eine Strahlbreite von 1.8mm enthalten ist. Da im H1- Kalorimeter die Pads auf den Wechselwirkungspunkt ausgerichtet sein werden, ist auch zu erwarten, daß die Ortsauflösung nicht wesentlich schlechter sein wird. Das gilt allerdings nur solange keine sich überlappenden Schauer gemessen werden.

Schwierigkeiten in Bezug auf die Herstellung der hochohmigen Schichten spielen nur eine geringe Rolle, wenn sie auf die Absorberplatten geklebt werden. Die Anforderungen an den Widerstand und die Homogenität der Schicht sind in diesem Fall für die Funktionsfähigkeit des Kalorimeters nicht sehr hoch.

Es ist mittlerweile mit dem Bau von Prototypen für einzelne Teile des Kalorimeters von H1 begonnen worden. Die Struktur des von der Gruppe F21 gebauten elektromagnetischen Vorwärts-Kalorimeters wird ähnlich sein mit der von Kalorimeterversion A.

- Dicke der Bleiplatten = 2.4mm
- Argon Gap= 2.5mm, Ausleseplatte auf Bleiplatte geklebt
- Hochohmige Schicht auf gegenüberliegender Bleiplatte

Literaturverzeichnis

- [AKO77] G.A.Akopdjanov et al. *Nuclear Instruments and Methods* 140 (1977) 441-445
- [AMA80] Ugo Amaldi; *Fluctuations in calorimetry measurements* (1980)
- [BUR87] W.Burmester; *Diplomarbeit, Universität Hamburg 1987* (in Vorbereitung)
- [EGS4] Autoren: W.R.Nelson, H.Hirayama, D.W.O. Rogers
- [ENG74] J.Enger et al.; *Nuclear Instruments and Methods* 120 (1974) 157-162
- [ENG84] J.Engler; *Nuclear Instruments and Methods* 225 (1984) 525-529
- [ENG85] J.Engler; *Nuclear Instruments and Methods* A235 (1985) 301-309
- [FAB85] C.W.Fabjan; *Calorimetry in high-energy physics, CERN* (1985)
- [GUE86] W.Günther; *Diplomarbeit, Universität Dortmund 1986*
- [HAA87] P.Haase; *Diplomarbeit, Universität Hamburg 1987* (in Vorbereitung)
- [H186] *Technical Proposal for the H1 Detector, 1986*
- [H187] H1 Collaboration; *Results from a test of a Pb-Cu liquid-argon calorimeter, DESY 87-098* (1987)
- [KK87] K.Kleinknecht; *Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner 1987*
- [LOH81] E.Lohrmann; *Hochenergiephysik, Teubner 1981*
- [PAR84] Particle Data Group; *Review of particle properties* (1984)
- [PER82] D.H.Perkins; *Introduction to high energy physics, 1982*
- [WIL74] W.J.Willis and V.Radeka; *Nuclear Instruments and Methods* 120 (1974) 221-236

Danksagung

Die vorgelegte Arbeit entstand im Rahmen der Arbeit der DESY Forschungsgruppe F21, die die Entwicklung und den Bau des elektromagnetischen und hadronischen Vorwärtskalorimeter zum Ziel hat.

Ich möchte mich bei den Gruppenmitgliedern für die gute Arbeitsatmosphäre und Zusammenarbeit bedanken.

Speziell bedanken möchte ich mich bei:

- Dr.Brasse, Dr.Flauger, Dr.Gayler und Dr.Korbel für die gute Betreuung der Arbeit und Hilfe bei Problemen
- dem Doktoranden J.Marks für die Hilfe bei der Auswertung der Daten
- G.Falley für die Hilfe beim Bau des Kalorimeters und dem Teststrahllaufbau
- K.Thiele für die sehr arbeitsintensive Herstellung der hochohmigen Schichten und für den Bau des Kalorimeters
- den Mitdiplomanden W.Burmester und P.Haase für die Hilfe beim Test

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