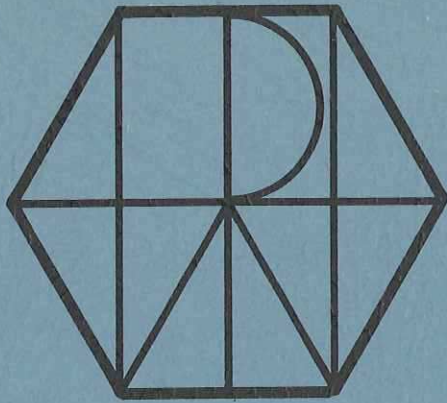


do not remove

1988



PITHA 89/06

---

Test eines Eisen/Streamerrohrkammer  
Kalorimeters im Hinblick auf einen  
Einsatz im H1-Detektor am  
e-p Speicherring HERA

Engelbert Vogel

---

PHYSIKALISCHE INSTITUTE  
RWTH AACHEN  
Sommerfeldstr.  
51 AACHEN, FR GERMANY

Olsson F 11

Test eines Eisen/Streamerrohrkammer  
Kalorimeters im Hinblick auf einen  
Einsatz im H1-Detektor am  
e-p Speicherring HERA

Von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen  
genehmigte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften

von

Diplom-Physiker

Engelbert Vogel

aus Wickrath, Krs. Grevenbroich  
(jetzt Mönchengladbach)

Referent : Universitätsprofessor Dr. W. Braunschweig  
Korreferent : Universitätsprofessor Dr. K. Lübelmeyer  
Tag der mündlichen Prüfung : 29.11.1988

# Inhalt

1	Einleitung	3
2	Der HERA Speicherring	4
2.1	Die Maschine	4
2.2	Das HERA Physik Programm	5
2.2.1	Physik im Rahmen des Standardmodells	5
2.2.2	Mögliche Erweiterungen des Standardmodells	9
2.2.3	Alternativen zum Standardmodell	10
2.3	Anforderungen an HERA Detektoren	12
3	Der H1 Detektor	14
3.1	Überblick	14
3.2	Das H1 Rückflußjoch und seine Instrumentierung	21
4	Kalorimetertests am europäischen Kernforschungszentrum CERN	22
4.1	Das Testprogramm	22
4.2	Der Testaufbau	24
4.2.1	Teststrahl und Testgebiet	24
4.2.2	Das Flüssig Argon Kalorimeter Testmodul	28
4.2.3	Das Eisen / Streamerrohrkammer Kalorimeter Testmodul	29
4.2.4	Trigger und Datennahme	34
4.3	Analyse von Myonereignissen	34
4.4	Tests des Eisen / Streamerrohrkammer Testkalorimeters bei direktem Teilcheneinschuß	43
4.4.1	Pion Analyse	43
4.4.2	Vergleich mit der Monte Carlo Simulation	56
4.5	Tests des kombinierten Kalorimeters	66
4.5.1	Pion Analyse	66
4.5.2	Energiewichtung in nicht-kompensierenden Kalorimetern	86
5	Übertragung der Testergebnisse auf den H1 Detektor	90
6	Zusammenfassung	99
A	Myon Nachweis im H1 Detektor	102
B	Liste der am Kalorimetertest beteiligten Physiker	109
	Referenzen	110
	Verzeichnis der Abbildungen	114
	Verzeichnis der Tabellen	117
	Danksagung	118
	Lebenslauf	119

# 1 Einleitung

Am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg befindet sich z. Zt. die Hadron Elektronen Ring Anlage HERA im Bau, deren Inbetriebnahme für Mitte 1990 vorgesehen ist. An diesem Speicherring sollen Elektronen mit einer Energie von 30 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV zur Kollision gebracht werden. Vordringliches Ziel von HERA ist die Untersuchung der Struktur von Elektronen und Quarks bis zu einer Größe von  $3 \cdot 10^{-18}$  cm. Außerdem gestattet HERA die Suche nach neuen Teilchen (wie z.B. dem top-Quark, Leptoquarks und Leptogluonen, supersymmetrischen Teilchen usw.) bis zu Massen von  $O(100 \text{ GeV})$ .

Für den HERA Speicherring wurden zwei Experimente, H1 und ZEUS, genehmigt und befinden sich z. Zt. im Bau. Die Physikalischen Institute der RWTH Aachen sind am H1 Detektor beteiligt. Die wichtigsten Komponenten des H1 Detektors sind: (1) die zentralen Spurkammern zur Messung des Impulses geladener Teilchen im Magnetfeld einer supraleitenden Spule, (2) das Flüssig-Argon Kalorimeter zur Messung des Energieflusses von Elektronen und Jets sowie (3) das Instrumentierungssystem des Rückflußeisenjochs. Das I. Physikalische Institut arbeitet an dieser Instrumentierung: Kunststoff-Streamerrohrkammern dienen zum einen dem Nachweis von Myonen, zum anderen der Messung der aus dem zentralen Hadronkalorimeter austretenden Restenergie.

Zur Verifizierung des vorgeschlagenen Kalorimeterkonzepts hat die H1 Kollaboration ab 1986 am europäischen Kernforschungszentrum CERN Kalorimetertests mit verschiedenen Flüssig-Argon Kalorimetern sowie einem Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeter durchgeführt. Die vorliegende Arbeit entstand in diesem Rahmen. Der Schwerpunkt lag dabei auf der Auswertung der mit dem Streamerrohrkammer Kalorimeter aufgezeichneten Daten. Dieses Kalorimeter war bei einem aktiven Detektorquerschnitt von  $1 \text{ m}^2$ , einer Eisenschichtdicke von 7,5 cm und einer totalen Tiefe von 4,5 Wechselwirkungslängen mit insgesamt 16 Lagen aus Plastik-Streamerrohrkammern ausgerüstet. Die Anordnung entsprach derjenigen des H1-Detektors. Das Streamerrohrkammer Kalorimeter wurde sowohl bei direktem Teilcheneinschuß (Einschußenergien zwischen 10 und 100 GeV) als auch hinter einem 7,2 Wechselwirkungslängen tiefen Flüssig-Argon Kalorimeter sowie einem inaktiven Bereich von 1,4 Wechselwirkungslängen Tiefe (entsprechend der Geometrie des H1-Detektors unter einem Polarwinkel  $\Theta = 45^\circ$ , Einschußenergien zwischen 30 und 230 GeV) getestet.

Die Resultate der H1 Kalorimetertests sind inzwischen veröffentlicht bzw. eine Veröffentlichung steht kurz bevor:

Nucl. Inst. & Meth. A 265 (1988) 30 : Results from a Test of a Pb/Cu Liquid Argon Calorimeter

Nucl. Inst. & Meth. A 270 (1988) 334 : Results from a Test of an Iron/Streamer Tube Calorimeter

DESY 88-073 : Performance of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter with an Iron Streamer Tube Tail Catcher, zur Veröffentlichung eingereicht bei Nucl. Inst. & Meth.

Die vorliegende Arbeit stellt eine ausführlichere Analyse der in den beiden letztgenannten Veröffentlichungen gezeigten Ergebnisse dar.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert : In Abschnitt 2 erfolgt eine kurze Beschreibung des HERA Speicherrings sowie eine Auswahl der an HERA zu erwartenden bzw. möglichen

physikalischen Phänomene, Abschnitt 3 beschreibt den H1 Detektor. In Abschnitt 4 wird die Auswertung der am CERN vorgenommenen Testmessungen behandelt. In Abschnitt 5 werden an Hand einiger ausgewählter Beispiele die Auswirkungen, die sich aus den Testergebnissen ergeben, für den Betrieb des H1 Kalorimeters diskutiert. Eine Zusammenfassung erfolgt in Abschnitt 6.

## 2 Der HERA Speicherring

### 2.1 Die Maschine

Seit 1984 befindet sich am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg der Elektron-Proton Speicherring HERA im Bau. In diesem Speicherring sollen Elektronen mit einer Energie von 30 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV gespeichert und an vier Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht werden. Eine genaue Beschreibung des HERA Speicherrings ist in [1] gegeben.

Die wichtigsten Parameter von HERA sind in Tabelle 1 zusammengefaßt, einen Lageplan zeigt Abbildung 1. Die gesamte Anlage ist in einem unterirdischen Ringtunnel von 6,3 km

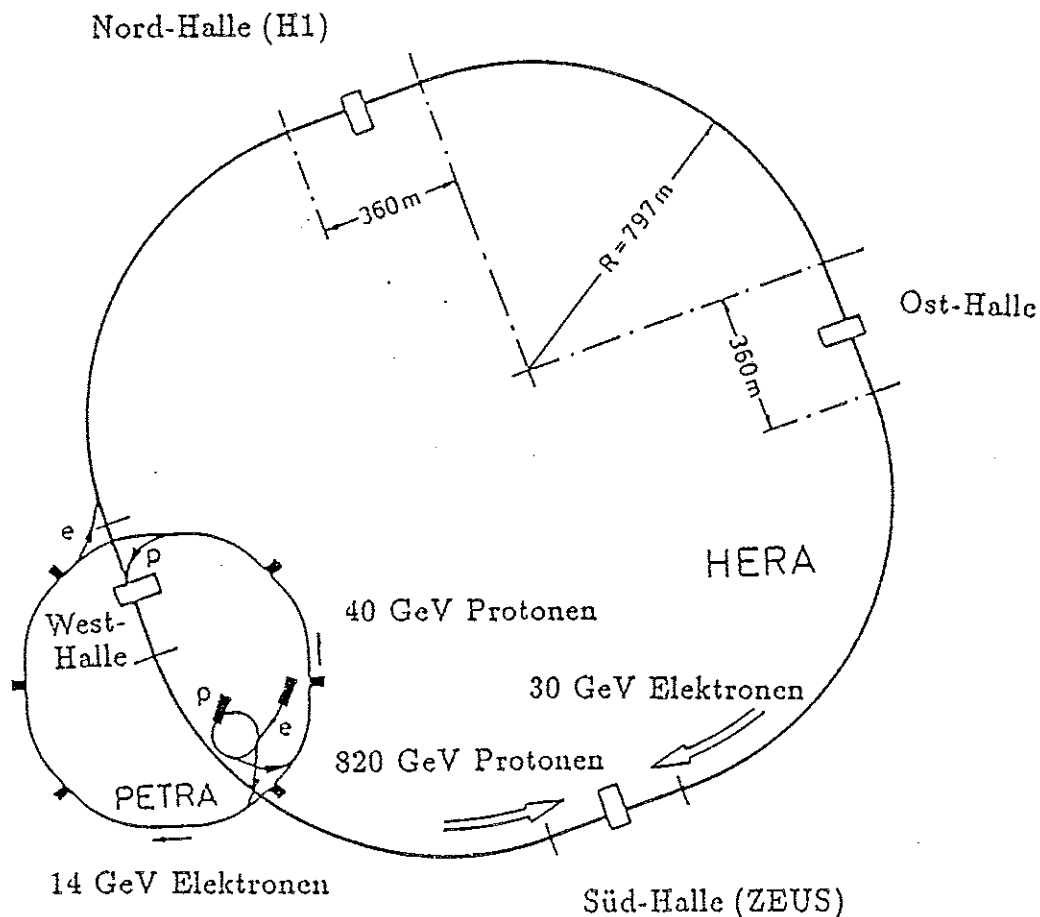


Abbildung 1: Lageplan des HERA Speicherringes

Umfang in einer Tiefe von 15 bis 20 m untergebracht. Der Ring weist gegenüber der Horizontalen eine Neigung von 1 % auf. Als Vorbeschleuniger dienen die entsprechend umgerüsteten

	p- Ring	e- Ring
nomielle Energie (GeV)	820	30
Energiebereich (GeV)	300-820	10-33
Einschußenergie (GeV)	40	14
Schwerpunktsenergie (GeV)	314	
maximales Quadrat des Impulsübertrags (GeV <sup>2</sup> )	98400	
Luminosität (cm <sup>2</sup> sec <sup>-1</sup> )	1,5 * 10 <sup>31</sup>	
Anzahl Wechselwirkungszonen	4	
Umfang (m)	6336	
Strahlstrom (mA)	163	58
Anzahl Teilchen	2,1*10 <sup>13</sup>	0,8*10 <sup>13</sup>
Anzahl Teilchenpakete	210	
zeitlicher Abstand		
zwischen zwei Paketen (ns)	96	
Energieverlust/Umlauf (MeV)	1,4*10 <sup>-10</sup>	127
Strahlgröße $\sigma_x$ (mm)	0,29	0,26
Strahlgröße $\sigma_y$ (mm)	0,07	0,07
Strahlgröße $\sigma_z$ (cm)	11	0,8
Füllzeit (min)	20	15

Tabelle 1: Parameter des HERA Speicherrings

Speicherringe DESY und PETRA (s.a. Abbildung 1). HERA wird als Doppelringbeschleuniger ausgeführt: Elektronen und Protonen werden in getrennten Ringen gespeichert. Lediglich an den Wechselwirkungspunkten werden die Strahlen durch eine geeignete Magnetoptik ineinandergeführt, so daß sie unter einem Kreuzungswinkel von 0° kollidieren. Der Elektronenring wird in konventioneller Technik ausgeführt. Seine Inbetriebnahme ist für dieses Jahr vorgesehen. Für den Protonenring werden supraleitende Ablenkmagnete zum Einsatz kommen. Der Protonenring soll Ende nächsten Jahres betriebsbereit sein. Der Beginn der Experimente ist für Mitte 1990 vorgesehen.

## 2.2 Das HERA Physik Programm

### 2.2.1 Physik im Rahmen des Standardmodells

a) Strukturfunktionen: Im Standardmodell wird die Elektron Proton Streuung im Energiebereich von HERA in niedrigster Ordnung durch den Graphen der Abbildung 2 beschrieben. Wegen des hohen Impulsübertrags erfolgt die Streuung nicht am gesamten Proton, sondern an einem einzelnen Valenzquark. Die Reaktion

$$e^\pm q \longrightarrow e^\pm q$$

unter Austausch eines Photons oder  $Z^0$  bezeichnet man dabei als neutralen Strom, die Reaktionen

$$e^- u \longrightarrow \nu_e d$$

$$e^+ d \longrightarrow \bar{\nu}_e u$$

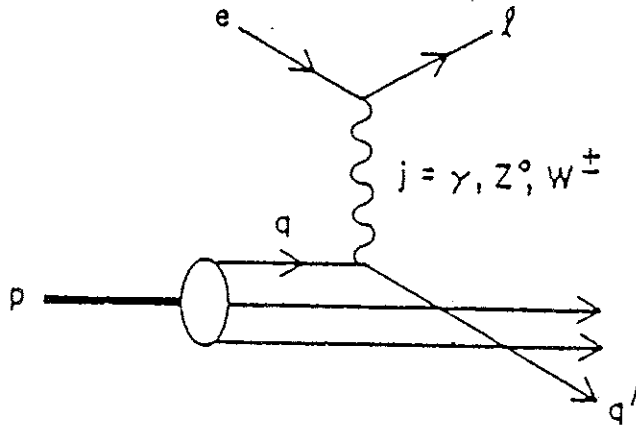


Abbildung 2: Diagramm zur Elektron Proton Streuung in niedrigster Ordnung

unter Austausch eines W als geladenen Strom. Im Endzustand treten auf :

- das gestreute Lepton (nur nachweisbar im Falle des neutralen Stroms)
- das gestreute Quark, welches in den 'Stromjet' fragmentiert (Im Falle des geladenen Stroms ist der Flavor des gestreuten Quarks festgelegt. Dies erlaubt einen Vergleich der Fragmentation von u und d Quarks.)
- die Reste des Protons, welche als 'Targetjet' im Wesentlichen in Hadronen fragmentieren, die innerhalb des Strahlrohres verbleiben.

Die Kinematik dieser Reaktion wird neben der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{S}$

$$\sqrt{S} = \sqrt{(p_p + p_e)^2} \sim \sqrt{4E_p E_e} \sim 314 \text{ GeV}$$

beschrieben durch folgende Variablen :

$$\begin{aligned}
 Q^2 &= -(p_e - p_{e'})^2 = -q^2 && \text{Quadrat des Viererimpulsübertrags} \\
 W^2 &= (p_p + q)^2 && \text{Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Systems} \\
 x &= \frac{Q^2}{2(q \cdot p_e)} && \text{Anteil des gestreuten Quarks an der Proton Energie, gemessen im Schwerpunkssystem} \\
 y &= \frac{(q \cdot p_p)}{(q \cdot p_e)} = \frac{\nu}{\nu_{\max}}
 \end{aligned}$$

Dabei bedeuten :

- $p_e$  Impuls des einlaufenden Elektrons
  - $p_{e'}$  Impuls des gestreuten Leptons
  - $p_p$  Impuls des einlaufenden Protons
  - $\nu$  Impulsübertrag des Stromes, gemessen im Proton Ruhesystem
  - $\nu_{max}$  maximal möglicher Impulsübertrag des Stromes, gemessen im Proton Ruhesystem.
- Bei HERA ist  $\nu_{max} = 52 \text{ TeV}$

Das System ist dabei durch zwei der Größen, z.B.  $x$  und  $Q^2$ , vollständig bestimmt.  $Q^2$ ,  $x$  und  $y$  können sowohl aus dem Stromjet als auch aus dem gestreuten Lepton (nur für neutralen Strom) bestimmt werden. Das Polardiagramm der Abbildung 3 zeigt z.B. die Linien konstanten  $x$  und  $Q^2$  in Abhängigkeit von Energie und Streuwinkel für das gestreute Lepton (obere Hälfte) bzw. für den Stromjet (untere Hälfte). Eine detaillierte Beschreibung der Kinematik an HERA findet sich in [2].

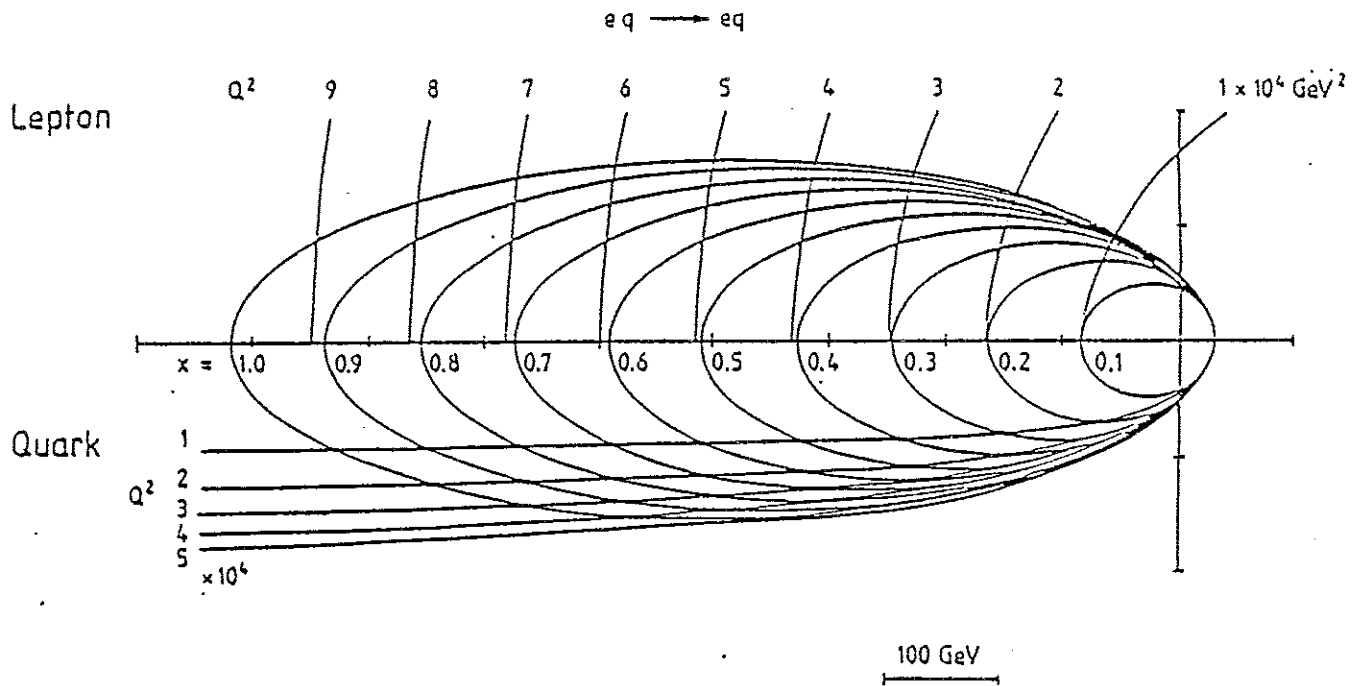


Abbildung 3: Streuwinkel und Energie für gestreutes Lepton (obere Hälfte) bzw. für den Stromjet (untere Hälfte) in Abhängigkeit von  $x$  und  $Q^2$ .

Der Wirkungsquerschnitt für e-p Streuung kann geschrieben werden als

$$\frac{d\sigma(eq \xrightarrow{\gamma} eq)}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{s x^2 y^2} [(1-y)F_2(x, Q^2) + y^2 x F_1(x, Q^2)]$$

(unter Vernachlässigung des  $Z^0$  Beitrags)

$$\frac{d\sigma(e_L^- u \xrightarrow{W} \nu_e d)}{dx dy} = \frac{G_F^2 s}{\pi} \frac{1}{(1 + \frac{Q^2}{M_W^2})^2} [(1-y)F_2(x, Q^2) + y^2 x F_1(x, Q^2)]$$



$$+(y - \frac{y^2}{2})x F_3(x, Q^2)]$$

wobei  $F_1$ ,  $F_2$  und  $F_3$ , dimensionslose Funktionen, die sogenannten Strukturfunktionen, sind. Für diese Funktionen macht das Standardmodell Vorhersagen, deren Überprüfung eine der zentralen Aufgaben von HERA ist.

Die erwarteten Ereignisraten sind in Abbildung 4 (entnommen aus [3]) dargestellt. Dabei wurde eine integrierte Luminosität von  $\int L dt = 200 \text{ pb}^{-1}$ , entsprechend zwei Jahren Betriebszeit von HERA, zu Grunde gelegt. Die zur Zeit verfügbaren Daten überdecken einen  $Q^2$  Bereich von 0 bis  $300 \text{ GeV}^2$ . Bei HERA wird dieser Bereich um zwei Größenordnungen erweitert auf bis zu etwa  $30000$  bis  $40000 \text{ GeV}^2$ . Damit wird es möglich sein :

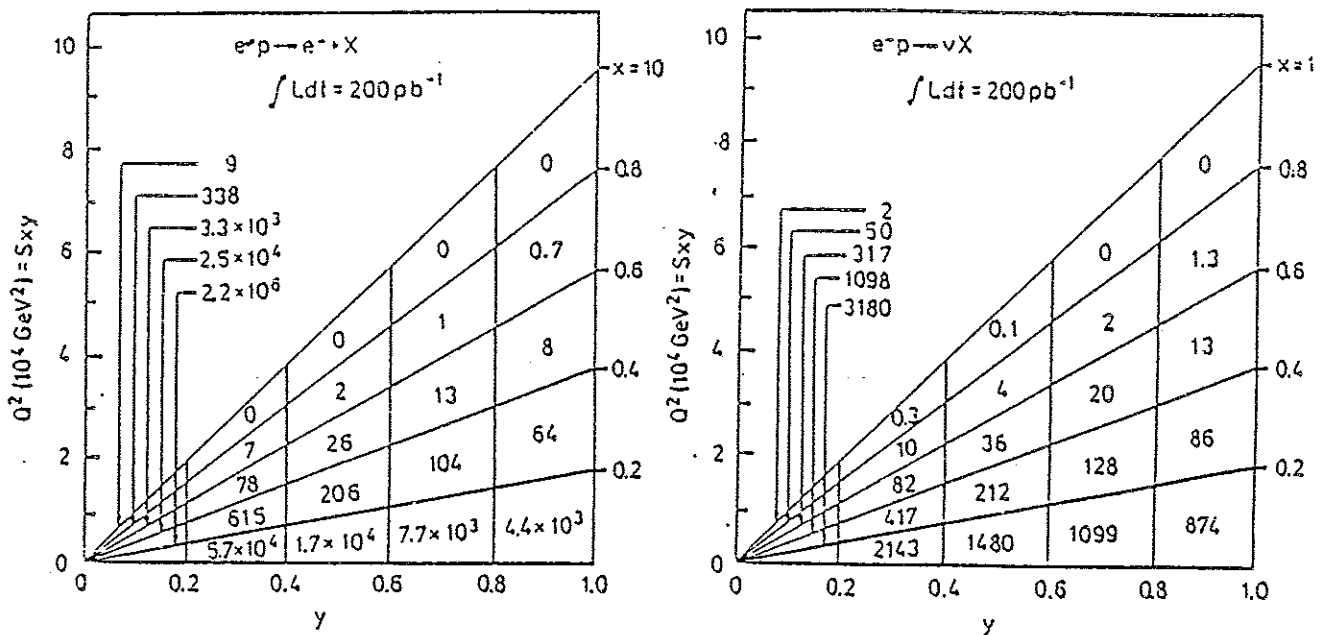


Abbildung 4: Erwartete Ereignisraten in Abhängigkeit von  $y$  und  $Q^2$  für eine HERA Betriebszeit von 2 Jahren (integrierte Luminosität von  $\int L dt = 200 \text{ pb}^{-1}$ ).

- den Skalenparameter  $\Lambda$  der QCD genauer zu bestimmen (z.B. für  $\Lambda = 200 \text{ MeV}$  auf  $\pm 40 \text{ MeV}$ )
- Die Punktförmigkeit von Quarks und Leptonen bis zu Abständen von etwa  $3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}$  zu testen

Eine weitergehende Diskussion dieses Komplexes findet sich in [3].

b) Quark-Paarproduktion durch Strom-Gluon Fusion : Neben der Streuung des Elektrons an einem Valenzquark des Protons kann das Elektron über den Graph der Abbildung 5 auch mit einem Gluon wechselwirken und dabei über Strom-Gluon Fusion Quarkpaare erzeugen. Von besonderem Interesse ist dabei die Erzeugung schwerer Quarks, z.B. :

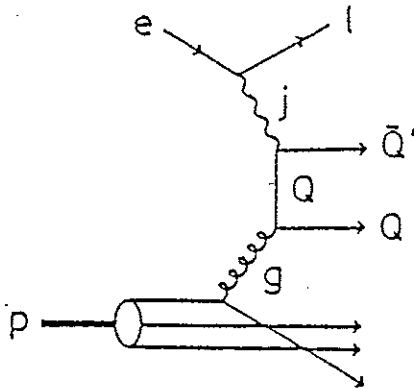


Abbildung 5: Diagramm zur Quark Paarerzeugung über Strom- Gluon Fusion

$$\begin{aligned} \gamma g &\longrightarrow c\bar{c}, b\bar{b}, t\bar{t} \\ W^-g &\longrightarrow s\bar{c}, b\bar{t} \end{aligned}$$

Für  $\gamma g \longrightarrow b\bar{b}$  ergibt sich dabei eine Rate von ca. 330000 Ereignissen / Jahr (bei einer Luminosität von  $100 \text{ pb}^{-1} / \text{Jahr}$ ). HERA wird damit in der Lage sein, wertvolle Beiträge zum interessanten Gebiet der b- Quark Physik zu liefern.

Mit den gegenwärtigen unteren Grenzen für die Masse des t- Quarks von etwa  $50 \text{ GeV}/c^2$  [4] erscheint auch die  $b\bar{t}$  Produktion durch  $W^-g$  Fusion interessant : Top Quarks können bei HERA bis zu einer Masse von etwa  $100 \text{ GeV}$  nachgewiesen werden. An HERA könnte damit die Erstentdeckung dieses wichtigen noch fehlenden Gliedes im Standardmodell gelingen. Weitergehende Informationen zur Erzeugung schwerer Quarks werden z.B. in [5] gegeben.

c) Produktion der intermediären Bosonen W und Z : Die Produktion der intermediären Vektorbosonen W und Z kann bei HERA über Bremsstrahlungsprozesse erfolgen.

d) Produktion des Higgs Bosons : Neben dem fehlenden top- Quark ist die Frage nach der Existenz des Higgs- Teilchens für das Standardmodell wesentlich. Bei HERA ist die Produktion des Higgs- Teilchens gemäß Abbildung 6 möglich. Allerdings sind die erwarteten Raten sehr klein, so daß HERA kaum in der Lage sein wird, hier wesentliche Beiträge zu liefern.

### 2.2.2 Mögliche Erweiterungen des Standardmodells

Es gibt eine Reihe von möglichen Erweiterungen zum Standardmodell, die nicht im Widerspruch zu bisherigen Experimenten stehen. Eine Auswahl denkbarer Prozesse ist im Folgenden aufgelistet :

- Weitere Generationen : über Strom- Gluon Fusion können neben den bekannten Quarks auch Quarks höherer Generationen erzeugt werden.
- Die im Standardmodell gebrochene links/rechts Symmetrie könnte bei höheren Energien wiederhergestellt sein. Mit polarisierten Elektronen (wie dies zu einem späteren Zeit-

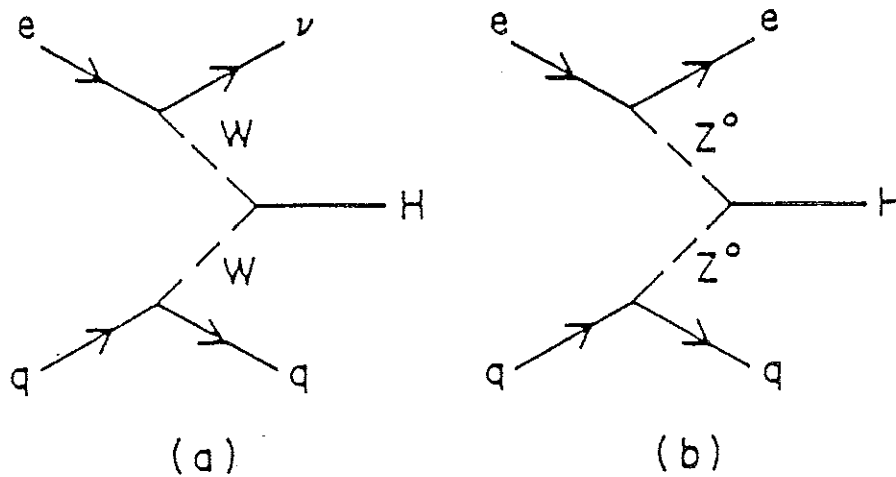


Abbildung 6: Diagramm zur Higgs Produktion an HERA

punkt für HERA vorgesehen ist) könnten insbesondere geladene rechtshändige Ströme an HERA nachgewiesen werden.

- Es könnte eine weitere Wechselwirkung geben, die die bisher bekannten Quarks und Leptonen an neuartige Teilchen koppelt (s. Abbildung 7). Solche Reaktionen weisen typisch Multilepton- und Multijet- Endzustände auf. An HERA könnten solche schweren 'Quarks' und 'Leptonen' bis zu Massen von  $M_{L^c} + M_D \sim 220 \text{ GeV}$  nachgewiesen werden.

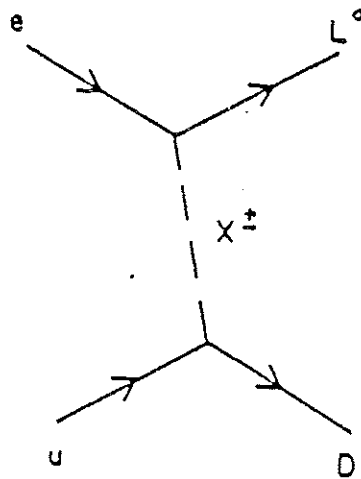


Abbildung 7: Diagramm zur Erzeugung schwerer Quarks und Leptonen

### 2.2.3 Alternativen zum Standardmodell

Das Standardmodell beschreibt alle bisherigen Experimente mit bemerkenswerter Präzision. Allerdings läßt es einige Fragen völlig unbeantwortet (z.B. hohe Anzahl der freien Parameter im Standardmodell, Generationenproblem usw.). Es hat Ansätze gegeben, das Standardmodell als einen nur im Niederenergiebereich gültigen Grenzfall einer umfassenderen Theorie zu verstehen :

a) **Compositeness** : In diesen Theorien werden die im Standardmodell fundamentalen Teilchen als zusammengesetzt angesehen. Dies führt zur Vorhersage neuer Teilchen :

- angeregte Zustände der bekannten Quarks und Leptonen
- angeregte Zustände der intermediären Eichbosonen W und Z
- Teilchen mit gemischt leptonisch-hadronischen Quantenzahlen, z.B. Leptoquarks und Leptogluonen

Neben Abweichungen in den Strukturfunktionen von den Vorhersagen des Standardmodells (bedingt durch die Substruktur der Reaktionsteilchen) stellt der direkte Nachweis solcher Teilchen eine besondere Herausforderung für HERA dar. Wegen des gemischt leptonisch-hadronischen Anfangszustandes ist HERA dabei besonders für die Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen prädestiniert. Einen möglichen Produktionsgraph für Leptoquarks zeigt Abbildung 8. HERA könnte solche Teilchen bis zu Massen von etwa 180 GeV nachweisen.

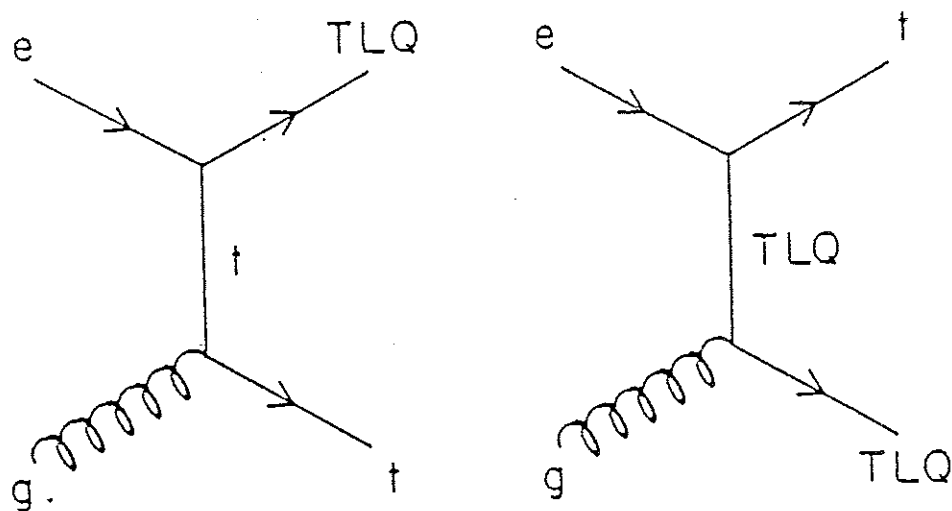


Abbildung 8: Diagramm zur Produktion von Leptoquarks

Die erreichbaren Massengrenzen für angeregte Quarks und Leptonen liegen bei etwa 250 GeV, die Grenze für den Nachweis angeregter Eichbosonen bei ca. 800 GeV.

b) **Supersymmetrie** : Die supersymmetrischen Theorien versuchen eine Vereinheitlichung der bisherigen Theorien bei einer höheren Massenskala, z.T. unter Einschluß der Gravitation. Allen derartigen Theorien ist das Auftreten einer neuen Klasse von Teilchen, die sich von den bisherigen Teilchen bei ansonsten gleichen Quantenzahlen nur durch den Spin unterscheiden, gemeinsam. An HERA könnten diese Teilchen gemäß Abbildung 9 erzeugt werden. Die erreichbaren Massen liegen bei etwa  $m_{\tilde{q}} + m_{\tilde{e}} = 160$  GeV. Der Zerfall der  $\tilde{q}$  und  $\tilde{e}$  erfolgt dabei in das leichteste supersymmetrische Teilchen, z.B. das Photino  $\tilde{\gamma}$ , den supersymmetrischen Partner des Photons :

$$\tilde{e} \rightarrow e\tilde{\gamma}$$

$$\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\gamma}$$

wobei dieses den Detektor ohne weitere Wechselwirkung verläßt und demzufolge nicht direkt gemessen werden kann, sondern nur über den Nachweis fehlenden Transversalimpulses.

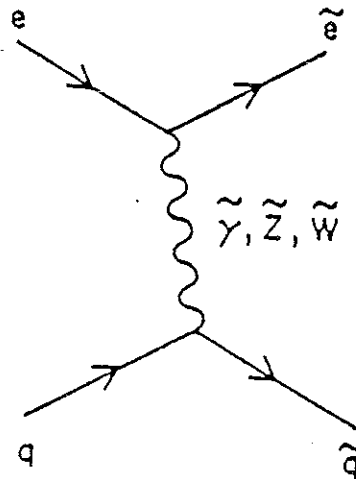


Abbildung 9: Diagramm zur Produktion von supersymmetrischen Teilchen

### 2.3 Anforderungen an HERA Detektoren

Aus dem oben geschilderten Physik-Programm ergeben sich verschiedene Anforderungen für HERA Detektoren :

a) Kalorimetrie : Die Bestimmung von  $x$  und  $Q^2$  kann sowohl durch Vermessung des gestreuten Elektrons (nur im Falle des neutralen Stroms) als auch des Stromjets erfolgen. Wegen der hohen Energien ist hierzu in beiden Fällen eine kalorimetrische Messung erforderlich.

In [6] wurden für typische  $(x, Q^2)$  Bins die erforderlichen Energieauflösungen bestimmt unter folgenden Voraussetzungen (sog. Longo- Kriterien) bzgl. der Detektorverschmierung :

1. der Anteil der in einem Bin verbleibenden Ereignisse muß größer als 60 % sein
2. die Zuwanderung aus benachbarten Bins muß kleiner als 40 % sein
3. Der Verschmierungseffekt muß global kleiner als 30 % sein

Die Ergebnisse sind in Abbildung 10 gezeigt. Im Zentralbereich ist eine sehr gute Energieauflösung sowohl für Elektronen als auch für Jets erforderlich, während in Vorwärtsrichtung eine gute Winkelauflösung wesentlich ist. In Vorwärtsrichtung muß das Kalorimeter außerdem bis möglichst nahe an das Strahlrohr herangeführt werden.

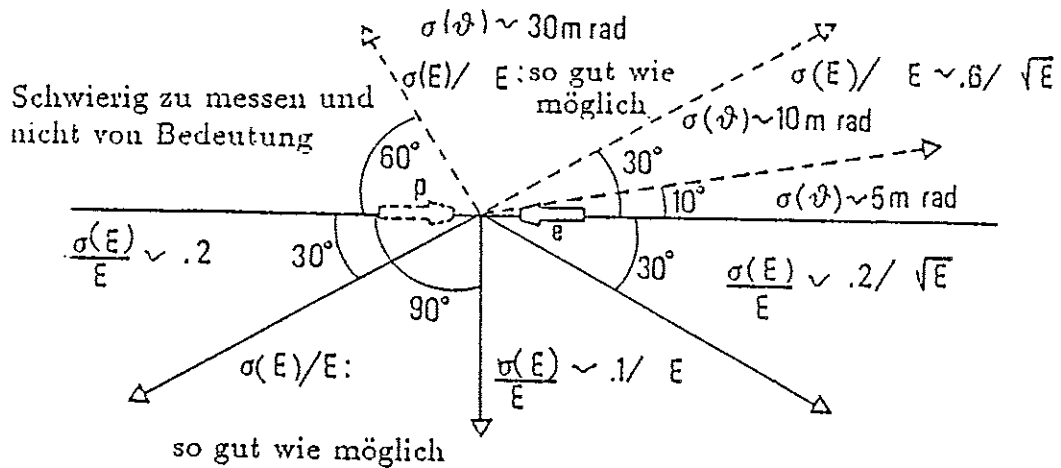
Außerdem ist eine sehr genaue absolute Kalibration des Kalorimeters notwendig.

b) Lepton-Nachweis : Bei zahlreichen der in Abschnitt 2.2 beschriebenen Prozesse treten im Endzustand Leptonen auf. Daher ist ein guter Lepton-Nachweis für HERA Detektoren erforderlich. Einige Kriterien sind im Folgenden aufgelistet :

für Elektronen :

- möglichst gute  $\pi/e$  Trennung (etwa  $10^{-3}$ )
- Bestimmung des Ladungsvorzeichens (Im Zentralbereich bis zu Impulsen von 50 GeV)
- gute Energieauflösung ( $\frac{\sigma_E}{E} \leq \frac{0,15}{\sqrt{E}}$ )

### Jet Detektor



### Elektronen Detektor

Abbildung 10: Erforderliche Energie- und Winkelaufösungen für Elektronen und Jets bei HERA Detektoren

- gute Ortsauflösung ( $\sigma_{\theta}, \sigma_{\phi} \leq 10 \text{ mrad}$ )

und für Myonen :

- Bestimmung des Ladungsvorzeichens (Zentralbereich bis  $p_{\mu} = 50 \text{ GeV}$ , Vorwärtbereich bis zu  $p_{\mu} = 200 \text{ GeV}$ )
- Unterdrückung des Untergrundes durch 'punch through' Teilchen
- Unterdrückung des Untergrundes durch K und  $\pi$  Zerfälle

c) Messung des Transversalimpulses : Neben geladenen Leptonen treten auch Neutrinos auf. Diese Teilchen verlassen den Detektor ohne weitere Wechselwirkung und können somit nur über den fehlenden Transversalimpuls nachgewiesen werden. Das gleiche gilt für die leichtesten supesymmetrischen Teilchen, z. B. die Photinos. Für HERA Detektoren ist daher eine gute Transversalimpulsauflösung erforderlich. Das bedeutet :

- große Kalorimetertiefe (etwa 9 - 13 Wechselwirkungslängen je nach Polarwinkelbereich)
- Der Detektor muß hermetisch geschlossen sein (keine durchgehenden auf den Wechselwirkungspunkt zeigenden inaktiven Bereiche).
- Das Vorwärtskalorimeter muß möglichst nahe an das Strahlrohr herangeführt werden.

Zwei Kollaborationen, H1 [7] und ZEUS [8], haben Experimente vorgeschlagen, die diese Bedingungen erfüllen sollen. Die Physikalischen Institute der RWTH Aachen sind dabei am H1 Projekt beteiligt. Dieser Detektor soll in den folgenden Abschnitten beschrieben werden. Eine Beschreibung des ZEUS Detektors findet sich in [8] und [9].

## 3 Der H1 Detektor

### 3.1 Überblick

Ein Querschnitt durch den H1 Detektor entlang der Strahlachse bzw. senkrecht dazu ist in den Abbildungen 11 und 12 gezeigt. Das im Folgenden verwendete H1 Koordinatensystem zeigt Abbildung 13. Eine große supraleitende Magnetspule (Durchmesser etwa 6 m) erzeugt ein zum Strahlrohr paralleles, im Zentralbereich nahezu homogenes Magnetfeld von 1,2 Tesla Stärke. Im Innern der Spule befinden sich, von innen nach außen, folgende Detektorkomponenten:

**Die Spurkammern :** Diese Kammern dienen der Messung des Impulses geladener Teilchen (aus der Spurkrümmung im Magnetfeld) mit einer Genauigkeit von  $\frac{\sigma_p}{p} = 0,003 \frac{p}{GeV}$  für Polarwinkel  $\Theta \leq 150^\circ$ . In Vorwärtsrichtung erfolgt zusätzlich eine Pion / Elektron Separation durch Übergangsstrahlungsdetektoren, wobei die Misidentifikationsrate für Pionen kleiner als  $10^{-1}$  sein soll. In Verbindung mit dem Kalorimeter liefert dies eine Wahrscheinlichkeit, ein Pion irrtümlich als Elektron zu identifizieren, von etwa  $10^{-3}$ .

Die genaue Anordnung zeigt Abbildung 14.

Der Zentralbereich wird gebildet aus den zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2, zwei z- Driftkammern CIZ und COZ sowie zwei zylindrischen Proportionalkammern CIP und COP. Die Jetkammern erlauben eine genaue Spurmessung in der R/ $\Phi$ - Ebene sowie, durch Ladungstrennung, eine moderate Messung der z- Koordinate. Zur genauen Messung der z- Koordinate dienen die z- Driftkammern. Insgesamt wird in azimuthaler Richtung eine Ortsauflösung von  $\sigma_{r_\perp} = 130 \mu\text{m}$  und in z- Richtung eine Ortsauflösung von  $\sigma_z = 350 \mu\text{m}$  angestrebt. Die beiden Proportionalkammern dienen im Wesentlichen Triggerzwecken.

Drei sogenannte Supermodule, jedes bestehend aus drei planaren Driftkammern (jeweils um  $60^\circ$  verdreht), einer Vieldrahtproportionalkammer, einer Schicht von Polyäthylenfasern zur Erzeugung von Übergangsstrahlung sowie einer radialen Driftkammer bilden die Vorwärtsspurkammern. Dabei dienen die planaren Kammern der Messung des Polarwinkels  $\Theta$ . Die radialen Kammern dienen der Spurmessung in der R/ $\Phi$ - Ebene sowie dem Nachweis der Übergangsstrahlung. Die Proportionalkammern dienen wiederum im Wesentlichen Triggerzwecken.

In Rückwärtsrichtung schließt sich eine Proportionalkammer an den Zentraldetektor an, die ebenfalls Triggerzwecken dient.

Eine genaue Beschreibung des H1 Zentraldetektors findet sich in [10].

**Das Elektromagnetische Rückwärtskalorimeter BEMC :** Die Vermessung von Elektronen in Rückwärtsrichtung ( $150^\circ \leq \Theta \leq 176^\circ$ ) erfolgt durch ein Blei / Szintillator Sampling Kalorimeter (2,5 mm Blei, 4 mm Szintillator, totale Tiefe 22 Strahlungslängen [ $X_0$ ]). Für Elektronen mit Einschussenergien  $E \leq 6 \text{ GeV}$  wurde in Tests eine Energieauflösung von  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,10}{\sqrt{E}} \sqrt{\text{GeV}} \oplus 0,019$  erreicht<sup>1</sup>. Eine detaillierte Beschreibung ist in [11] gegeben.

<sup>1</sup> $\oplus$  steht hier und im Folgenden für quadratische Addition

# Experiment H1

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

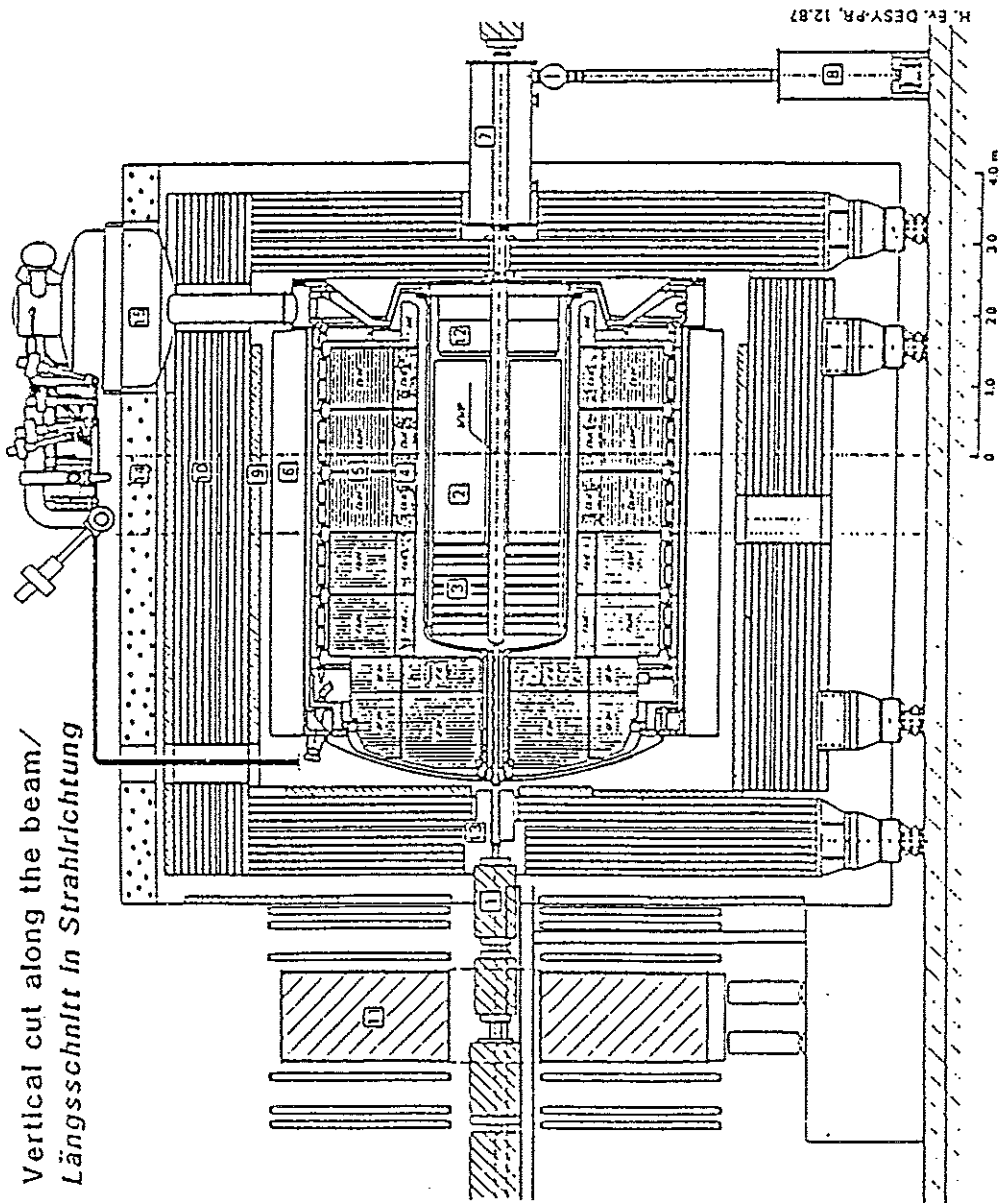


Abbildung 11: Der H1 Detektor – Schnitt entlang der Strahlachse



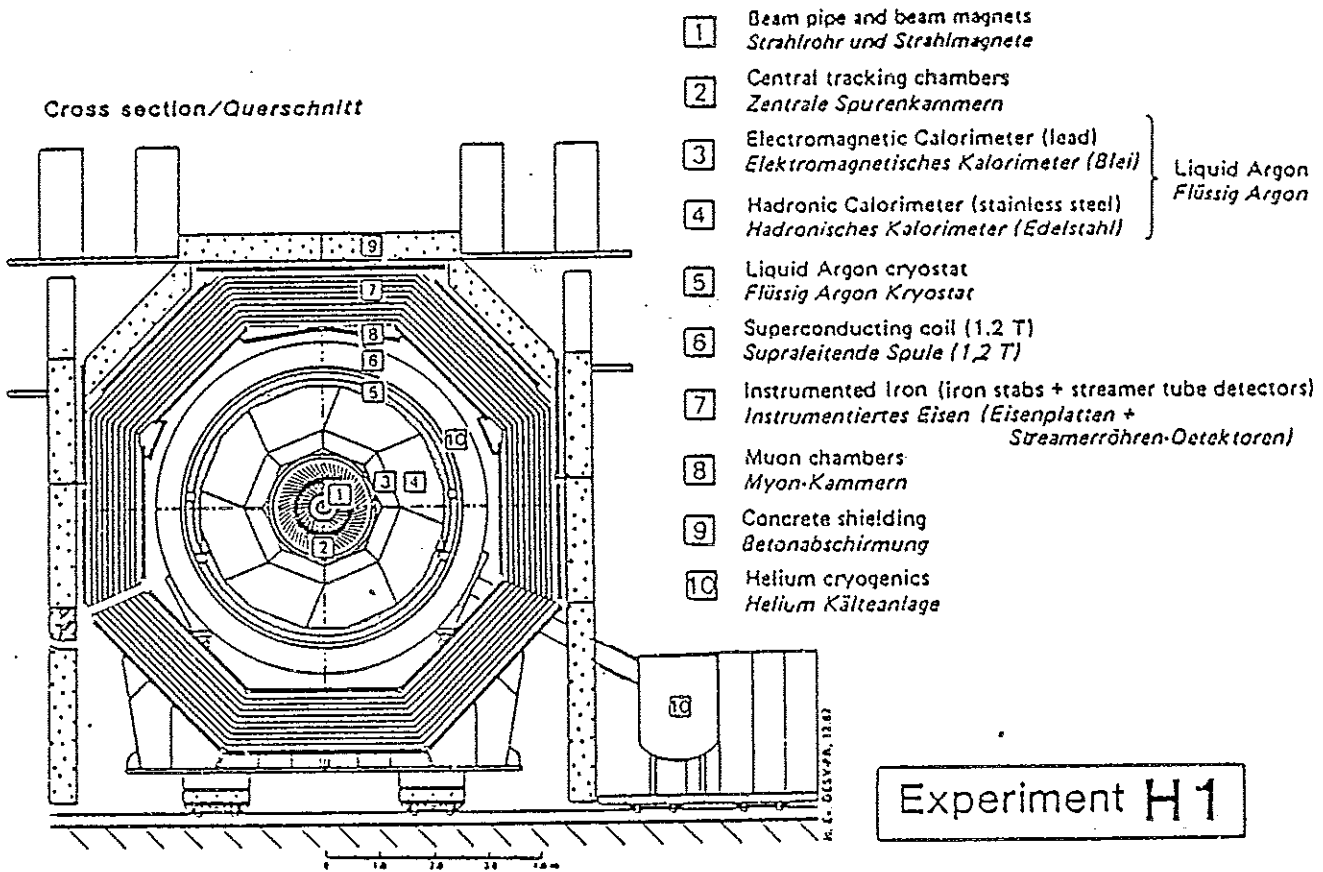


Abbildung 12: Der H1 Detektor - Schnitt senkrecht zur Strahlachse

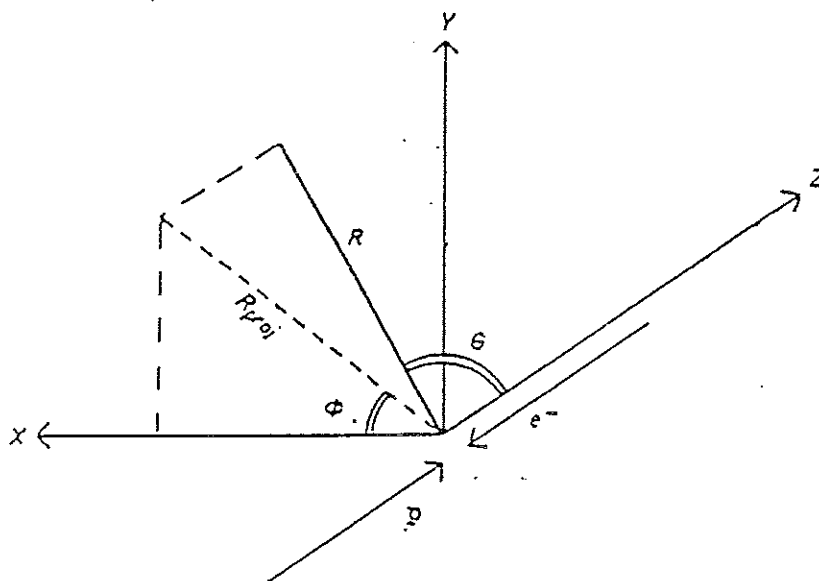


Abbildung 13: Das H1 Koordinatensystem

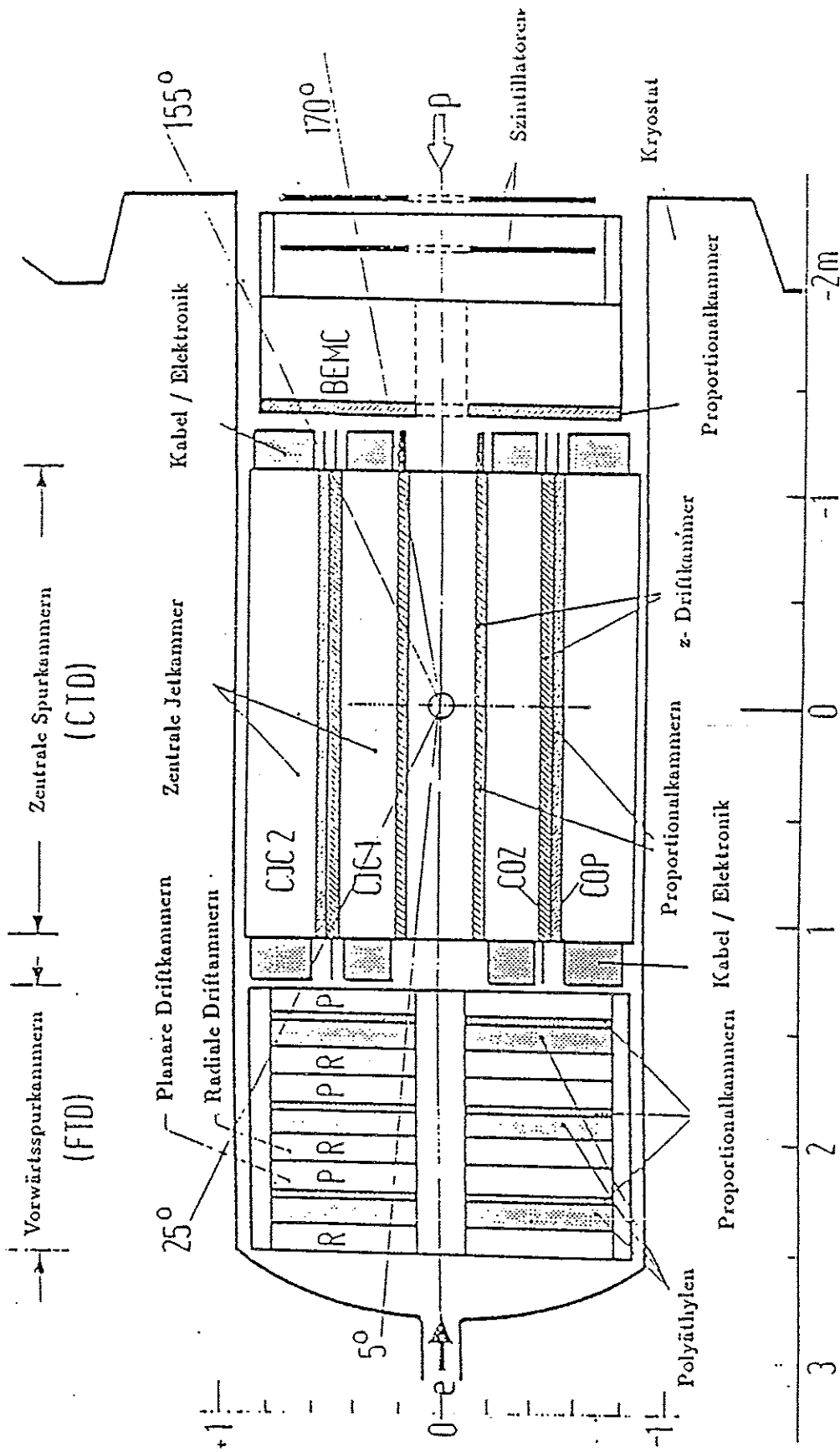


Abbildung 14: Die Spurkammer des III Detektors

**Szintillatoren :** Zur Reduktion des Untergrundes, der durch Teilchen aus dem Halo des Protonenstrahls hervorgerufen wird, werden hinter dem Rückwärtskalorimeter zwei Ebenen von Szintillationszählern angebracht [12].

**Das Flüssig-Argon Kalorimeter :** Außerhalb des Zentraldetektors, aber noch innerhalb der Magnetspule, befindet sich das Flüssig-Argon Kalorimeter. Es dient der Messung des Energieflusses von Elektronen und Hadronen. Dabei wird eine Energieauflösung von  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,10}{\sqrt{E}} \sqrt{GeV} \oplus 0,01$  für Elektronen bzw.  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,45}{\sqrt{E}} \sqrt{GeV} \oplus 0,02$  für Hadronen angestrebt.

Es handelt sich um ein Sampling Kalorimeter mit Blei (für den elektromagnetischen Teil) bzw. Edelstahl (für den hadronischen Teil) als Absorber und Flüssig-Argon Ionisationskammern als Ausleseelementen. Das Kalorimeter ist in verschiedene Module unterteilt (siehe Abbildung 15), deren wichtige Parameter in Tabelle 2 zusammengefaßt sind. In azimuthaler Richtung sind die Module 8-fach unterteilt (außer IF1E und IF2H, hier besteht eine zweifache Unterteilung). Die Grenzen zwischen den Modulen im hadronischen Teil zeigen dabei nicht auf den Wechselwirkungspunkt, um keine durchgehenden inaktiven Zonen im Detektor zu haben (siehe auch Abbildung 12). Alle Module befinden sich in einem einzigen großen Kryostaten.

	Elektromagnetischer Teil		Hadronischer Teil	Total
Absorber Schichtdicke	2,4 mm Blei		19,0 mm Edelstahl	
Argon Schichtdicke	2,5 mm Argon		2 * 2,5 mm Argon	
Kalorimeter Modul	Tiefe (gemittelt über $\Theta$ ) ( $X_0$ )   ( $\lambda$ )		Tiefe (gemittelt über $\Theta$ ) ( $\lambda$ )	Tiefe (gemittelt über $\Theta$ ) ( $\lambda$ )
IF	30	1,7	4,6	6,3
OF2	-	-	6,0	8,0
OF1	-	-	5,7	7,5
FB2	30	1,7	5,2	7,2
FB1	24	1,3	4,6	5,9
CB3	21	1,0	4,0	5,0
CB2	19	0,9	3,8	4,7
CB1	22	1,1	4,1	5,2
BBE	24	1,7	-	-

Tabelle 2: Parameter der Module des Flüssig-Argon Kalorimeters

Die Ausleseelektroden sind in sogenannte 'Pads' unterteilt. Die 'Pads' mehrerer hintereinander liegender Lagen werden elektronisch zu sogenannten Türmen zusammengefaßt, so daß sich näherungsweise eine auf den Wechselwirkungspunkt zeigende Struktur ergibt. Die Turmgröße variiert von 13 cm<sup>2</sup> (Vorwärtsrichtung) bis 108 cm<sup>2</sup> (Rückwärtsrichtung) für den elektromagnetischen Teil und von 52 cm<sup>2</sup> (Vorwärtsrichtung) bis 2360 cm<sup>2</sup> (Rückwärtsrichtung) für den hadronischen Teil. Die

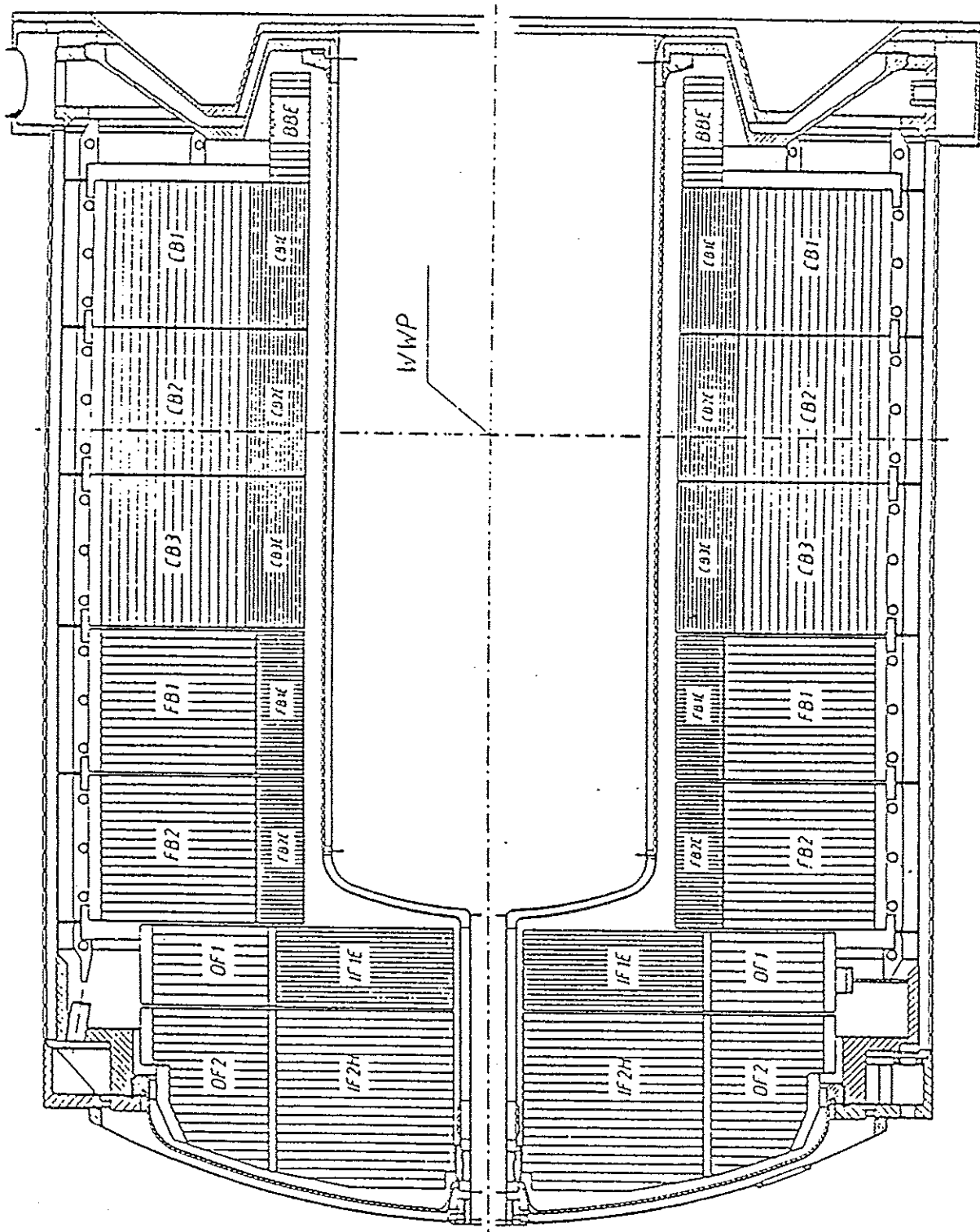


Abbildung 15: Anordnung der Module im Flüssig-Argon Kalorimeter

longitudinale Segmentierung ist 3- bis 4-fach im elektromagnetischen und 4- bis 6-fach im hadronischen Teil.

Weitergehende Informationen zum Flüssig-Argon Kalorimeter finden sich in [13]

Außerhalb der Spule schließt sich das Rückflußjoch an. Zur Messung des Energieflusses von Hadronen, die das zentrale Flüssig-Argon Kalorimeter durchdringen, sowie zum Nachweis von Myonen ist das Rückflußjoch mit Streamerrohrkammern instrumentiert. Dieses System wird in Abschnitt 3.2 genauer beschrieben.

In extremer Vorwärtsrichtung ( $12.5 \text{ mrad} \leq \Theta \leq 60 \text{ mrad}$ ) schließt das 'Plug' Kalorimeter [14] die Lücke zwischen Flüssig-Argon Kalorimeter und Strahlrohr (siehe Abbildung 11). Es handelt sich dabei um ein Sampling Kalorimeter mit Kupfer als Absorber und Silizium Halbleiter Detektoren als Ausleeelementen. Dieses Kalorimeter hat eine moderate Energieauflösung ( $\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{1.00}{\sqrt{E}} \sqrt{\text{GeV}}$ ) und eine sehr gute Ortsauflösung ( $\sigma_\Theta \leq 5 \text{ mrad}$ ) bei gleichzeitig sehr kompakter Bauform.

Der Nachweis von hochenergetischen Myonen in Vorwärtsrichtung ( $5^\circ \leq \Theta \leq 20^\circ$ ), wie sie bei einigen der in Abschnitt 2.2 erwähnten Prozesse auftreten können, erfolgt mit dem Vorwärts Myon Spektrometer [15]. Es besteht aus einem Toroidmagneten (integrierte Feldlänge  $\int B dl = 1,8 \text{ Tm}$ ) sowie je einem Satz von zwei radialen und einer azimuthalen Driftkammer vor bzw. hinter dem Toroid. Dieses System erlaubt eine Impulsmessung mit einer Genauigkeit von  $\frac{\sigma_p}{p} = 0.23$  bei  $25 \text{ GeV}/c$  bis  $0.32$  bei  $150 \text{ GeV}/c$ .

Zur Luminositätsmessung über die Bremsstrahlung des Elektrons ( $ep \rightarrow ep\gamma$ ) sowie zum Nachweis von Reaktionen mit sehr kleinem  $Q^2$  dienen die Luminositätszähler in extremer Rückwärtsrichtung. Eine genaue Beschreibung dieses Detektorteils findet sich in [16].

Die wesentlichen Punkte des H1 Detektorkonzepts sind im Folgenden noch einmal zusammengefaßt :

- die Wahl des Flüssig-Argon Kalorimeters :

Dem Vorteil der stabilen und genauen Kalibration sowie der hohen Granularität eines solchen Kalorimeters steht der Nachteil der fehlenden Kompensation gegenüber. Durch geeignete Kalibrationsverfahren (Energiegewichtung) können jedoch lokale elektromagnetische Schauer innerhalb eines Hadronschauers, die wegen der unterschiedlichen Signalhöhen für Hadronen und Elektronen bzw. Photonen die Energieauflösung verschlechtern, erkannt und korrigiert werden. Dieses Verfahren wird in Abschnitt 4.5 beschrieben.

- die Wahl der großen Spule :

Diese Wahl bietet Vorteile für den Leptonnachweis : zum einen wird die Schichtdicke des inaktiven Materials vor dem elektromagnetischen Kalorimeter auf diese Weise so klein wie möglich gehalten. Dies verbessert die Energieauflösung für Elektronen sowie die Trennung von Elektronen und Pionen. Zum anderen ergibt sich auf diese Weise ein ausreichend grosses Magnetfeld im Rückflußjoch um eine unabhängige Impulsmessung durchführen zu können. Des weiteren erleichtert das Magnetfeld zwischen Zentraldetektor und Myonkammern die Unterdrückung des Myonuntergrundes aus  $K$  und  $\pi$  Zerfällen. Der Nachteil des inaktiven Materials (ca 1 bis 1,4 Wechselwirkungslängen ( $\lambda$ )) zwischen zentralem Flüssig-Argon Kalorimeter und Eiseninstrumentierung kann durch geeignete Korrekturverfahren ausgeglichen werden (siehe Abschnitt 4.5).

Weitergehende Informationen zum H1 Detektor finden sich in [7], [17], [18] und [15].

### 3.2 Das H1 Rückflußjoch und seine Instrumentierung

Das Eisenjoch des H1 Detektors dient neben der Rückführung des magnetischen Flusses auch als aktiver Detektor : Zum einen soll die Messung des Energieflusses von Hadronen verbessert werden, und zwar für solche Ereignisse, bei denen die Hadronen nicht restlos alle Energie im Flüssig-Argon Kalorimeter verloren haben. Wie Monte Carlo Simulationen [19] gezeigt haben, reicht zur Messung dieser Restenergie eine moderate Energieauflösung im Bereich von  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1,0}{\sqrt{E}} \sqrt{\text{GeV}}$  aus. Zum anderen sollen Myonen identifiziert werden und eine grobe Impulsmessung der Myonen vorgenommen werden. Zu diesem Zweck ist das Rückflußjoch mit Kunststoff-Streamerrohrkammern instrumentiert.

Abbildung 16 zeigt einen Querschnitt durch eine solche Kammerlage : je zwei 8- fach

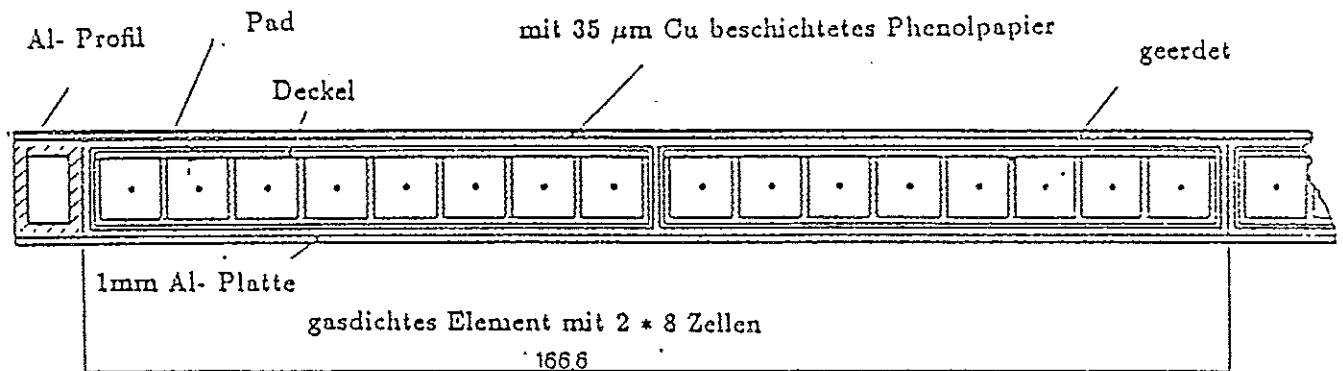


Abbildung 16: Querschnitt durch eine Streamerrohrkammerlage

Kammerprofile aus dem Kunststoff *Luranyl* (einzelne Zellgröße  $9 \times 9 \text{ mm}^2$ , Wand zwischen zwei benachbarten Zellen 1 mm) sind in einer gasdichten Box (ebenfalls aus *Luranyl*) zu einem sogenannten Element zusammengefaßt. Die 8- fach Profile sind auf der Innenseite mit einer niederohmigen (Oberflächenwiderstand  $\sim 1 \text{ k}\Omega/\square$ ) Graphitschicht versehen. Auf der Oberseite ist ein ebenfalls mit Graphit beschichteter Deckel angebracht, wobei hier der Oberflächenwiderstand etwa  $1 \text{ M}\Omega/\square$  beträgt. Im Zentrum der quadratischen Kammer ist ein versilberter Kupfer-Beryllium Draht von  $100 \mu\text{m}$  Durchmesser gespannt. Zwischen Draht und Graphitschicht wird eine Hochspannung von etwa 4.5 kV angelegt, wobei der Draht auf Massepotential liegt. Als Zählgase werden z. Zt. Argon, Kohlendioxid und Isobuthan ( $\text{iC}_4\text{H}_{10}$ ) in verschiedenen Mischungsverhältnissen oder reines Kohlendioxid [20] diskutiert. Die Auslese der Kammern erfolgt über die Drähte bzw. über außerhalb des eigentlichen Kammervolumens auf der Kammeroberseite angebrachte Influenzelektroden. Diese Influenzelektroden sind als Streifen senkrecht zur Drahtrichtung (Streifenbreite 17 mm, Streifenabstand 3 mm) bzw. 'Pads' (Padgröße zwischen  $30 \times 30 \text{ cm}^2$  und  $40 \times 50 \text{ cm}^2$ ) ausgeführt. Die Drähte bzw. Streifen dienen dabei der Spurmessung von Myonen und werden digital ausgelesen. Die 'Pads' dienen der Energieflußmessung von Hadronen. Die hintereinanderliegenden 'Pads' mehre-

rer Lagen werden dabei elektronisch zu sogenannten Türmen zusammengefaßt und analog ausgelesen, wobei eine zweifache-longitudinale Segmentierung vorgesehen ist.

Insgesamt werden 16 Lagen von Streamerrohrkammern eingebaut, deren genaue Anordnung Abbildung 17 zeigt. Es ergibt sich damit :

- für die Messung des Hadronenergieflusses ein Sampling Kalorimeter mit analoger Auslese mit einer Tiefe von etwa  $4,5 \lambda$  und einer Absorberschichtdicke von 7.5 cm Eisen. Ein ähnlichen Kalorimeter wurde 1986 am CERN für Einschußenergien von 10 bis 100 GeV getestet. Über die Testergebnisse wird in Kapitel 4 berichtet.
- für die Myonspurmessung ein Spurdetektor mit zwei zu 100 % effizienten zweidimensionalen Ausleselagen vor bzw. hinter dem Eisenjoch, einer zweidimensionalen, in  $\phi$  bzw.  $y$  Richtung (Zentralbereich bzw. Endkappe) zu 100 % effizienter und in  $z$  bzw.  $x$  Richtung zu 85 % effizienten Lage bei der halben integrierten Feldlänge sowie 8 weiteren, zu 85 % effizienten Lagen zur Auslese der  $\phi$  bzw.  $y$  Koordinaten. Mit diesem System kann in Verbindung mit dem Magnetfeld im Rückflußjoch das Ladungsvorzeichen von Myonen bis zu Impulsen von etwa 20 GeV/c bestimmt werden. Über die Möglichkeiten der Zuordnung von im Zentraldetektor und in den Myonkammern gemessenen Spuren wird im Anhang berichtet.

Aus technischen Gründen sind jedoch bei der Instrumentierung des Eisenjochs gewisse Einschränkungen nötig :

- Eisenstege an den Grenzen benachbarter Halboktanten bzw. in den Endkappen begrenzen die geometrische Akzeptanz des Detektors
- Die zur Verfügung stehende Schlitzbreite ist i. A. kein ganzzahliges Vielfaches der Elementbreite, so daß ein Schlitz nicht vollständig instrumentiert werden kann. Durch eine geschickte Anordnung dieser nicht instrumentierten Bereiche kann dabei erreicht werden, daß sich keine durchgehenden, auf den Wechselwirkungspunkt gerichteten inaktiven Bereiche ergeben.

Abbildung 18 zeigt die Anordnung der Kammerelemente in einem Oktanten des Zentralbereichs. Der Einfluß der nicht instrumentierten Bereiche auf den Myonnachweis ist in [21] diskutiert worden, der Einfluß auf die kalorimetrischen Messungen wird in Abschnitt 5 behandelt.

Weitergehende Informationen zum Instrumentierungssystem finden sich in [18] und [22].

## 4 Kalorimetertests am europäischen Kernforschungszentrum CERN

### 4.1 Das Testprogramm

Seit 1985 wurden von der H1- Kollaboration (die Liste der beteiligten Physiker ist im Anhang gegeben) verschiedene Serien von Kalorimetertests geplant und durchgeführt, die das vorgeschlagene Detektorkonzept überprüfen sollen [23]:

- 1985 wurden Tests mit einem Blei/Flüssig-Argon elektromagnetischen Kalorimeter bei DESY durchgeführt [24].

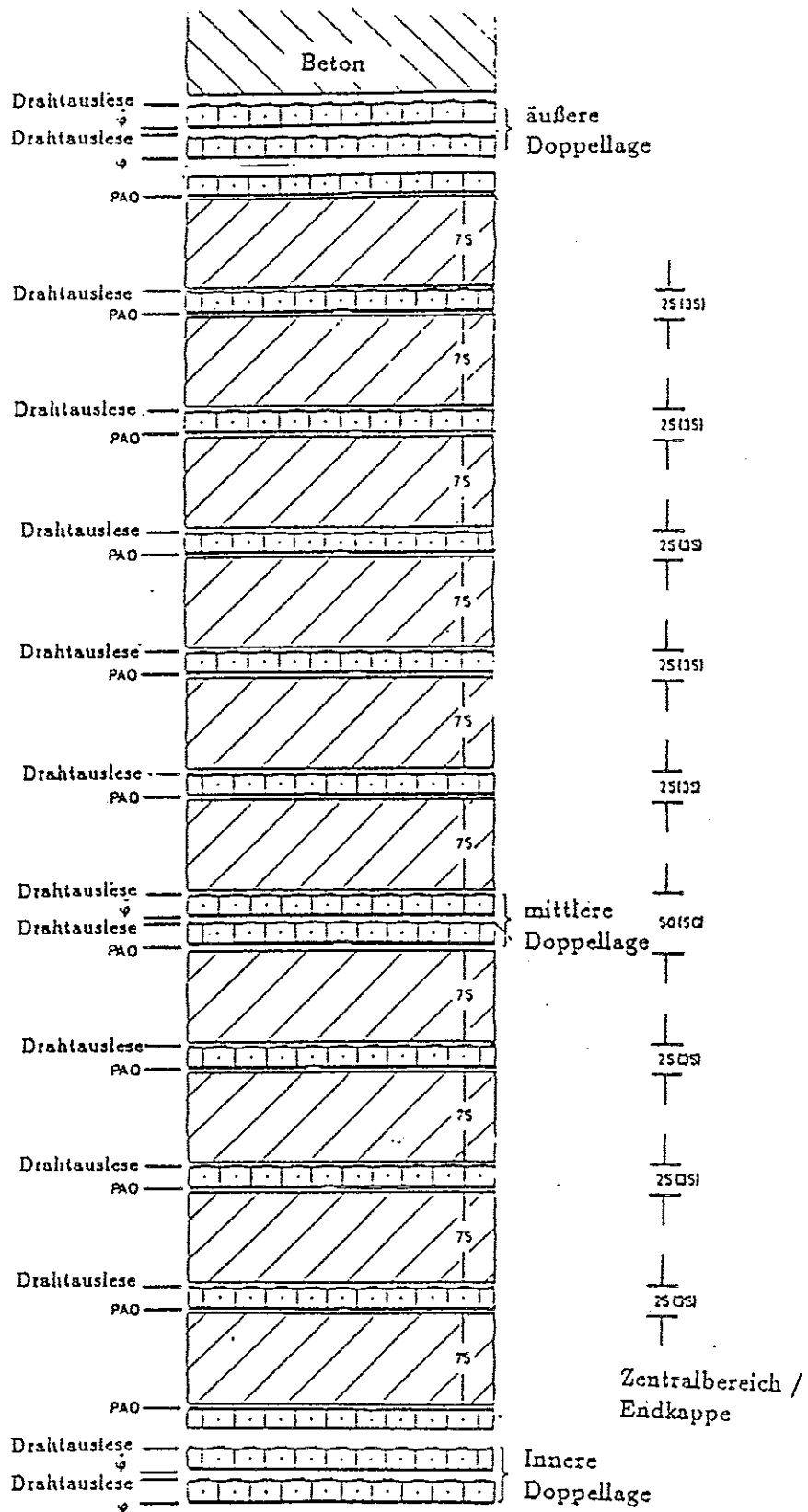


Abbildung 17: Anordnung der Kammerlagen im Instrumentierungssystem des H1 Rückfließjoches



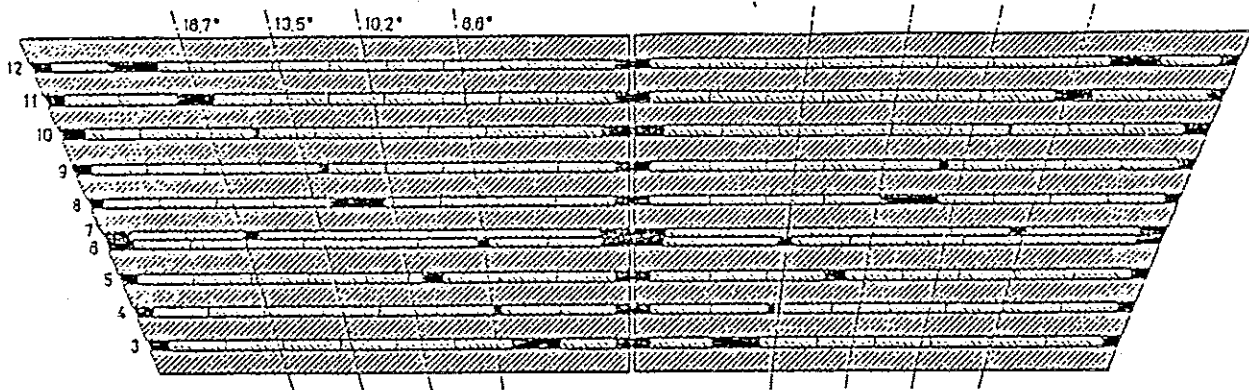


Abbildung 18: Anordnung der inaktiven Bereiche (geschwärzt) im Instrumentierungssystem des H1 Rückflußjoches (Zentralbereich)

- 1986 folgte eine Serie von Kalorimetertests am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf mit verschiedenen Blei/Flüssig-Argon elektromagnetischen Kalorimetern, einem Kupfer/Flüssig-Argon hadronischen Kalorimeter sowie einem Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeter in verschiedenen Konfigurationen. Es handelte sich dabei noch nicht um Prototypen der im H1 Detektor verwendeten Kalorimeter (so war im Hadronkalorimeter Absorbermaterial, Absorberschichtdicke, Ausleseprinzip und Hochspannungsverteilung anders, im Streamerrohrkammerkalorimeter wurde ein anderer Kammertyp verwendet etc.). Diese Tests dienten der Überprüfung des grundsätzlichen Detektorkonzepts, wie z.B. der Anwendbarkeit von Energiewichtungsverfahren (zur Reduktion der Verschlechterung der Energieauflösung durch  $\pi^0$ -Fluktuationen in nicht kompensierenden Kalorimetern) bei Flüssig-Argon Kalorimetern bzw. der Kombination des Flüssig-Argon und des Streamerrohrkammer Kalorimeters bei einem inaktiven Bereich von bis zu 1,4 Wechselwirkungslängen zwischen beiden Kalorimetern etc. Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Analyse dieser Testreihe, wobei der Schwerpunkt auf das Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeter bzw. auf die Kombination beider Kalorimeter gelegt wurde.
- 1987 wurden die Flüssig-Argon Testkalorimeter technisch an die für den H1 Detektor vorgesehenen Kalorimeter angeglichen. Diese Tests dienten der Erprobung der vorgesehenen Technologien.
- Ab 1988 erfolgen schließlich Tests und Kalibration der Prototypmodule sowohl des Flüssig-Argon als auch des Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeters.

## 4.2 Der Testaufbau

### 4.2.1 Teststrahl und Testgebiet

Die Kalorimetertests, über die im Folgenden berichtet wird, wurden 1986 am H6 Teststrahl des Super Proton Synchrotons SPS des europäischen Kernforschungszentrums CERN vorgenommen. Dieser Strahl liefert alle 12,2 Sekunden für jeweils 2,2 Sekunden ( dieses Zei-

tintervall wird im Folgenden als 'Burst' bezeichnet) u.a. Elektronen, Pionen, und Myonen im Impulsbereich  $10 \text{ GeV}/c \leq p \leq 250 \text{ GeV}/c$ . Der Strahl kann in zwei Moden betrieben werden:

sekundärer Modus : ( $p \geq 100 \text{ GeV}/c$ )

Die aus dem SPS ausgelenkten Protonen ( $p = 450 \text{ GeV}/c$ ) werden auf ein Target gelenkt. Die dort entstehenden Teilchen bilden den sekundären Strahl. Die Trennung von Pionen und Elektronen erfolgt in diesem Modus über die Messung der Synchrotronstrahlung im Ablenkmagneten. Die Impulsaufösung beträgt typisch  $\frac{\Delta p}{p} = 0,8\%$  für Elektronen und  $\frac{\Delta p}{p} = 0,05\%$  für Pionen.

tertiärer Modus : ( $p \leq 100 \text{ GeV}/c$ )

In diesem Modus wird der sekundäre Strahl auf ein weiteres Target gelenkt. Der tertiäre Strahl wird aus den dort entstandenen Teilchen gebildet. Beim tertiäre Strahl erfolgt die Trennung von Pionen und Elektronen mittels zweier achtfach Čerenkov-Zählern mit Ring Auswahl (CEDARs). Diese liefern für  $p \leq 50 \text{ GeV}/c$  eine Pion/ Elektron Separation von etwa  $10^{-4}$ . Die Impulsaufösung beträgt  $\frac{\Delta p}{p} = 0,8\%$ .

Weitere Informationen zum Teststrahl finden sich in [25].

Der Aufbau, der zum Test des H1 Kalorimeterkonzepts benutzt wurde, ist in Abbildung 19 gezeigt. Zur Strahldefinition standen zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPC, je zwei Lagen mit gekreuzten Drähten, Drahtabstand 2 mm, Abstand zwischen beiden Kammern 19 cm) und zwei gekreuzten Fingerszintillatoren (B1 und B2, Breite jeweils 3 cm) zur Verfügung. Elektromagnetisches (EC) und hadronisches (HC) Kalorimeter (siehe Abschnitt 4.2.2) befanden sich in einem gemeinsamen Kryostaten. Hinter dem Kryostaten befand sich das Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeter (TC). Zwischen beiden Kalorimetern war eine inaktive Zone von insgesamt 1,4 Wechselwirkungslängen ( $\lambda$ ) Tiefe. Verschiedene Szintillatoren dienten dem Nachweis von Myonen (VM, M1 und M2) bzw. als Vetoähler für Teilchen aus dem Strahlhalo (HOLE). Die Myonzähler M1 und M2 bestanden dabei jeweils aus 10 Szintillatoren von je 20 cm Breite und 120 cm Höhe, die sich jeweils um 5 mm überlappten. Der Zähler VM bestand aus insgesamt 12 Szintillatoren: 10 wie oben beschriebenen sowie in deren Zentrum zwei verkürzte Zähler jeweils ober- bzw. unterhalb des Strahls. Die Eisen- bzw. Bleiwände vor dem Kalorimeter dienten der Abschirmung von Halo Teilchen bzw. von aus dem Kalorimeter zurückgestreuten Teilchen. Hinter dem gesamten Aufbau befand sich noch ein Eisenblock zur Abschirmung des hinter dem Strahlgebiet liegenden Bereiches (DUMP).

Die gesamte Kalorimeterkonfiguration ist in Tabelle 3 aufgelistet. Der Testaufbau entsprach in wesentlichen Punkten (Tiefe in  $\lambda$ , geometrische Anordnung) der Anordnung im H1 Detektor unter einem Polarwinkel von  $\Theta = 45^\circ$  (siehe ebenfalls Tabelle 3), so daß der vorliegende Aufbau durchaus als Modell für H1 gelten kann.

Die Daten, deren Analyse in Abschnitt 4.5 beschrieben wird, wurden in dieser Konfiguration aufgezeichnet. Zusätzlich wurde das Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeter auch bei direktem Teilcheneinschüß getestet (siehe Abschnitt 4.4). Dazu wurden die Abschirmungswände sowie einige Szintillatoren (VM, HOLE und B2) entfernt und das Eisenkalorimeter vor den Kryostaten gestellt (siehe Abbildung 20). In diesem Modus wurde das Flüssig-Argon Kalorimeter nicht mit ausgelesen.

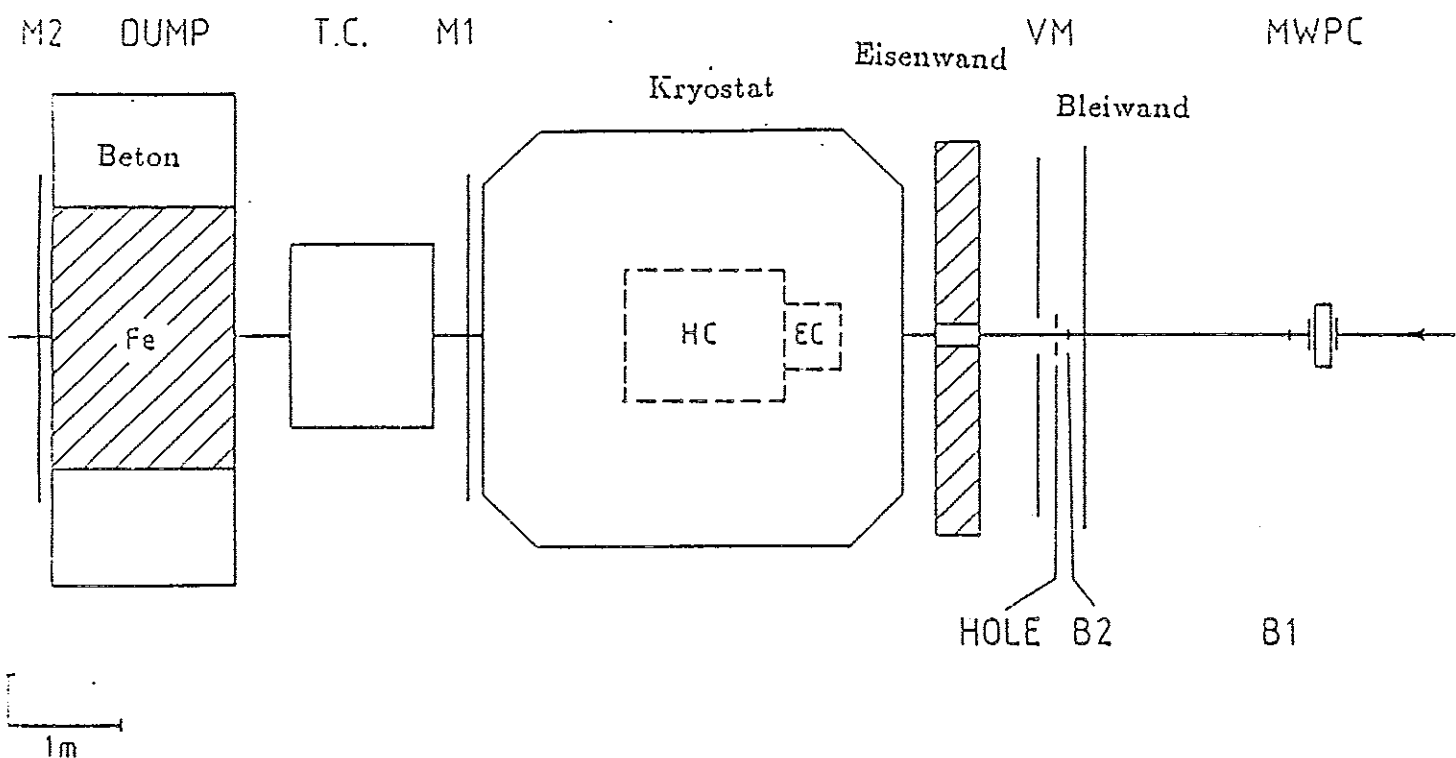


Abbildung 19: Testaufbau für die kombinierte Messung des Flüssig-Argon und des Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeters

Kalorimeter Modul	Tiefe (Testaufbau)			Tiefe (H1 Detektor, 45°)		
	$X_0$	$\lambda$	cm	$x_0$	$\lambda$	cm
elektromagnetisches Kalorimeter	26,2	1,1	37,75	23	1,1	40
hadronisches Kalorimeter		6,12	139,1		6,0	70
inaktive Zone		1,4	148,0		1,4	130
Eisen/ Streamerrohrkammer Kalorimeter		4,6	125,0		6,5	141

Tabelle 3: Vergleich zwischen Testaufbau und H1 Detektor unter  $\Theta = 45^\circ$

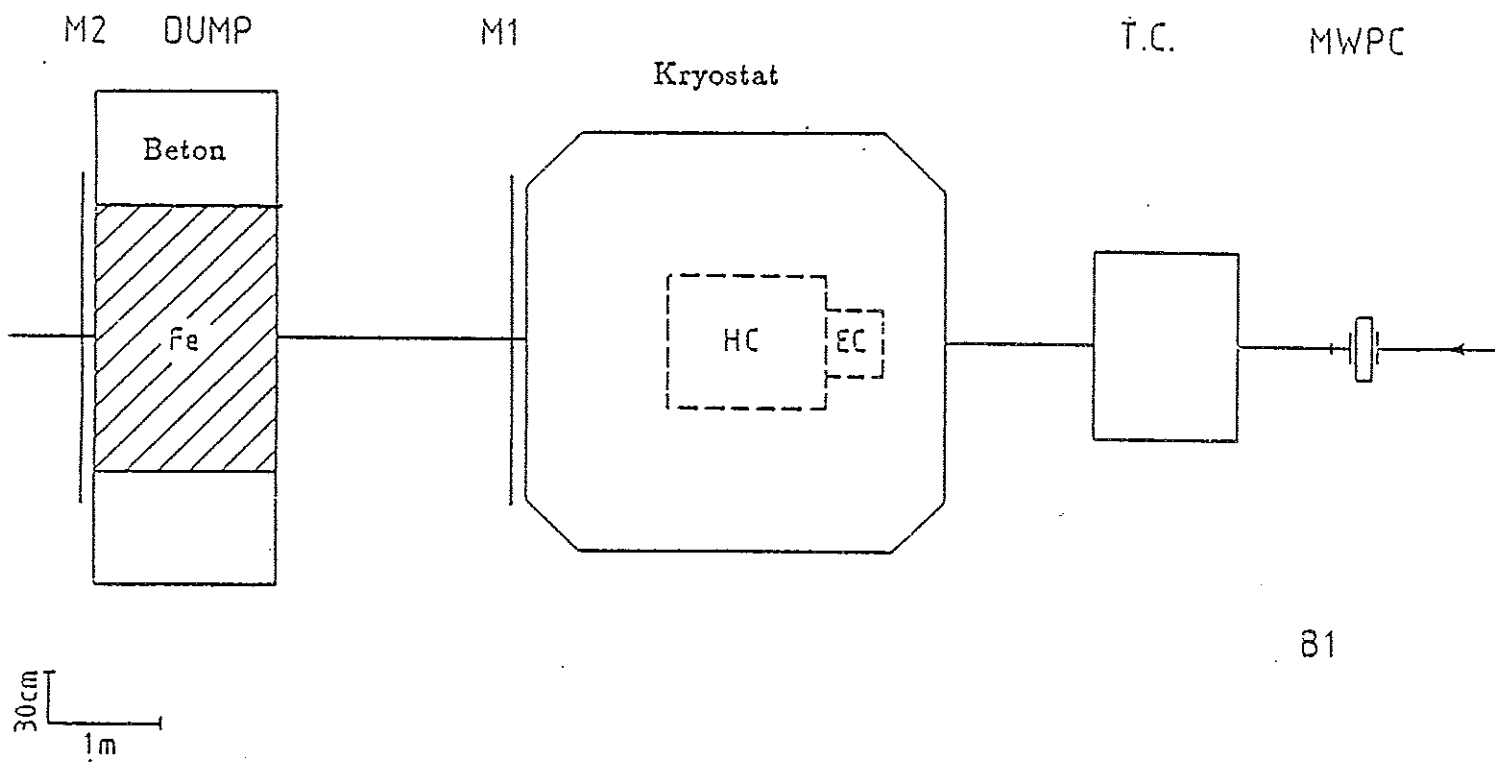


Abbildung 20: Testaufbau für die Messung mit dem Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeter bei direktem Teilcheneinschuß

#### 4.2.2 Das Flüssig Argon Kalorimeter Testmodul

Die wichtigsten Parameter des elektromagnetischen und des hadronischen Kalorimeters sind in Tabelle 4 zusammengefaßt. Die laterale Segmentierung des elektromagnetischen Kalorimeters zeigt Abbildung 21: die inneren 16 Türme hatten eine Größe von  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ , die äußeren 32 Türme von  $6,0 \times 7,5$  bzw.  $7,5 \times 7,5 \text{ cm}^2$ . Zusammen mit der fünffachen longitudinalen Segmentierung ergibt sich eine Zahl von 240 Auslesekanälen. Die laterale Segmentierung des hadronischen Kalorimeters erfolgte durch Streifen von je  $8 \times 40 \text{ cm}^2$  Größe mit von Lage zu Lage wechselnder Orientierung. Waagerechte und senkrechte Streifen wurden jeweils getrennt zusammengefaßt. Bei einer sechsfachen longitudinalen Segmentierung und 20 Streifen je Lage ergibt sich wiederum eine Zahl von 240 Auslesekanälen. Weitere Details, z.B. zur

	elektro- magnetisches Kalorimeter	hadronisches Kalorimeter
Absorber	Blei	Kupfer
Absorberschichtdicke (mm)	2,4	5,0
Flüssig-Argon Schichtdicke (mm)	2,8	$2 \times 1,5$
Anzahl Schichten	57	154
totale Tiefe (mm/ $X_0/\lambda$ )	$377,5/26,2/1,13$	$1391/-/6,12$
longitudinale Segmentierung	$2,7/3,6/3,6/3,6/12,6 X_0$	$6 \times 1,02 \lambda$
Querschnitt (mm <sup>2</sup> )	$420 \times 420$	$820 \times 820$

Tabelle 4: Parameter der Flüssig-Argon Kalorimeter Testmodule

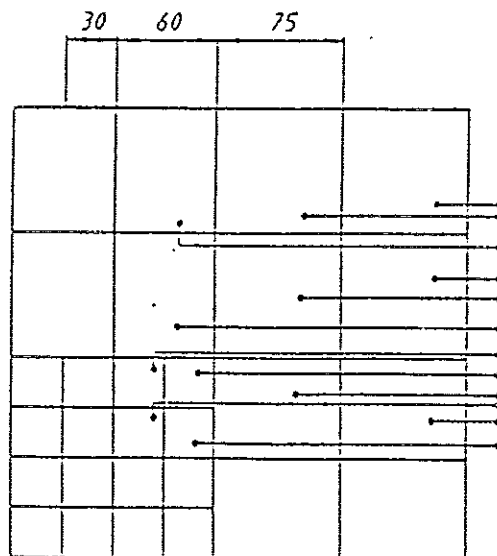


Abbildung 21: Laterale Segmentierung des elektromagnetischen Testkalorimeters

mechanischen Ausführung der Kalorimeter, der Kryogenik und der Ausleseelektronik sind in [26] angegeben.

#### 4.2.3 Das Eisen / Streamerrohrkammer Kalorimeter Testmodul

Das Testmodul des Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeters ist in den Abbildungen 22 (Frontansicht) und 23 (Seitenansicht) gezeigt

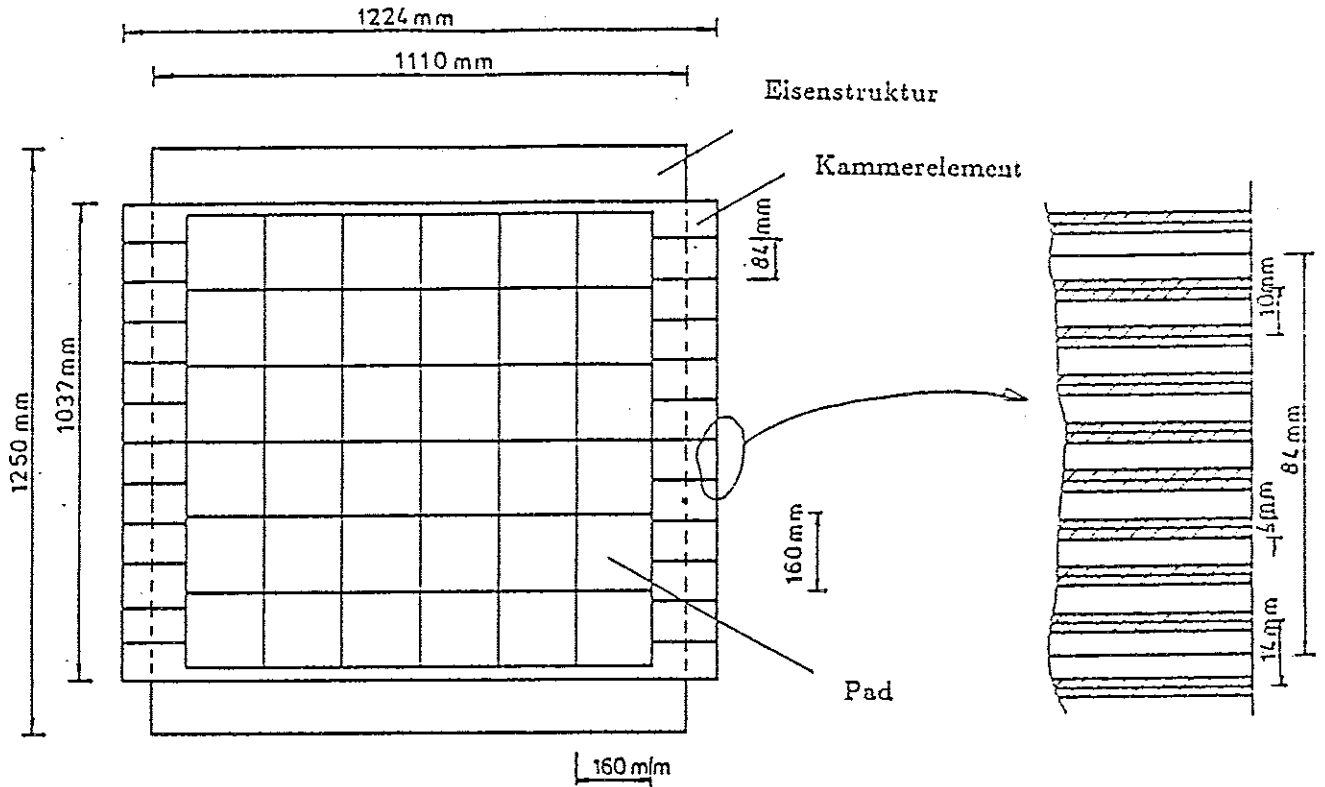


Abbildung 22: Frontansicht des Eisen/Streamerrohrkammer Testkalorimeters

Als Absorber dienten je 10 Eisenplatten von 5,0 cm und 2,5 cm Dicke und  $110 * 125 \text{ cm}^2$  Querschnitt. Die Platten wurden in der Tiefe so angeordnet, daß Absorberschichtdicken von 5,0, 7,5 und 10,0 cm gewählt werden konnten. Zur Zeit der Planung dieses Tests stand die Absorberschichtdicke im H1 Detektor noch nicht endgültig fest, so daß aus Gründen der Flexibilität die vorliegende Anordnung gewählt wurde. Zum Zeitpunkt des Tests selbst hatte sich die H1 Kollaboration für eine Schichtdicke von 7,5 cm entschieden, so daß alle Tests mit 7,5 cm Absorberdicke durchgeführt wurden. Die Schlitze zwischen den Absorberplatten waren 2,5 cm breit. Lediglich nach 30 cm Eisen war ein 5 cm breiter Schlitz eingefügt. Hier war eine doppelte Kammerlage (mittlere Myonkammer) eingebaut.

Der Detektor war mit insgesamt 16 Ausleseebenen ausgerüstet. Jede Ebene bestand aus zwölf sogenannten Iarocci-Streamerrohrkammer-Elementen [27] ohne Deckel [28], insgesamt 192 Elemente. Einen Querschnitt durch ein solches Element zeigt Abbildung 24. Die Länge eines Elementes war 120 cm. Insgesamt wurden 243 Elemente beim INFN Frascati hergestellt. Vor dem Einbau in den Testdetektor wurden die Kammern auf Gasdichtigkeit getestet, konditioniert und anschließend einem 24- stündigen Hochspannungstest unter 4,8 kV unterzogen. Kammern, deren Dunkelstrom nach diesem Test größer als  $2 \mu\text{A}$  bei 4,7 kV war,

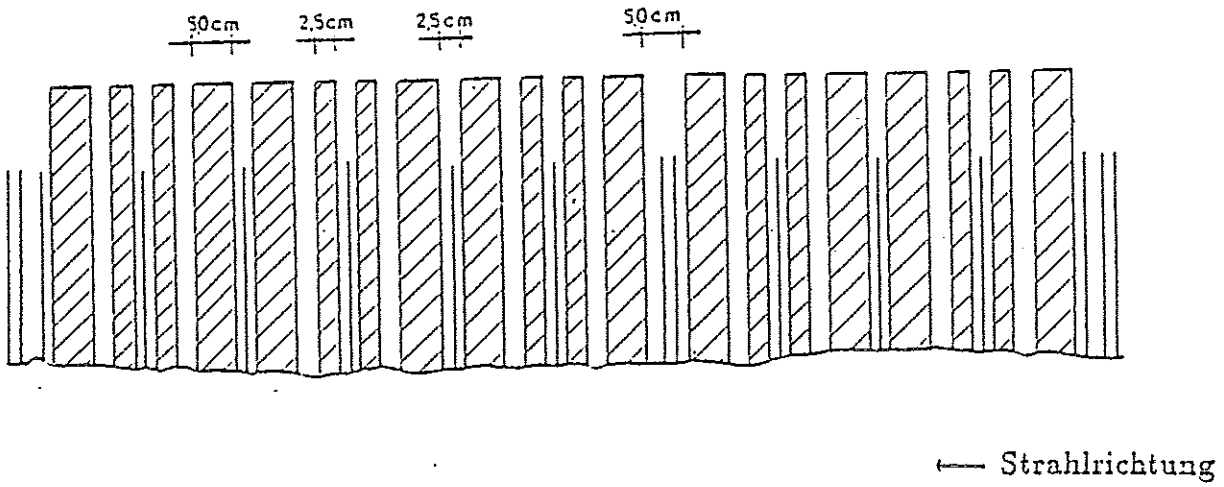


Abbildung 23: Seitenansicht des Eisen/Streamerrohrkammer Testkalorimeters

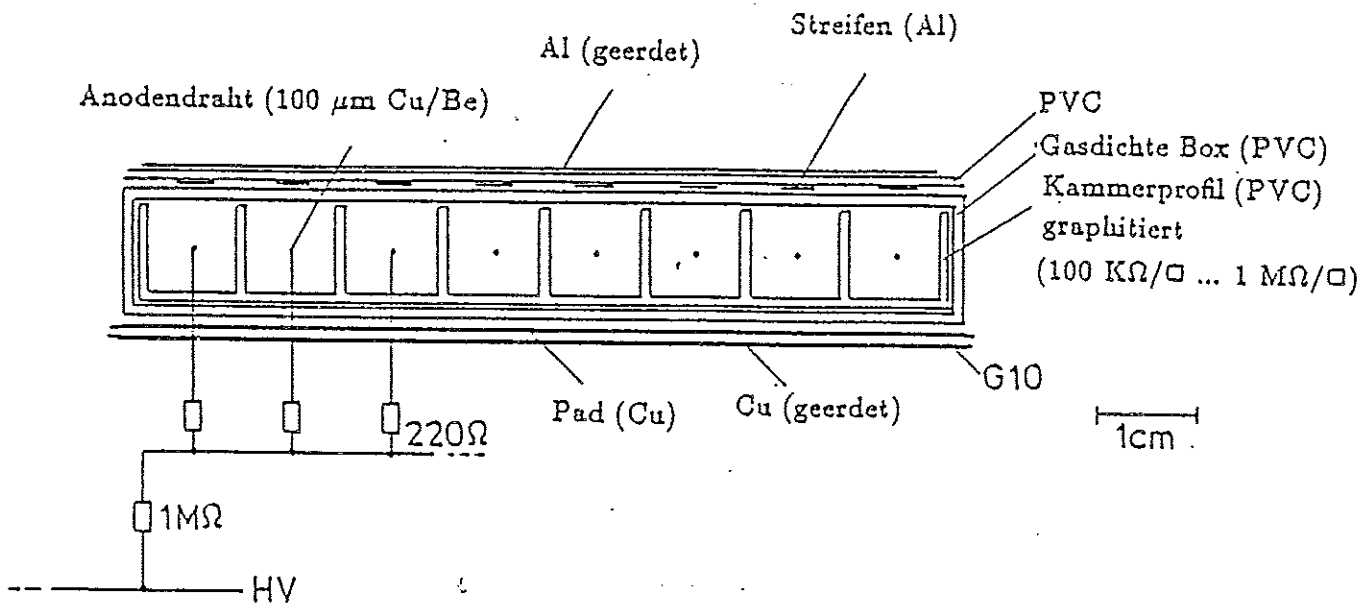


Abbildung 24: Querschnitt durch ein Streamerrohrkammer-Element

wurden nicht verwendet (insgesamt 25 Kammern). Die übrigen Kammern wurden zur Instrumentierung des Testdetektors benutzt. Eine typische Zählratenkurve, gemessen in [29] mit der Gasmischung 25 % Argon und 75 % Isobuthan ( $iC_4H_{10}$ ), zeigt Abbildung 25. Man erkennt den Beginn des Plateaus bei etwa 4,5 kV, die Breite des Plateaus beträgt etwa 400 V.

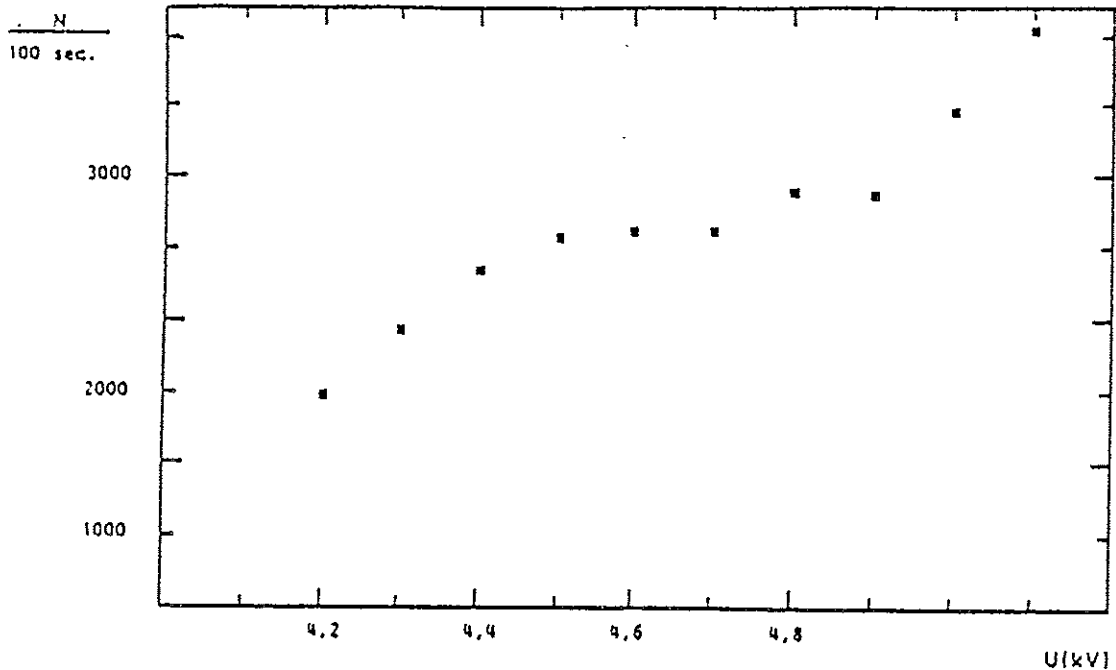


Abbildung 25: Zählratenkurve für ein Kammerelement aus der für diesen Test verwendeten Serie

In Gegensatz zum bei H1 geplanten Kammertyp war der Oberflächenwiderstand der Kammerwände höher ( $\sim 100 \text{ k}\Omega/\square \dots 1 \text{ M}\Omega/\square$ ). Die Graphitschicht lag auf Massepotential und der Draht an Hochspannung. Die Auslese erfolgte ausschließlich über Influenzelektroden außerhalb des eigentlichen Kammervolumens: Auf der offenen Seite waren die Kammern mit Streifen, die parallel zu den Drähten verliefen, ausgerüstet (alle Lagen außer Lagen 3 und 14). Die beschichtete Seite war mit Streifen, die senkrecht zu den Drähten verliefen (Lagen 1, 2, 8, 15 und 16), bzw. mit 'Pads' (alle anderen Lagen) ausgerüstet. Das genaue Schema zeigt Tabelle 5. Dieses Schema entspricht prinzipiell dem für den H1 Detektor vorgesehenen Ausleseschema (vgl. [18]). Bei den Tests, die mit direktem Teilcheneinschub vorgenommen wurden, fehlten demgegenüber noch drei Myonkammerlagen.

Die aktive Fläche des Testdetektors entsprach etwa  $1 \text{ m}^2$ . Die Drähte verliefen in horizontaler Richtung. Alle Lagen außer den Lagen 2,8 und 16 waren auf etwa 1 mm genau in gleicher Höhe montiert. Die Lagen 2, 8 und 16 waren demgegenüber um 5 mm nach oben verschoben, um bei den Doppellagen eine vollständige geometrische Überdeckung zu erreichen.

Die Breite der Influenzstreifen betrug 4 mm bei einem Abstand (von Mitte zu Mitte gemessen) von 10 mm. Insgesamt war jede Lage mit 96 Streifen ausgerüstet. Die Auslese erfolgte mittels des 'Streamer Tube Operating System' (STOS) von LeCroy Research Systems (LRS) <sup>2</sup>

<sup>2</sup>Etwa 10 % der Kanäle waren bei der verwendeten STOS Elektronik defekt. Da die STOS Elektronik nicht



Lagen Nummer	Eisen Tiefe cm	Ausgerüstet mit			Turm Nummer
		Pads	parallelen Streifen	orthogonalen Streifen	
1	0.0		*	*	Presampler 1 1 1 1  1 2 2 2 2  2
2	0.0		*	*	
3	0.0	*			
4	7.5	*	*		
5	15.0	*	*		
6	22.5	*	*		
7	30.0	*	*		
8*	30.0		*	*	
9	37.5	*	*		
10	45.0	*	*		
11	52.5	*	*		
12	60.0	*	*		
13	67.5	*	*		
14	75.0	*			
15*	75.0		*	*	
16*	75.0		*	*	

\* Die Lagen 8, 15 und 16 fehlten bei den Tests mit direktem Teilcheneinschluß

Tabelle 5: Longitudinaler Aufbau des Eisen/Streamerrohrkammer Testkalorimeters

Die Padgröße betrug  $16 * 16 \text{ cm}^2$ . Dies ergab je Lage  $6*6=36$  'Pads'. Die Pads der Lage 3 wurden einzeln ausgelesen (sog. 'Presampler'). Die aufeinanderfolgenden Pads der Lagen 4, 5, 6, 7 und 9 (10, 11, 12, 13 und 14) wurden elektronisch zusammengefaßt und bildeten die ersten (zweiten) Türme. Die Verstärkung betrug 0,1 für den 'Presampler' bzw 1,0 für die Türme. Die Signale wurden mittels ladungsempfindlicher Analog/Digital Konverter (ADC's) des Typs 2249 A von LRS digitalisiert. Diese ADC's haben eine Auflösung von 10 Bits bei einer Empfindlichkeit von 0,25 pC je Kanal. Die Ladung wurde über einen Zeitraum von 200 ns integriert. Ein Blockschaltbild der Padauslese zeigt Abbildung 26. Die Verstärkungen wurden so gewählt, daß das Myonsignal sowohl im Presampler als auch in den Türmen sicher vom elektronischen Rauschen getrennt werden konnte.

Die gesamte Ausleseelektronik befand sich in der Nähe des Detektors. Die Gesamtzahl der elektronischen Auslesekanäle ist in Tabelle 6 angegeben.

Für die Daten, die bei direktem Teilcheneinschluß aufgezeichnet wurden, wurde die Hochspannung über einen  $1 \text{ M}\Omega$  Widerstand je Element und einen  $220 \Omega$  Widerstand je Draht in jedem Element zugeführt (siehe Abbildung 24). Zur Reduktion des mit dieser Konfiguration beobachteten negativen Übersprechens auf benachbarte Türme wurde für die weiteren Tests zusätzlich ein  $2,2 \text{ nF}$  Kondensator zur Erhöhung der Kammerkapazität gegen Masse eingeführt, dem zur Vermeidung von Signalreflexionen ein  $1 \text{ k}\Omega$  Widerstand in Reihe geschal-

---

mehr hergestellt wird, war ein Ersatz oder eine Reparatur der defekten Kanäle nicht möglich. Sie wurden hauptsächlich am Rand des Detektors installiert. Innerhalb von  $\pm 10 \text{ cm}$  um die Strahlposition (in diesem Bereich werden bei direktem Teilcheneinschluß bei Hadronschauern ca 80 % der Energie deponiert) waren lediglich 3 % der STOS Kanäle defekt.

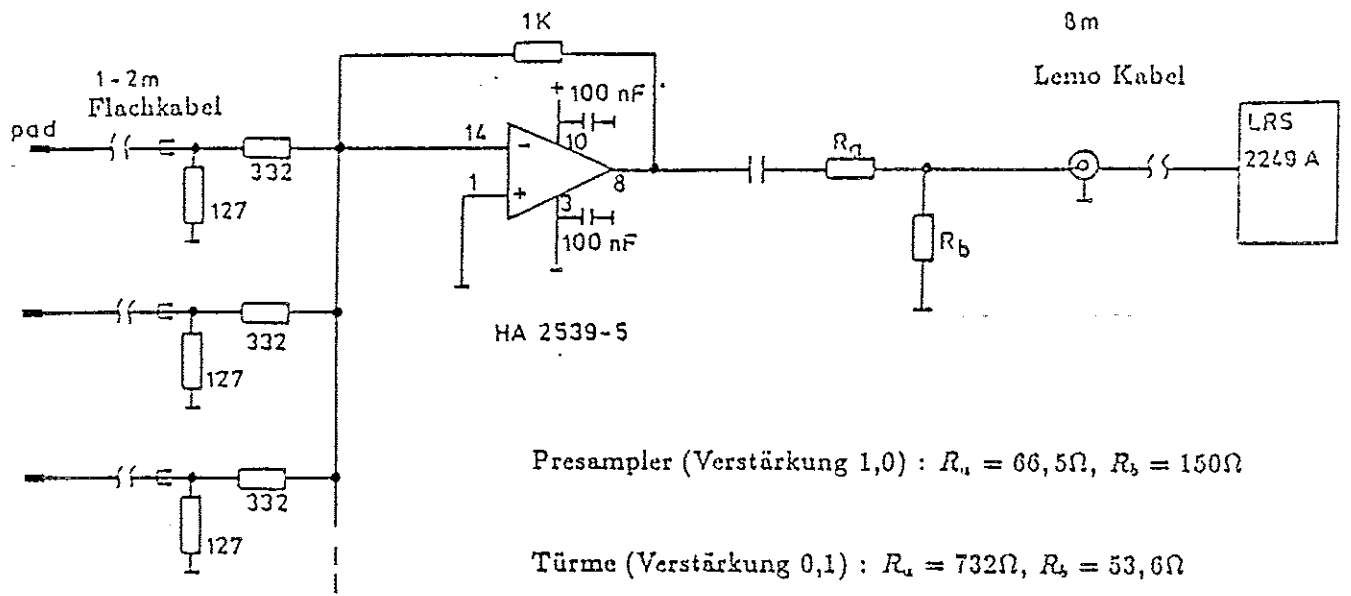


Abbildung 26: Blockschaltbild der Pad- Ausleseelektronik

Typ	Anzahl Kanäle je Lage	Anzahl Lagen		Summe	
analog ('Pads')	6*6	3		108	
digital (parallele Streifen)	96	11	14	1056	1344
digital (senkrechte Strcifen)	96	2	5	192	480
digital (alle)	96	13	19	1248	1824

Tabelle 6: Anzahl Auslesekanäle für die Tests bei direktem Teilcheneinschub (linke Spalte) bzw. in Kombination mit dem Flüssig-Argon Kalorimeter (rechte Spalte)

tet war. Damit konnte eine Reduktion des negativen Übersprechens erreicht werden (siehe folgende Kapitel). Ein Großteil der Daten wurde bei einer Hochspannung von 4,7 kV aufgezeichnet. Bei direktem Teilcheneinschuß wurden auch einige Daten bei einer Hochspannung von 4,6 kV aufgezeichnet.

Die Kammern wurden bei der Standardgasmischung für Streamerrohrkammern, 25 % Argon und 75 % Isobuthan ( $iC_4H_{10}$ ) betrieben.

Vor dem Transport zum CERN wurde der Detektor in Aachen vollständig aufgebaut und in Betrieb genommen, um sicherzustellen, daß alle Komponenten einwandfrei arbeiteten.

#### 4.2.4 Trigger und Datennahme

Für den kombinierten Betrieb des Flüssig-Argon und des Eisen/ Streamerrohrkammer Kalorimeters standen folgende Trigger zur Verfügung:

$\pi$  und  $e$  Trigger: Diese Trigger benutzten zur Strahldefinition die Zähler B1 und B2 sowie zur Teilchenidentifikation die Čerenkov Zähler in sechsfacher Koinzidenz je Zähler.

$\mu$  Trigger: Dieser Trigger benutzte die Szintillator Hodoskope VM, M1 und M2.

Zufallstrigger: Dieser Trigger wurde vom Auslesecomputer generiert und diente Kalibrationszwecken. Es bestand die Möglichkeit, zwischen Zufallstriggern innerhalb und außerhalb des Bursts zu wählen.

Während der Datennahme wurden zusätzlich zu Elektronen und/oder Pionen ca. 5-10 % Zufallsereignisse und ca. 2-5 % Myon Ereignisse auf Band geschrieben. Neben den fest verdrahteten Triggern wurden weitere Triggerinformationen auf Band geschrieben, z.B. detaillierte Information bzgl. der Čerenkovzähler (Anzahl der angesprochenen Zähler), der Szintillatorhodoskope (Trefferverteilung der einzelnen Zähler) etc.

Für den Test des Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeters bei direktem Teilcheneinschuß stand ein modifizierter  $\pi$ - Trigger zur Verfügung. Statt der Zähler B1 und B2 wurden zwei Szintillatoren vor bzw. hinter den Proportionalkammern zur Strahldefinition verwendet. Ein fest verdrahteter Myon Trigger stand nicht zur Verfügung, da die Signale des Streamerrohrkammer Kalorimeters zu schnell waren. Dies wurde erst bei den späteren Tests durch zusätzliche Signalverzögerung behoben. Eine Myonauswahl konnte jedoch anhand der aufgezeichneten Signale der Szintillator- Hodoskope M1 und M2 nachträglich vorgenommen werden. Zusätzlich wurden spezielle Myon Daten (als Trigger diente hier eine Koinzidenz zwischen M1 und M2) und Zufallsereignisse (innerhalb und außerhalb des Bursts) aufgezeichnet.

Die Datennahme wurde mittels eines IBM PC-AT und einer PDP 11 (Digital Equipment Corporation) vorgenommen. Der PC steuerte dabei einen schnellen Prozessor CAB [30], der die Daten auslas und die PDP 11 stand für die Überwachung des Experiments zur Verfügung und schrieb die Daten auf Magnetband. In einem späteren Schritt wurden die Daten in BOS-Format [31] konvertiert. Die maximal mögliche Datenrate betrug etwa 600 Ereignisse je Burst falls nur das Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeter ausgelesen wurde, andernfalls etwa 200 Ereignisse je Burst.

### 4.3 Analyse von Myonereignissen

a) Datenquellen : Für die Analyse von Myonereignissen standen Daten aus verschiedenen Quellen zur Verfügung :

1. Nach dem Transport zum CERN wurde der Eisen/Streamerrohrkammer Detektor zunächst in einer Warteposition hinter der Strahlabschirmung aufgebaut und in Betrieb genommen. Dort wurde der Detektor auf eventuelle Transportschäden überprüft. In dieser Position wurde ein spezielles Datennahmesystem, das einen Commodore PC II als Auslesecomputer verwendete, benutzt [32]. Als Trigger diente eine Koinzidenz von vor und hinter dem Detektor angebrachten Szintillationszählern. Eine Aufzeichnung der genommenen Daten auf Magnetband war nicht möglich, so daß die Daten lediglich online analysiert werden konnten. Die Daten, die in dieser Position genommen wurden, stellen eine Mischung aus kosmischen Myonen und Myonen aus dem Teststrahl dar. In dieser Position wurde die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der angelegten Hochspannung und der Ausleseschwelle gemessen (siehe folgender Abschnitt).
2. Anschließend wurde der Testdetektor vor dem Flüssig-Argon Kalorimeter aufgebaut (siehe Abbildung 20). In dieser Position wurden Teilchen mit Impulsen zwischen 10 und 100 GeV/c direkt in den Detektor eingeschossen. Es stand kein fest verdrahteter Myontrigger zur Verfügung. Anhand der aufgezeichneten Signale der Szintillator Hodoskope M1 und M2 konnten jedoch nachträglich Myonen aus den Strahlteilchen selektiert werden.
3. Nach Abschluß der Tests mit direktem Teilcheneinschuß wurde der Testdetektor in der Position hinter dem Flüssig-Argon Kalorimeter aufgebaut (siehe Abbildung 19). Hier stand der oben beschriebene fest verdrahtete Myontrigger zur Verfügung. Im Vergleich zu den Daten aus Quelle 2 ist außerdem die Hochspannungsverteilung der Streamerrohrkammern geändert worden (vgl. Abschnitt 4.2.3).

Die meisten der in den folgenden Abschnitten angegebenen Resultate wurden mit Daten aus den beiden letztgenannten Quellen erzielt.

4. Da mittels der Daten aus Quelle 2 nicht der gesamte Detektor ausgeleuchtet werden konnte, sondern lediglich der Bereich um die Strahlposition, wurde nach der Verschiebung des Testdetektors in die Position hinter dem Flüssig-Argon Kalorimeter, aber noch vor dem Umbau der Hochspannungsverteilung und dem Einbau der drei zusätzlichen Myonlagen, spezielle Myondaten genommen. Als Trigger diente hierzu der fest verdrahtete Myontrigger aus VM, M1 und M2. Die Detektorkonfiguration entspricht also den Daten aus Quelle 2, die Trigger- und Strahlbedingungen den Daten aus Quelle 3. Diese Daten dienten hauptsächlich der Interkalibration der Türme.

b) Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung und der Ausleseschwelle : Die Nachweiswahrscheinlichkeit der parallelen Streifen einer einzelnen Kammerlage für Myonen in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung und der Ausleseschwelle<sup>3</sup> wurde mit Daten aus Quelle 1 gemessen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde für jede Kammerlage einzeln bestimmt, wobei zur Selektion von Myonen die jeweils übrigen Kammerlagen als unabhängiger Spurdetektor benutzt wurden. Das verwendete Selektionsprogramm entspricht im Wesentlichen dem unten

---

<sup>3</sup>Die Ausleseschwelle der STOS Elektronik wird durch eine externe Referenzspannung zwischen -30 mV und +200 mV reproduzierbar festgelegt. Dies entspricht einer Stromschwelle für das auszulesende Signal zwischen 30  $\mu$ A und 200  $\mu$ A.

beschriebenen Programm, außer daß eine Berücksichtigung defekter elektronischer Auslesekanäle nicht erfolgte. Daher weichen die absolut gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeiten von den unten angegebenen um ca. 10 % nach unten ab. Die über alle Lagen gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung und der Ausleseschwelle zeigt Abbildung 27. Bei der niedrigsten Ausleseschwelle zeigt sich ein klares Plateau

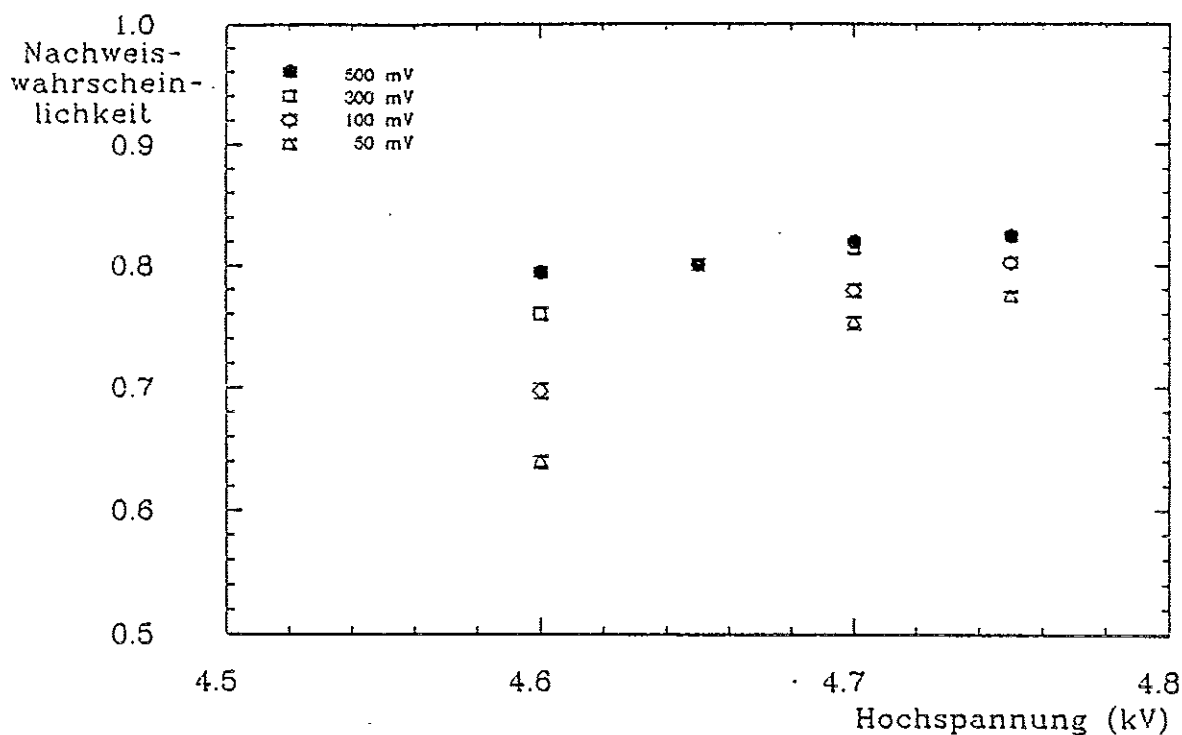


Abbildung 27: Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung und der Ausleseschwelle

zwischen 4,6 und 4,75 kV (Steigung ca. 2 % je 100 V), in Übereinstimmung mit Abbildung 25. Für Schwellen größer als 100 mV nominell wird die Steigung im Bereich des Plateaus deutlich größer. Daher wurde der Großteil der Daten bei einer nominellen Schwelle von 50 mV (geringste Steigung im Plateaubereich) und einer Hochspannung von 4,7 kV (Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Ausleseschwelle gering) aufgezeichnet. Allerdings wurden bei hohen Strahlraten ( $\geq 20 \text{ Hz/cm}^2$ ) Dunkelströme von ca.  $2 \mu\text{A}$  in einigen Kammern gemessen. Bei niedrigeren Hochspannungen war dieser Effekt weniger stark. Um zu prüfen, wie der Detektor sich verhält, falls wegen zu hoher Strahlraten die angelegte Hochspannung reduziert werden muß, wurde ein Teil der Daten bei direktem Teilcheneinschuß (Quelle 2) bei einer Hochspannung von 4,6 kV und einer nominellen Schwelle von 50 mV aufgezeichnet.

c) Selektion von Myonen für die Daten der Quellen 2, 3 und 4 : Die Selektionskriterien für Myonen variieren je nach Datenquelle leicht. Dieser Abschnitt faßt die Kriterien zusammen.

1. Szintillator Hodoskope : einer von beiden oder beide zentralen Szintillatoren sowohl in M1 als auch in M2 mussten angesprochen haben (Quelle 2) bzw. einer oder zwei benach-

barte Szintillatoren sowohl in VM als auch in M1 als auch in M2 mussten angesprochen haben (Quellen 3 und 4)

2. Vieldrahtproportionalkammern (nur für Daten der Quelle 2) : Es musste genau ein Cluster aus benachbarten Drähten in jeder der vier Ausleseebenen der Proportionalkammern angesprochen haben.
3. Trefferverteilung im Streamerrohrkammer Detektor : Es musste genau ein Cluster benachbarter paralleler Streifen beliebiger Größe in mindestens einer Lage in jeder der folgenden Gruppen angesprochen haben : (1,2,4); (5,6); (7,9); (10,11); und (12,13) (Daten der Quellen 2 und 4) bzw. (1,2,4); (5,6); (7,8); (9,10); (11,12) und (13,15,16) (Daten der Quelle 3).

Die Anzahl der nach dieser Selektion verbleibenden Ereignisse ist in Tabelle 7 angegeben.

Quelle	Hochspannung (kV)	Anzahl Ereignisse
2	4,7	9250
2	4,6	8533
3	4,7	12817
4	4,7	8835

Tabelle 7: Anzahl der für die verschiedenen Datenquellen selektierten Myonereignisse

d) Streifensignale für Myonereignisse : Die hier benutzten Daten entstammen ausschließlich den Quellen 2 und 3. Für jede Lage wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit und die mittlere Multiplizität bestimmt. Dazu wurden die jeweils benutzten Lagen bei der Spurselektion außer Acht gelassen. Zusätzlich wurde verlangt, daß in der Nähe des Clusters in der betrachteten Lage kein defekter Auslesekanal war. Die über alle Lagen gemittelten Resultate sind in Tabelle 8 zusammengefaßt. Die Multiplizitätsverteilung je Cluster zeigt Abbildung 28 für alle untersuchten Fälle, die totale Multiplizität paralleler Streifen zeigt Abbildung 29.

Da die Kammerwände der einzelnen Lagen außer Lagen 2, 8 und 16 bis auf 1 mm genau hintereinanderliegen und daher Spuren in der Nähe der Kammerwände bevorzugt die o.a. Selektionskriterien verfehlen, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der parallelen Streifen größer als von der geometrischen Akzeptanz der Kammern (ca. 86 % unter Einschluß aller Wände) her erwartet. Des weiteren sind die absoluten Werte der Nachweiswahrscheinlichkeit wegen der Berücksichtigung der defekten Kanäle größer als in b). Der relative Unterschied zwischen Daten bei 4,6 kV und 4,7 kV bei ansonsten gleicher Konfiguration wird jedoch reproduziert. Für die Daten der Quelle 3 ergibt sich wegen der geänderten Hochspannungsverteilung eine etwas größere Multiplizität (in Übereinstimmung mit [34]). Für die senkrecht zu den Drähten verlaufenden Streifen ergibt sich eine höhere Multiplizität bei niedrigerer Nachweiswahrscheinlichkeit. Dies hat im Wesentlichen zwei Ursachen :

1. Die senkrechten Streifen sind an der graphitierten Seite der Kammern angebracht, die parallelen Streifen hingegen auf der offenen Seite. Dies führt zu einer kleineren Ladung auf den senkrechten Streifen und somit, bei gleicher Ausleseschwelle, zu einer niedrigeren Nachweiswahrscheinlichkeit.

Datenquelle Hochspannung (kV)	2 4,7	2 4,6	3 4,7
parallele Streifen mittlere Multiplizität/Lage Nachweiswahrscheinlichkeit	1,292±0,002 (92,2±0,1)%	1,140±0,002 (90,3±0,1)%	1,498±0,003 (90,6±0,1)%
senkrechte Streifen mittlere Multiplizität/Lage Nachweiswahrscheinlichkeit	2,385±0,020 (86,0±1,3)%	1,945±0,018 (82,6±0,5)%	3,201±0,015 (86,8±0,3)%

Tabelle 8: Nachweiswahrscheinlichkeit und mittlere Multiplizität von Myonen für parallele und senkrechte Streifen

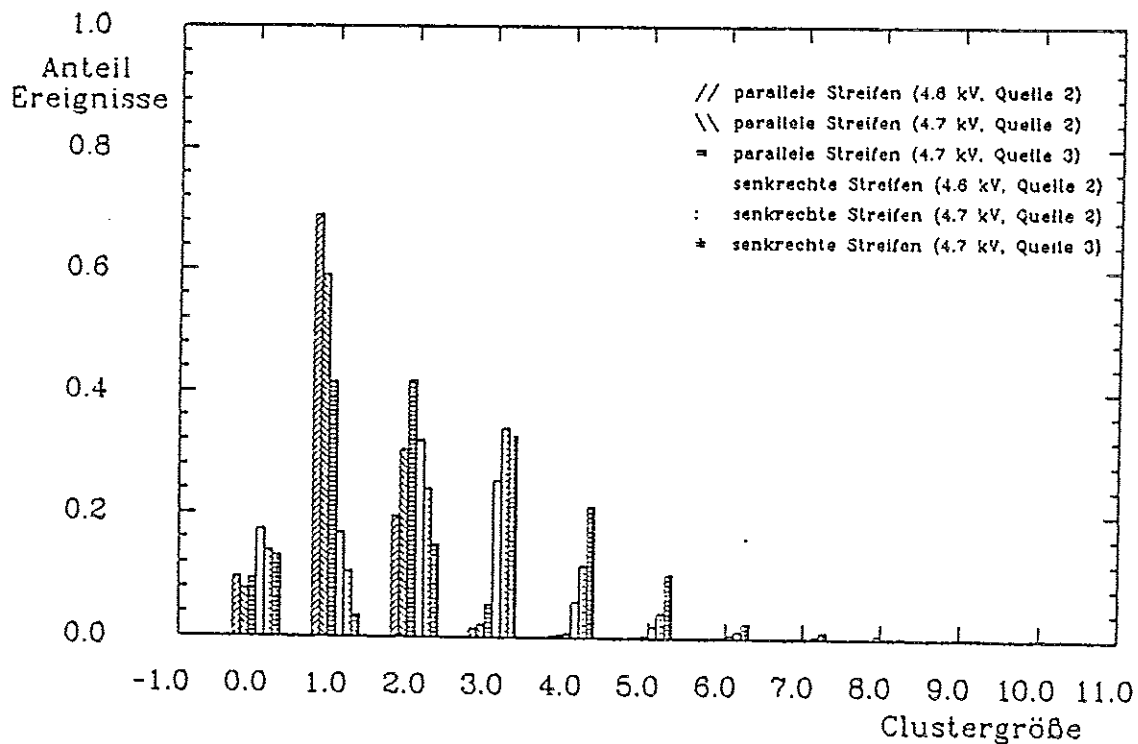


Abbildung 28: Multiplizitätsverteilung für parallele und senkrechte Streifen

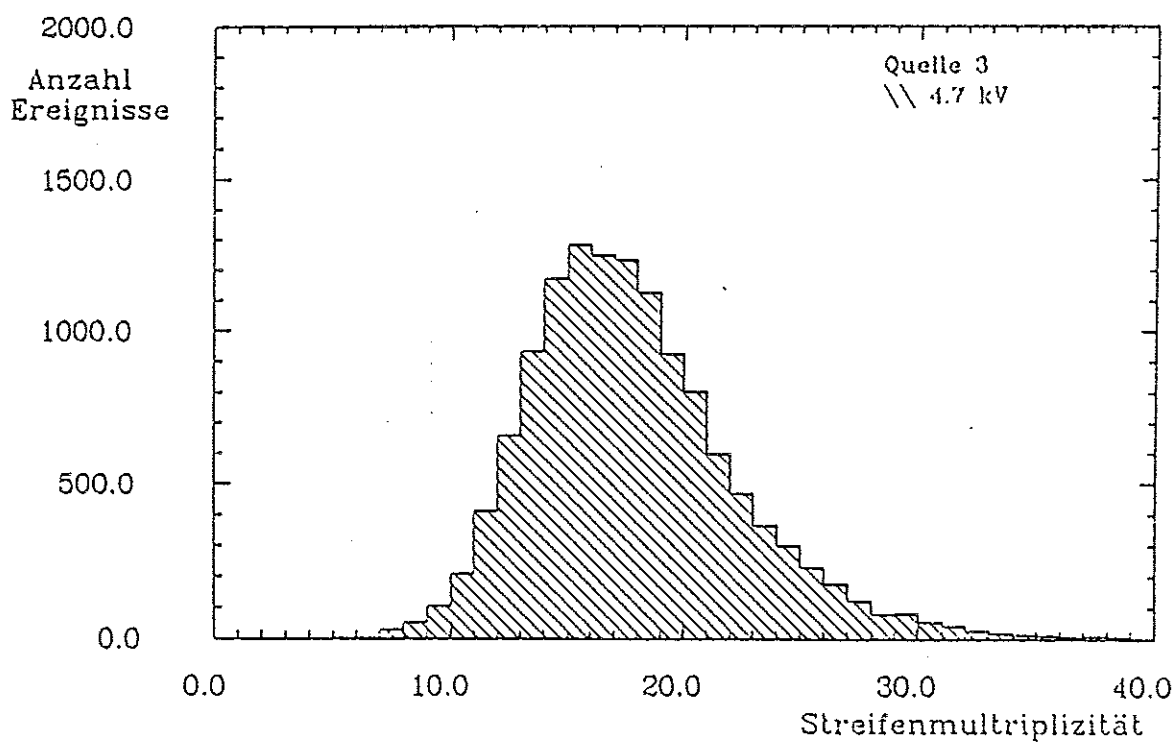
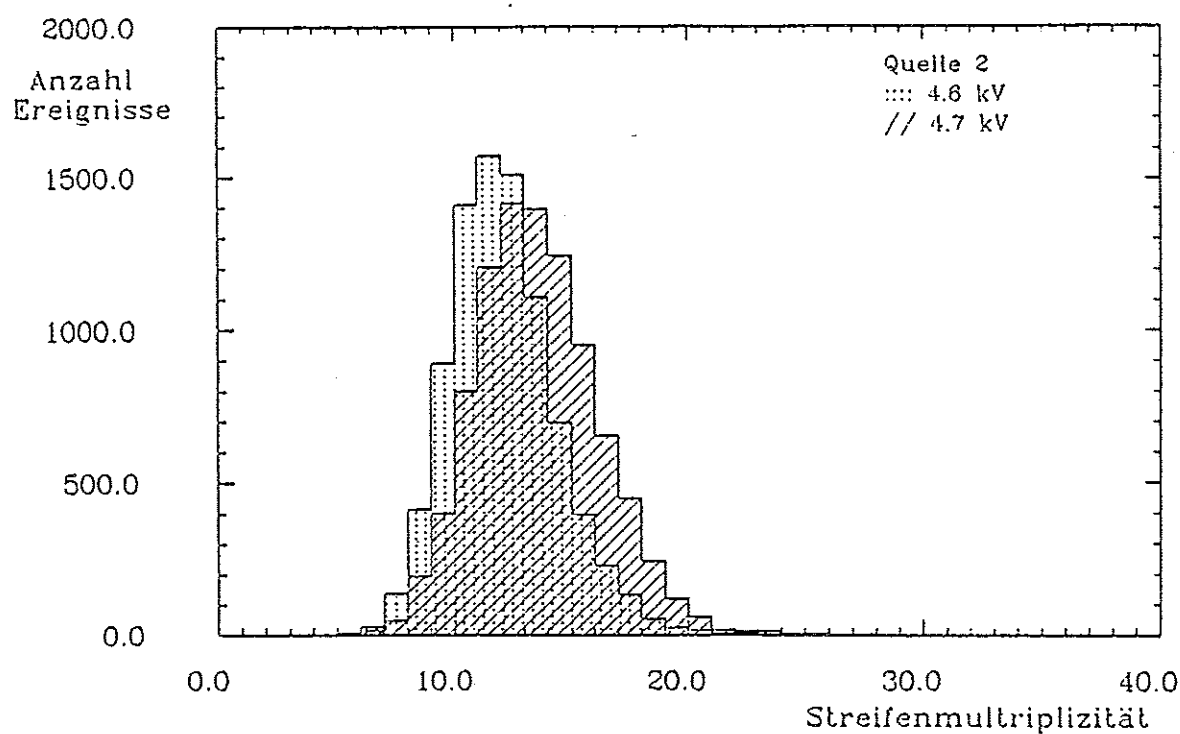


Abbildung 29: Multiplizitätsspektrum der parallelen Streifen für Myonereignisse



2. Für die parallelen Streifen ist die Streamerposition immer im Zentrum des Streifens. Für die senkrechten Streifen gilt dies i.A. nicht, so daß ein Streamer in der Regel mehrere Streifen ausleuchtet. Dies führt zu einer größeren Multiplizität bei gleichzeitig kleinerer Nachweiswahrscheinlichkeit.

e) Padsignale für Myonereignisse : Die Padsignale für Myonereignisse wurden auf folgende Weise gewonnen : Nach Abzug des Gleichspannungsruhwertes wurde eine Ausleseschwelle von  $2\sigma_{r.m.s.}$  des elektronischen Rauschens gesetzt. (Für 4,7 kV entspricht dies je Turm etwa der halben mittleren Ladung eines Streamers.) Ruhewert und Breite des Rauschens wurden für Daten aus Quelle 2 aus Myonereignissen bestimmt. Dabei wurde jeweils die vom Myon getroffene Zeile von Türmen nicht berücksichtigt. Für Daten aus Quelle 3 wurden Zufallstriggerereignisse benutzt. Für Daten aus Quelle 2 wurden die Signale der vier zentralen Pads des ersten und zweiten Turmes aufsummiert, für Daten aus Quelle 3 aller Pads der jeweils getroffenen Zeile. Die Ergebnisse sind in Tabelle 9 zusammengefaßt, die Ladungsspektren zeigt Abbildung 30. Die gemessene Ladung je Streamer wurde unter der Annahme von 9 Streamern für ein Myon (das entspricht 10 Lagen mit je 90 % Nachweiswahrscheinlichkeit) bestimmt. Für die Daten aus Quelle 3 führt die geänderte Hochspannungsverteilung zu höheren Signalladungen.

Datenquelle	2	2	3
Hochspannung (kV)	4,7	4,6	4,7
Peakwert (pC)	185	145	245
$\sigma_{r.m.s.}/$ Peakwert	43 %	44 %	39%
Ladung je Streamer (pC)	20,6	16,1	27,2

Tabelle 9: Padsignale für Myonereignisse bei verschiedenen Konfigurationen

Auf Grund von Schwankungen des Druckes und der Gaszusammensetzung war das Myonsignal nicht stabil. Abbildung 31 zeigt den Mittelwert des Myonsignales jeweils über einen Experimentierlauf gemittelt gegen die Zeit aufgetragen. Da Druck und Gaszusammensetzung nicht aufgezeichnet werden konnten, war eine nachträgliche Korrektur nicht möglich. Anhand des jeweils gemessenen Myonsignales konnten jedoch die Piondaten entsprechend korrigiert werden. Detaillierte Untersuchungen zur Abhängigkeit der Streamerladung von verschiedenen Gasparametern wurden z.B. in [33] vorgenommen. Die gemessene Signalladung  $Q$  variiert bei einer Druckänderung um  $\Delta p$  wie  $\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{-0,8\% \cdot \Delta p}{\text{mbar}}$ . Eine Reduktion des Argon Anteils von 25 % auf z.B. 17 % führt zu einer Halbierung der gemessenen Signalladung.

Auf Gruppen von Türmen, die über dem gleichen Draht liegen ('Zeile'), wurde ein negatives Übersprechen vom getroffenen Turm auf die jeweils übrigen Türme beobachtet. Abbildung 32 zeigt z.B. die Korrelation zwischen der Ladung auf dem getroffenen Turm und der Ladung aller anderen Türme der gleichen Zeile ohne Ausleseschwelle für Daten aus Quelle 2. Es zeigt sich ein klares negatives Übersprechen, das auf allen Türmen außer den direkten Nachbarn des getroffenen Turmes gleich ist. Des weiteren ist dieses Übersprechen unabhängig davon, welcher Turm der entsprechenden Zeile vom Myon getroffen wurde. Zur genaueren Quantifizierung wurde deshalb in Abbildung 33 die Korrelation zwischen der Ladung auf dem getroffenen Turm und der Ladung der übrigen Türme für alle Türme außer den direkten Nachbarn des getroffen Turmes aufgetragen. Die Anpassung einer Geraden nach der Methode

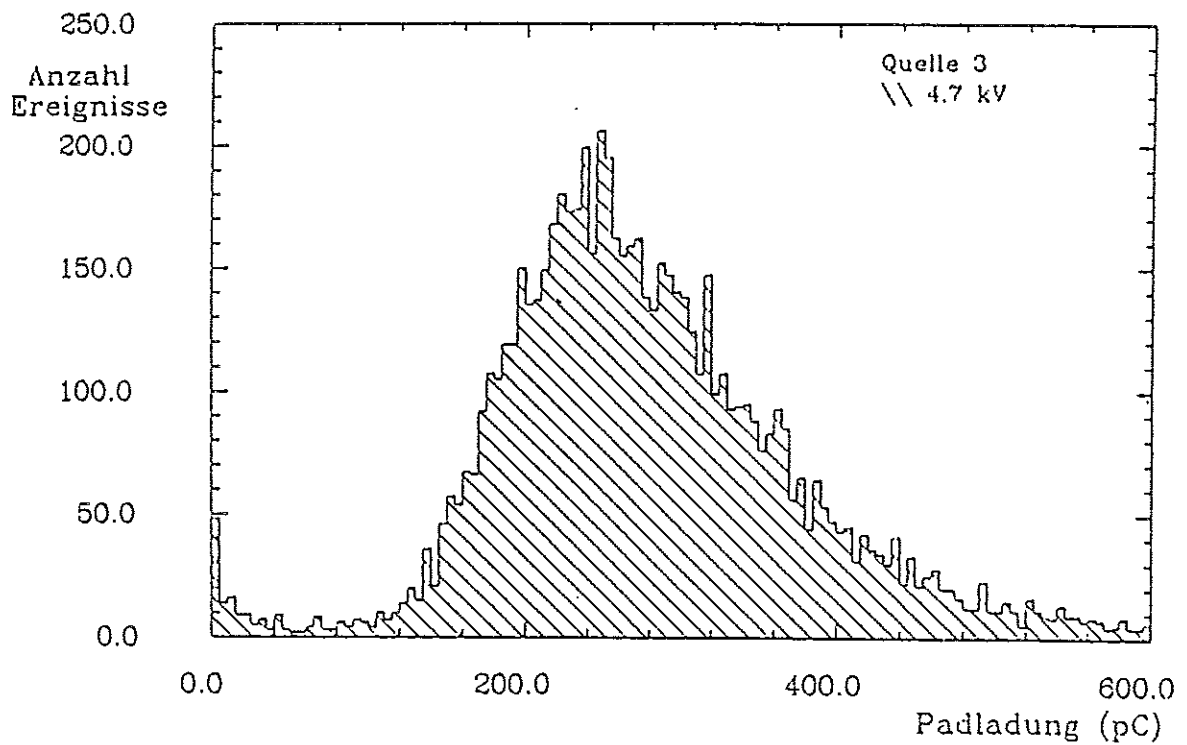
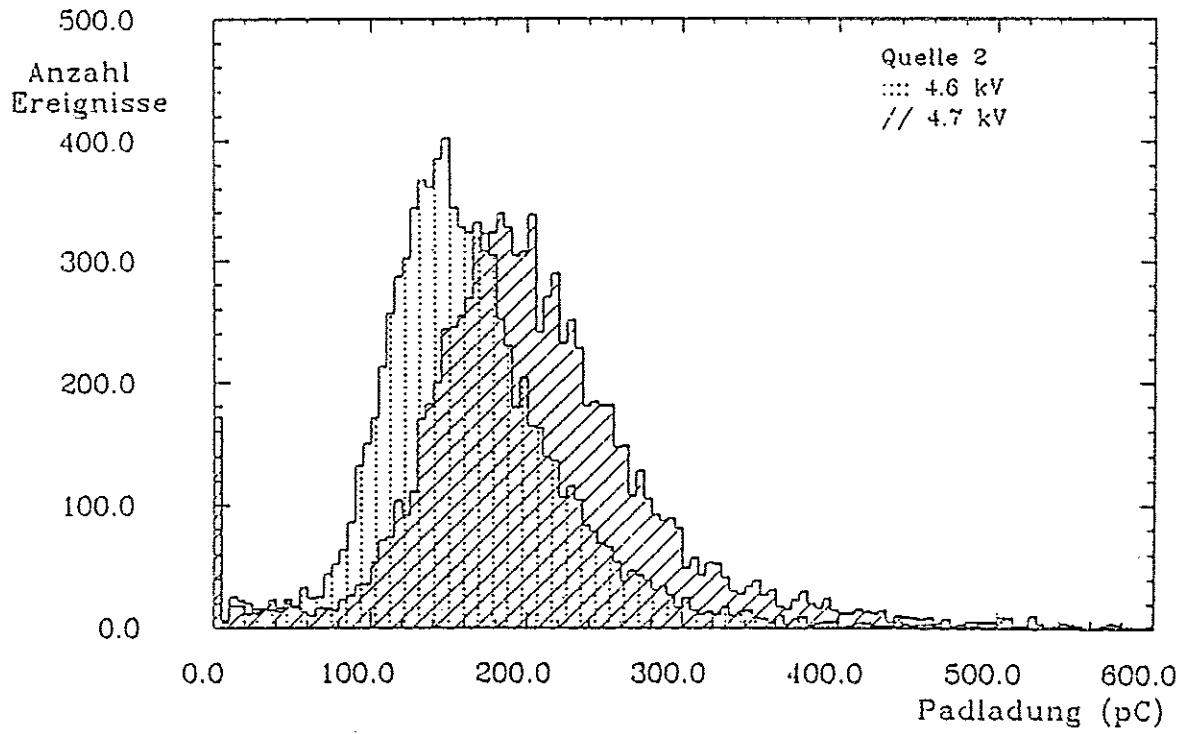


Abbildung 30: Padladungsspektren für Myonereignisse bei verschiedenen Konfigurationen

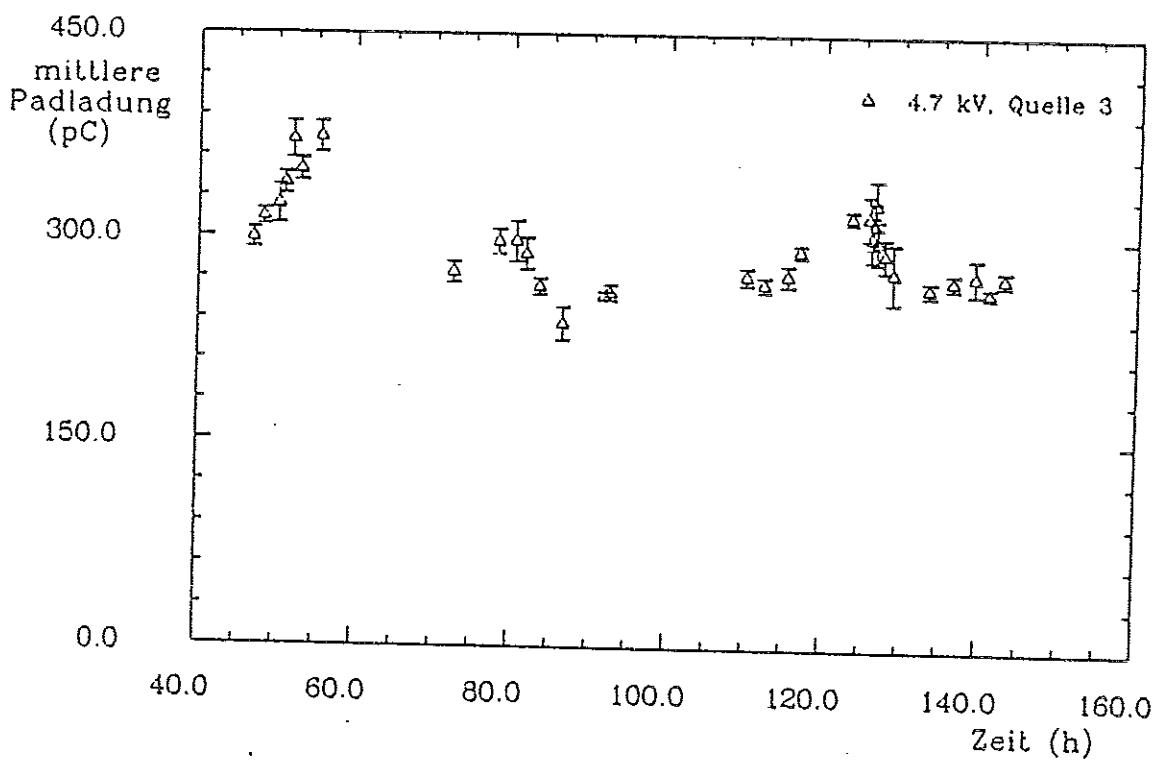
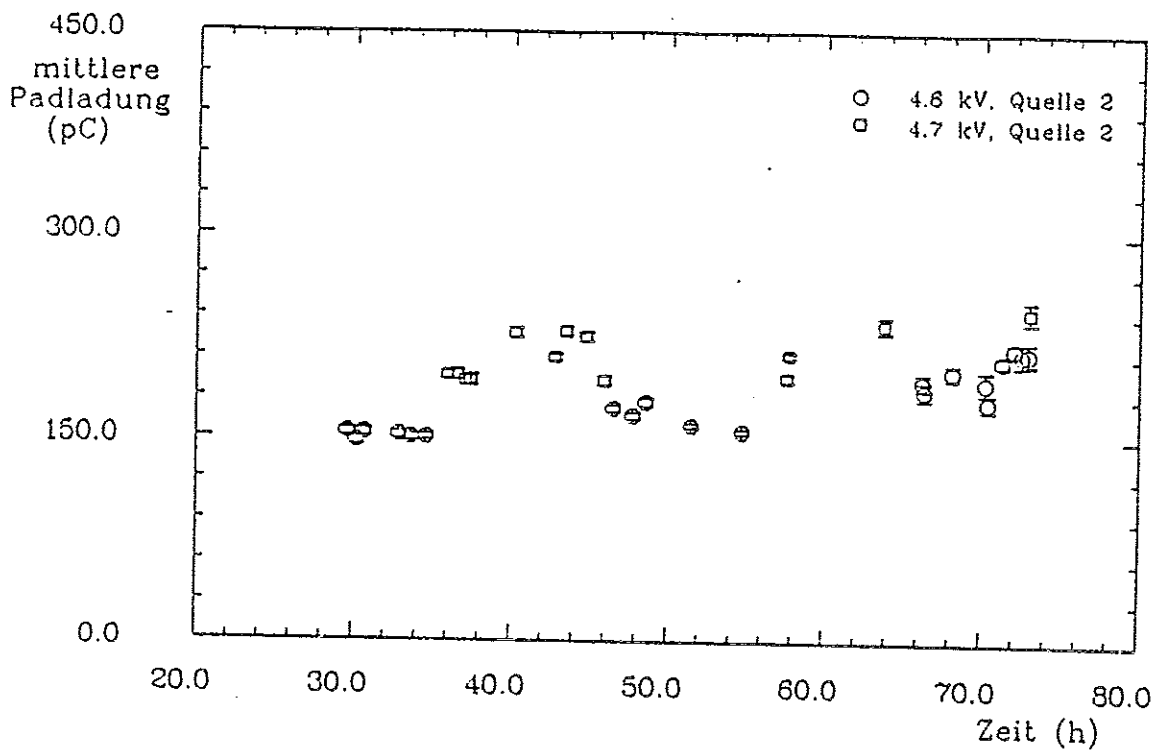


Abbildung 31: Mittlere Padladung für Myonereignisse aufgetragen gegen die Zeit bei verschiedenen Konfigurationen

der kleinsten Abstandsquadrate ergibt ein Übersprechen von  $(-9,0 \pm 0,1) \%$ . Zur Kontrolle zeigt Abbildung 34 die analoge Verteilung für Türme aus der gleichen Spalte (d.h. senkrecht zur Drahtrichtung). In diesem Falle zeigt sich kein Übersprechen. Die Signale auf den nicht getroffenen Türmen entsprechen dem elektronischen Rauschen. Eine mögliche Erklärung für diesen Effekt wird in [34] gegeben. Einem Vorschlag von [35] folgend wurde daher die Hochspannungszuführung der Streamerrohrkammern wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben geändert. Das Ergebnis zeigt Abbildung 35 (wie Abbildung 33, jedoch für Daten aus Quelle 3). Das negative Übersprechen wurde auf  $(-4,5 \pm 0,1) \%$  reduziert.

## 4.4 Tests des Eisen / Streamerrohrkammer Testkalorimeters bei direktem Teilcheneinschuß

### 4.4.1 Pion Analyse

Die in diesem Abschnitt gezeigten Resultate wurden bei direktem Teilcheneinschuß in das Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeter erzielt. Der Aufbau entspricht Abbildung 19. Der Teststrahl wurde ausschließlich im tertiären Modus bei Strahlenergien von 10, 30, 50, 80 und 100 GeV betrieben.

a) Ereignisauswahl: Neben der Triggerbedingung wurden die im Folgenden angegebenen Schnitte verwendet, um Pionereignisse auszuwählen :

1. CEDAR Zähler : Wenigstens einer der beiden Čerenkovzähler musste das Strahlteilchen in sechsfacher Koinzidenz positiv als Pion identifiziert haben.
2. Szintillator Hodoskope : Kein angesprochener Szintillationszähler sowohl in M1 als auch in M2.
3. Vieldrahtproportionalkammern : In jeder der vier Ausleseebenen musste genau ein Cluster beliebiger Größe aus benachbarten Drähten angesprochen haben.
4. Kammerlagen 1 und 2 des Streamerrohrkammer Detektors : In den ersten beiden Lagen des Testdetektors durfte höchstens ein Cluster aus benachbarten Streifen angesprochen haben. Dabei war die maximale Clustergröße für die parallelen (senkrechten) Streifen auf 3 (6) Streifen begrenzt.

Die beiden erstgenannten Schnitte dienen dabei der Teilchenidentifikation, während die beiden letztgenannten Schnitte sicherstellen, daß genau ein Teilchen auf den Testdetektor trifft. Tabelle 10 gibt die totale Anzahl an Ereignissen an, die nach diesen Schnitten zur Analyse verbleiben.

Für Strahlenergien bis 50 GeV erlauben die Čerenkovzähler eine sehr gute Trennung zwischen Pionen und Elektronen. Die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron irrtümlich als Pion zu erkennen, ist von der Größenordnung  $10^{-4}$ . Für Energien von 80 und 100 GeV wurde jedoch eine Elektronenkontamination von etwa 3 % beobachtet. Diese Zahl wurde an Hand der unterschiedliche Schauerprofile von Elektronen und Pionen bestimmt: Abbildung 36 zeigt die Anzahl der angesprochenen parallelen Streifen in den hinteren Lagen aufgetragen gegen die Zahl der angesprochenen Streifen in den vorderen Lagen für verschiedene Experimentierläufe bei einer Strahlenergie von 80 GeV. Im linken Bild erkennt man verschiedene

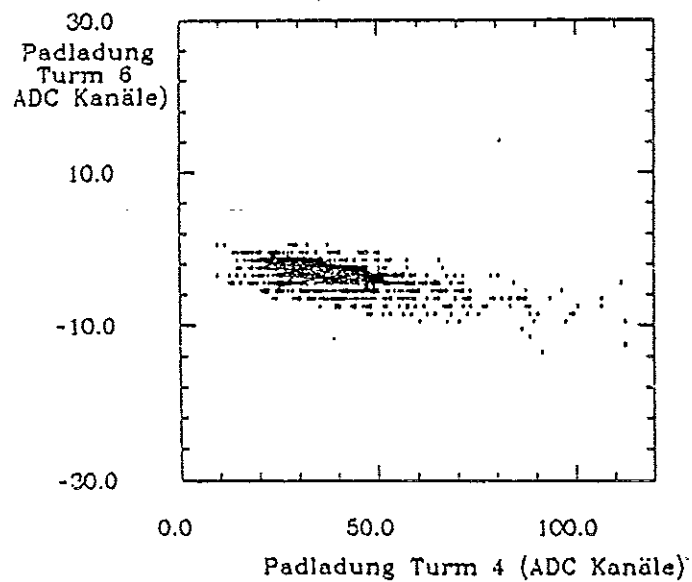
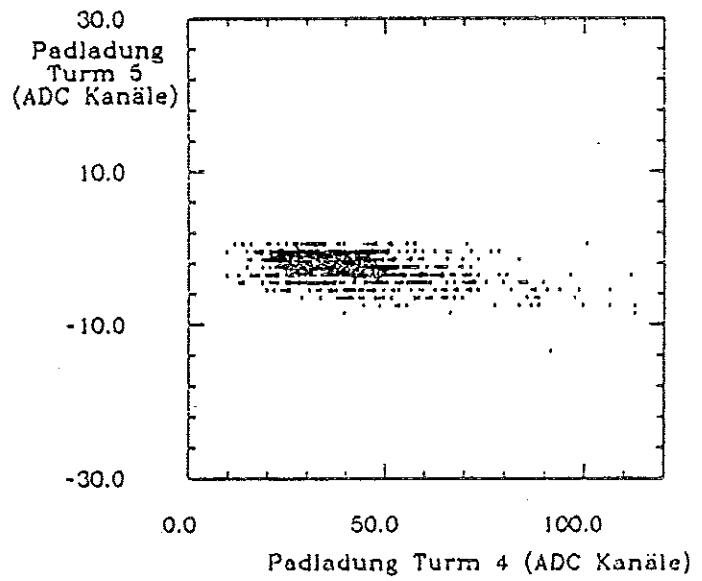
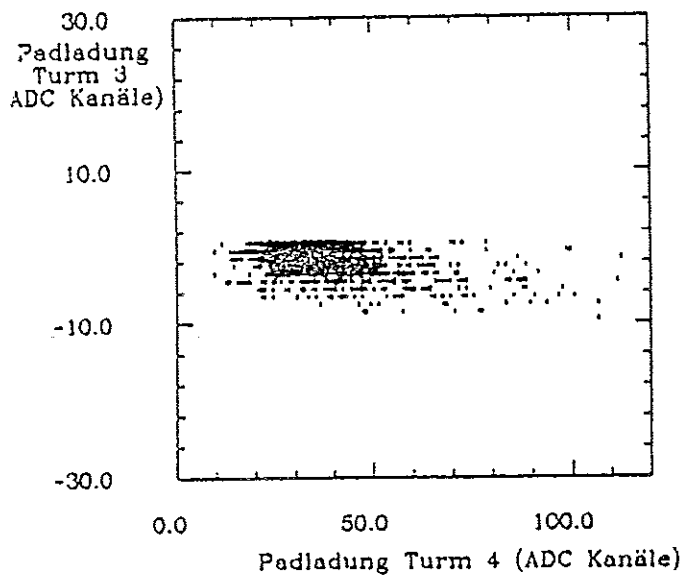
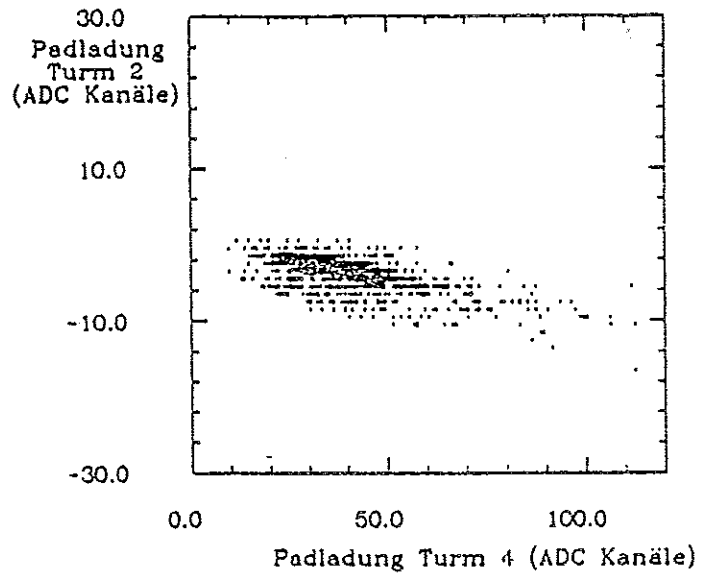
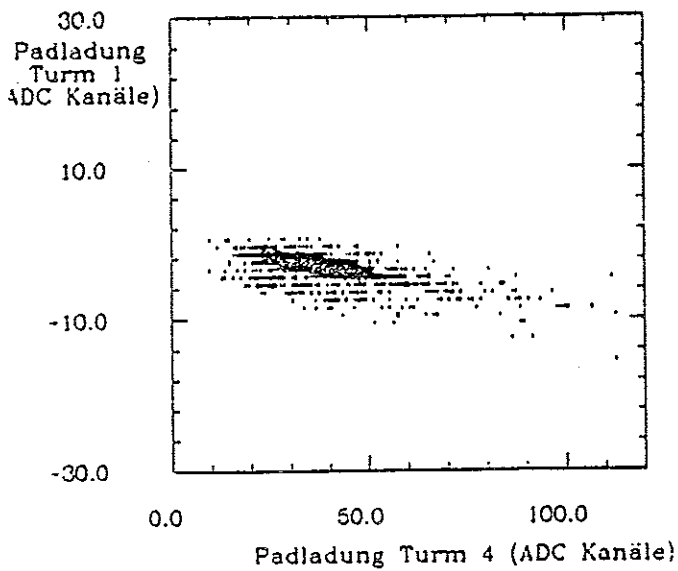


Abbildung 32: Ladung auf dem getroffenen Turm aufgetragen gegen die Ladung auf den übrigen Türmen der gleichen Zeile

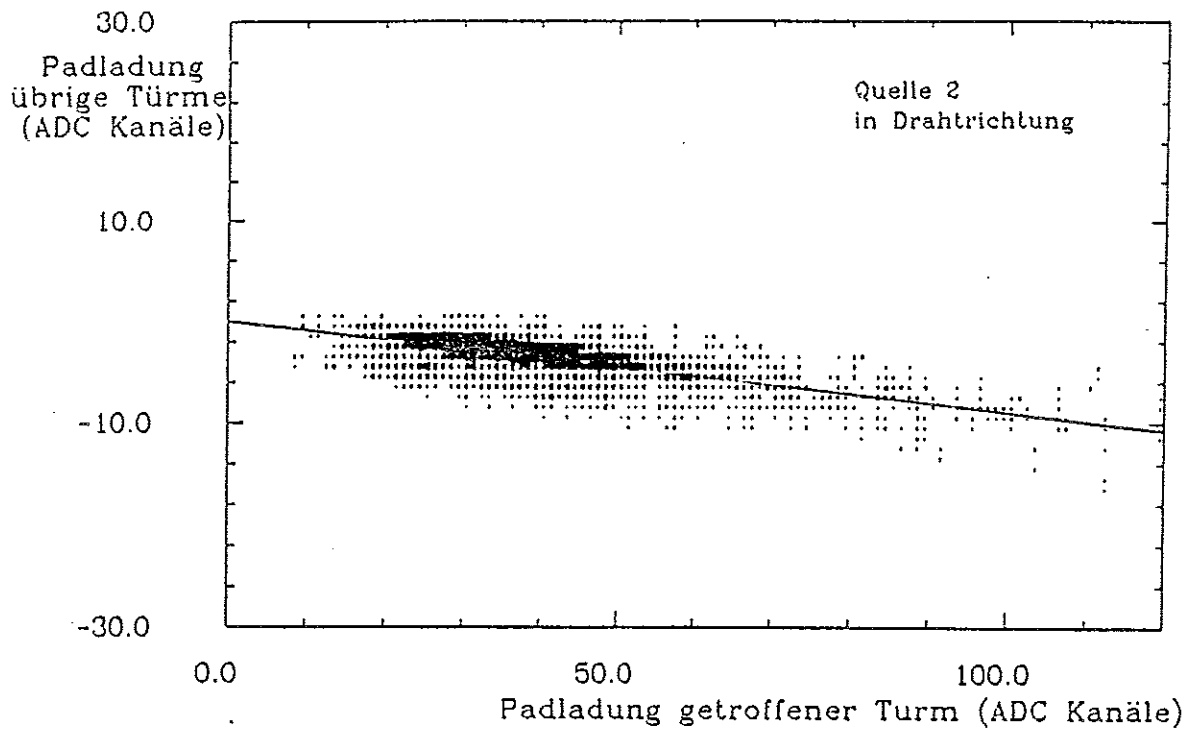


Abbildung 33: Ladung auf dem getroffenen Turm aufgetragen gegen die Ladung auf den übrigen Türmen der gleichen Zeile, für alle Türme dieser Zeile außer den direkten Nachbarn des getroffenen Turmes

Strahlenergie (GeV)	alle Ereignisse		Im Testdetektor vollständig enthaltene Ereignisse		Reduktions- faktor
	4,7 kV	4,6 kV	4,7 kV	4,6 kV	
10	20239	20599	12452	134266	0,63
30	43121	33621	10122	8645	0,24
50	11552	9217	1368	1147	0,12
80	0	10691			
100	8437	9568			

Tabelle 10: Anzahl der analysierten Ereignisse, mit und ohne Schnitt gegen Leckenergie

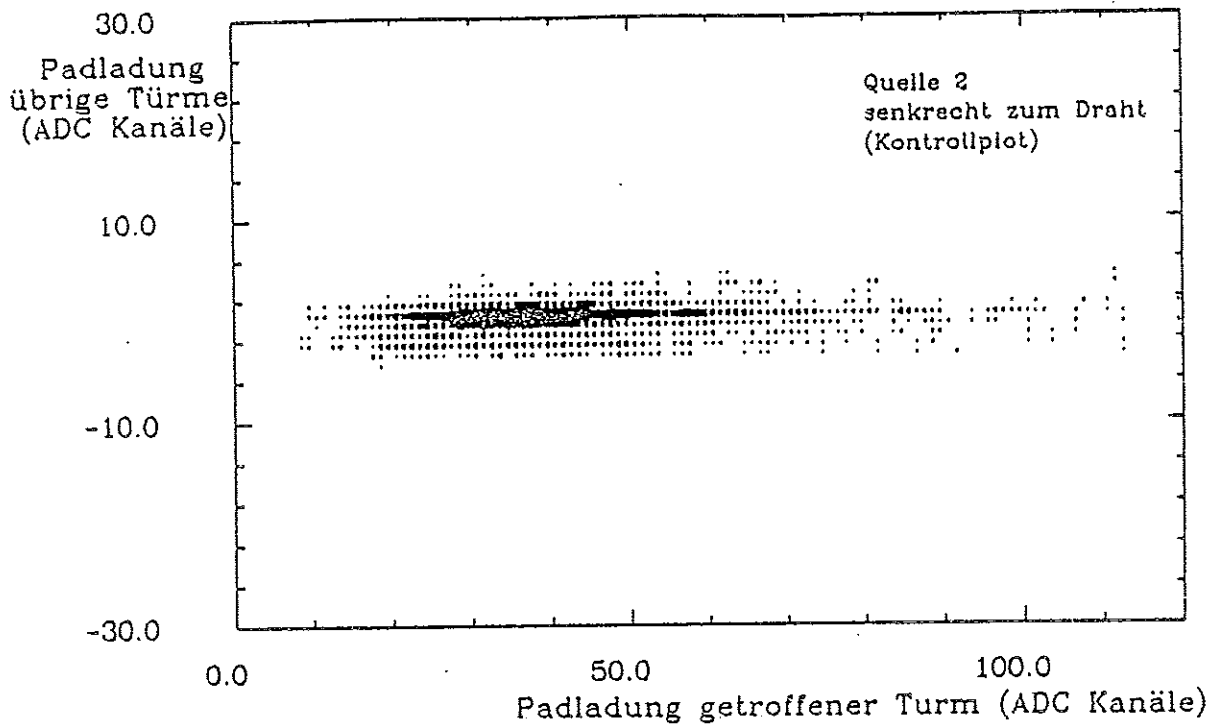


Abbildung 34: Ladung auf dem getroffenen Turm aufgetragen gegen die Ladung auf den übrigen Türmen der gleichen Spalte

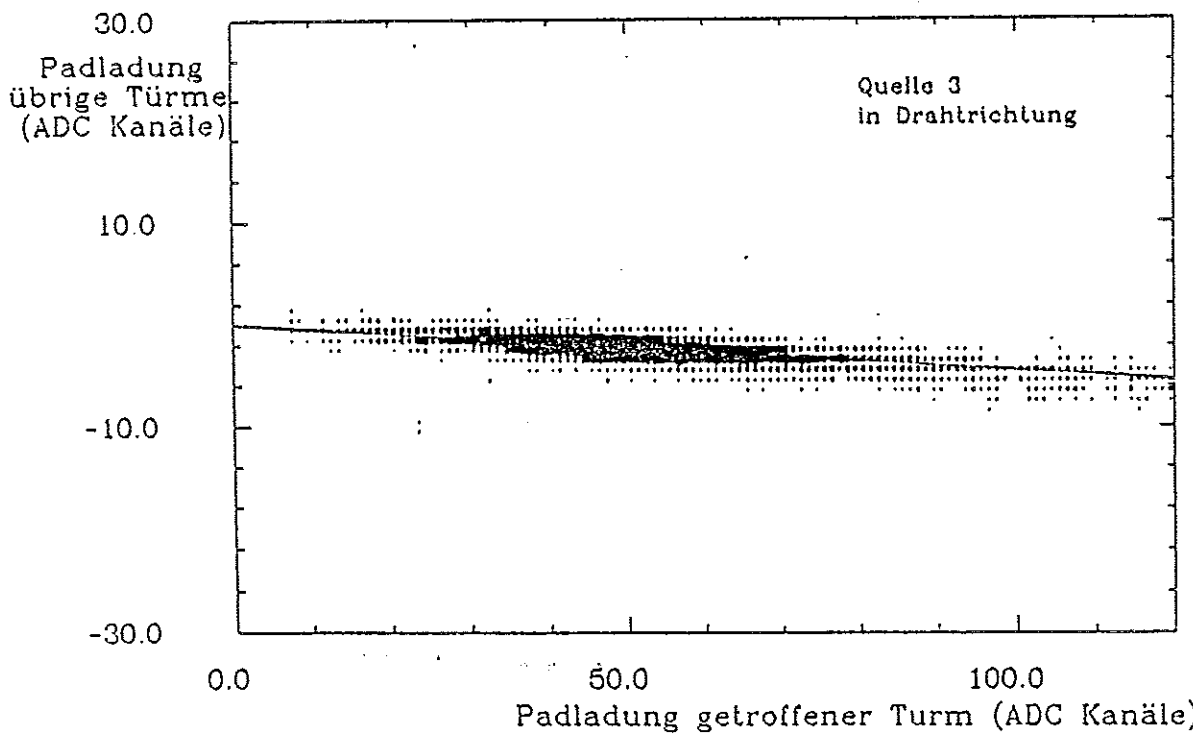


Abbildung 35: Ladung auf dem getroffenen Turm aufgetragen gegen die Ladung auf den übrigen Türmen der gleichen Zeile, bei geänderter Hochspannungszuführung

Bereiche: Zum einen eine Anhäufung von Ereignissen bei geringer Streifenmultiplizität in beiden Teilen (Myonen oder Pionen, die das Kalorimeter ohne Wechselwirkung durchdringen), dann ein Band von Ereignissen mit geringer Streifenmultiplizität im vorderen Teil, aber hoher Streifenmultiplizität im hinteren Teil (Pionen, die erst im hinteren Teil des Detektors beginnen aufzuschauern) sowie ein Gebiet mit hoher Streifenmultiplizität in beiden Detektorteilen (Pionen, die bereits im vorderen Teil des Detektors beginnen aufzuschauern). Diese Gebiete gehen fließend ineinander über. Davon deutlich separiert zeigt sich ein Gebiet bei kleiner Streifenmultiplizität im hinteren Detektorteil, aber hoher Multiplizität im vorderen Detektorteil. Dabei handelt es sich um Elektronen. Bei dem im rechten Bild verwendeten Experimentierlauf waren die Strahlbedingungen anders: Es zeigt sich ein deutlich geringerer Anteil an Elektronen. Der im linken Bild gezeigte Experimentierlauf wurde wegen zu hoher Elektronenkontamination (ca 20 %) bei der Analyse nicht verwendet. Für die zur Analyse verwendeten Experimentierläufe bei 80 GeV (u.a. der im rechten Bild gezeigte) und 100 GeV wurde die die Elektronenkontamination zu etwa 3 % abgeschätzt.

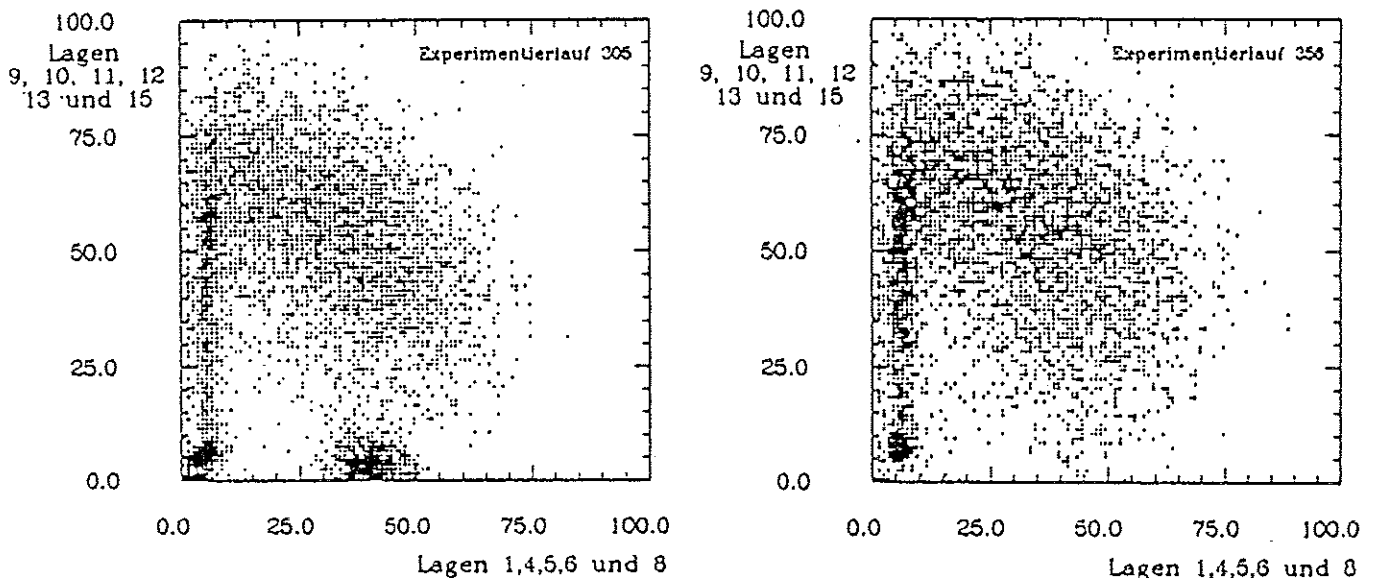


Abbildung 36: Anzahl der angesprochenen parallelen Streifen in der hinteren Detektorhälfte aufgetragen gegen die Zahl der angesprochenen parallelen Streifen in der vorderen Detektorhälfte für verschiedene Experimentierläufe

Um den Einfluß, den hinten aus dem Detektor austretende Energie auf die kalorimetrischen Eigenschaften des Testdetektors hat, zu studieren, wurden des weiteren Ereignisse selektiert, bei denen keiner der Streifen der letzten mit Streifen ausgerüsteten Lage (in dieser Konfiguration Lage 13) angesprochen haben durfte. Dies bedeutet, daß die Teilchen vollständig innerhalb von 4,1 Wechselwirkungslängen aufgeschauert haben müssen. Wegen der großen Zahl von Elektronen bei 80 und 100 GeV Strahlenergie konnte dieser Schnitt nur für Strahlenergien von 50 GeV und kleiner angewandt werden. Die Anzahl der nach diesem Schnitt verbliebenen Ereignisse sowie der Reduktionsfaktor ist ebenfalls in Tabelle 10 angegeben.

Die meisten der in den folgenden Abschnitten angegebenen Ergebnisse wurden bei einer angelegten Hochspannung von 4,7 kV erzielt (falls nicht anders erwähnt). Einige Resultate werden auch für eine Hochspannung von 4,6 kV angegeben.



b) Pion Energiemessung mit Hilfe der Türme: Nach Abzug des Gleichspannungsruhwertes wurde eine Ausleseschwelle von  $2 \sigma_{r.m.s.}$  des elektronischen Rauschens gesetzt. Gleichspannungsruhwert und Breite des Rauschens wurden aus Myonereignissen bestimmt, wobei die jeweils getroffene Turmzeile nicht mitberücksichtigt wurde. Dann wurden die verschiedenen Türme mit Hilfe von Myonereignissen (aus Quelle 4) interkalibriert. Dabei schwanken die Kalibrationsfaktoren nur wenig: für die zentralen vier Türme ergeben sich Abweichungen von maximal 5 %, so daß sich die Energieauflösung durch diese Prozedur nicht verbessert. Die Interkalibration der zentralen 4 Türme wurde überprüft, indem für 10 GeV Strahlenergie die Kalibrationsfaktoren durch Optimierung der Energieauflösung angepaßt wurden. Die Ergebnisse sind mit den aus der Myonkalibration gewonnenen Faktoren in Übereinstimmung. Ebenso ergibt die Anpassung im Rahmen der Fehler keine Verbesserung der Energieauflösung. Eine Korrektur auf das in Abschnitt 4.3 beschriebene negative Übersprechen wurde nicht vorgenommen, und zwar aus folgenden Gründen: (1) Die verwendeten Analog-Digital Konverter waren unipolar und zeigten bei Signalen mit falscher Polarität starke Nichtlinearitäten, außerdem war eine Messung des negativen Übersprechens nur bei einer Strahlenergie von 10 GeV möglich, da für höhere Energien die untere Auslesegrenze (1 ADC Kanal) erreicht wurde. (2) Da die laterale Schaulerausdehnung lediglich 2 Türme beträgt und das Übersprechen im Wesentlichen konstant ist, sollte die Energieauflösung dadurch nicht beeinträchtigt werden, sondern lediglich die absolute Kalibration. Dies wurde mit Hilfe von Simulationsrechnungen verifiziert (siehe Abschnitt 4.4.2). Die totale Ladung wurde bestimmt aus der Summe aller Ladungen des ersten und zweiten Turmes oberhalb der Ausleseschwelle. (Eine zusätzliche Clustersuche, die nur zusammenhängende Gebiete oberhalb der Ausleseschwelle aufsummiert, brachte keine Verbesserung der Ergebnisse und wurde daher nicht benutzt.) Auf Schwankungen der Gasparameter wurde mit Hilfe des für die verschiedenen Experimentierläufe unterschiedlichen Myonsignal korrigiert. Abbildung 37 zeigt die so bestimmte Signalladung für Pionereignisse aufgetragen gegen die Strahlenergie, und zwar sowohl für alle Ereignisse als auch für die vollständig im Testkalorimeter enthaltenen. Die letztgenannten Ereignisse zeigen eine gute Linearität bis 50 GeV. Falls die Ereignisse, bei denen ein Teil der Energie aus dem Detektor herausleckt, eingeschlossen werden, ergibt sich eine Reduktion des Signals bereits ab 30 GeV Strahlenergie ( etwa 8 % bei 30 GeV, 10 % bei 50 GeV). Bei den höchsten Energien ist die Linearität durch den für diese Energien zu geringen dynamischen Bereich der Analog-Digital Konverter begrenzt (ADC Overflows). Dieser Effekt wurde in [36] zu etwa -7 % bestimmt. Unter Benutzung nur der vollständig im Detektor enthaltenen Schauer ergibt sich ein Kalibrationswert von  $(88,9 \pm 0,9)$  pC/GeV (durch Anpassung einer Geraden durch den Nullpunkt). Unter Vernachlässigung des negativen Übersprechens ergibt dies mittels der in Kapitel 4.3 angegebenen Signalladung für einen Streamer eine absolute Kalibration von 4,3 Streamern je GeV Einschußenergie. Der Einfluß des negativen Übersprechens auf die absolute Kalibration kann wie folgt abgeschätzt werden: Unter der Voraussetzung, daß jeder getroffene Turm auf alle anderen Türme der gleichen Zeile überspricht, jedoch nicht auf sich selbst, ergibt sich für ein Pionereignis als totale gemessene Ladung  $Q_\pi$ :

$$Q_\pi = Q_\pi^0 \cdot [1 + (n - 1) \cdot \alpha] \quad (1)$$

wobei

$Q_{\pi}^0$		wahre Ladung ohne Übersprechen
$n$	= 1,86	mittlere Anzahl der angesprochenen Türme je Zeile (gewichtet mit der Energie)
$\alpha$	= -0.09	Größe des negativen Übersprechens

Damit ergibt sich durch das negative Übersprechen eine Reduktion des Pionsignals auf 92,2 % des ursprünglichen Signals. Da Myonen lediglich einen Turm treffen, bleibt das Myonsignal unverändert (unter der Voraussetzung, daß ein getroffener Turm nicht auf sich selbst überspricht). Die Berücksichtigung des negativen Übersprechens ergibt somit eine absolute Kalibration von 4,6 Streamern je GeV Einschußenergie.

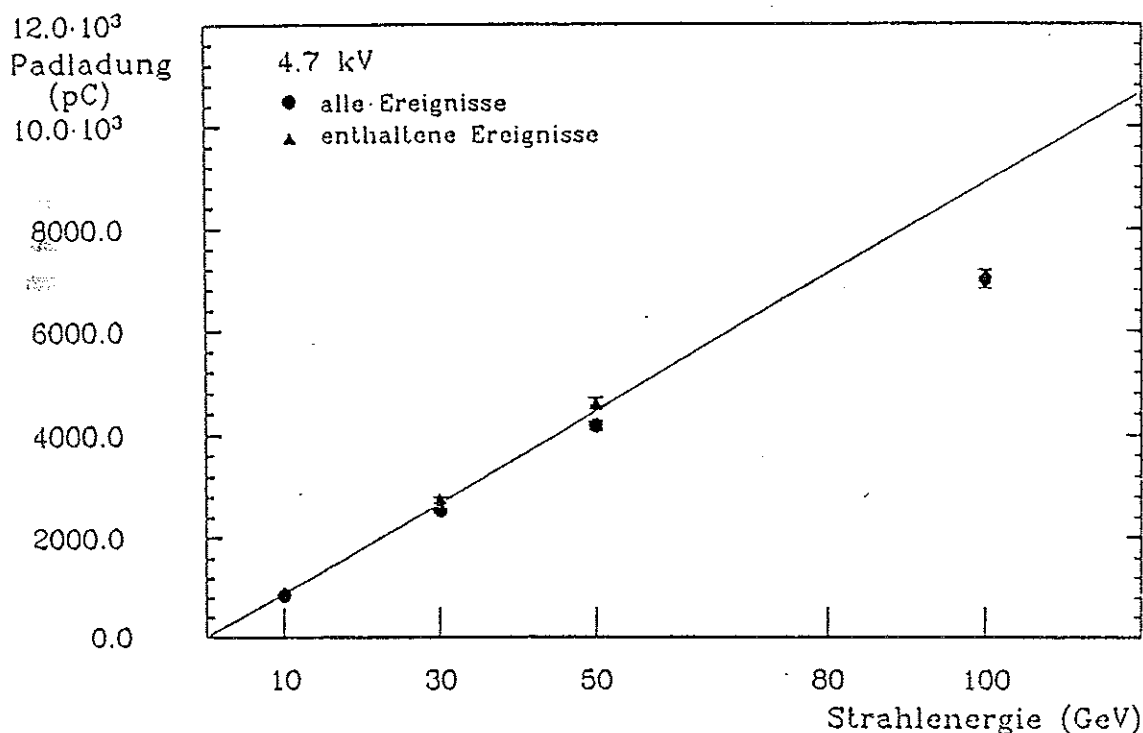


Abbildung 37: Linearitätskurve für Pionereignisse

Die Ladungsspektren für alle Strahlenergien zeigt Abbildung 38 sowohl für alle Ereignisse als auch für die vollständig im Testkalorimeter enthaltenen (nur für Strahlenergien von 50 GeV und kleiner). Neben dem Pionsignal erkennt man ebenfalls eine Anhäufung von Ereignissen in der Nähe des Myonsignals. Diese stammt von Myonen, die keine Signale in den Szintillatordoskopen M1 und M2 erzeugt haben sowie von Pionen, die den Detektor ohne Wechselwirkung durchdringen. Aus diesen Spektren wurden die Auflösungen wie folgt bestimmt: Zunächst wurden Mittelwert  $\langle Q \rangle$  und Standardabweichung  $\sigma_{r.m.s.}$  der Verteilungen unter Einschluß aller Ereignisse berechnet. Danach wurden Ereignisse, deren Signalladung um mehr als  $3\sigma_{r.m.s.}$  vom Mittelwert  $\langle Q \rangle$  abwich, ausgeschlossen und erneut Mittelwert und Standardabweichung der reduzierten Verteilung bestimmt. Der letzte Schritt wurde wiederholt, bis die Ergebnisse der letzten beiden Iterationen bis auf 5 % übereinstimmte. Zuletzt wurde schließlich eine Gaußverteilung in dem Bereich

$$\langle Q \rangle - 2\sigma_{r.m.s.} \leq Q \leq \langle Q \rangle + 2\sigma_{r.m.s.}$$

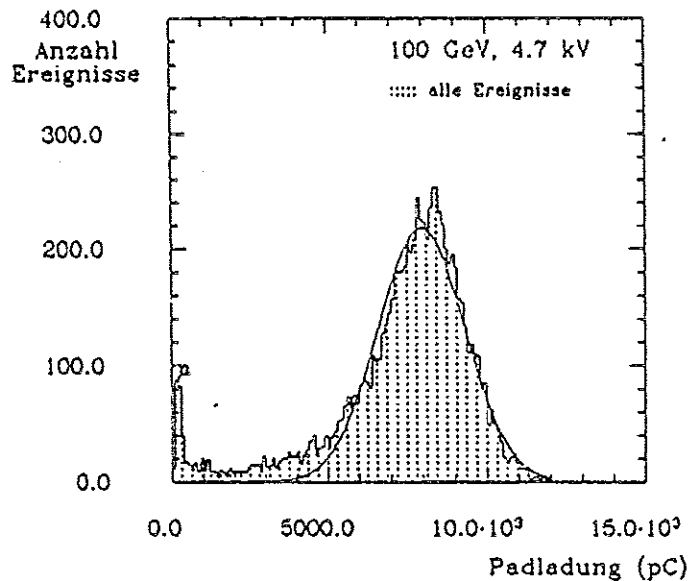
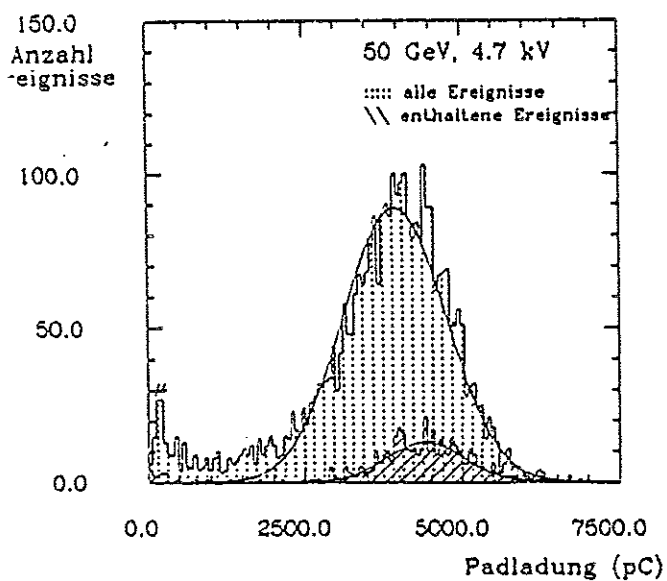
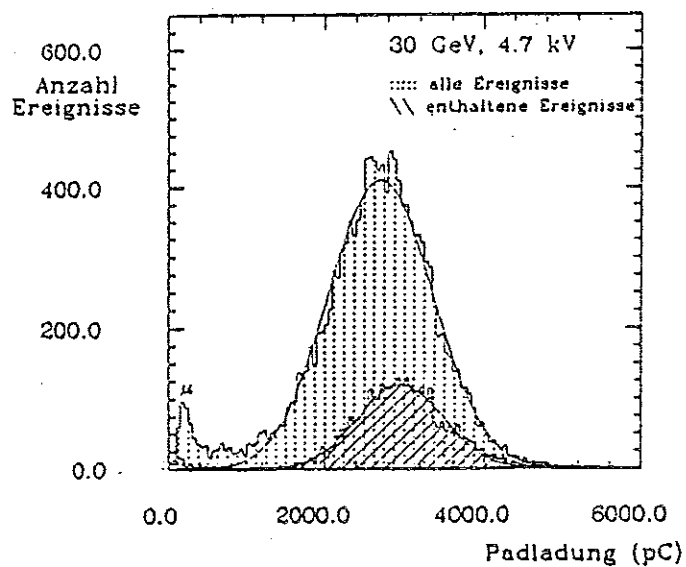
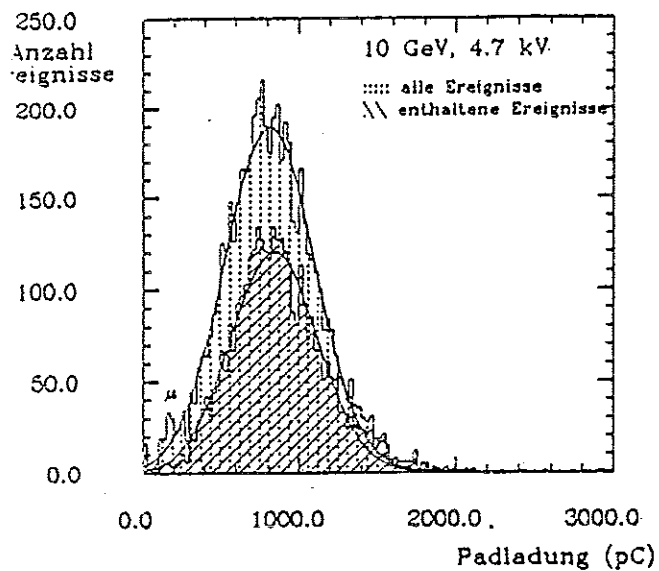


Abbildung 38: Ladungsspektren für Pionereignisse

nach der Methode der kleinsten Abstandsquadrate angepaßt. Dazu wurde das Programm SOLVE [37] benutzt. Als Anfangswerte der Anpassung wurden der oben bestimmten Mittelwert  $\langle Q \rangle$  und die Standardabweichung  $\sigma_{r.m.s.}$  eingesetzt. Bei einer Strahlenergie von 10 GeV wurde zusätzlich das Gebiet

$$Q \leq \langle Q \rangle + 1,5\sigma_{r.m.s.}$$

bei der Anpassung ausgeschlossen. Dabei sind  $Q^\mu$  und  $\sigma_{r.m.s.}^\mu$  Mittelwert und Standardabweichung des Myonsignals. Die angepaßten Gaußverteilungen sind ebenfalls in Abbildung 38 eingezeichnet. Die so bestimmten Auflösungen für die gemessenen Ladungen, wiederum für alle Ereignisse sowie für die vollständig im Detektor enthaltenen, zeigt Abbildung 39. Für die letztgenannten Ereignisse entspricht dies wegen der linearen Kalibration einer Energieauflösung. In diesem Fall kann die Energieauflösung wie folgt parametrisiert werden :

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{1.0}{\sqrt{E}}$$

(durchgezogene Linie in Abbildung 39.) Schließt man alle Ereignisse ein, so fällt die Energieauflösung langsamer als  $\sim \frac{1}{\sqrt{E}}$  wegen der fehlenden Energie sowie, für die höchsten Energien, der ADC Overflows.

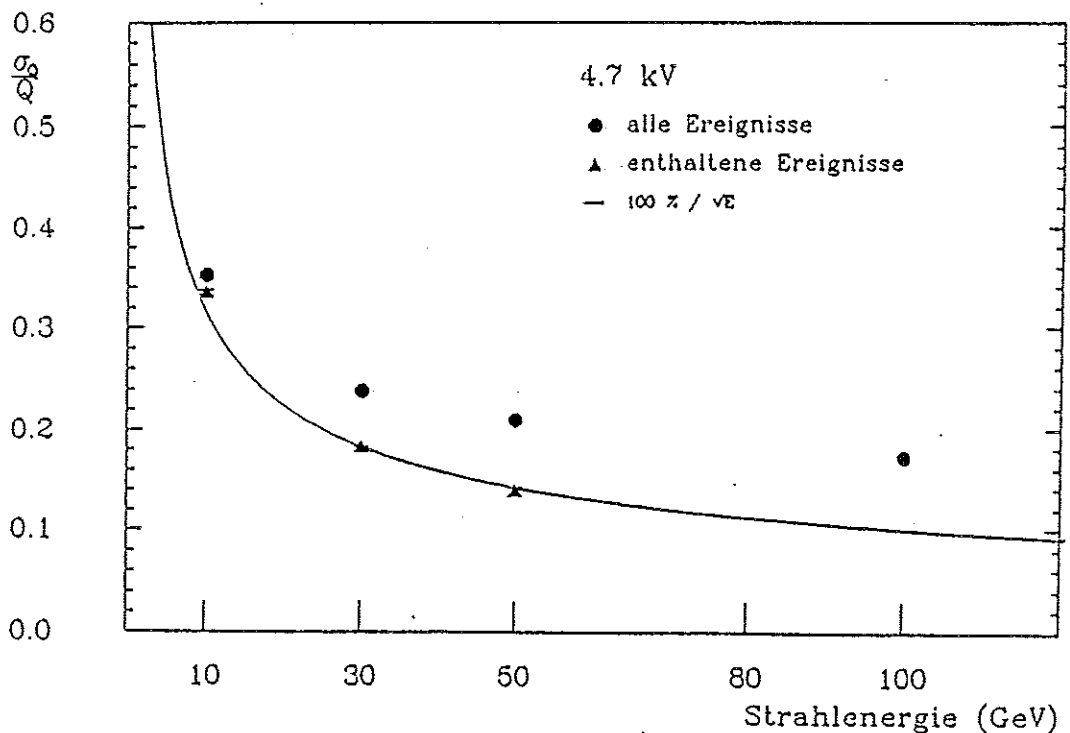


Abbildung 39: Ladungs- bzw. Energieauflösung für Pionereignisse

Die entsprechenden Abbildungen für die Daten, die bei einer reduzierten Hochspannung von 4,6 kV aufgezeichnet wurden, zeigen Abbildung 40 (Linearitätskurve) und Abbildung 41 (Auflösung). Wegen der geringeren Signalladung bei 4,6 kV ist der Einfluß von ADC Overflows geringer als oben angegeben und somit die Linearität besser. Es ergibt sich eine absolute Kalibration von  $(63,6 \pm 0,5)$  pC/GeV, entsprechend 3,9 bzw. 4,2 Streamer je GeV

Einschubenergie (ohne bzw. mit Berücksichtigung des negativen Übersprechens). Die erzielten Ladungs- bzw. Energieauflösungen entsprechen denen bei einer angelegten Hochspannung von 4,7 kV.

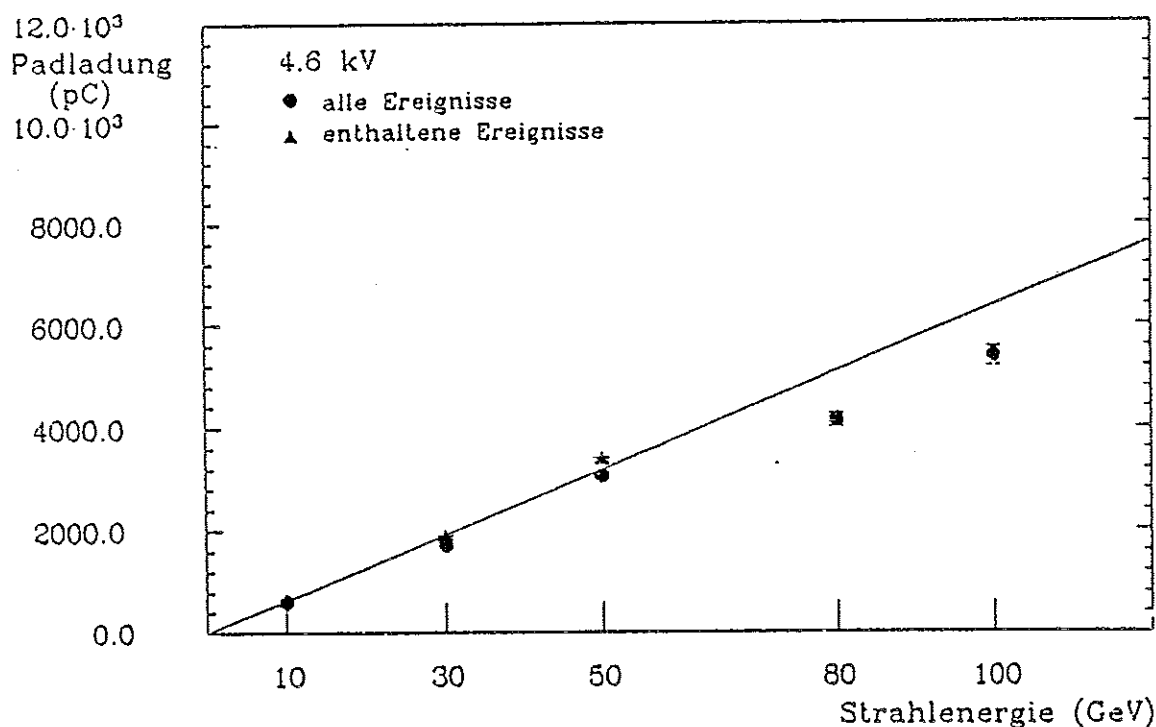


Abbildung 40: Linearitätskurve für Pionereignisse bei 4,6 kV

Die in diesem Test erzielten Ergebnisse entsprechen vollauf den Erwartungen. Die bei einem Test mit direktem Teilcheneischoß störenden Effekte wie Leckenergie wegen zu geringer Kalorimetertiefe sowie ADC Overflows wegen zu geringem dynamischen Bereich der Analog-Digital Konverter sind für den Einsatz hinter dem Flüssig-Argon Kalorimeter von weit geringerer Bedeutung, wie auch die Analyse der entsprechenden Testdaten (siehe Abschnitt 4.5.1) zeigt.

c) Pion Energiemessung mit Hilfe der Streifenmultiplizität: Bei niedrigen Strahlenergien ist es möglich, die im Kalorimeter deponierte Energie durch Messung der Streifenmultiplizität zu bestimmen. Abbildung 42 zeigt die Anzahl der angesprochenen parallelen Streifen in den Lagen 1, 4, 5, 6, 7, 9, 10, 11, 12 und 13 aufgetragen gegen die Ladung, die mittels der Türme gemessen wurde, für Strahlenergien von 10, 30 und 50 GeV. Man erkennt eine klare, allerdings nicht lineare Korrelation. Wegen der nur digitalen Auslese der Streifen sind mehrfache Streamer auf einem Draht nicht sichtbar. Dies führt zu einer frühzeitigen Sättigung. Dies zeigt sich auch in Abbildung 43. Hier ist die mittlere Streifenmultiplizität gegen die Strahlenergie, sowohl für alle Ereignisse als auch für die vollständig im Kalorimeter enthaltenen (Ereignisse, für die in der letzten Kammerlage keine Streifen angesprochen haben), aufgetragen. Zu beachten ist, daß die mittlere Multiplizität für die vollständig im Detektor enthaltenen Ereignisse geringer ist als diejenige für alle Ereignisse. Die für die enthaltenen Ereignisse wegen größerer Teilchendichte im Schauer stärkere Sättigung überkompensiert

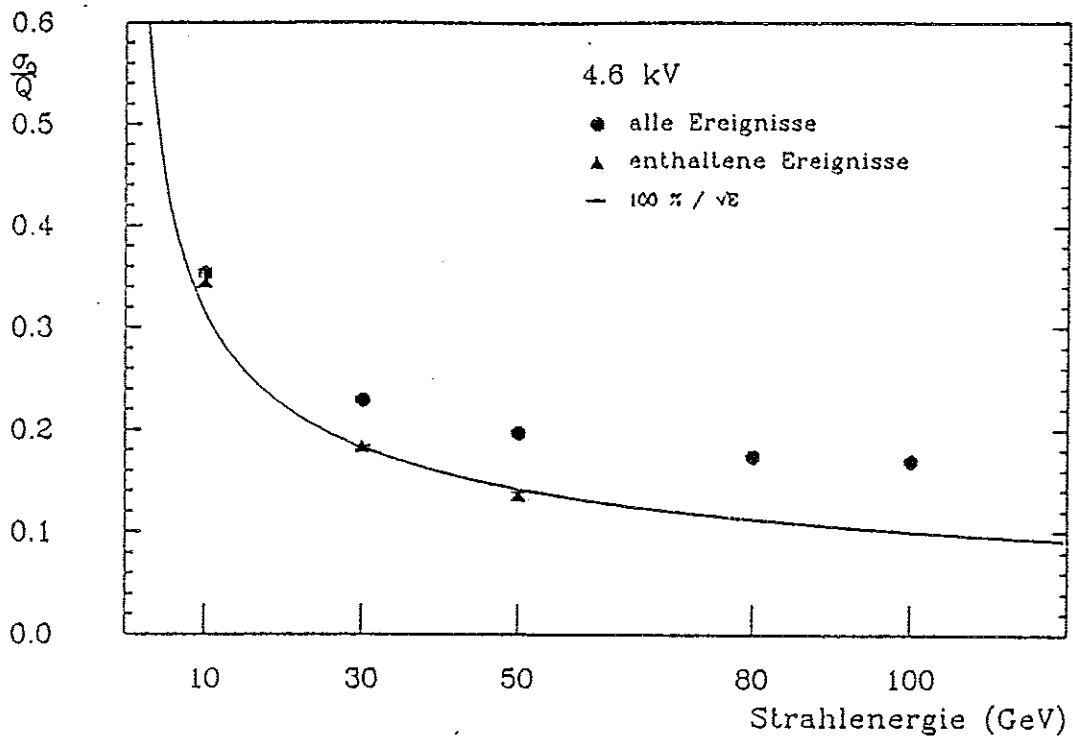


Abbildung 41: Ladungs- bzw. Energieauflösung für Pionereignisse bei einer Hochspannung von 4,6 kV

Sättigung überkompensiert hier das Fehlen von Leckenergie. In Abbildung 44 sind die Streifenmultiplizitätsverteilungen gezeigt, wiederum für alle Strahlenergien und sowohl für alle als auch nur für die enthaltenen Ereignisse. Die Multiplizitätsauflösungen wurden wie unter b) beschrieben bestimmt. Sie sind in Abbildung 45 gezeigt. Die Multiplizitätsauflösungen sind etwa konstant bei 25 % und damit, bei einer Strahlenergie von 10 GeV, kleiner als die mittels der Türme gemessene Energieauflösung. Ähnliche Ergebnisse sind in [38] gezeigt. Für die vollständig im Kalorimeter enthaltenen Ereignisse wird die Verbesserung durch fehlende Leckenergie durch die stärkere Sättigung kompensiert, so daß sich keine Verbesserung der erreichten Auflösung im Vergleich zu allen Ereignissen ergibt.

Da die Energiekalibration der Streifenmultiplizität nicht linear ist, entspricht diese Multiplizitätsauflösung allerdings nicht einer Energieauflösung. Eine Parametrisierung der Kalibration mittels

$$N_{\text{Streifen}} = \frac{a \cdot E}{b + c \cdot E}$$

mit

$$a = 1,14 \cdot 10^4 \text{ GeV}^{-1}$$

$$b = 3,31 \cdot 10^3$$

$$c = 8,91 \cdot 10^1 \text{ GeV}^{-1}$$

wobei

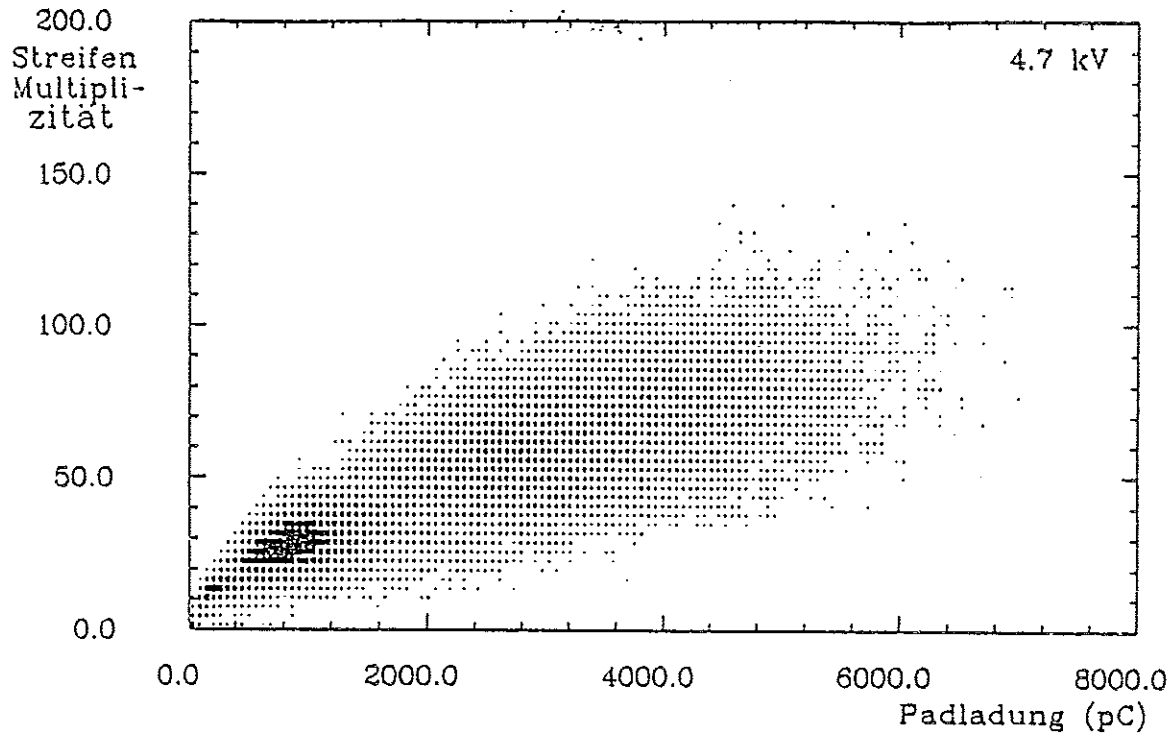


Abbildung 42: Anzahl der angesprochenen parallelen Streifen aufgetragen gegen die mittels der Türme gemessenen Ladung für 10; 30 und 50 GeV

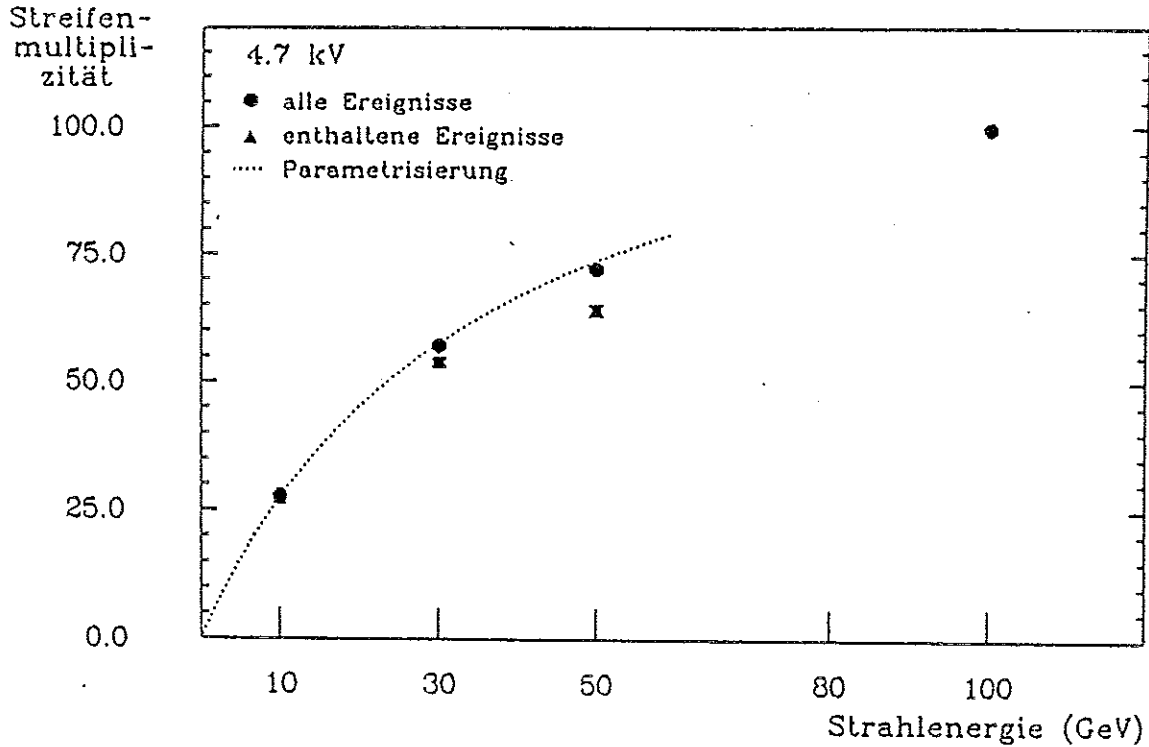


Abbildung 43: Mittlere Anzahl der angesprochenen parallelen Streifen aufgetragen gegen die Strahlenergie

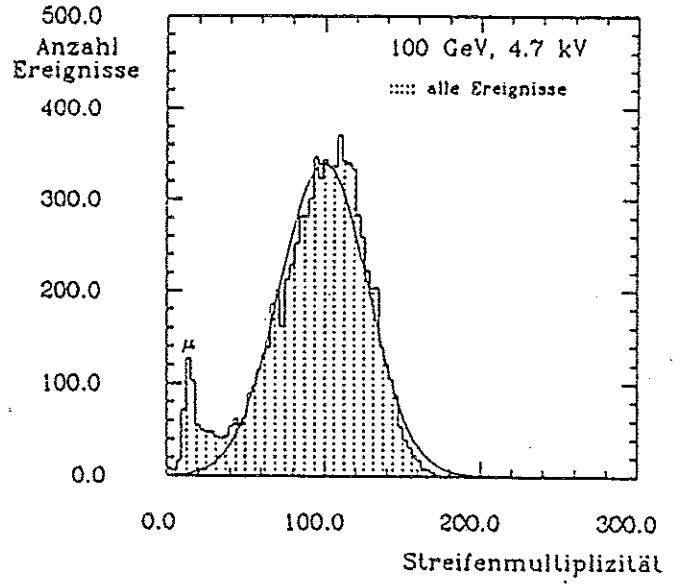
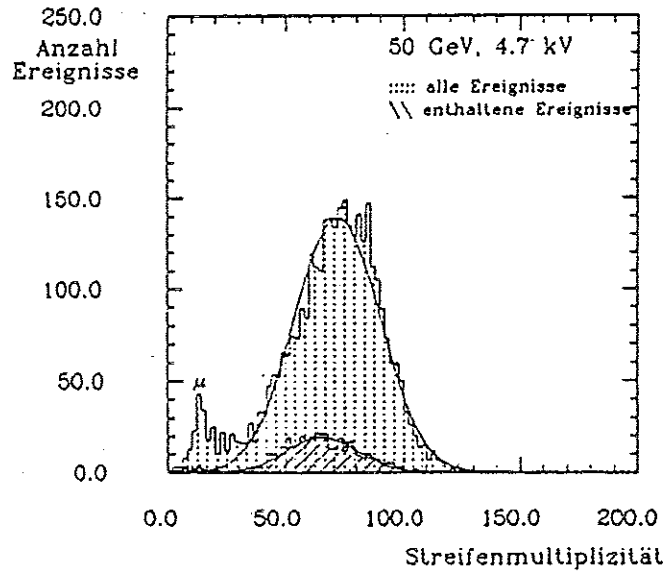
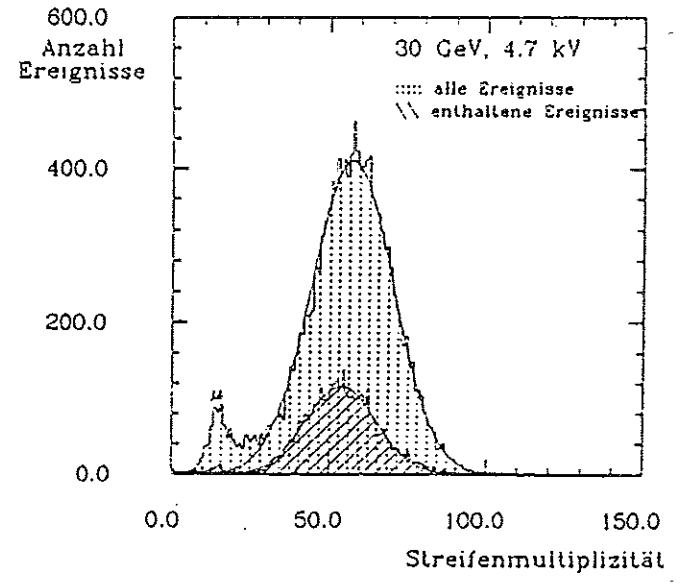
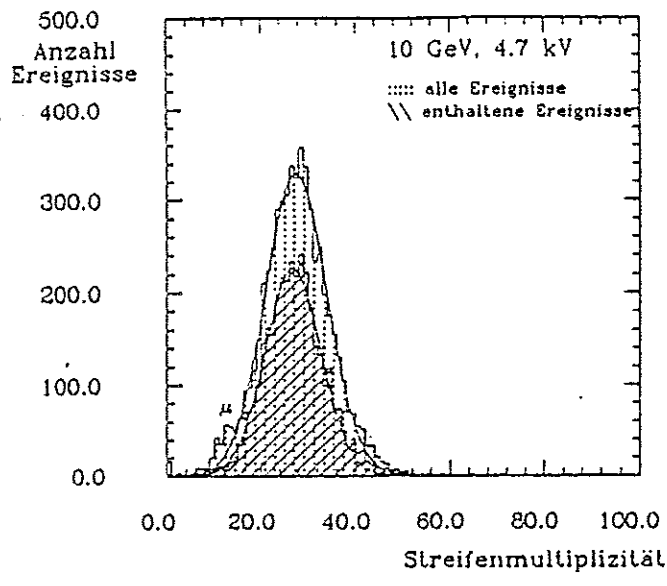


Abbildung 44: Multiplizitätsverteilungen für parallele Streifen



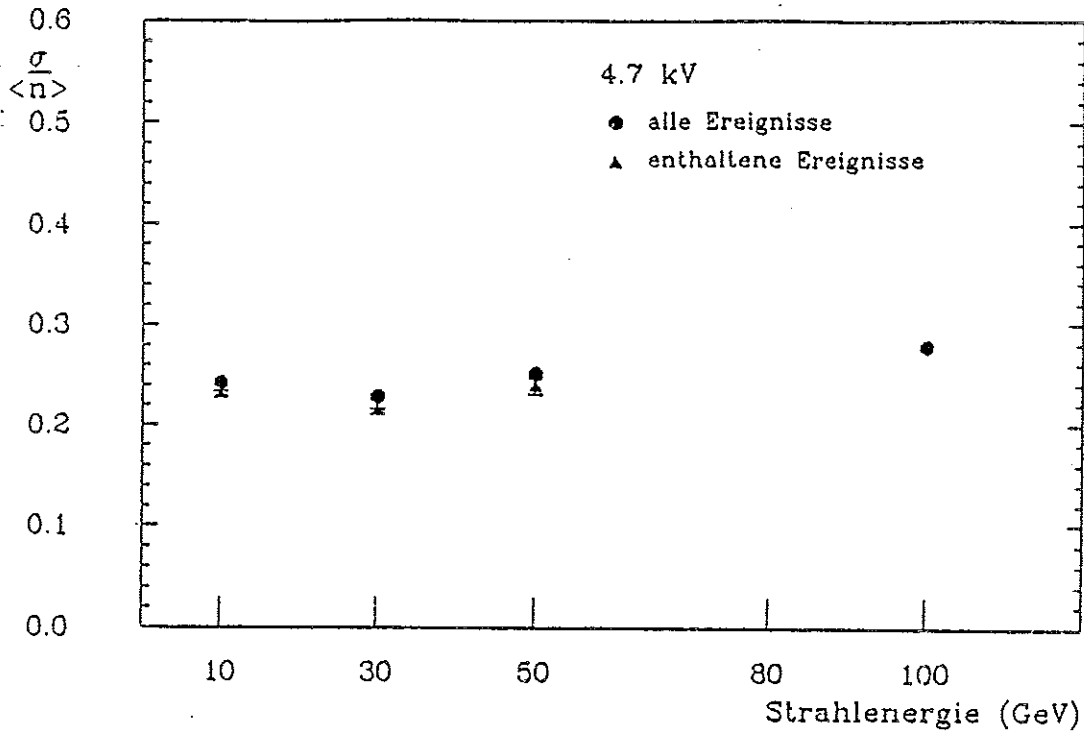


Abbildung 45: Multiplizitätsauflösung aufgetragen gegen die Strahlenergie

$N_{\text{Streifen}}$  = Anzahl der angesprochenen parallelen Streifen  
 $E$  = Energie

(gestrichelte Linie in Abbildung 43) ergibt bei 10 GeV Einschussenergie eine Energieauflösung von  $\frac{\sigma_E}{E} = 33\%$  (die entsprechende Auflösung der Streifenmultiplizität liegt bei etwa 24 %), vergleichbar mit der mittels der Türme erreichten Energieauflösung von  $\frac{\sigma_E}{E} = 35\%$ . Bei höheren Strahlenergien wächst  $\frac{\sigma_E}{E}$  mit der Strahlenergie an.

Somit ist eine Messung der im Kalorimeter deponierten Energie über die Messung der Streifenmultiplizität bei kleinen Energien prinzipiell möglich. Allerdings muß eine nicht lineare Kalibration in Kauf genommen werden. Dies ist von besonderem Interesse für den Einsatz des Streamerrohrkammer Kalorimeters hinter dem Flüssig-Argon Kalorimeter, da in diesem Fall die deponierte Energie und die Spurdichte in der Regel klein sein werden. Genaue Resultate hierzu werden in Abschnitt 4.5.1 angegeben.

#### 4.4.2 Vergleich mit der Monte Carlo Simulation

Zum besseren Verständnis der im vorigen Abschnitt beschriebenen Testergebnisse wurden detaillierte Monte Carlo Simulationsrechnungen durchgeführt. Die Simulation wurde in verschiedene Schritte aufgeteilt:

1. die Generierung hadronischer Schauer
2. die Simulation des Streamer-Mechanismus
3. die Simulation der Streifenauslese

#### 4. die Simulation der Turmauslese

Die einzelnen Stufen der Simulation werden im folgenden Abschnitt genauer beschrieben.

zu 1.: Zur Simulation von hadronischen Schauern wurde das Programmpaket GHEISHA [39] in der Version 7.03, wie am DESY Rechenzentrum installiert, benutzt. Änderungen gegenüber der Standardversion wurden in folgenden Unterprogrammen vorgenommen: ALEX, ANALYS, CUTS, FIELD, FINDCE, HOWFAR, HISTORY, INIT, INPUT, MRKRSP und NEXCEL. Die verwendete Detektorgeometrie entspricht bzgl. der Eisenstruktur genau dem Testdetektor. Für die Streamerrohrkammerlagen wurde jeweils eine Schicht aus 8 mm Plastik (CH)<sup>k</sup>, 9 mm Argon/Isobuthan (C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>) und 8 mm Plastik (CH)<sup>k</sup> eingesetzt. Die Kammerwände zwischen benachbarten Drähten sind dabei nicht berücksichtigt. Dies erfolgt erst im nächsten Schritt der Simulation (s.u.). Ebenfalls unberücksichtigt ist die Breite des Teststrahls. In der Simulation wurden alle Strahlteilchen bei der gleichen Position in den Detektor eingeschossen. Die totale Anzahl der generierten Schauer ist in Tabelle 11 zusammengefaßt. Dort ist ebenfalls die zur Generierung der Schauer erforderliche Rechenzeit (für IBM 3084Q) angegeben.

Energie (GeV)	Anzahl Ereignisse	Rechenzeit (min)
10	3455	300
30	1902	600
50	1211	675
80	984	900
100	1147	1350
Summe	8699	3825

Tabelle 11: Anzahl generierter Hadronschauer und dazu benötigte Rechenzeit

zu 2.: Die Simulation des Streamer- Mechanismus erfolgte wie in [40] beschrieben:

In der Ebene senkrecht zur Drahtrichtung wurde in jeder Streamerrohrkammer, die von einem geladene Teilchen getroffen wurde, wenigstens ein Streamer gesetzt. Die Geometrie war dabei wie folgt : aktiver Kammerquerschnitt 9\*9 mm<sup>2</sup>, Abstand zwischen zwei Drähten 1 cm für benachbarte Drähte innerhalb des gleichen Elementes bzw. 1,4 cm innerhalb benachbarter Elemente. Auf diese Weise werden die inaktiven Kammerwände berücksichtigt. Zusätzlich kann die Absorption niederenergetischer Teilchen in den Kammerwänden berücksichtigt werden. Dazu werden für Teilchen, die mehrere Streamerrohrkammern durchqueren, nur dann auch in der zweiten und weiteren Kammern Streamer generiert, wenn die kinetische Energie eine bestimmte Schwelle überschreitet. Dabei ist der genaue Wert der Schwelle unkritisch. In dieser Arbeit wurde eine Schwelle von 100 MeV gewählt. Ein Beispiel für die Streamersimulation in der Ebene senkrecht zur Drahtrichtung zeigt Abbildung 46. Außerdem kann der Einfluß der Breite des Teststrahls simuliert werden : Dazu wird für jedes Ereignis die Position der Kammern gegenüber dem Strahlteilchen nach einer Gaußverteilung (Breite je nach Strahlenergie zwischen 1 und 5 cm, bestimmt aus den Daten) gewürfelt.

Die Anzahl der Streamer, die in Drahtrichtung erzeugt werden, wurde auf folgende Weise bestimmt: Jede Streamerrohrkammer wurde in vordefinierte Zellen der Breite  $s$  unterteilt.

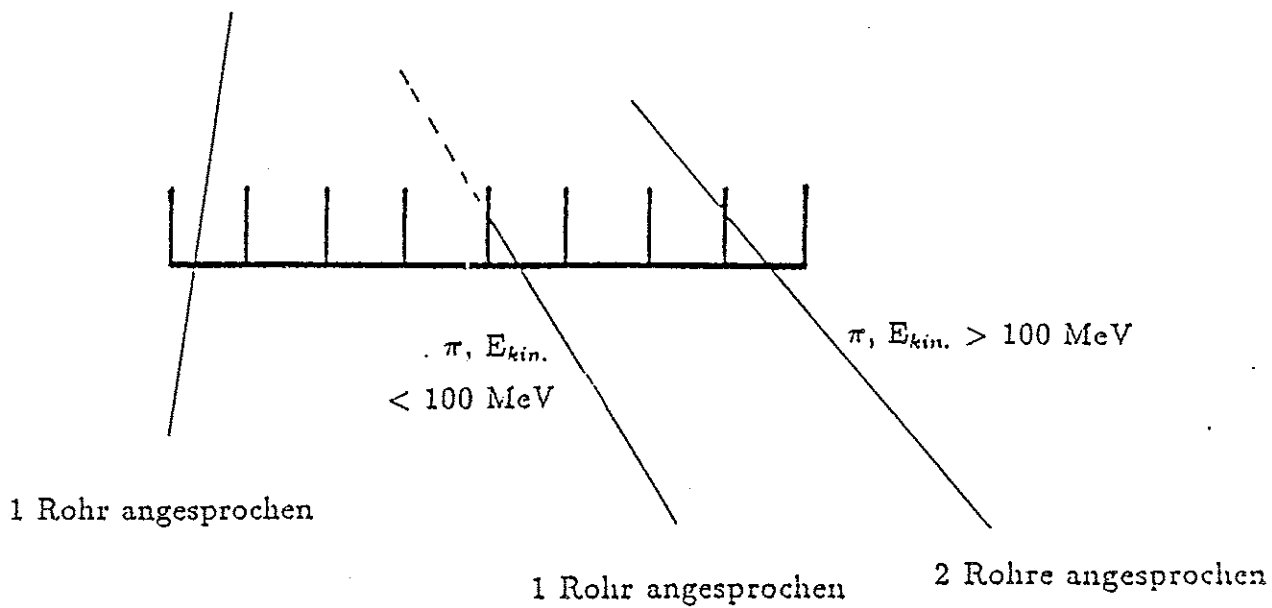


Abbildung 46: Simulation des Streamer- Mechanismus in der Ebene senkrecht zur Drahrichtung

Alle Zellen, die von geladenen Teilchen getroffen wurden, werden als ein Streamer angesehen. Mehrfache Treffer in einer Zelle werden dabei nur einfach berücksichtigt. Der Parameter  $s$  gibt somit ein Maß für den inaktiven Bereich um einen Streamer. Ein Beispiel ist in Abbildung 47 gezeigt. In dieser Arbeit wurden Werte für  $s$  von 2 mm, 3 mm und 5 mm benutzt.

zu 3.: Da die Simulation der digitalen Streifenauslese vom oben eingeführten Parameter  $s$  unabhängig ist, soll sie zunächst behandelt werden. In einem ersten Schritt wird dabei für jeden generierten Streamer der oberhalb des getroffenen Drahtes angebrachte Streifen gesetzt. Benachbarte Streifen werden jedoch nicht gesetzt (z.B. durch Übersprechen o. ä.). Wie in Abschnitt 4.3 gezeigt wurde, ist allerdings selbst für Teilchen, die die Kammerlagen senkrecht durchdringen, die mittlere Treffermultiplizität größer als 1. Daher wurde in einem weiteren Schritt für jeden generierten Streamer die Anzahl der zugehörigen gesetzten Streifen gemäß der in Abschnitt 4.3 gemessenen Trefferverteilung gewürfelt. Dabei wurde die Wahrscheinlichkeit, mindestens einen Streifen zu setzen, auf eins fixiert, da die geometrische Ineffizienz der Kammern bereits bei der Streamersimulation berücksichtigt wurde. Außerdem wurden defekte Auslesekanäle berücksichtigt.

Die Ergebnisse zeigt Abbildung 48 für verschiedene Fälle der Simulation (siehe dazu Tabelle 12) im Vergleich zur Messung. Aufgetragen ist jeweils die mittlere Streifenmultiplizität für verschiedene Strahlenergien. Es zeigt sich, daß eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation nur bei Berücksichtigung aller Effekte erreicht werden kann. Im Folgenden werden daher in der Simulation alle der o. a. Effekte berücksichtigt.

Die Multiplizitätsauflösungen sind in Abbildung 49 gezeigt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation. Eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ergibt sich im lateralen Schauerprofil (mittels der parallelen Streifen aufgezeichnet), wie in Abbildung 50 für eine Strahlenergie von 30 GeV gezeigt ist.

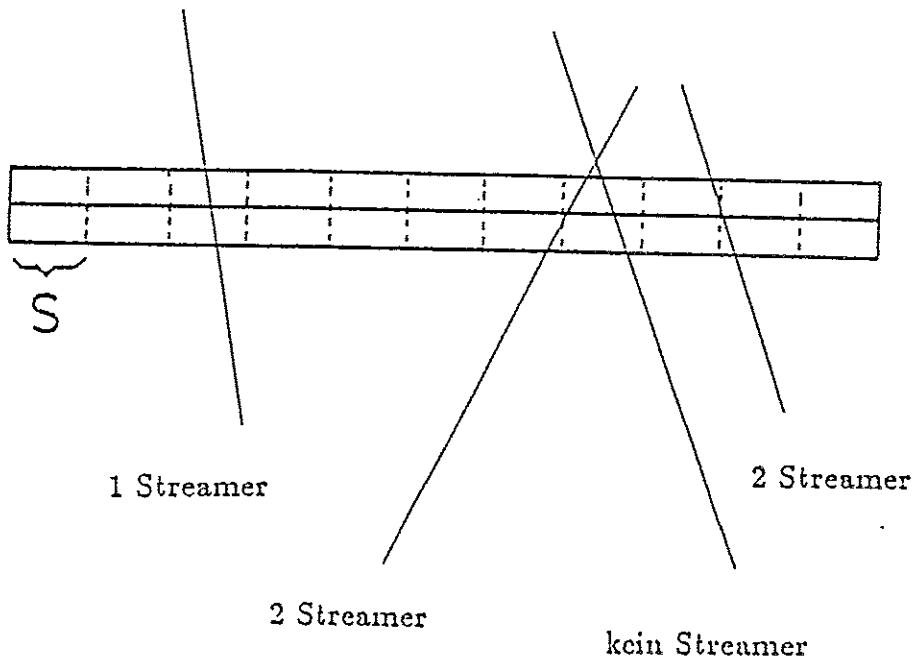


Abbildung 47: Simulation des Streamer- Mechanismus in Drahrichtung

Absorption in Kammerwänden	n	j	j	j	j
Strahlverschmierung	n	n	j	j	j
defekte Auslesekanäle	n	n	n	j	j
Übersprechen	n	n	n	n	j
Symbol in Abbildung 48	□	◇	△	▽	○

Tabelle 12: Verschiedene Fälle der Simulation der Streifenauslese

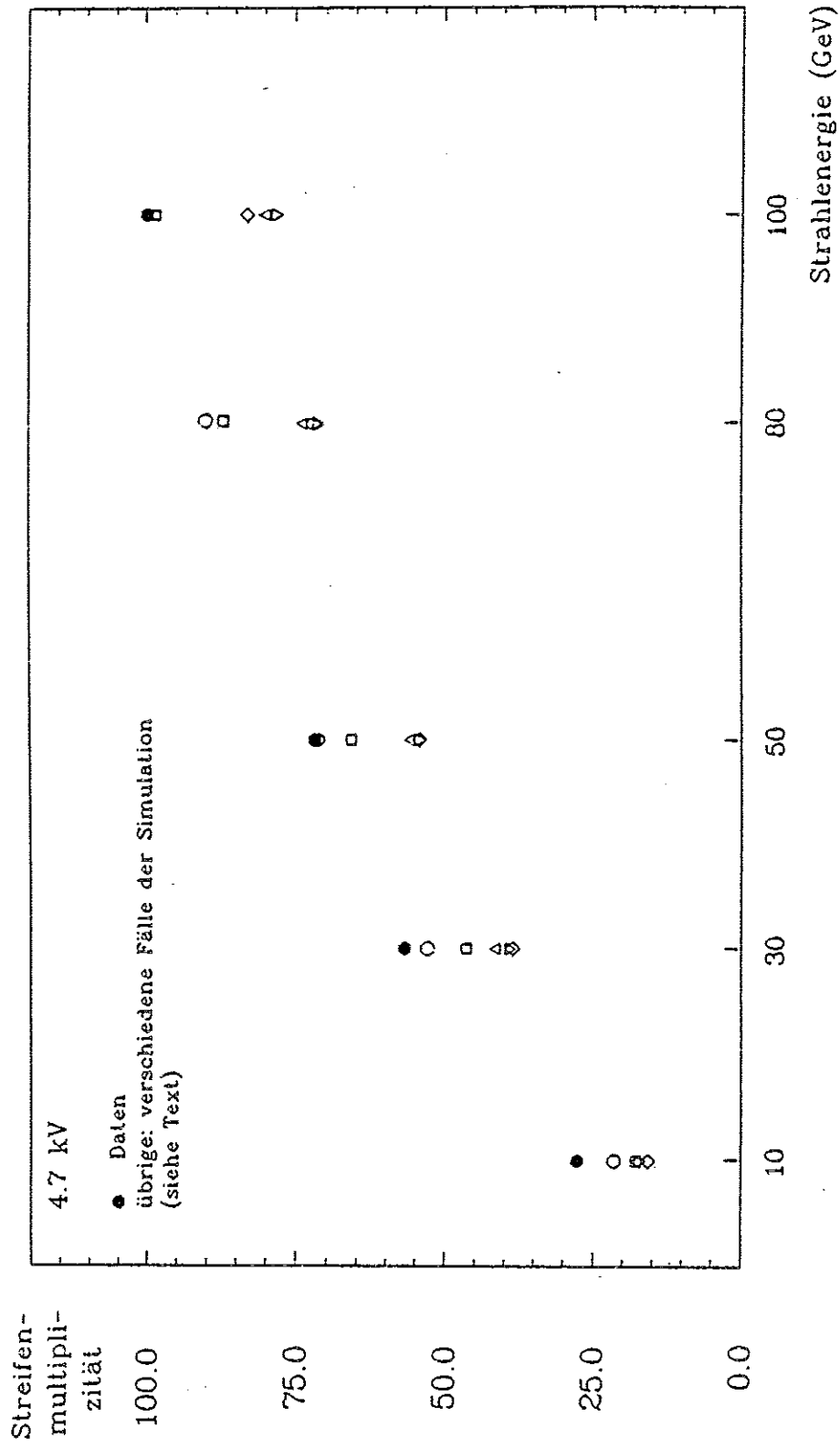


Abbildung 48: Mittlere Streifenmultiplizität aufgetragen gegen die Strahlenergie im Vergleich zwischen Daten und verschiedenen Fällen der Simulation (siehe Tabelle)

Beim longitudinalen Schauerprofil zeigt sich jedoch ein Trend zu kürzeren Schauern in der Simulation (siehe Abbildung 51, ebenfalls für 30 GeV Strahlenergie).

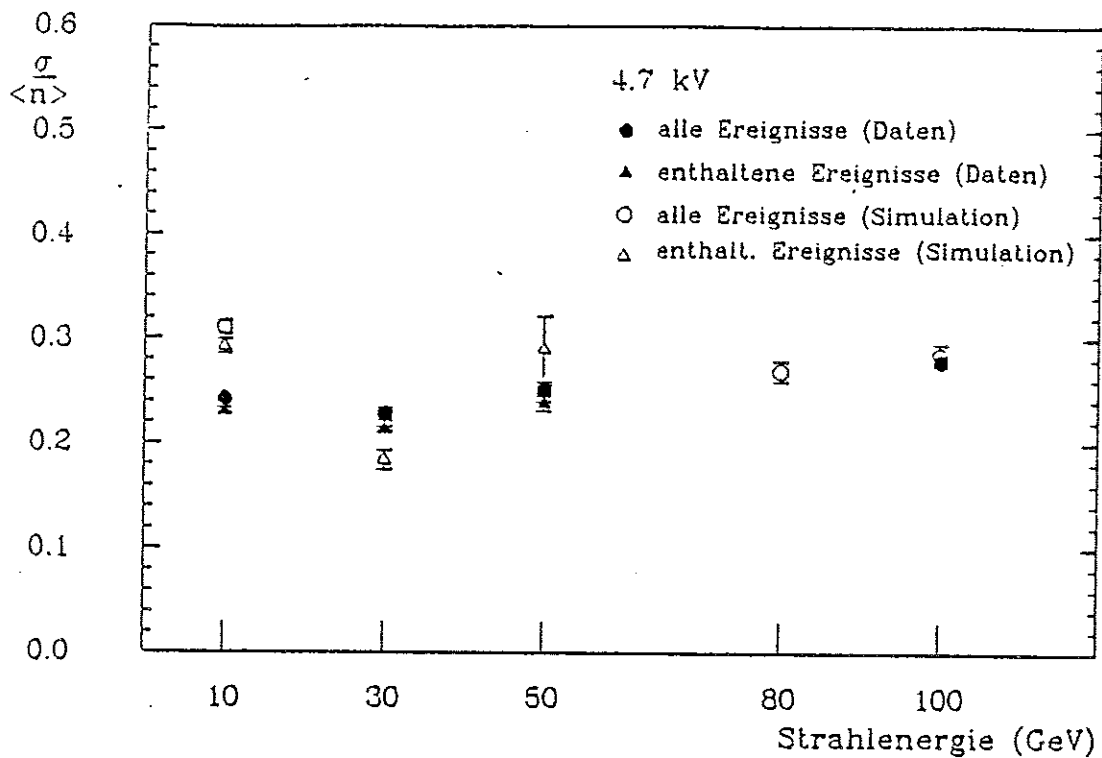


Abbildung 49: Multiplizitätsauflösung für parallele Streifen, Vergleich zwischen Daten und Simulation

Die Simulation der bei 4,6 kV Hochspannung aufgezeichneten Daten erfolgte in analoger Weise. Allerdings wurde dabei eine reduzierte Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern von 0,91 (wie durch die reduzierte absolute Kalibration der Türme nahegelegt) angenommen. Die Schlußfolgerungen entsprechen den oben gegebenen. Als Beispiel für die gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation sei die mittlere Streifenmultiplizität gezeigt (siehe Abbildung 52).

zu 4.: Zur Simulation der Turmauslese wurden im ersten Schritt alle generierten Streamer innerhalb des Turmvolumens gezählt. Dann wurde das negative Übersprechen simuliert. Dazu wurde angenommen, daß jeder getroffene Turm ein konstantes Übersprechen von -0,0 % auf alle Türme der gleichen Zeile zeigt, jedoch nicht auf sich selbst überspricht. Dann wurde die so bestimmte Anzahl der Streamer mit der gemessenen mittleren Ladung je Streamer multipliziert. Zum Schluß wurde die maximale Ladung je Turm begrenzt, um ADC Overflows zu simulieren. Die gesamte Prozedur wurde für alle Werte von  $s$  sowie mit und ohne Berücksichtigung der Absorption in den Kammerwänden und der Strahlverschmierung durchgeführt.

Die so gewonnenen absoluten Kalibrationswerte (für vollständig im Kalorimeter enthaltene Ereignisse) sind in Tabelle 13 zusammengefaßt. Die beste Übereinstimmung mit den Daten ergibt sich somit für einen Wert von  $s$  zwischen 2 und 3 mm. Alle weiteren Abbildungen zeigen die Ergebnisse bei Berücksichtigung aller Effekte für  $s = 3$  mm. Abbildung 53

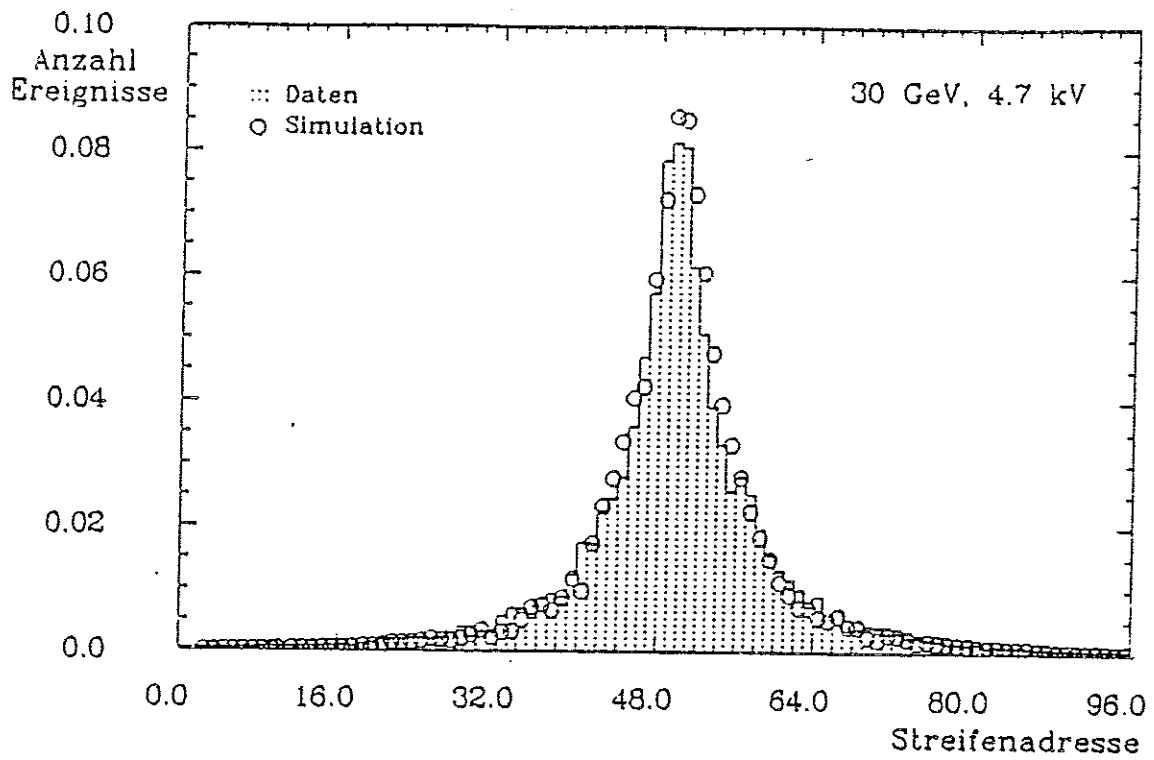


Abbildung 50: Laterales Schauerprofil, Vergleich zwischen Daten und Simulation

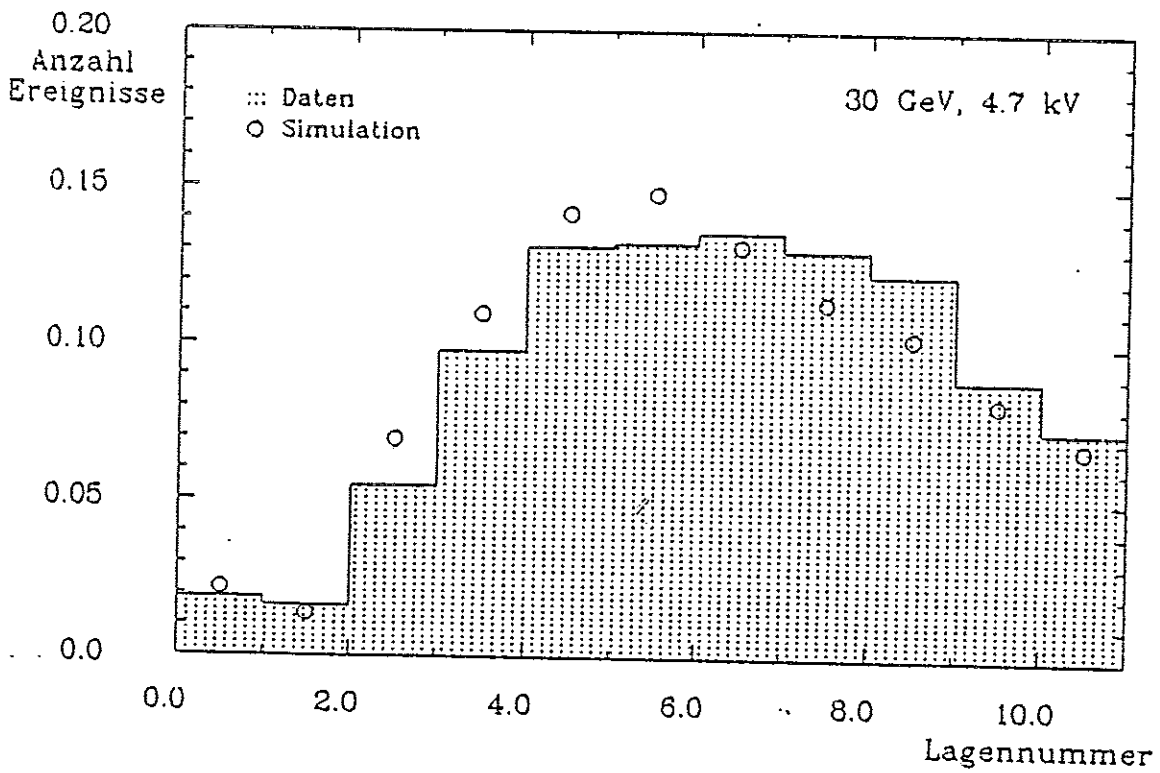


Abbildung 51: Longitudinales Schauerprofil, Vergleich zwischen Daten und Simulation

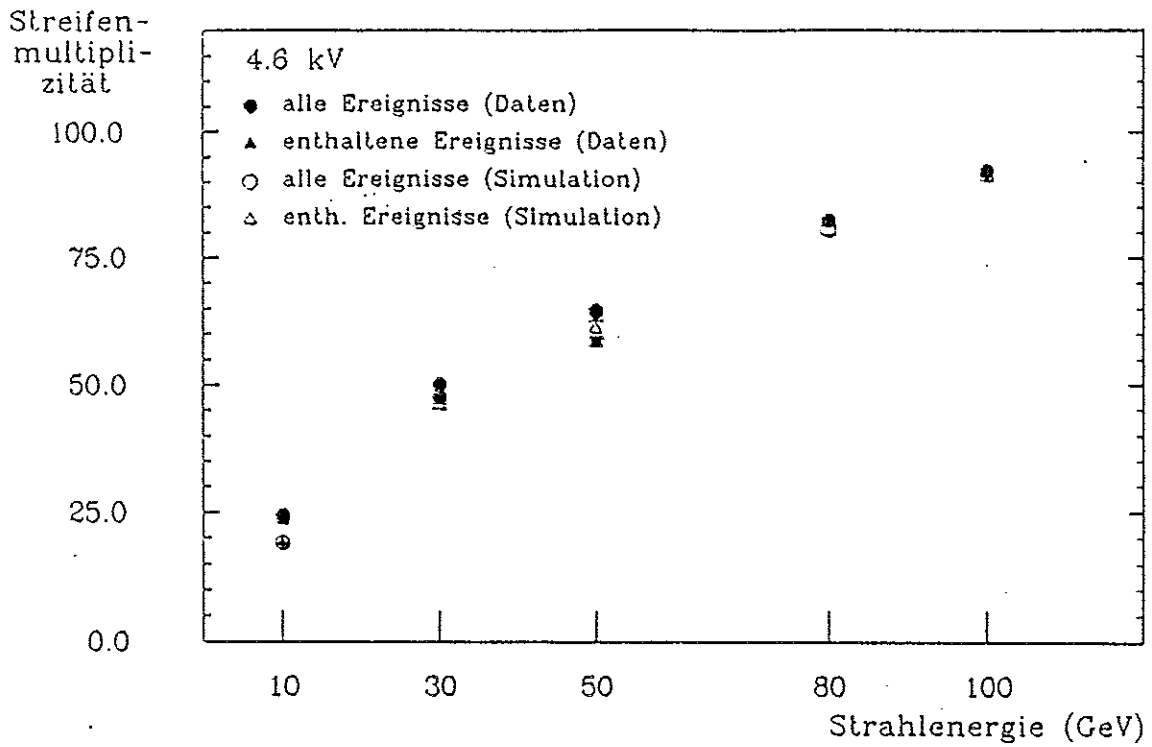


Abbildung 52: Mittlere Streifenmultiplizität aufgetragen gegen die Strahlenergie im Vergleich zwischen Daten und Simulation, bei 4,6 kV

Absorption in Kammerwänden	n	j	j	j
Strahlverschmierung	n	n	j	j
Übersprechen	n	n	n	j
Absolute Kalibration (Streamer/GeV)				
s = 2 mm	6,78±0,05	5,40±0,03	5,50±0,03	4,97±0,03
s = 3 mm	5,28±0,04	4,27±0,03	4,37±0,03	3,90±0,02
s = 5 mm	4,11±0,02	3,29±0,02	3,40±0,02	3,06±0,02
Experiment		4,3		

Tabelle 13: Absolute Turm- Kalibration für verschiedene Fälle der Simulation



zeigt die simulierte Ladung aufgetragen gegen die Strahlenergie sowohl für alle als auch für die im Kalorimeter enthaltenen Ereignisse. Der Unterschied zwischen beiden ist hier deutlich geringer als bei den Daten, so daß die Simulation auch hier einen Trend zu zu kurzen Schauern zeigt (weniger Leckenergie). Die Ladungs- bzw. Energieauflösungen im Vergleich zur Messung zeigt Abbildung 54. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Für  $s = 2$  bzw. 5 mm unterscheiden sich die Auflösungen nur marginal. Im Wesentlichen beeinflusst  $s$  nur die absolute Kalibration. Die Simulation des negativen Übersprechens beeinflusst ebenfalls hauptsächlich nur die absolute Kalibration. Die Energieauflösung wird unwesentlich verbessert, falls in der Simulation das negative Übersprechen mitberücksichtigt wird.

Zur Simulation der bei einer Höchstspannung von 4,6 kV aufgezeichneten Daten wurde jeder Streamer nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 91 % akzeptiert (wie durch die reduzierte absolute Kalibration der Daten nahegelegt). Die so erhaltenen Ladungs- bzw. Energieauflösungen zeigt Abbildung 55 im Vergleich zur Messung. Es zeigt sich auch hier eine gute Übereinstimmung. Die reduzierte Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern verschlechtert die Auflösung nicht.

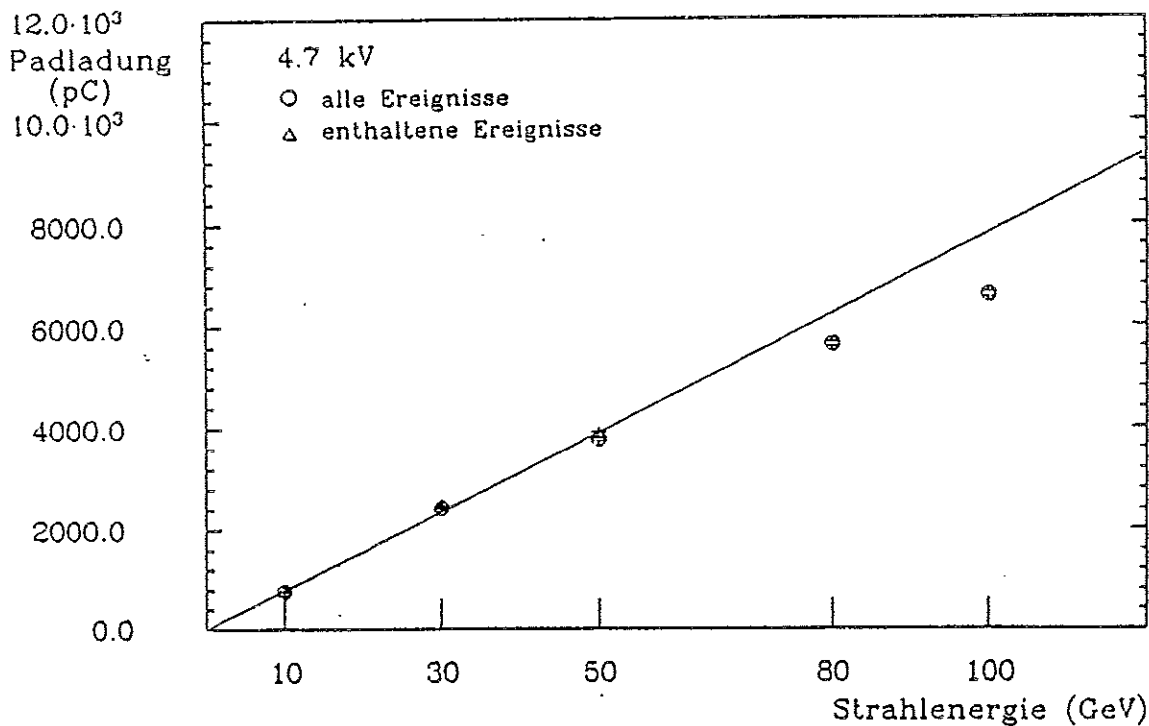


Abbildung 53: Linearitätskurve, Simulation

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation erreicht wurde. Lediglich das longitudinale Schauerprofil wird nicht korrekt simuliert (die simulierten Schauer sind zu kurz). Für die Größe des inaktiven Bereichs um einen Streamer ergibt sich ein Wert von etwa 2 bis 3 mm, in guter Übereinstimmung mit Messungen [41].

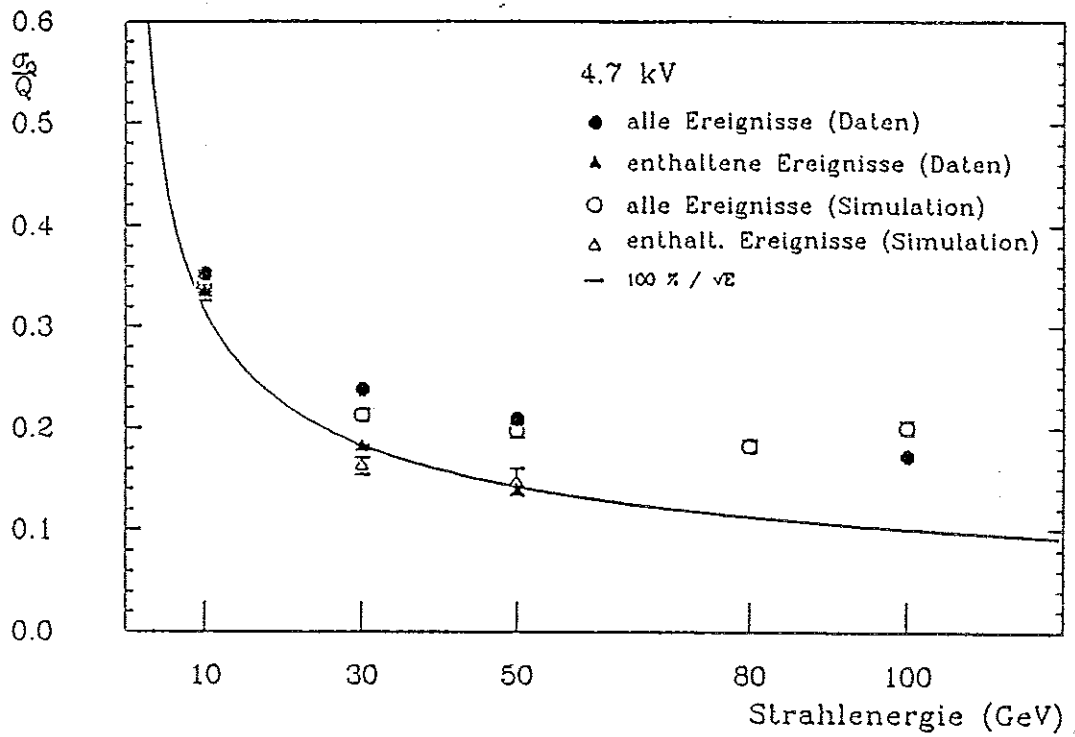


Abbildung 54: Ladungs- bzw. Energieauflösungen, Vergleich zwischen Daten und Simulation

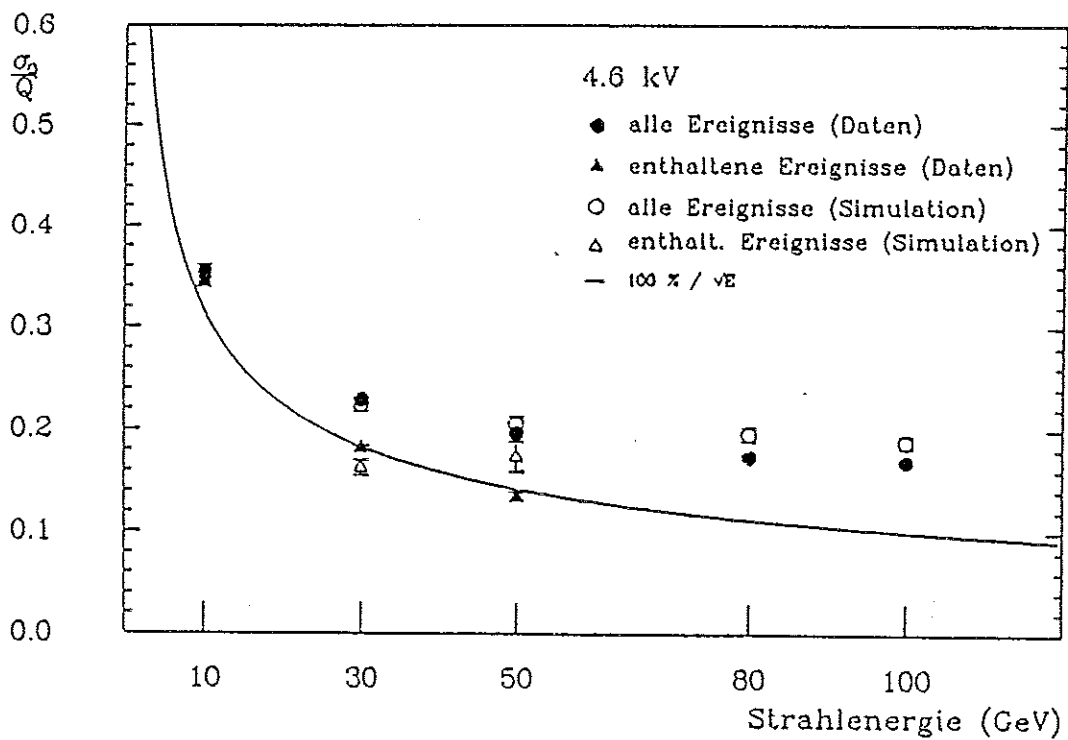


Abbildung 55: Ladungs- bzw. Energieauflösungen, Vergleich zwischen Daten und Simulation bei 4,6 kV

## 4.5 Tests des kombinierten Kalorimeters

Die im folgenden Abschnitt beschriebene Analyse benutzt Daten, die mit dem in Abbildung 19 gezeigten Aufbau aufgezeichnet wurden. Neben dem Standort des Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeters unterscheidet sich dieser Aufbau von dem im vorhergehenden Abschnitt benutzten durch eine geänderte Hochspannungszuführung, drei zusätzlich eingefügte Myonkammerlagen sowie durch einen verbesserten Trigger. Siehe dazu Abschnitt 4.2.

Die Analyse erfolgte in enger Zusammenarbeit mit [42], wobei diese Arbeit das Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeter sowie die Kombination beider Kalorimeter behandelt, während [42] die Analyse der mit dem Flüssig-Argon Kalorimeter aufgezeichneten Daten auf Ereignisse, die vollständig im Flüssig-Argon Kalorimeter enthalten waren (hierzu wurde das Streamerrohrkammer Kalorimeter als Veto benutzt), beschränkte. Die elektronische Kalibration sowie das in Abschnitt 4.5.1 verwendete Wichtungsverfahren wurden von [42] übernommen.

### 4.5.1 Pion Analyse

a) Ereignisauswahl: Zur Selektion von Pionereignissen wurden, neben der Triggerbedingung, folgende Schnitte angewendet:

1. CEDAR Zähler : Wenigstens einer der beiden Čerenkovzähler musste das Strahlteilchen positiv als Pion identifiziert haben.
2. Szintillatoren : Kein angesprochener Zähler in VM, M2 und HOLE.
3. Vieldrahtproportionalkammer : In jeder der vier Ausleseebenen musste genau ein Cluster beliebiger Größe aus benachbarten Drähten angesprochen haben.

Dabei dienen die Schnitte 1. und 2. der Teilchenidentifikation sowie 2. und 3. der Unterdrückung von Untergrund aus dem Halo des Teststrahls. Die Anzahl der nach diesen Schnitten verbleibenden Ereignisse ist in Tabelle 14 angegeben.

Zur Kalibration des Flüssig-Argon Kalorimeters wurde in [42] verlangt, daß keiner der digital ausgelesenen Streifen des Streamerrohrkammer Kalorimeters angesprochen haben durfte. Dies bedeutet, daß für die so selektierten Ereignisse das Primärteilchen nahezu vollständig innerhalb von  $8,6 \lambda$  absorbiert worden ist. Davon stellen die ersten  $7,2 \lambda$  das Flüssig-Argon Kalorimeter dar, während die restlichen  $1,4 \lambda$  inaktiv waren. Der Anteil der nach diesem Schnitt verbleibenden Ereignisse ist ebenfalls in Tabelle 14 angegeben.

Strahl-Energie (GeV)	Anzahl Ereignisse	Anteil ohne angesprochene Streifen im Streamerrohrkammer Kalorimeter
30	4001	11 %
50	4145	20 %
170	21996	51 %
230	14316	52 %

Tabelle 14: Anzahl der zur Analyse verwendeten Ereignisse

b) Kalibration des Eisen / Streamerrohrkammer Kalorimeters: Die Ladungskalibration des Eisen / Streamerrohrkammer Kalorimeters erfolgte wie in Abschnitt 4.4 beschrieben:

- Abzug des Gleichspannungsrühewertes
- Ausleseschwelle bei  $2 \sigma_{r.m.s.}$  des elektronischen Rauschens  
(Gleichspannungsrühewert und Breite des Rauschens wurden aus Zufallstriggerereignissen bestimmt)
- Interkalibration der verschiedenen Türme mittels Myonen (aus Quelle 3)

Die totale Ladung wurde gebildet aus der Summe über alle Türme, deren Signalladung oberhalb der Ausleseschwelle lag (Presampler, erster und zweiter Turm).

Die absolute Kalibration erfolgte für jeden Experimentierlauf mittels des Myonsignals unter Benutzung des in Abschnitt 4.3 angegebenen Kalibrationswertes (die Signalladung eines Myons entspricht einer Schauerenergie von 2,08 GeV). Für die bei 230 GeV Strahlenergie aufgezeichneten Daten stand der Myontrigger leider nicht zur Verfügung. Für diesen Experimentierlauf wurde daher das mittlere Myonsignal aller übrigen Experimentierläufe benutzt.

Wegen der geänderten Hochspannungszuführung und des damit veränderten negativen Übersprechens benachbarter Türme (vgl. Abschnitt 4.3) muß allerdings eine Korrektur angebracht werden: Der Einfluß des negativen Übersprechens wurde nach Gleichung 1 (vgl. Abschnitt 4.4) abgeschätzt. Für die bei direktem Teilcheneinschuß aufgezeichneten Daten ergab sich ein auf 92,2 % des ursprünglichen Signals reduziertes Signal. Hier ergeben sich für die Parameter:

$$\alpha = -0,045$$

$$n = 1,69 \quad (\text{nur Turmzeilen mit } \geq 1 \text{ Turm oberhalb der Ausleseschwelle berücksichtigt})$$

und somit ein auf 96,9 % des ursprünglichen Signals reduziertes Pion Signal. Im Vergleich zu den bei direktem Teilcheneinschuß aufgezeichneten Daten wird das Signal für Hadronschauer wegen des reduzierten negativen Übersprechens um einen Faktor 1,05 vergrößert, d.h. es ist ein Korrekturfaktor von 0,95 anzuwenden.

Der systematische Fehler der absoluten Kalibration liegt typisch bei 3 - 4 %. Er setzt sich zusammen aus dem systematischen Fehler der o.a. Korrektur von 2,5 % (hier wurde die Hälfte der Korrektur selbst eingesetzt), dem systematischen Fehler der Myonkalibration auf Grund der unterschiedlichen Selektionskriterien (ca. 1,5 %) sowie dem Fehler des Mittelwertes des Myonsignals je Experimentierlauf. Lediglich bei den bei 230 GeV Strahlenergie aufgezeichneten Daten muß wegen des fehlenden Myontriggers ein systematischer Fehler von etwa 10 % angenommen werden.

c) Im Streamerrohrkammer Kalorimeter deponierte Energie: Abbildung 56 zeigt den Anteil der Ereignisse, für die die im Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeter deponierte Energie eine bestimmte Schwelle überschreitet, aufgetragen gegen die Schwelle selbst, für alle Strahlenergien.

Zwar wird für einen großen Teil der Ereignisse Energie im Streamerrohrkammer Kalorimeter deponiert, allerdings ist diese Energie in den meisten Fällen sehr klein. Für typisch etwa 1

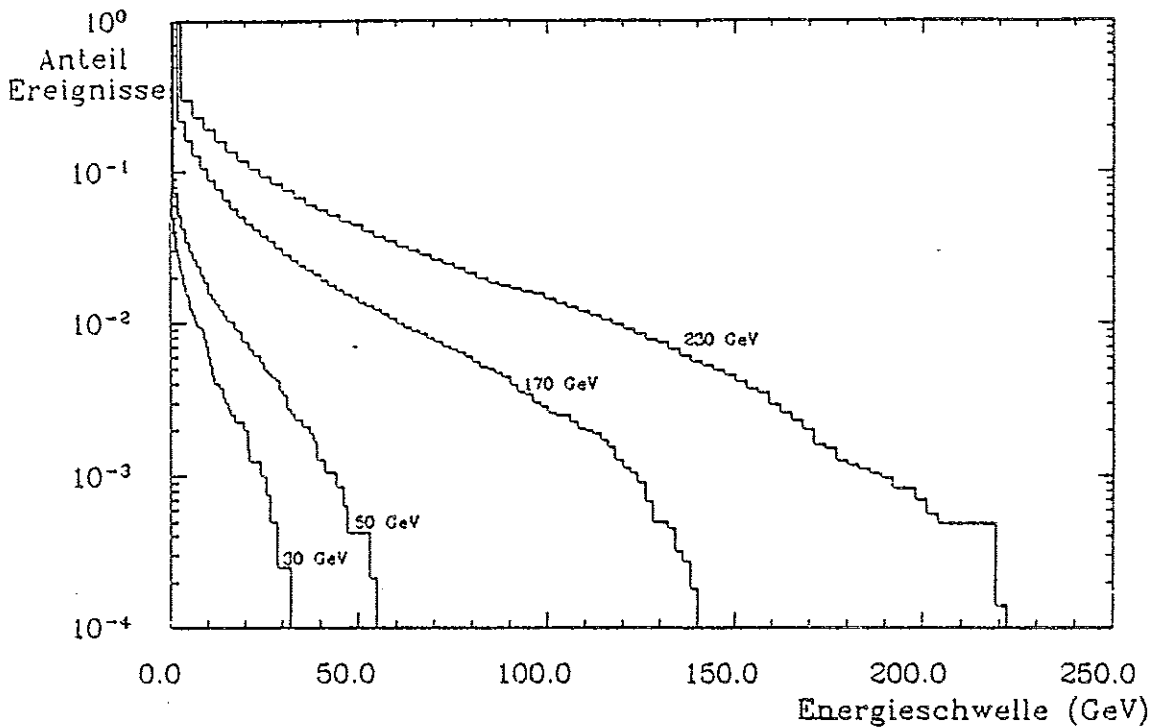


Abbildung 56: Anteil Ereignisse, deren Energie im Streamerrohrkammer Kalorimeter oberhalb einer bestimmten Schwelle ist, aufgetragen gegen die Schwelle

% der Ereignisse wird die Hälfte der gesamten Energie im Streamerrohrkammer Kalorimeter deponiert. Bei etwa 30 % der Ereignisse werden z.B. bei 230 GeV Einschussenergie mehr als 4 GeV Energie im Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeter deponiert.

d) Kalibration des Flüssig-Argon Kalorimeters: Die Kalibration des Flüssig-Argon Kalorimeters wurde von [42] durchgeführt. Sie gliedert sich in folgende Stufen:

1. Abzug des Gleichspannungsruhwertes: Dieser wurde aus Zufallstriggerereignissen bestimmt.
2. Ladungskalibration: Zur Bestimmung des Umrechnungsfaktors zwischen gemessenem ADC Inhalt und Primärladung wurde mittels eines  $(10,0 \pm 0,1)$  pF Kondensators eine definierte Ladung auf den Eingang jedes Vorverstärkers gegeben.
3. Korrekturen: Zusätzlich wurden verschiedene Korrekturen angebracht, z.B. wegen Übersprechens, eines defekten Hochspannungskanals im hadronischen Kalorimeter, uneinheitlicher Argon Schichtdicke sowie uneinheitlicher Hochspannungszuführung. Details hierzu werden in [42] angegeben.
4. Energieeichung: Die absolute Kalibration des Flüssig-Argon Kalorimeters erfolgte mittels Ereignissen, bei denen keiner der Streifen des Streamerrohrkammer / Kalorimeters angesprochen haben durfte (siehe a). Dazu wurde die Ladung aller Türme des elektromagnetischen sowie des hadronischen Kalorimeters aufsummiert, sofern die Ladung des entsprechenden Turmes oder eines seiner direkten Nachbarn eine bestimmte Schwelle

überschreitet (entsprechend 50 MeV in den ersten vier Lagen bzw. 100 MeV in der fünften Lage des elektromagnetischen Kalorimeters und 150 MeV im hadronischen Kalorimeter). Die totale Energie  $E$  wird bestimmt aus

$$E = C_{EC} \cdot \sum_{EC} Q_i + C_{HC} \cdot \sum_{HC} Q_i$$

Die  $C_{EC}$ ,  $C_{HC}$  werden durch Minimalisierung von

$$\sum_{j=1}^{N_{\text{Beign.}}} (E_j - E_{\text{Strahl}})^2$$

bestimmt. (Dies bedeutet eine Minimalisierung von  $\sigma_{r.m.s.}$  unter der Nebenbedingung  $\langle E \rangle = E_{\text{Strahl}}$ .)

e) **Energiewichtungsverfahren:** Die auf diese Weise bestimmten Kalibrationsfaktoren variieren leicht mit der Energie (sie fallen im untersuchten Energiebereich um ca. 7 %). Des weiteren ist die Kalorimeterantwort auf Pionen und Elektronen unterschiedlich ( $\frac{\langle E \rangle_{\text{Elektron}}}{\langle E \rangle_{\text{Pion}}} = 1,17 \dots 1,07$  mit wachsender Strahlenergie).

Dies hat seine Ursache in den unterschiedlichen physikalischen Prozessen, die für die Entwicklung hadronischer und elektromagnetischer Schauer wesentlich sind:

Die Prozesse in einem elektromagnetischen Schauer (Bremsstrahlung, Paarerzeugung, Bhabha-, Møller- und Compton- Streuung) sind völlig elastisch oder es geht nur wenig Energie (Bindungsenergie eines Hüllenelektrons, O(KeV)) verloren, so daß praktisch die gesamte Energie des Primärteilchens auf die Schauerteilchen verteilt und über Ionisationsverluste im Kalorimeter deponiert wird.

In einem hadronischen Schauer hingegen kann eine Vielzahl von inelastischen Prozessen auftreten, bei denen die Atomkerne des Absorbers aufgebrochen werden. Hier geht die Bindungsenergie der Atomkerne (O(MeV)) verloren. Zusätzlich übernehmen die Fragmente des Atomkernes Energie. Im Falle geladener Fragmente wird diese wiederum über Ionisationsverluste im Detektor deponiert und kann nachgewiesen werden. Für neutrale Kernfragmente (Neutronen) geht diese Energie i.A. jedoch für den Nachweis verloren. Dies führt dazu, daß in der Regel das für Hadronenschauer gemessene Signal kleiner ist als das eines elektromagnetischen Schauers gleicher Energie. Zusätzlich führt in Sampling Kalorimetern die unterschiedliche Längenskala hadronischer (Skala:  $\lambda$ ) und elektromagnetischer (Skala:  $X_0$ ) Schauer bei stark unterschiedlichem Verhältnis  $\frac{\lambda}{X_0}$  in Absorber und Nachweismedium zu relativen Unterschieden zwischen hadronischem und elektromagnetischem Signal. Durch geeignete Wahl des Dickenverhältnisses zwischen Absorber und Nachweismedium läßt sich damit das Verhältnis zwischen hadronischem und elektromagnetischem Signal adjustieren.

Da hadronische Schauer jedoch auch eine elektromagnetische Komponente enthalten (Photonen aus Zerfällen von  $\pi^0$ - Mesonen), die mit wachsender Einschußenergie größer wird, führt ein solches Verhalten zu der oben geschilderten Energieabhängigkeit der Kalibrationsparameter sowie zu einer Verschlechterung der Energieauflösung.

Für den Einsatz an HERA ist ein solches Kalorimeter ungeeignet, und zwar aus folgenden Gründen:

- wegen zu schlechter Energieauflösung

- wegen systematischer Unsicherheiten bei der Energieflußmessung von Jets

Es gibt nun verschiedene Wege, gleiche Pion- und Elektronensignale in einem Kalorimeter zu erhalten:

1. Einsatz von Nachweisgeräten, die in der Lage sind, auch Neutronen nachzuweisen (z.B. Szintillator) bei gleichzeitiger Unterdrückung des Elektronensignals durch die Wahl von schweren Absorbieren wie z.B. Blei oder Uran ( $\frac{\lambda}{X_0} = \frac{1}{30}$ , vgl. Szintillator:  $\frac{\lambda}{X_0} = \frac{1}{2}$ ). Dieser Weg wird von der ZEUS Kollaboration beschritten.
2. Hohe Granularität der Kalorimeterauslese. Damit ist es möglich, elektromagnetische Schauer zu erkennen, da diese ihre gesamte Energie in einem räumlich eng begrenzten Bereich deponieren, und entsprechend zu korrigieren (Energiewichtungsverfahren). Dieses Verfahren wird von der H1 Kollaboration angewendet. Die Verifikation dieses Verfahrens war das vordringliche Ziel der hier beschriebenen Testmessungen.

Das von [42] angewandte Verfahren geht zurück auf [43]. Jede lokal gemessene Ladung wird korrigiert um einen Faktor, der der Ladung selbst proportional ist: große Ladungen  $Q_i$ , die typisch sind für elektromagnetische Schauer, werden also besonders stark korrigiert. Die Gesamtenergie wird bestimmt gemäß:

$$E = C_{EC}^w \cdot \sum_{EC} Q_i (1 - \eta_{EC} Q_i) + C_{HC}^w \cdot \sum_{HC} Q_i (1 - \eta_{HC} Q_i)$$

mit

$$\begin{aligned} (1 - \eta_{EC} Q_i) &< \delta \\ (1 - \eta_{HC} Q_i) &< \delta \end{aligned}$$

Der Abschneideparameter  $\delta$  beschränkt dabei die Korrektur auf einen physikalisch sinnvollen Wert. Die fünf Parameter  $C_{EC}^w$ ,  $C_{HC}^w$ ,  $\eta_{EC}$ ,  $\eta_{HC}$  und  $\delta$  werden wiederum durch Minimalisierung von

$$\sum_{j=1}^{N_{\text{Beign.}}} (E_j - E_{\text{Strahl}})^2$$

bestimmt.  $\delta$  und die  $C^w$  variieren dabei nur leicht mit der Energie (linear), während sich für die  $\eta$  eine Abhängigkeit  $\sim \frac{1}{\sqrt{E}}$  ergibt.

f) Energierekonstruktion im Flüssig-Argon Kalorimeter: Um aus der gemessenen Ladung die Schauerenergie zu bestimmen, darf natürlich die nur im Teststrahl bekannte Teilchenenergie nicht benutzt werden. Daher wird die Energie auf folgende Weise rekonstruiert [42]:

1. Zunächst wird die ungewichtete Energie mit den in d) bestimmten Eichfaktoren bestimmt.
2. Dann werden die zugehörigen Wichtungparameter  $C^w$ ,  $\eta$  und  $\delta$  anhand der so bestimmten Energie aus einer Parametrisierung (für  $C^w$  und  $\delta$  linear, für  $\eta \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$ ) berechnet.

### 3. Anhand dieser Wichtungparameter wird die gewichtete Energie berechnet

Die beiden letzten Schritte werden wiederholt, bis die in zwei aufeinanderfolgenden Schritten bestimmte Energie innerhalb von 10 % der erwarteten Energieauflösung ( $\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$ ) übereinstimmen.

Die so bestimmte Energie weicht in ihrem Mittelwert in keinem Meßpunkt um mehr als 0,7 % von der Strahlenergie ab. Die erreichte Energieauflösung kann parametrisiert werden gemäß

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2} \quad (2)$$

Dabei beschreibt B das elektronische Rauschen und wurde aus Zufallstriggerereignissen zu 1,2 GeV bestimmt. Eine Anpassung ergibt für A und C folgende Werte [44]: Für die gewichteten Energiespektren

$$\begin{aligned} A &= (0,448 \pm 0,005)\sqrt{GeV} \\ C &= (0,016 \pm 0,001) \end{aligned}$$

und für die ungewichteten Energiespektren (zum Vergleich)

$$\begin{aligned} A &= (0,614 \pm 0,006)\sqrt{GeV} \\ C &= (0,035 \pm 0,001) \end{aligned}$$

g) Energiemessung nur mit dem Flüssig-Argon Kalorimeter: Gibt man die Beschränkung auf Ereignisse, bei denen keiner der Streifen des Streamerrohrkammer Kalorimeters angesprochen haben durfte, auf, so ergibt eine Energierekonstruktion wie in Abschnitt f) beschrieben (bei Benutzung der gleichen Wichtungparameter) das Energiespektrum der Abbildung 57 (Strahlenergie hier und in allen folgenden Spektren 170 GeV, zusätzlich zum jeweils diskutierten Spektrum ist zum Vergleich das Spektrum der vollständig im Flüssig-Argon Kalorimeter enthaltenen Ereignisse schraffiert eingezeichnet). Tabelle 15 zeigt, ebenfalls für 170 GeV Strahlenergie, Standardabweichung  $\sigma_{r.m.s.}$ , Breite, Mittelwert und  $\chi^2$  je Freiheitsgrad der Anpassung einer Gaußverteilung (wie in Abschnitt 4.4 beschrieben,  $\sigma$ ,  $\langle E \rangle$  und  $\frac{\chi^2}{d.o.f.}$ ) sowie den Anteil der Ereignisse, deren Energie  $E$  außerhalb eines Intervalls  $\langle E \rangle - 3\sigma \leq E \leq \langle E \rangle + 3\sigma$  liegt, für die bisher behandelten sowie für weitere, unten diskutierte Fälle im Vergleich.

Es ergibt sich ein deutlich ausgeprägter Ausläufer des Energiespektrums zu kleinen Energien auf Grund der hinten aus dem Kalorimeter austretenden Restenergie. Gleichzeitig ist das Spektrum breiter und weniger gaussisch als das der vollständig im Flüssig-Argon Kalorimeter enthaltenen Ereignisse.

h) Energiemessung mit beiden Kalorimetern: Die zusätzliche Berücksichtigung des Streamerrohrkammer Kalorimeters (Kalibration wie in Abschnitt b) beschrieben) reduziert diesen Ausläufer zwar, aber nicht vollständig: Dies zeigt Abbildung 58, wo die gesamte in beiden Kalorimetern gemessene Energie aufgetragen wurde, sowie Tabelle 15.

Die Ursache hierfür liegt im relativ großen inaktiven Bereich zwischen beiden Kalorimetern (etwa  $1,4 \lambda$ ), in dem ein großer Teil der aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter austretenden Restenergie absorbiert wird. Dies zeigt z.B. Abbildung 59. Hier ist die Energie, die im



Bemerkungen	$\frac{\sigma_{rel.}}{E}$ (%)	$\frac{\sigma}{E}$ (%)	$\langle E \rangle$ (GeV)	$\frac{\chi^2}{d.o.f.}$	außerhalb von $\pm 3\sigma$ (%)
im Fl.-Ar. vollst. enthaltene Ereign.	4,35	$3,84 \pm 0,05$	$170,94 \pm 0,08$	1,4	0,9
nur im Fl.-Ar. gemessene Energie	8,76	$4,65 \pm 0,03$	$168,99 \pm 0,06$	16,5	6,0
totale Energie: ohne Korrektur	6,58	$4,41 \pm 0,03$	$169,62 \pm 0,06$	6,1	0,039
mit Korrektur					
Fall (1)	5,82	$4,35 \pm 0,03$	$169,90 \pm 0,06$	2,1	2,4
Fall (2)	5,48	$4,23 \pm 0,03$	$169,86 \pm 0,06$	1,9	2,4
Fall (3)	5,60	$4,26 \pm 0,03$	$169,79 \pm 0,06$	1,9	2,7
Fall (4)	5,86	$4,30 \pm 0,03$	$170,16 \pm 0,06$	2,9	3,0
Fall (5)	6,01	$4,31 \pm 0,03$	$170,12 \pm 0,06$	3,0	3,2
Fall (6)	6,02	$4,32 \pm 0,03$	$170,13 \pm 0,06$	2,9	3,2
Fall (7)	5,17	$4,17 \pm 0,03$	$169,55 \pm 0,06$	1,3	2,0
Fall (8)	5,32	$4,25 \pm 0,03$	$169,55 \pm 0,06$	2,1	2,0
Fall (9)	5,39	$4,27 \pm 0,03$	$169,90 \pm 0,06$	2,0	1,9
Fall (10)	5,53	$4,29 \pm 0,03$	$169,63 \pm 0,06$	1,9	2,3
Fall (11)	5,55	$4,28 \pm 0,03$	$169,63 \pm 0,06$	2,0	2,4
Fall (12)	5,17	$4,18 \pm 0,03$	$169,56 \pm 0,06$	1,2	2,0
Fall (13)	5,52	$4,29 \pm 0,03$	$169,64 \pm 0,06$	2,0	2,3
Fall (14)	5,16	$4,17 \pm 0,03$	$169,55 \pm 0,06$	1,3	2,1
Fall (15)	5,16	$4,17 \pm 0,03$	$169,55 \pm 0,06$	1,2	2,1

Tabelle 15: Ergebnisse für 170 GeV Einschußenergie, mit und ohne Benutzung des Streuerrohrkammer Kalorimeters und mit und ohne Fall auf den Energieverlust im inaktiven Material. Verschiedene Korrekturen wurden dabei benutzt (siehe Tabelle 16).

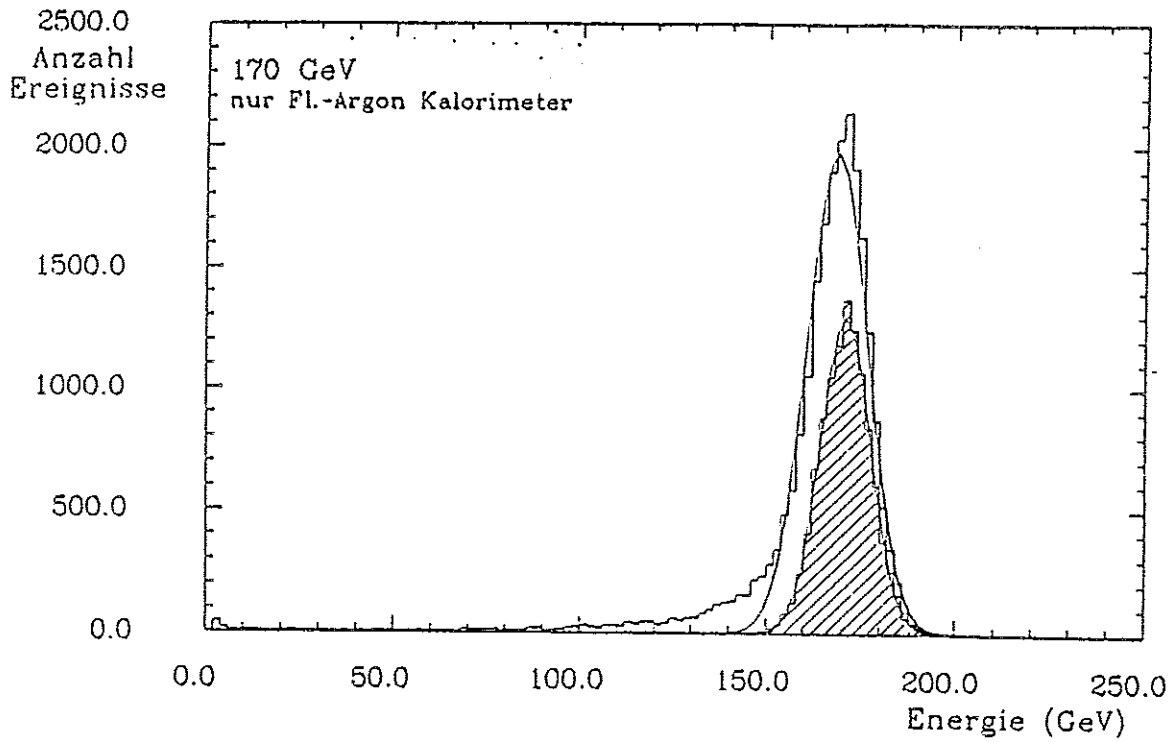


Abbildung 57: Energiespektrum im Flüssig-Argon Kalorimeter für alle Ereignisse, Strahlenergie 170 GeV

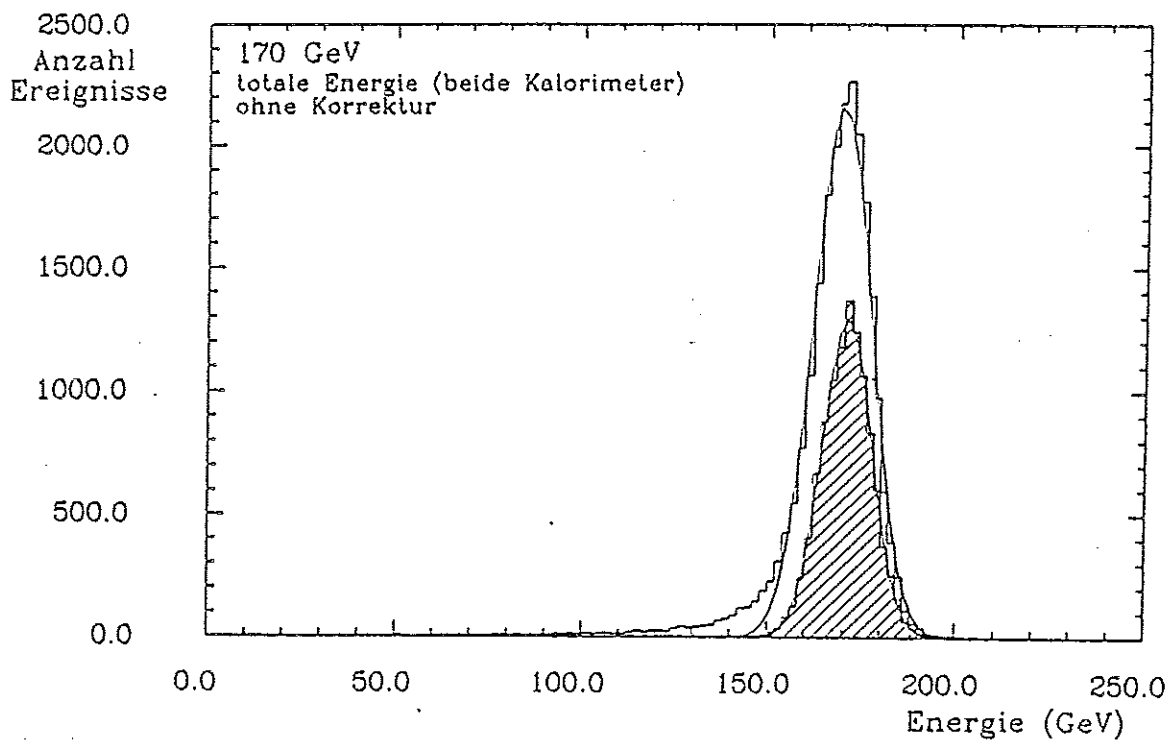


Abbildung 58: Energiespektrum (Summe beider Kalorimeter) für alle Ereignisse, Strahlenergie 170 GeV

Streamerrohrkammer Kalorimeter gemessen wurde, aufgetragen gegen die im Flüssig-Argon Kalorimeter gemessene Energie. Zusätzlich ist eine Linie  $E_{LAR} + E_{TC} = E_{Strahl}$  zum Vergleich eingezeichnet. Insbesondere für große im Streamerrohrkammer Kalorimeter gemessene Energie weicht die totale Energie deutlich nach unten von der Strahlenergie ab.

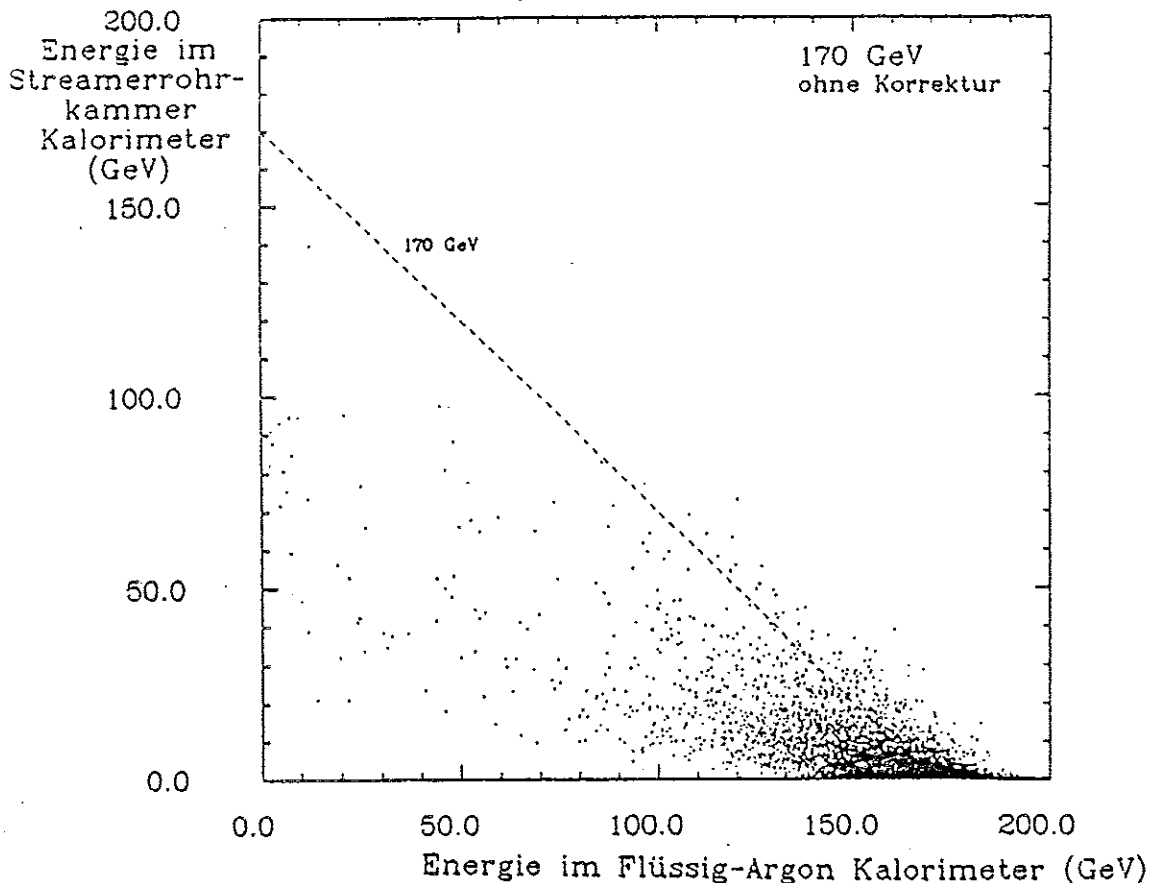


Abbildung 59: Im Streamerrohrkammer Kalorimeter gemessene Energie aufgetragen gegen die im Flüssig-Argon Kalorimeter gemessene Energie für alle Ereignisse, Strahlenergie 170 GeV

i) Korrektur auf den Energieverlust im inaktiven Material zwischen beiden Kalorimetern: Um stärker gaussische Energiespektren zu erreichen, ist eine Korrektur auf den Energieverlust im inaktiven Material zwischen beiden Kalorimetern erforderlich. Als Anzeichen für großen Energieverlust kann dabei eine große gemessene Energie oder Streifenmultiplizität direkt vor bzw. hinter dem inaktiven Bereich angesehen werden. In Abbildung 60 sind die Energie im letzten Turm des Flüssig-Argon Kalorimeters (a), die Anzahl der angesprochenen parallelen Streifen in den ersten beiden (b) sowie in allen Lagen (c) und die Energie im Presampler (d), im Presampler plus erstem Turm (e) sowie im Presampler plus erstem plus zweitem Turm (f) des Streamerrohrkammer Kalorimeters aufgetragen gegen die totale, in beiden Kalorimetern gemessene Energie. In allen Korrelationsverteilungen wurden im Folgenden Ereignisse, in denen in der letzten Streamerrohrkammerlage Streifen angesprochen hatten, nicht berücksichtigt, um den Effekt des Energieverlustes im inaktiven Material

zwischen beiden Kalorimetern nicht mit demjenigen, der durch nach hinten aus dem Gesamtkalorimeter austretende Restenergie hervorgerufen wird, zu vermischen. Das gleiche gilt für Tabelle 15. Es zeigen sich jeweils klare Korrelationen. Je höher die Energie bzw. Streifenmultiplizität in der jeweiligen Sektion, desto kleiner ist die gemessene Energie. Am deutlichsten zeigt sich dies bei der Energie im letzten Turm des Flüssig-Argon Kalorimeters und bei der Streifenmultiplizität in den ersten beiden Streamerrohrkammerlagen.

Zur Korrektur wurde folgendes Verfahren angewendet:

$$E_{korr.} = \alpha \cdot E_0 + \sum_i \beta_i \cdot X_i$$

wobei

- $E_{korr.}$  korrigierte Energie
- $E_0$  unkorrigierte Energie
- $X_i$  Energie/Multiplizität in Sektion i
- $\alpha, \beta_i$  Korrekturparameter

Die  $\alpha, \beta_i$  werden dabei bestimmt durch Minimalisierung von

$$\sum_{j=1}^{N_{\text{Ereign.}}} (E_{\text{Strahl}} - E_{korr.}^j)$$

(Dies minimalisiert die Standardabweichung der korrigierten Energieverteilung unter der Nebenbedingung  $\langle E_{korr.} \rangle = E_{\text{Strahl}}$ . Gleichzeitig entspricht dies der Anpassung einer Geraden nach der Methode der kleinsten Abstandsquadrate an eine bzw. mehrere der o.a. Korrelationsverteilungen.)

Es wurde dabei eine Vielzahl von Korrekturmöglichkeiten durchgeführt, die in Tabelle 16 aufgelistet sind. Die Ergebnisse können wie folgt zusammengefaßt werden:

1. Eine Korrektur auf lediglich eine Kalorimetersektion ist nicht ausreichend. Abbildungen 61 und 62 a und b zeigen die gleichen Korrelationen wie Abbildungen 60 a und b, jedoch bei Korrektur unter Benutzung des letzten Turms des Flüssig-Argon Kalorimeters (Abbildungen 61 a und b) bzw. der Streifenmultiplizität in den ersten beiden Streamerrohrkammerlagen (Abbildungen 62 a und b). Deutlich sichtbar zeigt sich eine Überkorrektur der jeweils benutzten Sektion, während gleichzeitig die jeweils nicht benutzte Sektion nicht vollständig korrigiert wurde. Die Ergebnisse der Anpassung einer Gaußkurve an die Energiespektren sind in Tabelle 15 angegeben.

Für andere Sektionen des Streamerrohrkammer Kalorimeters gelten diese Ergebnisse analog.

2. Bei Benutzung sowohl der letzten Sektion des Flüssig-Argon Kalorimeters als auch einer Sektion des Streamerrohrkammer Kalorimeters wird der Energieverlust weitgehend korrigiert. Abbildungen 63 a und b zeigen die gleichen Korrelationen wie Abbildung 60 a und b, jedoch bei Korrektur unter Benutzung sowohl des letzten Turms des Flüssig-Argon Kalorimeters als auch der Streifenmultiplizität in den ersten beiden Streamerrohrkammerlagen. Beide Korrelationen zeigen sich deutlich reduziert.

Die Wirksamkeit der Korrektur zeigt sich besonders deutlich an Abbildungen 63 c und 64. Abbildung 63 c zeigt dabei die Anzahl aller angesprochenen Streifen im Streamerrohrkammer Kalorimeter gegen die korrigierte Energie aufgetragen. Obwohl die

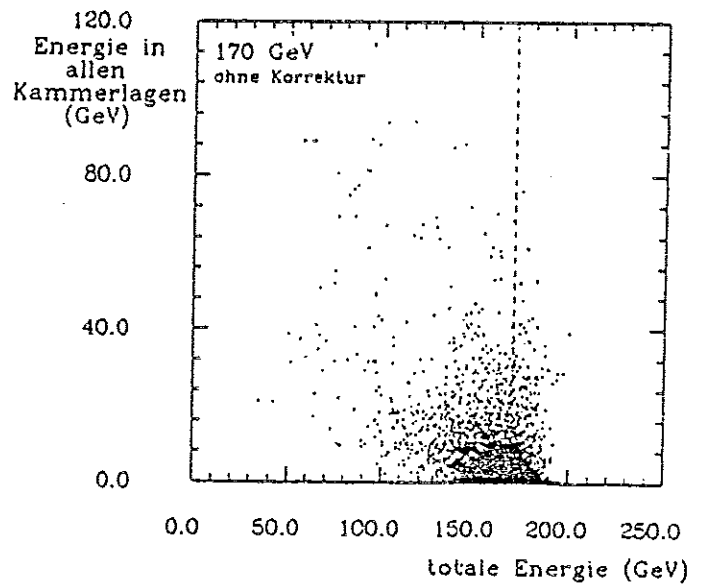
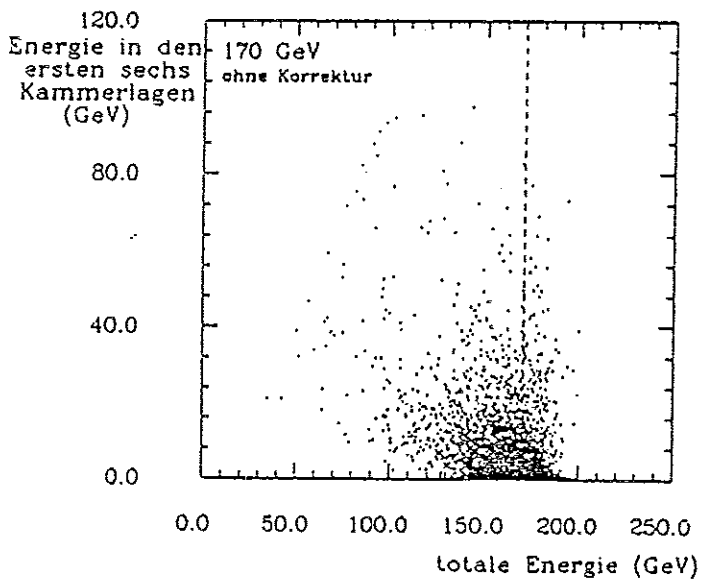
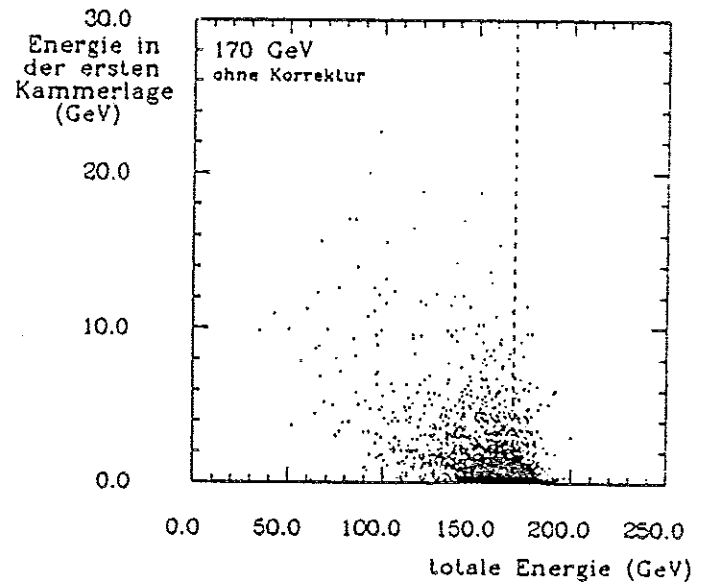
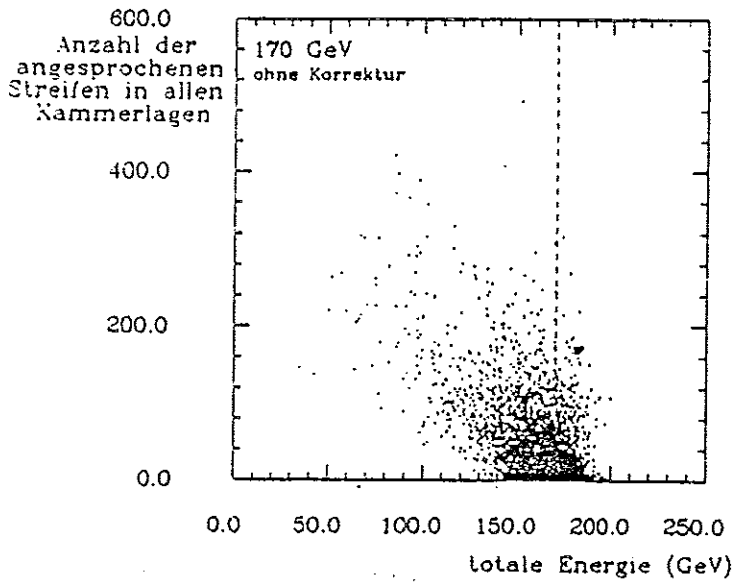
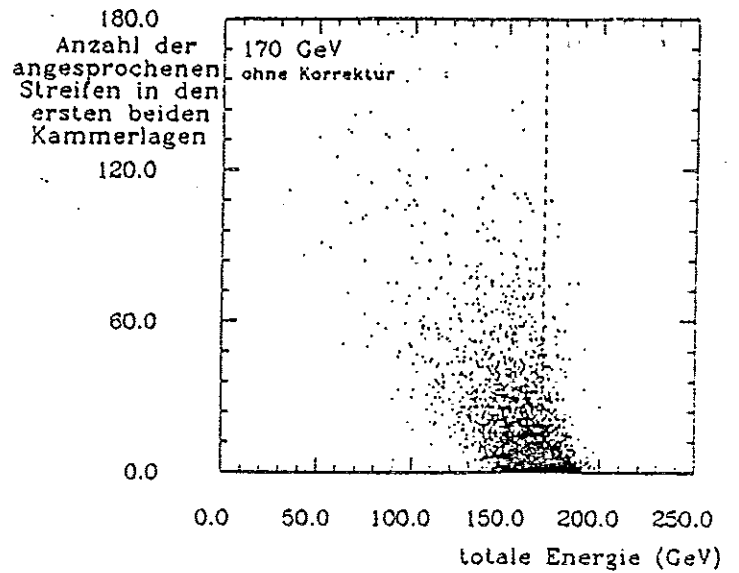
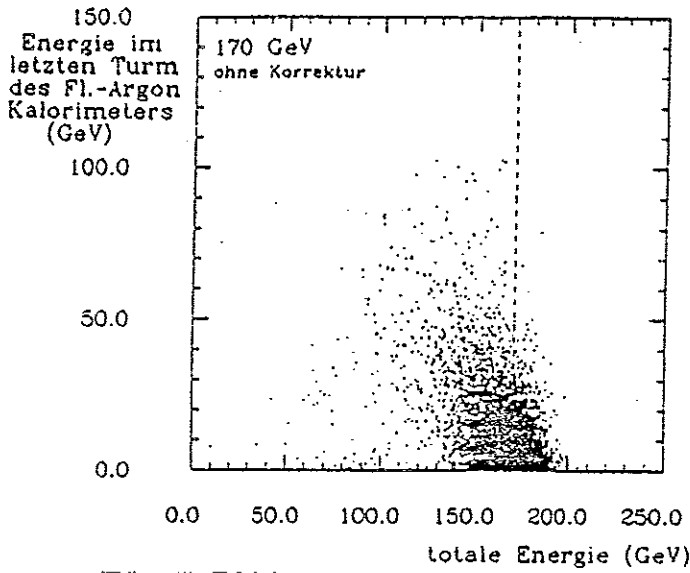


Abbildung 60: Korrelationen zwischen Energie bzw. Multiplizität in verschiedenen Sektionen und Gesamtenergie, ohne Korrektur (siehe Text)

Fall	Anzahl der zur Korrektur benutzten Sektionen	Flüssig Argon Kalorimeter	Streamerrohrkammer Kalorimeter
1	1	letzte Sektion	-
2	1	-	parallele Streifen der ersten beiden Lagen
3	1	-	alle parallelen Streifen
4	1	-	Presampler
5	1	-	Pres. plus erster Turm
6	1	-	Pres. plus alle Türme
7-11	2	letzte Sektion	wie 2-6
12	3	letzte Sektion	parallele Streifen der ersten beiden Lagen und alle Türme
13	3	letzte Sektion	erster und zweiter Turm
14	2	letzte Sektion, in zweiter Ordnung	parallele Streifen der ersten beiden Lagen
15	2	letzte Sektion	parallele Streifen der ersten beiden Lagen, in zweiter Ordnung

Tabelle 16: Auflistung der verschiedenen zur Korrektur des Energieverlustes im inaktiven Material benutzten Kalorimetersektionen

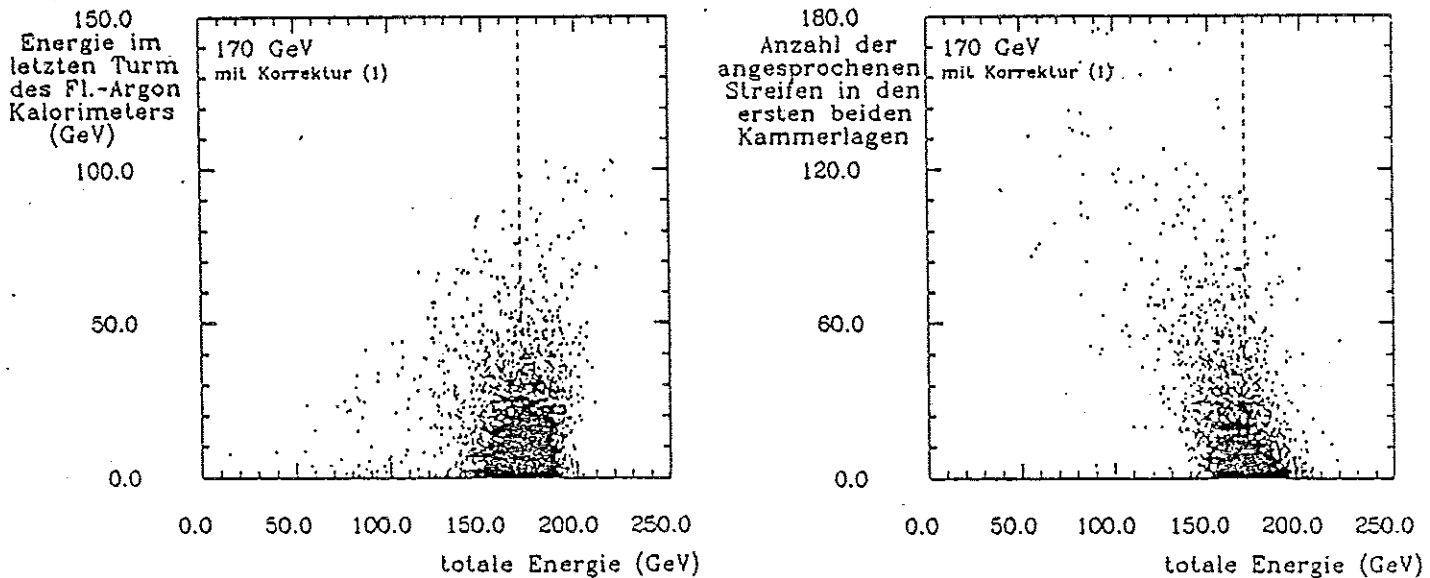


Abbildung 61: Korrelationen zwischen Energie bzw. Multiplizität in verschiedenen Sektionen und Gesamtenergie, mit Korrektur auf die letzte Sektion des Flüssig-Argon Kalorimeters (siehe Text)

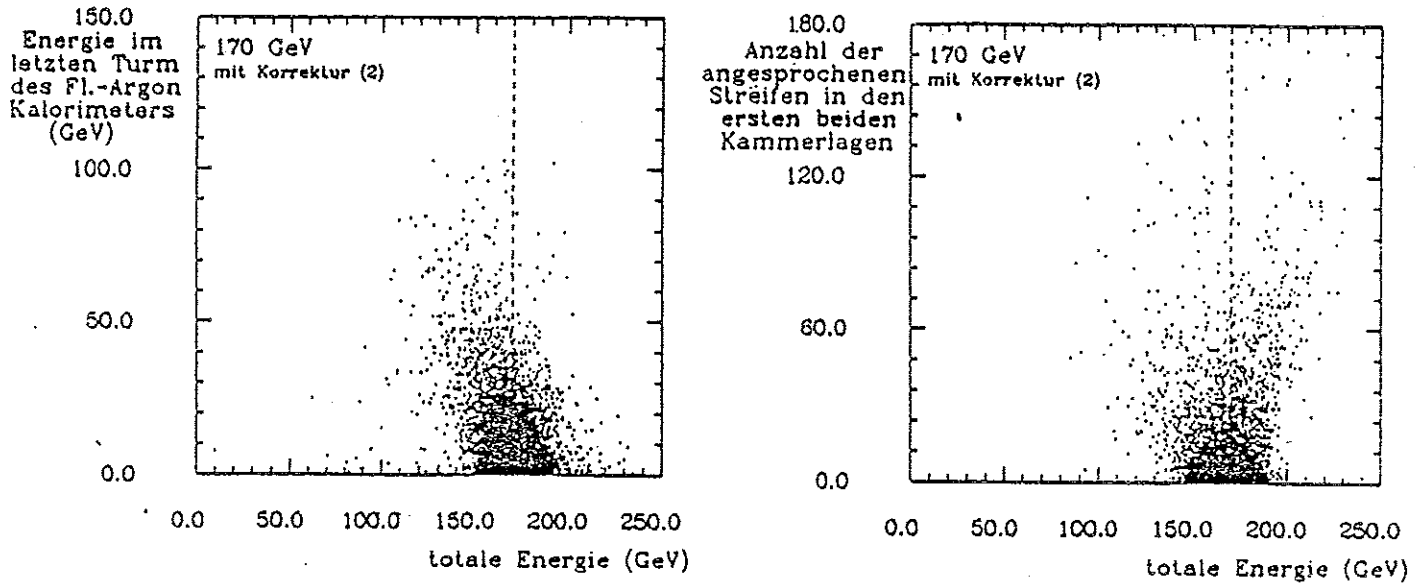


Abbildung 62: Korrelationen zwischen Energie bzw. Multiplizität in verschiedenen Sektionen und Gesamtenergie, mit Korrektur auf die Streifenmultiplizität in den ersten beiden Streamerrohrkammerlagen (siehe Text)

totale Streifenmultiplizität nicht zur Korrektur benutzt wurde, ist die Korrelation zur Gesamtenergie weitgehend aufgehoben (vgl. Abbildung 60 c). Abbildung 64 zeigt die Korrelation zwischen den in beiden Kalorimetern gemessenen Energie nach der Korrektur. Auch hier zeigt sich im Vergleich zu Abbildung 59 eine deutliche Verbesserung.

Das korrigierte Energiespektrum selbst ist in Abbildung 65 gezeigt. Das Spektrum ist jetzt weitgehend symmetrisch und die Ausläufer sind drastisch reduziert.

Dies gilt bei Benutzung anderer Sektionen des Streamerrohrkammer Kalorimeters analog. In Tabelle 15 sind die Ergebnisse aller benutzten zweifachen Korrekturen angegeben. Es zeigt sich, daß die Wahl der benutzten Sektion des Streamerrohrkammer Kalorimeters weitgehend gleichgültig ist. Innerhalb der Fehler ergeben sich gleiche Ergebnisse.

3. Die Benutzung von mehr als einer Sektion des Streamerrohrkammer Kalorimeters verbessert die Ergebnisse nicht weiter (siehe Tabelle 15).
4. Ebenfalls keine Verbesserung ergibt die Benutzung von Polynomen höherer Ordnung in  $X$ . Die Korrektur in zweiter Ordnung ist dabei in jedem Falle klein gegenüber der Korrektur in erster Ordnung.

Die weitere Betrachtung beschränkt sich daher auf eine zweifache Korrektur, wobei jeweils der letzte Turm des Flüssig-Argon Kalorimeters sowie die parallelen Streifen der ersten beiden Streamerrohrkammerlagen zur Korrektur benutzt wurden.

Die für die verschiedenen Strahlenergien bestimmten Parameter  $\alpha$ ,  $\beta_i$  sind in Tabelle 17 zusammengefaßt. Die Parameter brauchen dabei nicht sehr genau bekannt zu sein. Abbildung 66 zeigt die Standardabweichung der korrigierten Energieverteilung bei Variation von

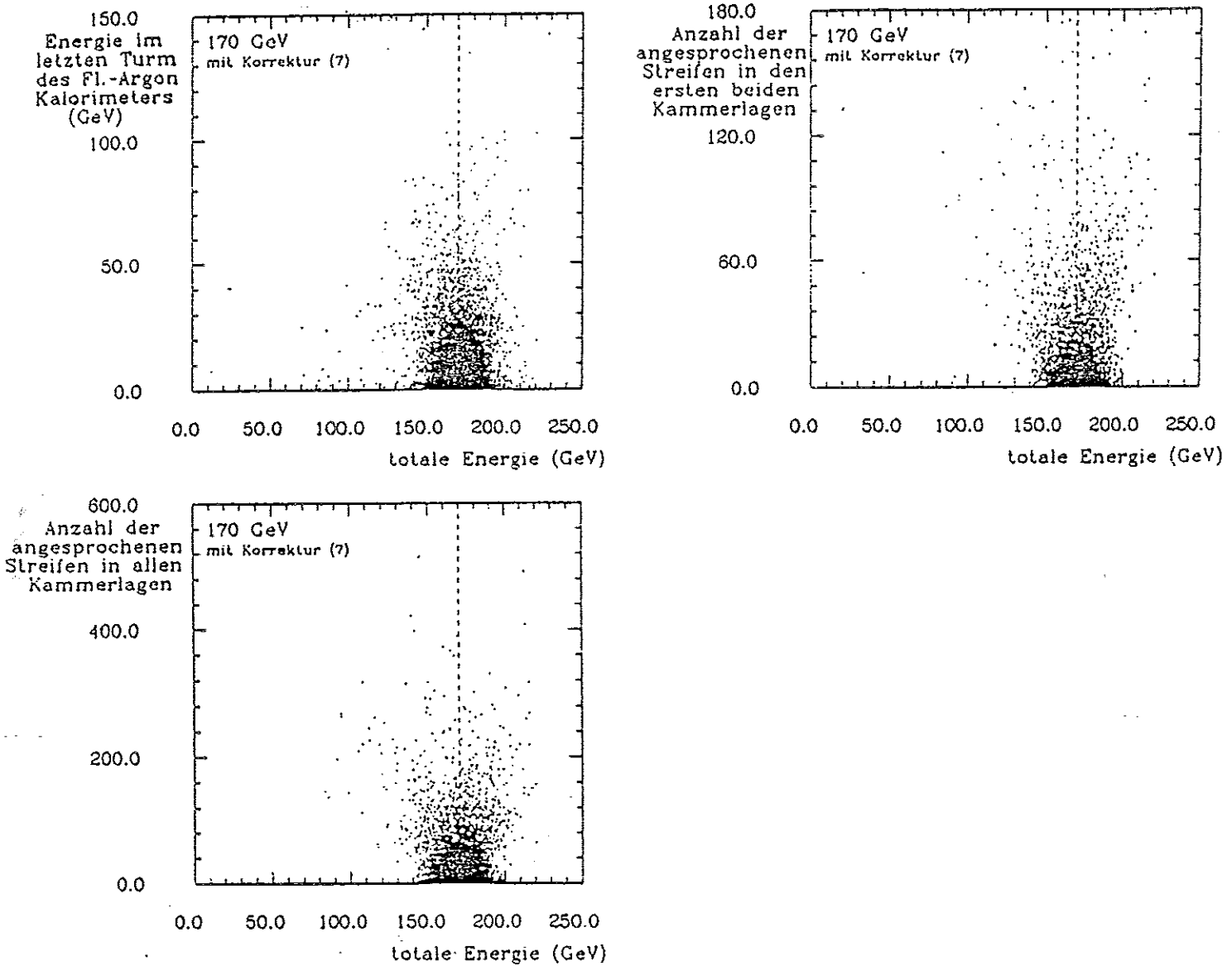


Abbildung 63: Korrelationen zwischen Energie bzw. Multiplizität in verschiedenen Sektionen und Gesamtenergie, mit Korrektur auf die letzte Sektion des Flüssig-Argon Kalorimeters und die Streifenmultiplizität in den ersten beiden Streamerrohrkammerlagen (siehe Text)

$E_{Strahl}$ (GeV)	$\alpha$	$\beta_1$	$\beta_2$ (GeV)
30	0,990	0,333	0,194
50	0,988	0,374	0,203
170	0,986	0,357	0,416
230	0,994	0,332	0,212
benutzte Parameter	1,000	0,350	0,250

Tabelle 17: Korrekturparameter



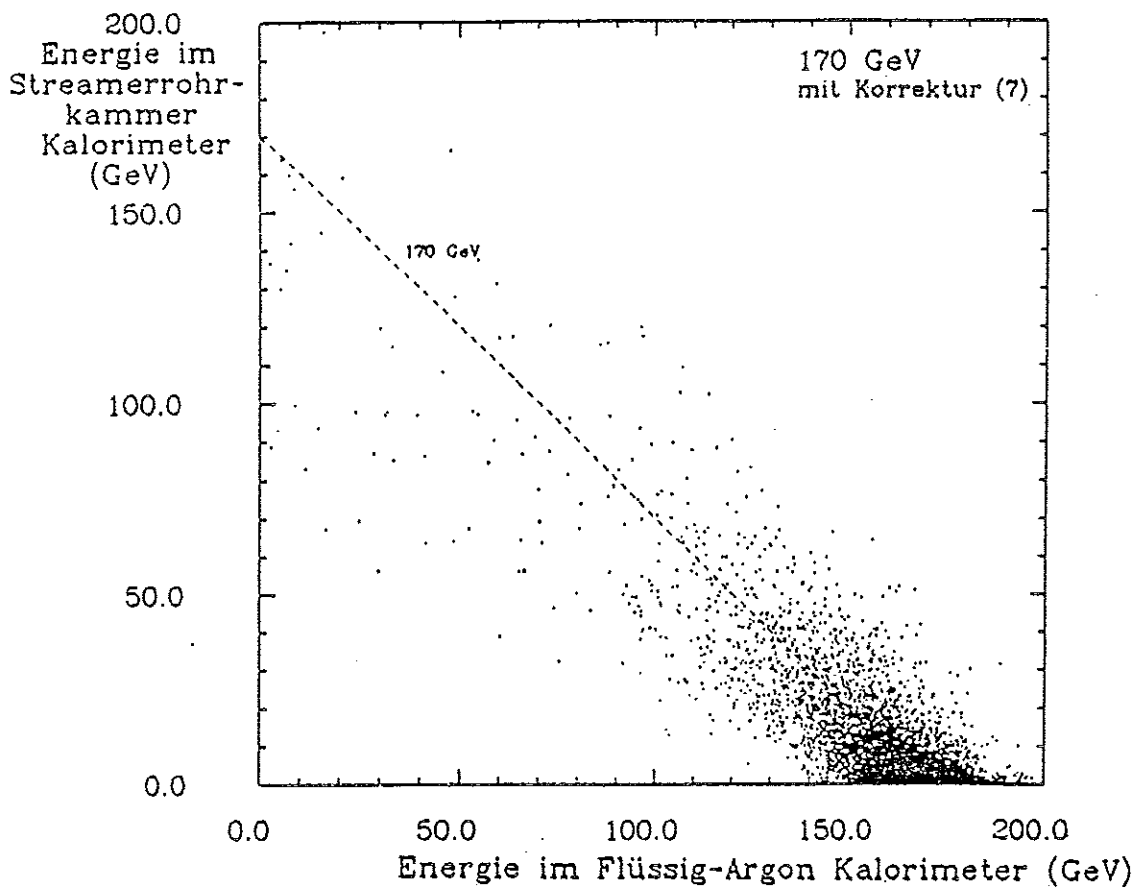


Abbildung 64: Energie im Streamerrohrkammer Kalorimeter aufgetragen gegen die Energie im Flüssig-Argon Kalorimeter, nach zweifacher Korrektur

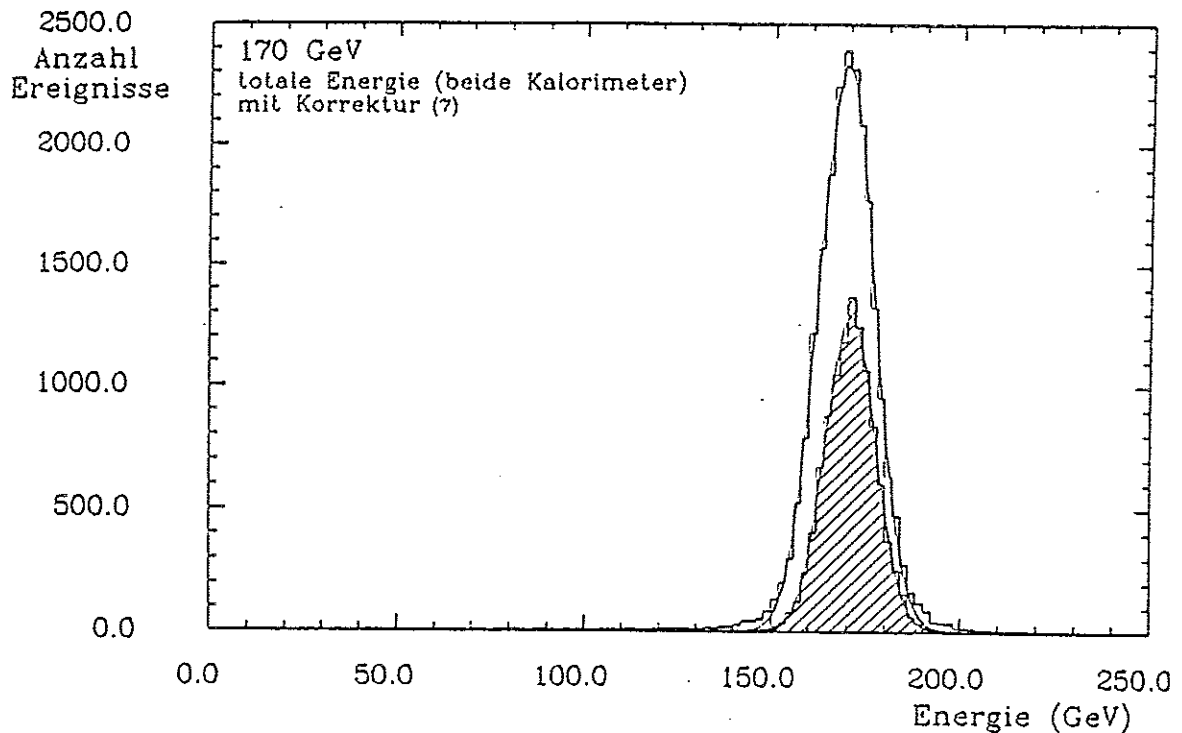


Abbildung 65: Energiespektrum, nach zweifacher Korrektur

$\beta_1$  (a) und  $\beta_2$  (b). (Aus Gründen der Skalierung ist hier  $\frac{\sigma}{E} \sqrt{E}$  aufgetragen.) Es zeigt sich, daß für alle Strahlenergien gleiche Werte von  $\beta_1$  und  $\beta_2$  verwendet werden können, ohne wesentlich an der Energieauflösung zu verlieren. Die endgültig benutzten Korrekturparameter sind ebenfalls in Tabelle 17 angegeben.

Die mit dieser fixierten Korrektur erzielten Ergebnisse sind in Tabelle 18 für alle Strahlenergien angegeben. Hierbei sind alle Ereignisse, auch diejenigen, bei denen in den letzten

Strahlenergie (GeV)	$\frac{\sigma_{\text{r.m.s.}}}{E}$ (%)	$\frac{\sigma}{E}$ (%)	$\langle E \rangle$ (GeV)	$\frac{\chi^2}{d.o.f.}$	außerhalb von $\pm 3\sigma$ (%)
30	10,4	$9,35 \pm 0,16$	$30,00 \pm 0,05$	0,9	1,10
50	8,36	$7,10 \pm 0,11$	$50,29 \pm 0,06$	1,4	1,62
170	5,94	$4,32 \pm 0,03$	$171,49 \pm 0,06$	2,2	2,80
230	5,41	$4,05 \pm 0,03$	$231,12 \pm 0,09$	3,4	3,10

Tabelle 18: Ergebnisse für alle Einschußenergien, mit Benutzung des Streamerrohrkammer Kalorimeters und mit Korrektur auf den Energieverlust im inaktiven Material

beiden Streamerrohrkammerlagen Streifen angesprochen waren, eingeschlossen. Die korrigierten Energien weichen in keinem Meßpunkt um mehr als 0,9 % von der Strahlenergie ab. Die Energieauflösungen sind in Abbildung 67 gezeigt (zum Vergleich sind auch die Werte für vollständig im Flüssig-Argon Kalorimeter enthaltene Ereignisse gezeigt). Eine Parametrisierung gemäß Gleichung 2 ergibt

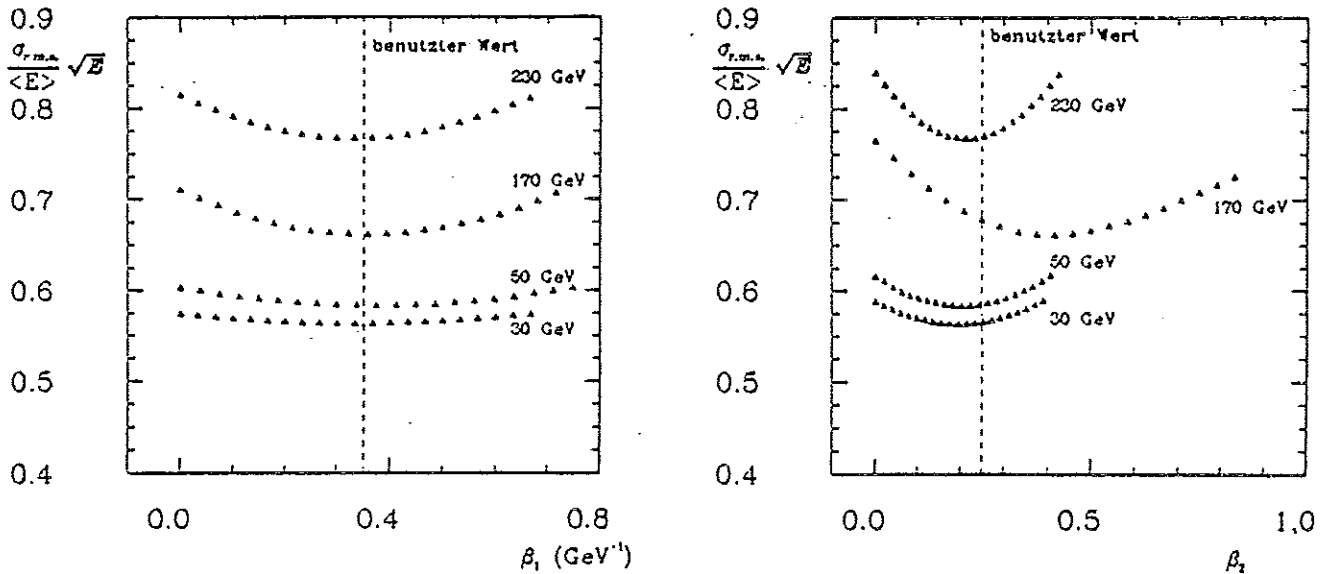


Abbildung 66: Standardabweichung bei Variation der Korrekturparameter für alle Strahlenergien

$$\begin{aligned}
 A &= (0,424 \pm 0,008) \sqrt{\text{GeV}} \\
 C &= 0,029 \pm 0,001 \\
 B &= 1,2 \text{ GeV fest}
 \end{aligned}$$

Im Vergleich zu den vollständig im Flüssig-Argon Kalorimeter enthaltenen Ereignissen erhöht sich der konstante Anteil. Da der Einfluß des Streamerrohrkammer Kalorimeters bei hohen Energien stärker wirksam ist als bei niedrigen Energien, ergeben sich bei hohen Energien generell schlechtere Ergebnisse als bei niedrigen Energien. Der Anteil der Ereignisse mit korrigierten Energien außerhalb von  $\langle E \rangle \pm 3\sigma$  ist bei allen Strahlenergien kleiner als 3,1 % und damit etwa dreimal so groß wie für die enthaltenen Ereignisse.

j) Energiemessung im Streamerrohrkammer Kalorimeter mit Hilfe der Streifen: Wie schon in Abschnitt 4.4 gezeigt wurde, ist bei niedrigen deponierten Energien bzw. bei geringer Schauerdichte im Streamerrohrkammer Kalorimeter eine Energiemessung mittels der Streifenmultiplizität möglich. Allerdings ist die Kalibration nicht linear. Abbildung 68 zeigt, für 170 GeV Strahlenergie, die Streifenmultiplizität (nur parallele Streifen) aufgetragen gegen die in den Türmen gemessene Energie. Die Anpassung einer Funktion

$$E = a \cdot (N_{\text{Streifen}})^b$$

ergibt für die Parameter

$$\begin{aligned}
 a &= 0,0252 \text{ GeV} \\
 b &= 1,40
 \end{aligned}$$

(durchgezogene Linie in Abbildung 68). Ein Vergleich mit der bei direktem Teilcheneinschuß bestimmten Kalibrationsfunktion (gestrichelte Linie in Abbildung 68) zeigt, daß die Ener-

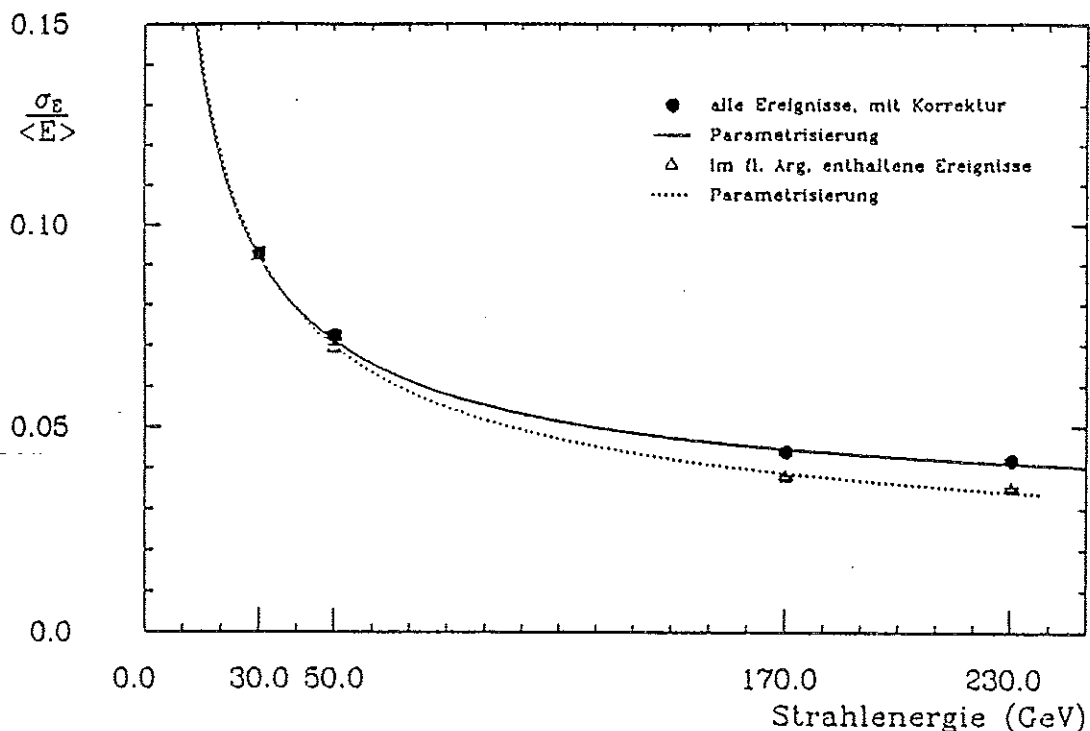


Abbildung 67: Energieauflösung nach Korrektur

giekalibration neben der Nichtlinearität zusätzlich von der Ereignistopologie abhängt. Die bei direktem Teilcheneinschlag gewonnene Kalibration kann für den kombinierten Betrieb zusammen mit dem Flüssig-Argon Kalorimeter nicht übernommen werden. Hingegen ist keine Abhängigkeit von der Einschlagenergie erkennbar. Abbildung 69 a-c zeigen die gleiche Funktion eingetragen in die entsprechenden Verteilungen für 30, 50 und 230 GeV. Für die bei 230 GeV Strahlenergie aufgezeichneten Daten war leider die Anzahl der ausgelesenen Streifen durch das Ausleseprogramm auf maximal 300 Streifen begrenzt, so daß für hohe deponierte Energien die Ergebnisse beeinträchtigt werden.

Das Energiespektrum bei 170 GeV Strahlenergie, wobei die im Streamerrohrkammer Kalorimeter deponierte Energie mittels der Streifenmultiplizität bestimmt wurde, ansonsten aber die Analyse wie oben beschrieben durchgeführt wurde (also einschließlich der Korrektur auf das inaktive Material zwischen den Kalorimetern), zeigt Abbildung 70. Die Ergebnisse für alle Strahlenergien sind in Tabelle 19 zusammengefaßt. Für 30, 50 und 170 GeV Strahlenergie ergeben sich keine Unterschiede im Vergleich zur Messung der Energie mittels der Türme. Für 230 GeV Strahlenergie ist jedoch, bedingt durch die Auslesegrenze von maximal 300 Streifen je Ereignis, der Ausläufer des Energiespektrums zu kleinen Energien hin größer. Eine Beschränkung auf Ereignisse mit weniger als 300 angesprochenen Streifen liefert auch bei 230 GeV Strahlenergie vergleichbare Ergebnisse bei Energiemessung mittels der Türme oder mittels der Streifenmultiplizität.

Damit ist auch bei kombiniertem Betrieb beider Kalorimeter eine Energiemessung im Streamerrohrkammer Kalorimeter mittels der Streifenmultiplizität grundsätzlich möglich.

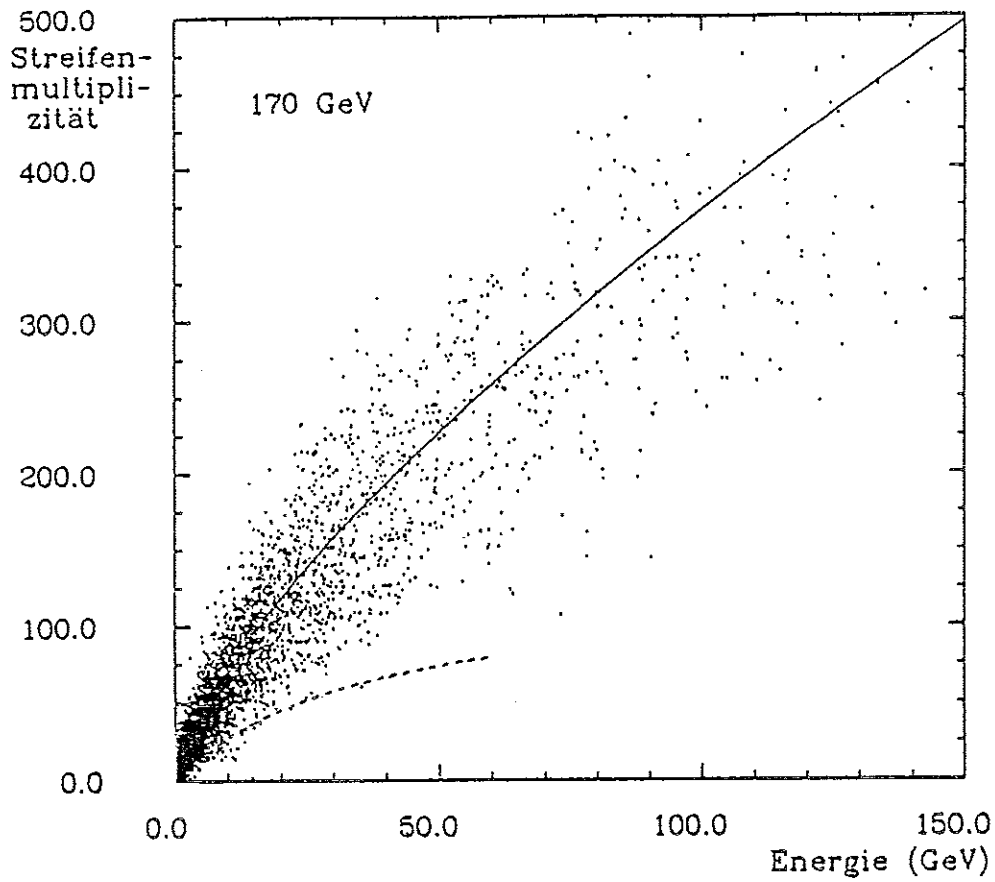


Abbildung 68: Streifenmultiplizität aufgetragen gegen die in den Türmen gemessene Energie, 170 GeV

Strahlenegie (GeV)	$\frac{\sigma_{r.m.s.}}{E}$ (%)	$\frac{\sigma}{E}$ (%)	$\langle E \rangle$ (GeV)	$\frac{\chi^2}{d.o.f.}$	außerhalb von $\pm 3\sigma$ (%)
30	10,6	$9,15 \pm 0,15$	$29,64 \pm 0,05$	1,0	1,52
50	8,68	$7,13 \pm 0,11$	$49,56 \pm 0,06$	1,8	1,87
170	6,14	$4,30 \pm 0,03$	$169,26 \pm 0,06$	0,9	2,75
230	6,26	$4,04 \pm 0,03$	$229,48 \pm 0,09$	3,5	3,47

Tabelle 19: Ergebnisse für alle Einschußenergien, bei Benutzung der Streifenmultiplizität zur Bestimmung der im Streamerohrkammer Kalorimeter deponierten Energie

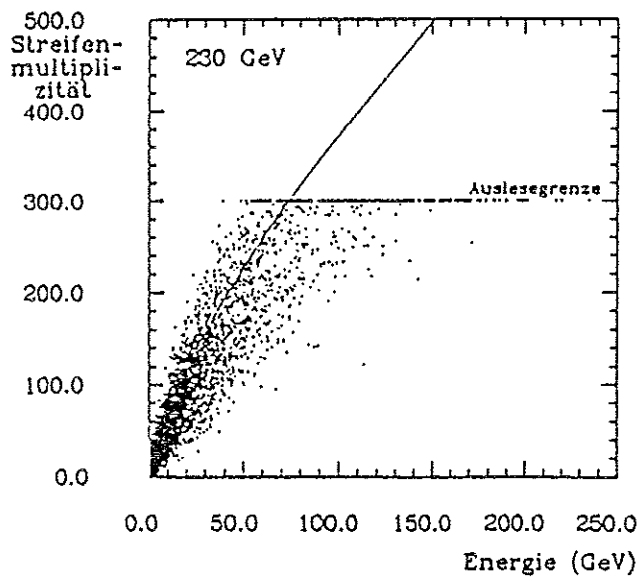
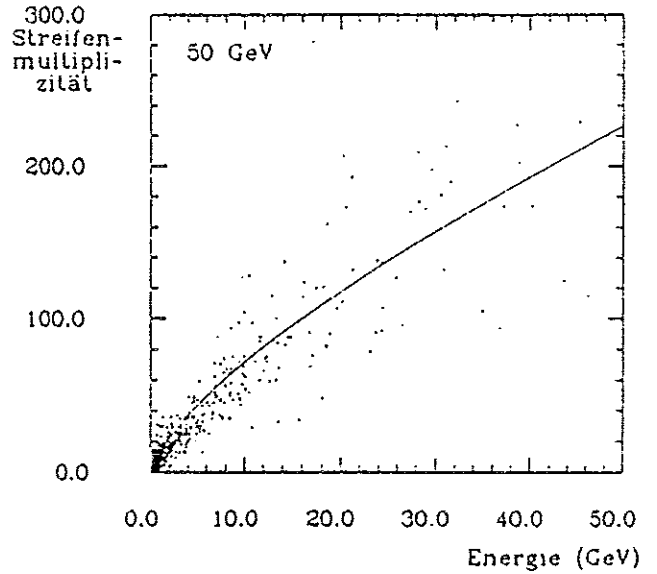
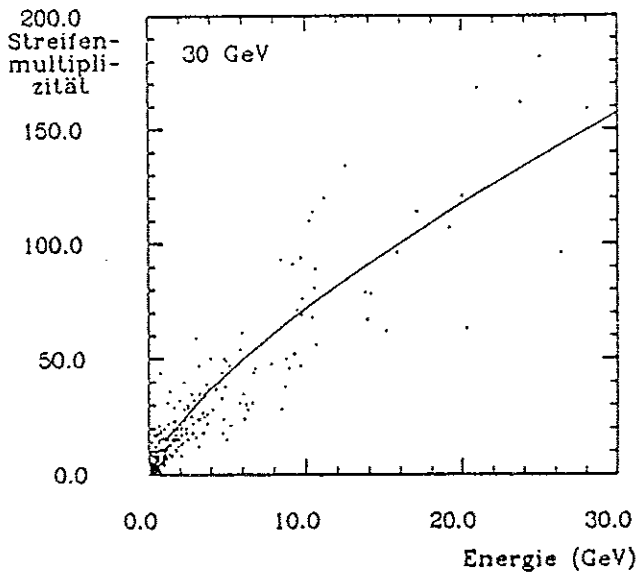


Abbildung 69: Streifenmultiplizität aufgetragen gegen die in den Türmen gemessene Energie, 30 (a), 50 (b) und 230 (c) GeV

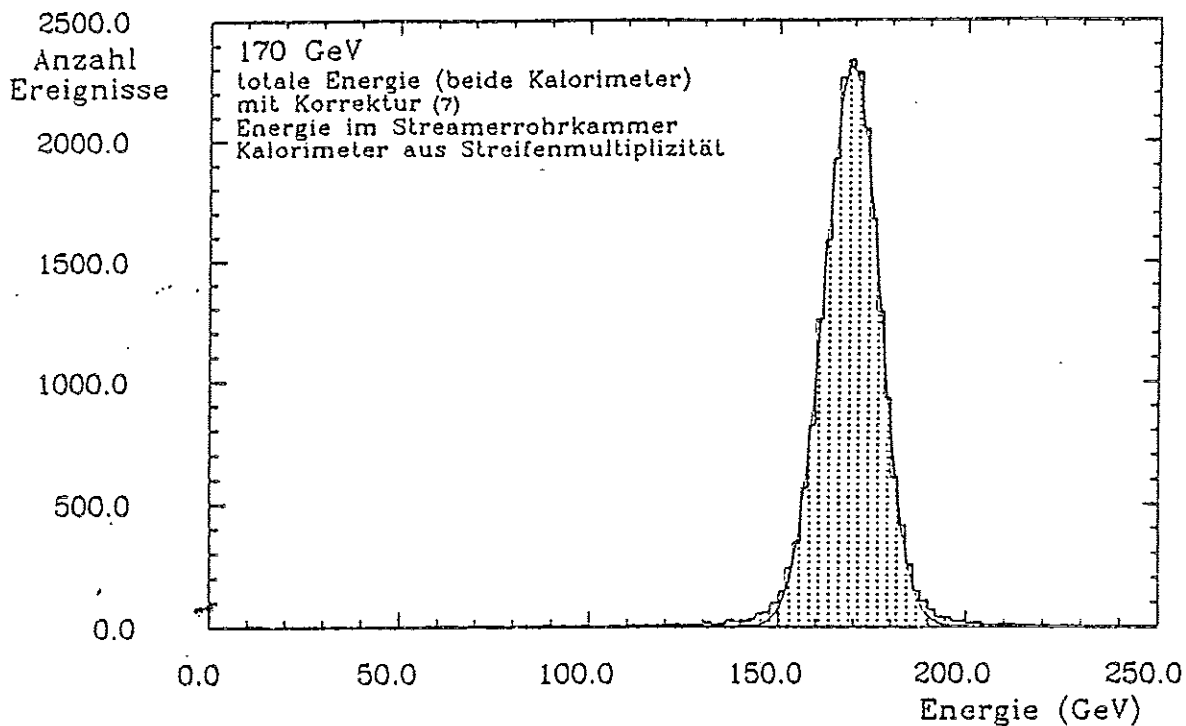


Abbildung 70: Energiespektrum bei Benutzung der Streifenmultiplizität zur Energiebestimmung, 170 GeV

#### 4.5.2 Energiewichtung in nicht-kompensierenden Kalorimetern

Neben dem in Kapitel 4.5.1 beschriebenen Wichtungsverfahren wurde zusätzlich ein weiteres, stärker auf physikalischen Argumenten begründetes Wichtungsverfahren entwickelt und getestet. Dieses Verfahren wurde lediglich auf solche Ereignisse angewendet, bei denen keiner der Streifen des Streamerrohrkammer Kalorimeters angesprochen hatte. Das Verfahren soll im folgenden Abschnitt vorgestellt werden.

Das grundsätzliche Prinzip der Energiewichtung besteht darin, lokale elektromagnetische Schauer innerhalb eines hadronischen Schauers auf Grund von hoher lokaler Energiedeposition zu erkennen und zu korrigieren. Die gewichtete Energie  $E_w$  sollte daher mit der ungewichteten Energie  $E_0$  (mittels der elektromagnetischen Kalibrationskonstanten  $C_{EM}$  aus der gemessenen Signalladung  $Q$  bestimmt gemäß  $E_0 = C_{EM} \cdot Q$ ) wie folgt zusammenhängen:

$$E_w = E_0 \cdot [\alpha_{em} + f_{\frac{e}{\pi}} \alpha_{had}]$$

wobei  $\alpha_{em}$  und  $\alpha_{had}$  der elektromagnetische bzw. der hadronische Anteil des Schauers (mit  $\alpha_{em} + \alpha_{had} = 1$ ) und  $f_{\frac{e}{\pi}}$  das sog. intrinsische  $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis (d.i. das Verhältnis zwischen der Signalladung eines elektromagnetischen Schauers und der eines gedachten hadronischen Schauers ohne elektromagnetische Komponente bei gleicher Schauerenergie) ist. Der hadronische Anteil in einem Schauer kann dabei wie folgt abgeschätzt werden:

Unter der Annahme, daß bei jeder Kernwechselwirkung im Mittel ein fester Anteil  $(1-\epsilon)$  an  $\pi^0$  Mesonen erzeugt wird (diese ergeben die elektromagnetische Komponente des Schauers,

während der übrige Anteil  $\epsilon$  als hadronische Komponente erhalten bleibt), ergibt sich nach  $n$  Wechselwirkungen für  $\alpha_{em}$  und  $\alpha_{had}$ :

$$\begin{aligned}\alpha_{em} &= 1 - \epsilon^n \\ \alpha_{had} &= \epsilon^n\end{aligned}$$

und somit für die gewichtete Energie:

$$\begin{aligned}E_w &= E_0 \cdot [(1 - \epsilon^n) + f_{\frac{z}{x}} \epsilon^n] \\ &= E_0 \cdot [1 + \epsilon^n (f_{\frac{z}{x}} - 1)]\end{aligned}$$

Unter der Annahme, daß die Anzahl der Wechselwirkungen in erster Näherung der Signalladung proportional ist, ergibt sich als Ansatz zur Bestimmung der gewichteten Energie  $E_w^i$  aus der in einem Turm  $i$  gemessenen Signalladung  $Q^i$ :

$$E_w^i = a \cdot Q^i \cdot [1 + b \cdot e^{cQ^i}]$$

mit

$$\begin{aligned}a &= \text{elektromagnetische Kalibrationskonstante} \\ b &= f_{\frac{z}{x}} - 1 \\ c &\text{ aus } \epsilon^n = e^{cQ^i}\end{aligned}$$

Da bei dem hier verwendeten Kalorimeter elektromagnetischer und hadronischer Teil eine unterschiedliche Struktur (Schichtdicken, Materialfolge) aufweisen, ergeben sich insgesamt sechs Parameter  $a_{em}$ ,  $a_{had}$ ,  $b_{em}$ ,  $b_{had}$ ,  $c_{em}$  und  $c_{had}$ . Diese werden wiederum durch Minimalisierung von

$$\sum_{j=1}^{N_{\text{Ereign.}}} (E_w^j - E_{\text{Strahl}})^2$$

bestimmt, wobei

$$\begin{aligned}E_w &= \sum_{e.m.Kal.} a_{em} \cdot Q^i \cdot [1 + b_{em} \cdot e^{c_{em}Q^i}] + \\ &+ \sum_{had.Kal.} a_{had} \cdot Q^i \cdot [1 + b_{had} \cdot e^{c_{had}Q^i}]\end{aligned}$$

Die Anpassung wurde mittels des Programms MINUIT [45] durchgeführt. Da es sich jedoch um ein nicht-lineares Problem handelt, muß für jedes Ereignis die in jedem einzelnen Turm deponierte Ladung abgespeichert werden. Wegen der auf 4 MByte begrenzten Speicherkapazität des Rechners konnten daher nur jeweils 1000 Ereignisse je Strahlenergie zur Minimalisierung benutzt werden. Die sich daraus ergebenden Parameter sowie Energieauflösungen (durch Anpassung einer Gaußfunktion bestimmt) sind in Tabelle 20 zusammengefaßt. Zwar ergeben sich außergewöhnlich gute Energieauflösungen, doch zeigen sich auch verschiedene Schwierigkeiten:



1. Wegen zu geringer Statistik sind die Fehler der Anpassung relativ groß.
2. Die Werte von  $a$  entsprechen für das elektromagnetische Kalorimeter nicht der elektromagnetischen Kalibration von 2,77 GeV/pC. Die Werte von  $b$  sind bei kleinen Strahlenergien physikalisch nicht sinnvoll. Zwischen  $a$  und  $b$  besteht eine starke Korrelation. Bei Anwendung dieser Parameter auf Pion- und Elektron-Daten ergibt sich ein Verhältnis zwischen Elektronen- und Pion-Signal im Bereich zwischen 0,8 und 0,95.

Strahlenergie	30 GeV	50 GeV	170 GeV	230 GeV
$a_{em}$	$2,01 \pm 0,20$	$1,96 \pm 0,13$	$2,25 \pm 0,20$	$2,37 \pm 0,26$
$b_{em}$	$1,29 \pm 0,32$	$1,36 \pm 0,55$	$0,75 \pm 0,38$	$0,65 \pm 0,64$
$c_{em}$	$-5,7 \pm 8,3$	$-3,2 \pm 2,9$	$-0,7 \pm 0,8$	$-0,8 \pm 0,6$
$a_{had}$	$3,07 \pm 0,35$	$3,22 \pm 0,59$	$3,42 \pm 0,38$	$3,38 \pm 0,36$
$b_{had}$	$0,75 \pm 0,34$	$0,61 \pm 0,06$	$0,46 \pm 0,34$	$0,54 \pm 0,09$
$c_{had}$	$-1,8 \pm 2,4$	$-1,2 \pm 1,9$	$-0,4 \pm 0,3$	$-0,4 \pm 0,1$
$\frac{\sigma}{E}$ (%)	8,20	6,29	3,36	3,24

Tabelle 20: Anpassung für exponentiellen Wichtungsansatz, alle Parameter frei

Daher wurden in einem weiteren Schritt folgende Vereinfachungen vorgenommen:

1. Der Wert von  $a_{em}$  wurde fixiert, so daß sich ein  $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis von etwa 1 ergibt ( $a_{em} = 2,60$  GeV/pC).
2. Die übrigen Parameter wurden durch eine Anpassung bei 170 GeV ermittelt.
3. Für Strahlenergien von 30, 50 und 230 GeV wurden  $b_{em}$ ,  $a_{had}$  und  $b_{had}$  auf die für 170 GeV bestimmten Werte festgelegt und lediglich  $c_{em}$  und  $c_{had}$  angepaßt.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 21 zusammengefaßt.

Strahlenergie	30 GeV	50 GeV	170 GeV	230 GeV
$a_{em}$	2,60 fest	2,60 fest	2,60 fest	2,60 fest
$b_{em}$	0,53 fest	0,53 fest	$0,53 \pm 0,43$	0,53 fest
$c_{em}$	$-6,8 \pm 4,5$	$-4,4 \pm 5,4$	$-2,3 \pm 2,2$	$-1,9 \pm 2,9$
$a_{had}$	3,40 fest	3,40 fest	$3,40 \pm 0,19$	3,40 fest
$b_{had}$	0,47 fest	0,47 fest	$0,47 \pm 0,15$	0,47 fest
$c_{had}$	$-1,50 \pm 1,07$	$-1,05 \pm 0,62$	$-0,43 \pm 0,10$	$-0,27 \pm 0,22$
$\frac{\sigma}{E}$ (%)	8,11	6,87	3,61	3,34

Tabelle 21: Anpassung für exponentiellen Wichtungsansatz, zwei Parameter frei

Im Anschluß daran wurde eine Energierekonstruktion, wie in Abschnitt 4.5.1 beschrieben, durchgeführt. Dabei wurde für  $c_{em}$  und  $c_{had}$  folgende Parametrisierung benutzt:

$$c_{em} = \frac{-54,2}{E^{0,813}}$$

$$c_{had} = \frac{-19,7}{E^{0,748}}$$

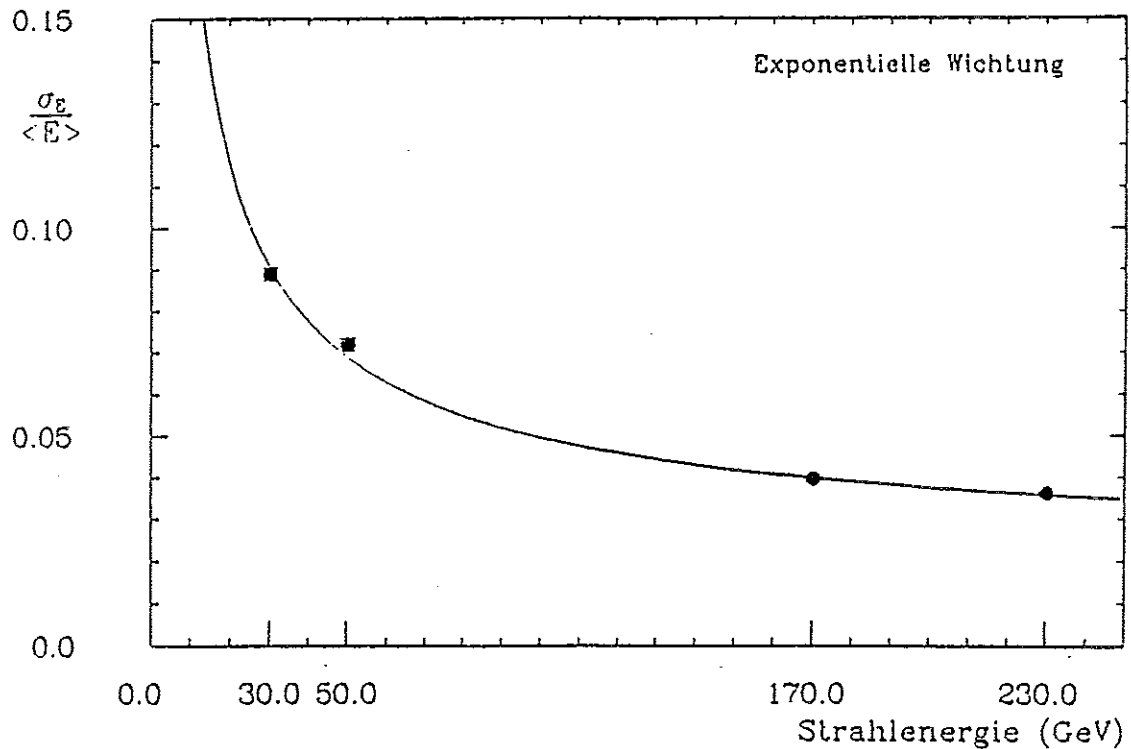


Abbildung 71: Energieauflösungen für vollständig im Flüssig-Argon Kalorimeter enthaltene Ereignisse, exponentielle Wichtung

Für  $E$  wurde bei jedem Iterationsschritt die im jeweils vorhergehenden Schritt bestimmte Energie eingesetzt. Unter Ausnutzung der vollen zur Verfügung stehenden Statistik ergeben sich die in Abbildung 71 gezeigten Energieauflösungen. Eine Anpassung nach Gleichung 2 ergibt für die Parameter:

$$A = (0,431 \pm 0,001)\sqrt{GeV}$$

$$C = 0,021 \pm 0,001$$

(mit  $B = 1,2$  GeV fest, durchgezogene Linie in Abbildung 71). Diese Werte sind vergleichbar zu den von [42] erzielten Werten. Auch bezüglich der übrigen Kriterien (wie z.B. Anteil der Ereignisse mit  $E$  außerhalb von  $\langle E \rangle \pm 3\sigma$ ,  $\chi^2$  je Freiheitsgrad usw.) ergeben sich ähnliche Resultate.

Damit ist die grundsätzliche Eignung des hier vorgestellten Wichtungsverfahrens gezeigt. Im Vergleich zu dem von [42] verwendeten Verfahren ergeben sich folgende Vorteile:

1. lediglich zwei der Parameter hängen von der Einschussenergie ab. Für die übrigen vier Parameter können für alle Energien gleiche Werte benutzt werden. Die energieabhängigen Parameter  $c_{em}$  und  $c_{had}$  beeinflussen den Mittelwert der Energie wie folgt: Benutzt man statt der o.a. Parametrisierung für  $c$  für alle Strahlenergien den für 170 GeV optimalen Wert, so ergeben sich Abweichungen von der Strahlenergie von +5,7 % (30 GeV), +4,4 % (50 GeV) und -2,3 % (230 GeV).

2. Aufgrund des Ansatzes haben die Parameter eine klare physikalische Bedeutung. Dies ist insbesondere für die Anpassung von Monte Carlo Simulationen ein entscheidender Vorteil.

Dem steht als Nachteil die Notwendigkeit der Lösung eines überbestimmten, nicht-linearen Gleichungssystems gegenüber. Aufgrund der begrenzten Rechnerkapazität kann eine Anpassung daher nur für eine (im Prinzip zu) geringe Anzahl von Ereignissen durchgeführt werden. Eine Möglichkeit, dies zu umgehen, wird in [46] vorgestellt.

## 5 Übertragung der Testergebnisse auf den H1 Detektor

**Extrapolation auf Jets am H1 Detektor:** Wie bereits erwähnt, ähnelt der für den in dieser Arbeit beschriebenen Test benutzte Aufbau dem H1 Detektor unter einem Polarwinkel von  $\theta = 45^\circ$ . In diesem Winkelbereich treten Jets mit Energien bis zu etwa 170 GeV (vgl. Abbildung 3) auf. Am Teilchenstrahl stehen jedoch nur einzelne Pionen zur Verfügung. Zur Extrapolation auf die für Jets zu erwartende Energieauflösung wurden daher Ereignisse selektiert, die im elektromagnetischen Kalorimeter mehr als 1 GeV Energie deponiert haben. Dieser Schnitt impliziert eine Wechselwirkung des Strahlteilchens im elektromagnetischen Kalorimeter und kann somit als Annäherung an Jets betrachtet werden.

Auf ähnliche Weise kann das erwartete Verhalten des H1 Kalorimeters bei einem Polarwinkel von  $\theta = 90^\circ$  abgeschätzt werden. Unter  $\theta = 90^\circ$  beträgt die Tiefe des H1 Kalorimeters etwa  $4,8 \lambda$ . Die maximal auftretende Jetenergie ist 50 GeV. Verlangt man nun für Strahlenergien von 50 GeV, daß die Energie im elektromagnetischen Kalorimeter kleiner ist als 1 GeV und die Energie im ersten Turm des hadronischen Kalorimeters größer ist als 1 GeV (dies impliziert daß die erste Wechselwirkung im ersten Turm des hadronischen Kalorimeters stattgefunden hat), so kann dies durchaus als Modell eines Jets in einem Kalorimeter von etwa  $5 \lambda$  Tiefe akzeptiert werden.

Die Ergebnisse beider Studien sind in Tabelle 22 zusammengefaßt. Es ergeben sich Energieauflösungen von typisch  $\frac{\sigma_E}{E} \sqrt{E} = 0,50\% \cdot \sqrt{GeV}$ .

Im Anschluß werden noch einige spezielle Fragen bzgl. des Streamerrohrkammer Kalorimeters diskutiert.

**Parameter des Streamerrohrkammer Kalorimeters:** Somit konnte gezeigt werden, daß das grundsätzliche Konzept des H1 Kalorimeters wie erwartet arbeitet. Dies gilt insbesondere auch für das Streamerrohrkammer Kalorimeter. Zusätzlich konnten einige Fragen bezüglich des endgültigen Aufbaus des Streamerrohrkammer Kalorimeters geklärt werden:

1. Es hat sich gezeigt, daß eine longitudinale Segmentierung des Streamerrohrkammer Kalorimeters, insbesondere eine separate Auslese der ersten Kammerlage ('Presampler') aus kalorimetrischen Gründen nicht erforderlich ist. Die H1 Kollaboration hat sich daher entschieden, lediglich eine zweifache statt der noch in [17] vorgeschlagenen dreifachen Segmentierung vorzusehen. Der Grund für die zweifache Segmentierung ist dabei, daß die Türme zum Aufbau eines Myontriggers benutzt werden sollen.
2. Aus Kostengründen ist z.Z. vorgesehen, das Streamerrohrkammer Kalorimeter in der ersten Aufbauphase des Experiments nur digital auszulesen. Der Einbau großer Teile

Bemerkungen	$\frac{z_{\text{max}}}{E}$ (%)	$\frac{z}{E}$ (%)	außerhalb $\pm 3\sigma$
170 GeV 'Jets', $\theta = 45^\circ$			
im fl. Ar. vollst. enthaltene Ereign.	4,00 %	$(3,70 \pm 0,05)$ %	0,6 %
alle Ereignisse, nur fl. Ar. Energie	7,73 %	$(4,20 \pm 0,03)$ %	4,5 %
alle Ereignisse, totale Energie, ohne Korrektur	5,38 %	$(4,07 \pm 0,04)$ %	2,6 %
alle Ereignisse, totale Energie, mit Korrektur	4,69 %	$(4,04 \pm 0,04)$ %	1,4 %
50 GeV 'Jets', $\theta = 90^\circ$			
im fl. Ar. vollst. enthaltene Ereign.	6,87 %	$(6,76 \pm 0,25)$ %	0,5 %
alle Ereignisse, nur fl. Ar. Energie	10,2 %	$(6,90 \pm 0,2)$ %	3,2 %
alle Ereignisse, totale Energie, ohne Korrektur	8,20 %	$(6,99 \pm 0,27)$ %	1,8 %
alle Ereignisse, totale Energie, mit Korrektur	7,93 %	$(6,83 \pm 0,24)$ %	1,6 %

Tabelle 22: Erwartete Resultate für Jets von 170 GeV ( $\theta = 45^\circ$ ) und 50 GeV ( $\theta = 90^\circ$ ) im H1 Kalorimeter

der analogen Elektronik ist erst für einen späteren Zeitpunkt vorgesehen. In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß eine Energiemessung mittels der digitalen Auslese für kleine Energien bis etwa 20 GeV möglich ist.

Der Einsatz des Streamerrohrkammer Kalorimeters vergrößert dabei die Rate der nutzbaren Ereignisse wesentlich. Im Vergleich zu einem z.B. nur mit Myonkammern ausgerüsteten Detektor (die dann lediglich als Vetoähler dienen könnten) ergibt sich z.B. für 170 GeV Einschußenergie unter  $\theta = 45^\circ$  (entsprechend etwa  $Q^2 \sim 2 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$  und  $x \geq 0,5$ ) eine Verdoppelung der nutzbaren Ereignisrate. Insbesondere in diesem Bereich ist die Messung der Strukturfunktionen durch die Statistik limitiert, so daß der Einsatz des Streamerrohrkammer Kalorimeters wesentlich ist.

**Einfluß der nicht instrumentierten Bereiche des Streamerrohrkammer Kalorimeters:** Der Einfluß der nicht instrumentierten Bereiche des Streamerrohrkammer Kalorimeters auf das Verhalten des Gesamtkalorimeters wird im Folgenden diskutiert.

Benutzt man zur Energiemessung im Streamerrohrkammer Kalorimeter die digital ausgelesenen Streifen, so kann man nachträglich einzelne Streifen von der Analyse ausschließen und so inaktive Bereiche im Detektor simulieren. Dies wurde für den Zentralbereich unter Benutzung der in [47] festgelegten Kammerverteilung für verschiedene Einschußwinkel innerhalb eines Oktanten durchgeführt. Dabei wurde die Position der inaktiven Bereiche für jede Einschußposition entsprechend den tatsächlichen Gegebenheiten im H1 Detektor gewählt. Abbildung 72 zeigt z.B. die Verteilung der inaktiven Bereiche bei Einschuß direkt auf die Grenze zwischen zwei Halboktanten (entsprechend  $\phi = 0^\circ$ ). Bei anderen Einschußpositionen sind die inaktiven Bereiche entsprechend verschoben. Die Kalibration der Streifen wurde aus Abschnitt 4.5.1 übernommen, d.h. eine Korrektur auf die inaktiven Bereiche wurde nicht vorgenommen. Als Einschußenergie wurde 170 GeV gewählt.

Die sich so ergebenden Auflösungen (Standardabweichung  $\sigma_{r.m.s.}$  und Breite einer angepassten Gaußverteilung  $\sigma$ ) und der Anteil an Ereignissen mit  $E$  außerhalb eines Intervalls  $\langle E \rangle \pm 3\sigma$  sind in Abbildung 73 gegen den Einschußwinkel  $\phi$  aufgetragen, die Energiespektren für  $\phi = 0^\circ$  (dies entspricht der Grenze zweier Halboktanten) und  $\phi = -10^\circ$  (in der Mitte eines Halboktanten) sind in den Abbildungen 74 gezeigt. Die Ergebnisse können wie folgt zusammengefaßt werden:

1. Außerhalb der Grenzen zwischen benachbarten Halboktanten zeigt sich keine Verschlechterung der Resultate im Vergleich zum vollständig instrumentierten Detektor. Dies zeigt, daß die wegen der festen Modularität (16-fach Profile) bei variabler Schlitzbreite notwendigen Lücken in der Instrumentierung für kalorimetrische Messungen nicht von Belang sind.
2. An den Grenzen zwischen zwei Halboktanten zeigt sich jedoch in einem Bereich von etwa  $\pm 2,5^\circ$  um die Grenze (dies entspricht etwa einem Anteil von 11 % des Azimuths) ein größerer Ausläufer der Energieverteilung zu kleinen Energien hin.

Der Einfluß der nicht instrumentierten Bereiche des Streamerrohrkammer Kalorimeters auf die Messung der Proton-Strukturfunktionen ist somit unbedeutend. Für die Messung von fehlendem Transversalimpuls, wie er für einige der in Abschnitt 2.2 aufgelisteten Ereignisse typisch ist, ist durch die durchgehenden inaktiven Zonen im Bereich der Modulgrenzen eine

Verschlechterung zu erwarten. Genaue Rechnungen hierzu können jedoch erst nach Festlegung der Kammergeometrie in den Endkappen durchgeführt werden.

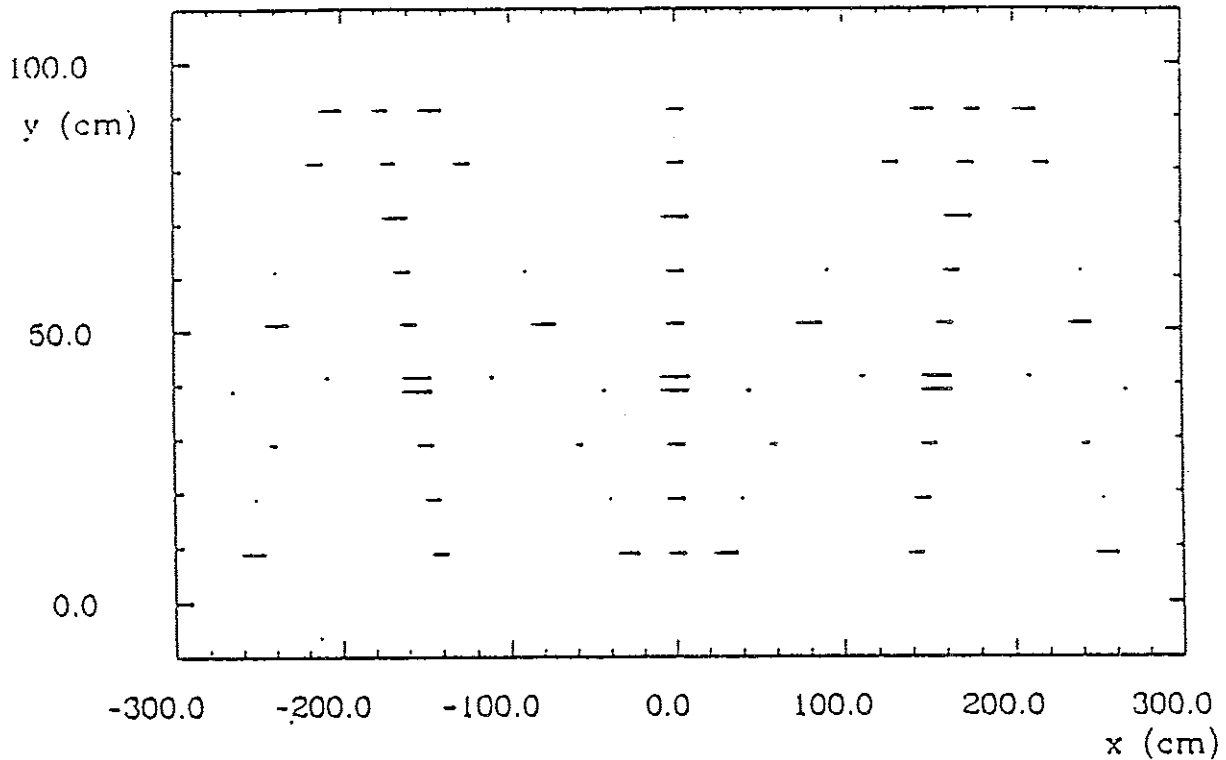


Abbildung 72: Position der inaktiven Bereiche (Striche) des Streamerrohrkammer Kalorimeters wie in diesen Rechnungen benutzt

**Absolute Kalibration des Streamerrohrkammer Kalorimeters:** In diesem Test hat sich die absolute Kalibration des Streamerrohrkammer Kalorimeters wegen der mangelhaften Stabilität des Gassystems als schwierig herausgestellt (vgl. Abschnitt 4.3). In diesem Zusammenhang wurde die Frage untersucht, wie genau die absolute Kalibration des Streamerrohrkammer Kalorimeters bekannt sein muß. Dazu wurde die absolute Kalibration des Streamerrohrkammer Kalorimeters gezielt variiert. Abbildung 75 zeigt, für 170 GeV Einschussenergie, die Auflösungen (Standardabweichung  $\sigma_{r.m.s.}$  und Breite einer angepassten Gaußverteilung  $\sigma$ ) und den Anteil an Ereignissen mit  $E$  außerhalb eines Intervalls  $\langle E \rangle \pm 3\sigma$  aufgetragen gegen die Variation der Energieeichung. Um das Ergebnis nicht zu verfälschen, sind hierbei nur die vollständig im Gesamtkalorimeter enthaltenen Ereignisse berücksichtigt. Zur Korrektur wurden die für die Strahlenergie idealen Parameter benutzt. In einem Fenster von ca. 15 % Breite um den idealen Eichfaktor ergibt sich praktisch keine Verschlechterung. Der Mittelwert der Gesamtenergie wird durch die absolute Kalibration des Streamerrohrkammer Kalorimeters praktisch nicht beeinflusst. (Wie aus Tabelle 15 ersichtlich ist, der Energiemittelwert selbst ohne Berücksichtigung des Streamerrohrkammer Kalorimeters nur um etwa 1 % verschoben.)

Somit ist die absolute Kalibration des Streamerrohrkammer Kalorimeters im H1 Detektor für die Messung der Proton-Strukturfunktionen nicht sehr kritisch. Eine Genauigkeit von etwa  $\pm 5\%$  ist vollkommen ausreichend. Betrachtet man jedoch spezielle Klassen von

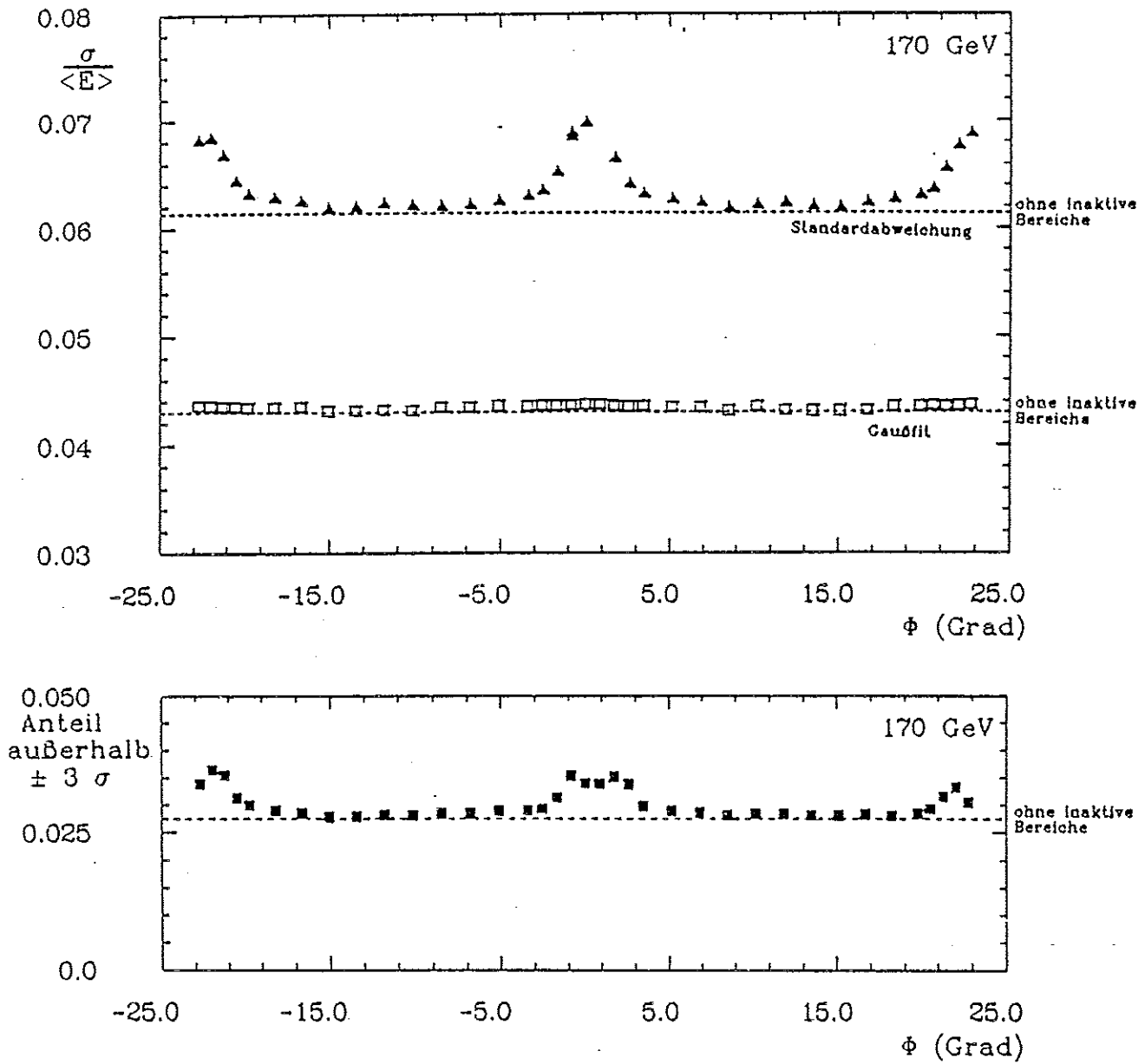


Abbildung 73: Auflösungen und Anteil an Ereignissen außerhalb von  $\pm 3\sigma$  aufgetragen gegen den Einschußwinkel

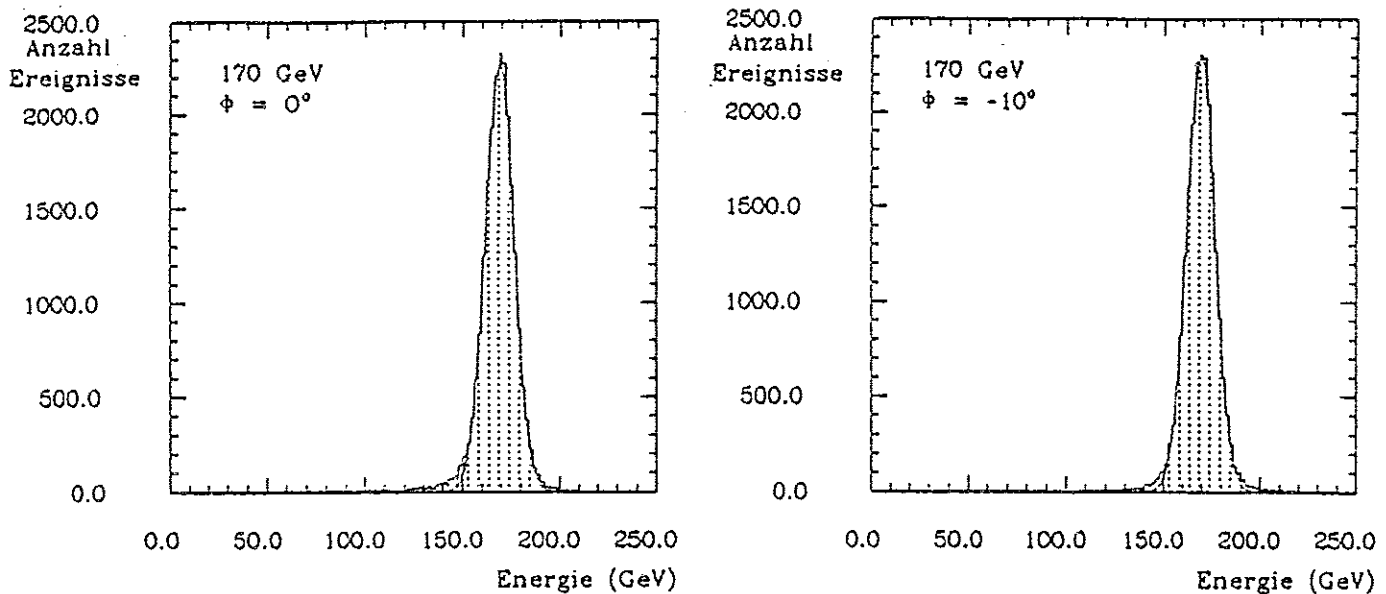


Abbildung 74: Energiespektren für  $\phi = 0^\circ$  (a) und  $\phi = -10^\circ$  (b)

Ereignissen, z.B. solche, die einen signifikanten Anteil ihrer Energie im Streamerrohrkammer Kalorimeter deponiert haben, so ergibt sich ein anderes Bild. In Tabelle 23 ist der Energiemittelwert bei Variation der Kalibration des Streamerrohrkammer Kalorimeters aufgetragen für verschiedene Energieschwellen im Streamerrohrkammer Kalorimeter. Während, wie oben erwähnt, der der Energiemittelwert für alle Ereignisse von der Variation der Kalibration unbeeinflusst bleibt, ergibt sich für Ereignisse mit bedeutender Energiedeposition im Streamerrohrkammer Kalorimeter wie erwartet ein deutlich stärkerer Einfluß der Kalibration. In Abbildung 76 ist, ebenfalls für verschiedene Energieschwellen, die relative Änderung der mittleren gemessenen Energie aufgetragen gegen die relative Änderung des Eichfaktors. Es ergeben sich für Ereignisse mit hohem Energieanteil im Streamerrohrkammer Kalorimeter z.T. bedeutende Verschiebungen des Energiemittelwertes.

Derartige Verschiebungen können fehlenden Transversalimpuls vortäuschen. Anhand von Abbildung 76 kann, bei Vorgabe einer Grenze für die relative Energieverschiebung, die erforderliche Genauigkeit der Kalibration abgelesen werden (bzw. bei bekannter Genauigkeit der Kalibration die erforderliche Energieschwelle im Streamerrohrkammer Kalorimeter). Dies sei an einem Beispiel erläutert: Bei 170 GeV Strahlenergie beträgt die Energieauflösung des Gesamtkalorimeters etwa 3,8 %. Verlangt man, daß der Fehler der Energiemessung eines einzelnen Ereignisses infolge der ungenauen Kalibration des Streamerrohrkammer Kalorimeters klein sein soll gegen den Fehler bedingt durch die Energieauflösung (d.h.  $\frac{\Delta E}{E} < 2\%$ ), so ist bei einer Energieschwelle im Streamerrohrkammer Kalorimeter von  $E_{TC} < 20\%$  eine Genauigkeit der Kalibration von etwa 5 % erforderlich.

Genauere quantitative Ergebnisse hierzu hängen vom untersuchten Prozeß ab und wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

Mögliche Schnitte zur Reduktion der Ausläufer in den Energiespektren: Der Einsatz des Streamerrohrkammer Kalorimeters vergrößert zwar die nutzbare Ereignisrate deutlich im Vergleich zur Benutzung lediglich als Vetoähler. Allerdings werden auch die Ausläufer im Energiespektrum entsprechend größer. Während dies für die Messung der Protonstruktur-



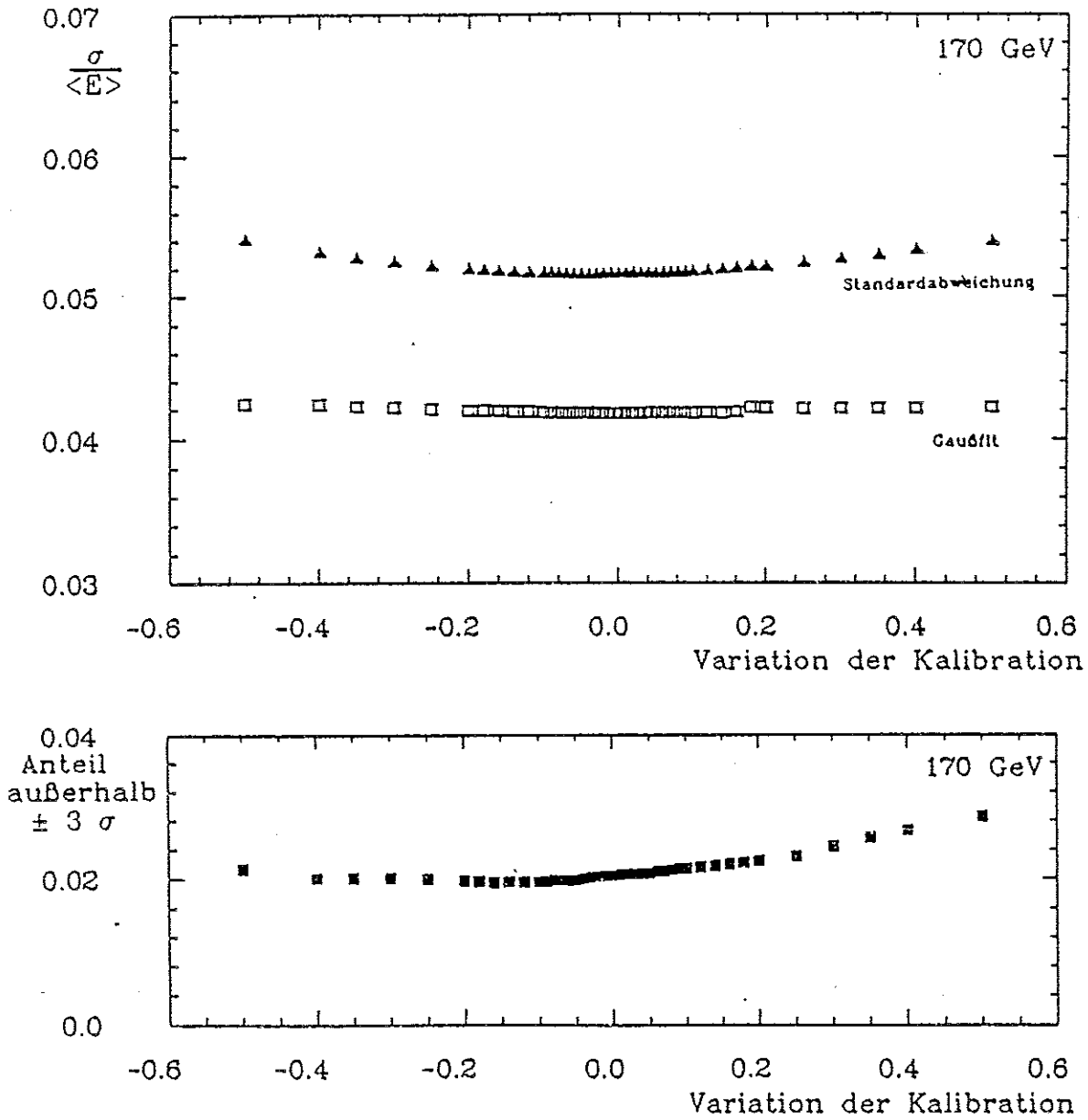


Abbildung 75: Auflösungen und Anteil an Ereignissen außerhalb von  $\pm 3\sigma$  aufgetragen gegen die Variation der Kalibration

Variation der Kalibration	$\langle E \rangle$ (GeV)			
	alle Ereignisse	$E_{TC} > 5 \%$	$E_{TC} > 10 \%$	$E_{TC} > 20 \%$
-20 %	169,12	166,7	165,8	160,9
-10 %	169,31	168,6	168,9	166,0
-5 %	169,40	169,6	170,5	168,6
$\pm 0 \%$	169,49	170,6	172,0	171,1
+5 %	169,58	171,5	173,5	173,7
+10 %	169,68	172,5	175,2	176,4
+20 %	169,86	174,4	178,0	180,9
Fehler	$\pm 0,06$	$\pm 0,5$	$\pm 1,0$	$\pm 2,3$
Anteil Ereignisse	100 %	6,3 %	2,5 %	0,6 %

Tabelle 23: Verschiebung des Energiemittelwertes bei Variation der Kalibration des Streamerrohrkammer Kalorimeters für verschiedene Energieschwellen

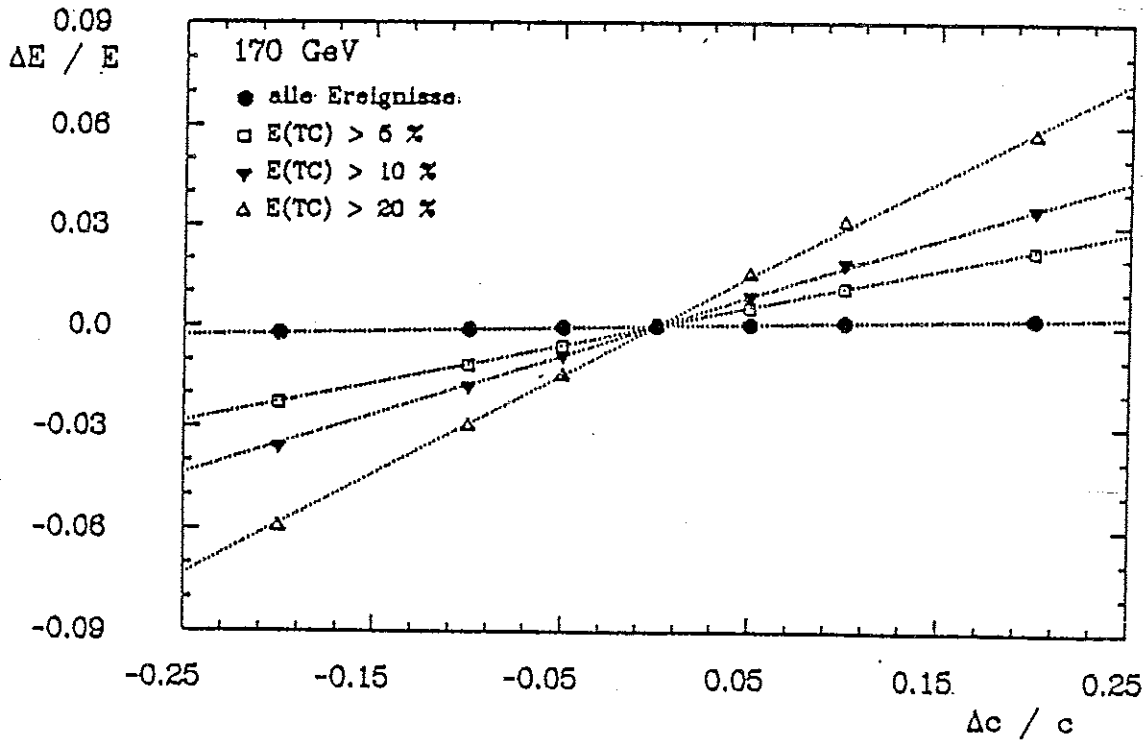


Abbildung 76: Relative Änderung der mittleren Energie  $\frac{\Delta E}{E}$  aufgetragen gegen die relative Variation der Kalibration  $\frac{\Delta c}{c}$ , für verschiedene Schwellen der im Streamerrohrkammerkalorimeter gemessenen Energie  $E_{TC}$

funktionen unkritisch ist, können größere Ausläufer in den Energiespektren u. U. fehlenden Transversalimpuls vortäuschen und so bei der Suche nach neuen physikalischen Phänomenen den Untergrund erhöhen. In diesem Abschnitt wird untersucht, in wie weit durch geeignete Schnitte die Ausläufer im Energiespektrum reduziert werden können, ohne wesentlich an Ereignisrate zu verlieren.

Als geeigneter Ansatzpunkt hat sich dabei die Größe der Korrektur auf das inaktive Material zwischen beiden Kalorimetern erwiesen. Abbildung 77 zeigt die Korrelation zwischen Korrektur und Gesamtenergie für 170 GeV Strahlenergie. Bei größer werdender Korrektur zeigt sich eine deutliche Verbreiterung des Spektrums der Gesamtenergie bei gleichzeitig größeren Ausläufern.

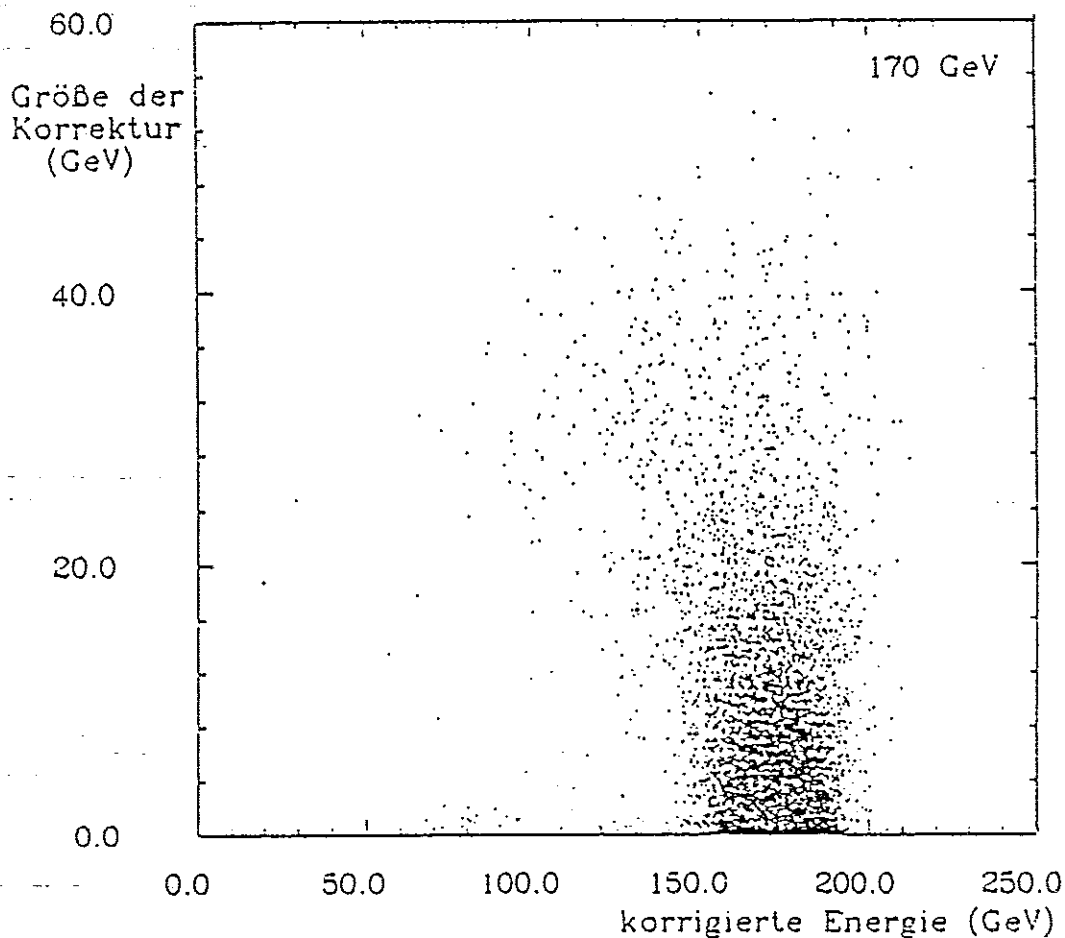


Abbildung 77: Korrektur auf den inaktiven Bereich zwischen beiden Kalorimetern aufgetragen gegen die Gesamtenergie

Durch Ausschluß von Ereignissen, für die diese Korrektur eine bestimmte Schwelle überschreitet, können die Ausläufer in der Energieverteilung entsprechend reduziert werden. Dies ist in Abbildung 78 genauer quantifiziert: aufgetragen ist, für 170 GeV Strahlenergie, der Anteil der verbleibenden Ereignisse, die Auflösungen (Standardabweichung  $\sigma_{r.m.s.}$  und Breite einer angepassten Gaußverteilung  $\sigma$ ) und der Anteil an Ereignissen mit  $E$  außerhalb eines Intervalls  $\langle E \rangle \pm 3\sigma$ , bei einem Schnitt in der Größe der Energiekorrektur gegen den Wert des Schnitts. Bei einem Schnitt in der Korrektur von ca. 5 % der Einschussenergie ergeben sich z.B. bei einem Anteil von 85 % verbleibenden Ereignissen ähnliche Ergebnisse wie bei

der Beschränkung auf Ereignisse, die vollständig im Flüssig-Argon Kalorimeter absorbiert wurden. Ähnliche Resultate gelten für eine Einschußenergie von 230 GeV.

## 6 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird das Eiseninstrumentierungssystem des H1 Detektors vorgestellt und seine Leistungsfähigkeit diskutiert. Das Eiseninstrumentierungssystem erfüllt eine zweifache Aufgabe: Zum einen sollen Hadronen, die das zentrale Flüssig-Argon Kalorimeter des H1 Detektors durchdringen, nachgewiesen und ihre Energie gemessen werden. Zum andern dient das Eiseninstrumentierungssystem der Vermessung von Myonen.

Es wird über den kalorimetrischen Test eines Prototypdetektors des H1 Eiseninstrumentierungssystems berichtet. Bei direktem Teilcheneinschluß ergibt sich für vollständig im Testdetektor enthaltene Ereignisse ein Signalverhältnis zwischen Pionen und Myonen von

$$f_{\pi}^{\mu} = \frac{2,08 \text{ GeV}}{\mu}$$

entsprechend einem Kalibrationswert von 4,3 Streamern / GeV sowie eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1,0}{\sqrt{E}} \sqrt{\text{GeV}}$$

Für den gemeinsamen Betrieb hinter einem 7,2 Wechselwirkungslängen tiefen Flüssig-Argon Hadronkalorimeter bei einer Gesamtgeometrie ähnlich der des H1 Detektors unter einem Polarwinkel von  $\theta = 45^\circ$  ergibt sich eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,42}{\sqrt{E}} \sqrt{\text{GeV}} \oplus 0,029 \oplus \frac{1,2 \text{ GeV}}{E}$$

Der Anteil an Ereignissen, deren gemessene Energie  $E$  außerhalb eines Intervalls  $\langle E \rangle \pm 3\sigma$  ist, ist in allen Fällen kleiner als 3,1 %.

Dabei wird Energiewichtung zur Kompensation von  $\pi^0$ -Fluktuationen nach einem Ansatz von [43] angewendet. Da die Parameter der Energiewichtung von der Teilchenenergie abhängig sind, wird die Schauerenergie mittels einer Parametrisierung der Wichtungsfaktoren rekonstruiert.

Zusätzlich wird eine Korrektur auf inaktives Material von 1,4 Wechselwirkungslängen Dicke zwischen beiden Kalorimetern angewendet. Dazu werden verschiedene Sektionen des Kalorimeters benutzt. Es zeigt sich, daß zur Korrektur sowohl die Information des letzten Turms des Flüssig-Argon Kalorimeters als auch diejenige aus dem Streamerrohrkammer Kalorimeter notwendig ist. Die Wahl der benutzten Information aus dem Streamerrohrkammer Kalorimeter ist dabei gleichgültig. Es wird jeweils eine lineare Korrektur benutzt. Korrekturen höherer Ordnung oder gleichzeitige Korrektur auf mehrere Sektionen des Streamerrohrkammer Kalorimeters zeigen demgegenüber keine Verbesserung. Die Korrektur kann unabhängig von der Einschußenergie durchgeführt werden.

Aus den Testergebnissen werden die Konsequenzen, die sich für den Betrieb des H1 Kalorimeters ergeben, abgeleitet und diskutiert. Die wichtigsten Resultate sind im Folgenden noch einmal zusammengefaßt:

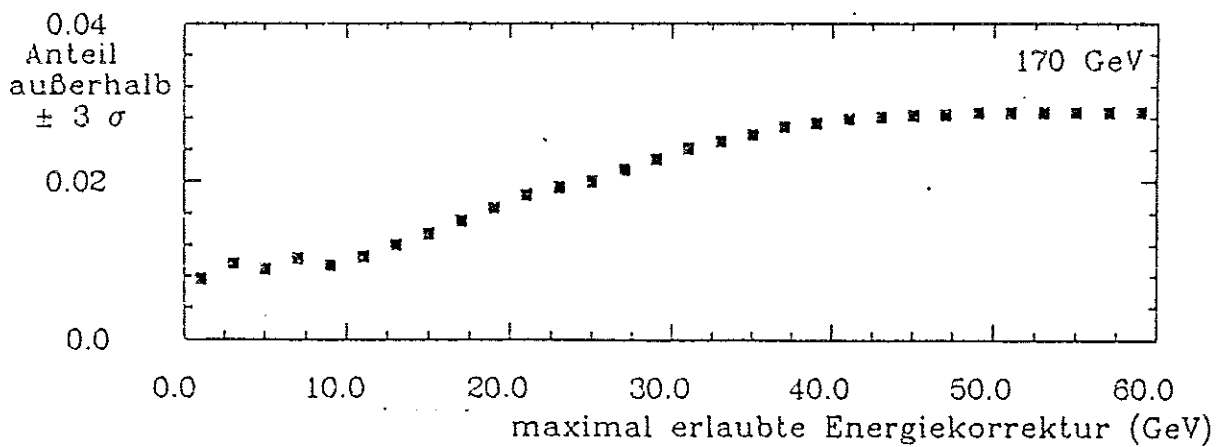
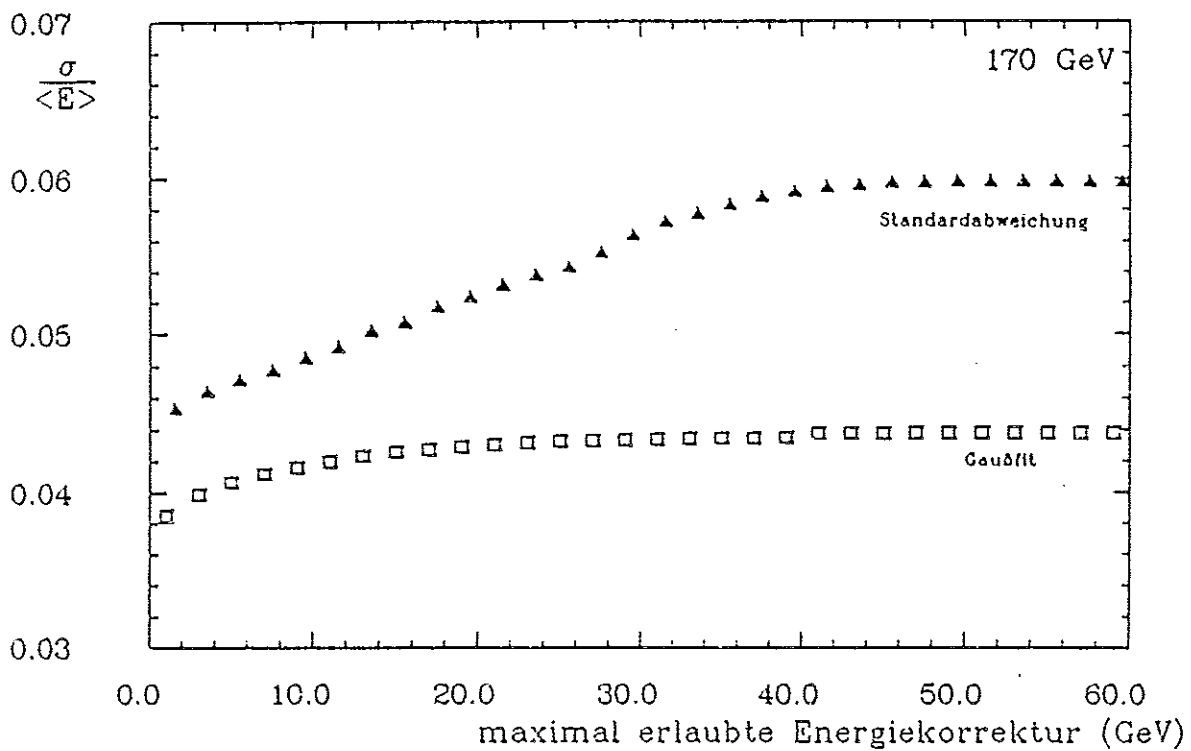
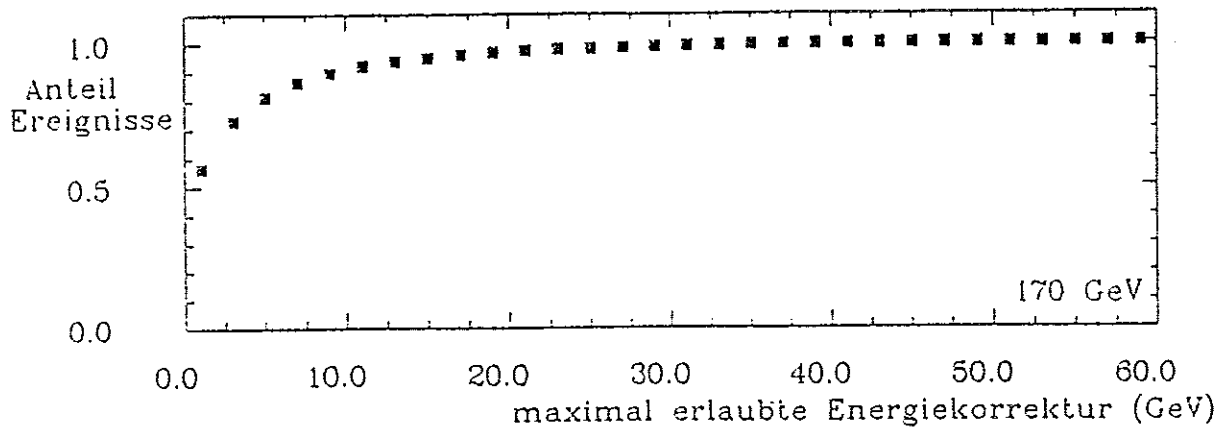


Abbildung 78: Anteil der verbleibenden Ereignisse, Auflösungen und Anteil an Ereignissen außerhalb von  $\pm 3\sigma$  aufgetragen gegen den Schnitt in der Energiekorrektur

- Im Vergleich zu einem Einsatz lediglich als Veto­zähler erhöht die Benutzung des Eiseninstrumentierungssystems als Kalorimeter die nutzbare Ereignisrate um bis zu einen Faktor zwei.
- Für Jets im H1 Kalorimeter sind Energieauflösungen von typisch  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.5}{\sqrt{E}}$  zu erwarten.
- Der Einfluß der nicht instrumentierten Bereiche des Eisenjochs auf das Verhalten des Gesamtkalorimeters ist gering. Lediglich in einem Bereich von 11 % des Azimuths ist eine geringfügige Vergrößerung der Ausläufer des Energiespektrums zu beobachten.
- Für die absolute Kalibration des Streamerrohrkammer Kalorimeters ist eine Genauigkeit von etwa  $\pm 5$  % ausreichend.

Die oben genannten Resultate gelten für die Messung der Proton Struktur­funktionen. Für die Suche nach neuartigen physikalischen Phänomenen, insbesondere solchen, die mit fehlendem Transversalimpuls assoziiert sind, ist eine besondere Betrachtung erforderlich. Hier sind die nutzbaren Ereignisraten und die Größe der Ausläufer des Energiespektrums, je nach untersuchtem Prozess, gegeneinander abzuwägen.

Insgesamt konnte gezeigt werden, daß das Eiseninstrumentierungssystem des H1 Detektors bezüglich seiner kalorimetrischen Eigenschaften die Zielvorgaben, die sich die H1 Kollaboration gesetzt hat, erfüllt.

## A Myon Nachweis im H1 Detektor

Bezüglich der Möglichkeiten, Spuren im Zentraldetektor und im Eiseninstrumentierungssystem des H1 Detektors einander zuzuordnen, wurden detaillierte Simulationsrechnungen durchgeführt. Über diese Rechnungen soll im folgenden Abschnitt berichtet werden. Die Rechnungen selbst benutzen nicht die endgültige Geometrie des H1 Detektors. Die Ergebnisse können aber ohne weiteres auf die endgültige Geometrie des H1 Detektors übertragen werden.

Insgesamt wurden 3862 Ereignisse verschiedener Typen zur Simulation benutzt (siehe Tabelle 23). Diese Ereignisse wurden von [48] zur Verfügung gestellt. Diese Ereignisse enthalten Myonen aus Zerfällen schwerer Quarks (c, b und t), aus  $\tau$ -Zerfällen und direkt aus Zerfällen exotischer Teilchen. Impulse und Polarwinkel aller Myonen sind in Abbildung 78 gezeigt. Oberhalb von Polarwinkeln von  $30^\circ$  sind die Myonimpulse in der Regel kleiner als 100 GeV, oberhalb von  $60^\circ$  kleiner als 50 GeV.

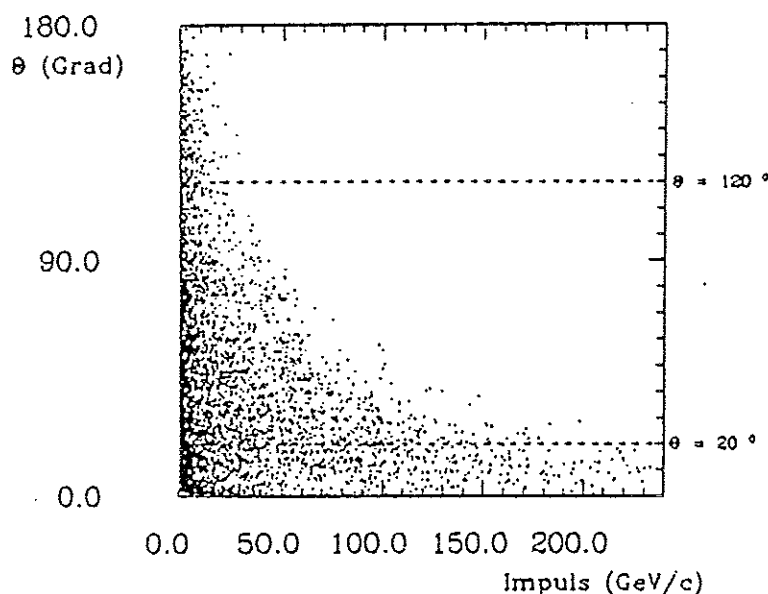


Abbildung 79: Polarwinkel aufgetragen gegen den Impuls für alle Myonen aller benutzten Ereignisse

Die Detektorsimulation für alle Myonen in diesen Ereignissen wurden mittels des Programmpaketes GHEISHA [39] in der Version 6, wie am DESY Rechenzentrum installiert, durchgeführt. Für Myonen simuliert GHEISHA Vielfachstreuung, Energieverlust durch Ionisation, Myon-Bremsstrahlung, Produktion von Delta Elektronen und Kernwechselwirkungen von Myonen. Aus Rechenzeitgründen wurde auf die Simulation der übrigen Teilchen verzichtet. Der Einfluß von das Hadronkalorimeter durchdringenden Teilchen sowie von K- und  $\pi$ -Zerfällen ist in dieser Simulation nicht berücksichtigt. Die Detektorgeometrie entspricht in etwa der in [7] angegebenen Geometrie. Die simulierte Materialfolge ist in Tabelle 24 angegeben, einen Querschnitt durch den simulierten Detektor zeigt Abbildung 79. Der Detektor wurde zylindersymmetrisch simuliert. Als Magnetfeld wurden 1,5 Tesla im Inneren der Spule und 1,3 Tesla im Eisenjoch angenommen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Myonkammern wurde zu 100 % angenommen.

Ereignistyp	Anzahl Ereignisse	Summe	Anzahl Myonen		
			aus $\tau$ -Zerfällen	aus Zerfällen von c-, b- und t-Quarks	aus Zerfällen exotischer Teilchen
$e^-q \rightarrow e^*q^*$ mit $q^* \rightarrow q\gamma$ und $e^* \rightarrow eZ^0$ $m_{e^*}=100 \text{ GeV}, m_{q^*}=40 \text{ GeV}$ $m_{e^*}=100 \text{ GeV}, m_{q^*}=80 \text{ GeV}$	273 239	380 324	31 35	243 199	106 90
$e^-q \rightarrow e^*q^*$ mit $q^* \rightarrow qZ^0$ und $e^* \rightarrow e\gamma$ $m_{e^*}=40 \text{ GeV}, m_{q^*}=100 \text{ GeV}$ $m_{e^*}=80 \text{ GeV}, m_{q^*}=100 \text{ GeV}$	279 165	381 213	27 14	208 133	146 66
$e^-q \rightarrow E^0D$ mit $D \rightarrow q\bar{E}^0ue^-$ $E^0$ zerfällt schwach $m_{E^0}=40 \text{ GeV}, m_D=60 \text{ GeV}$ $m_{E^0}=80 \text{ GeV}, m_D=100 \text{ GeV}$	454 272	484 294	46 35	73 50	365 209
$e^-q \rightarrow E^0D$ mit $E^0 \rightarrow q\bar{D}e^-u$ $D$ zerfällt schwach $m_{E^0}=60 \text{ GeV}, m_D=40 \text{ GeV}$ $m_{E^0}=100 \text{ GeV}, m_D=80 \text{ GeV}$	376 302	410 330	48 38	77 67	285 225
$e^-gluon \rightarrow LQ + \bar{t}$ mit $LQ \rightarrow \tau t$ , $m_{LQ}=100 \text{ GeV}, m_t=40 \text{ GeV}$	372	495	150	345	0
$\gamma gluon \rightarrow q\bar{q}$ $q = d, u, s, c, b, t, m_t=40 \text{ GeV}$	633	679	7	672	0
$W^- gluon \rightarrow q\bar{q}'$ $q = d, s, b, \bar{q}' = u, c, t$ $m_t=40 \text{ GeV}$	497	536	11	525	0
Summe	3862	4526	442	2592	1492
akzeptiert ( $20^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ )	3862	2122	268	827	1027

Tabelle 24: Aufzählung der zur Simulation benutzten Ereignisse



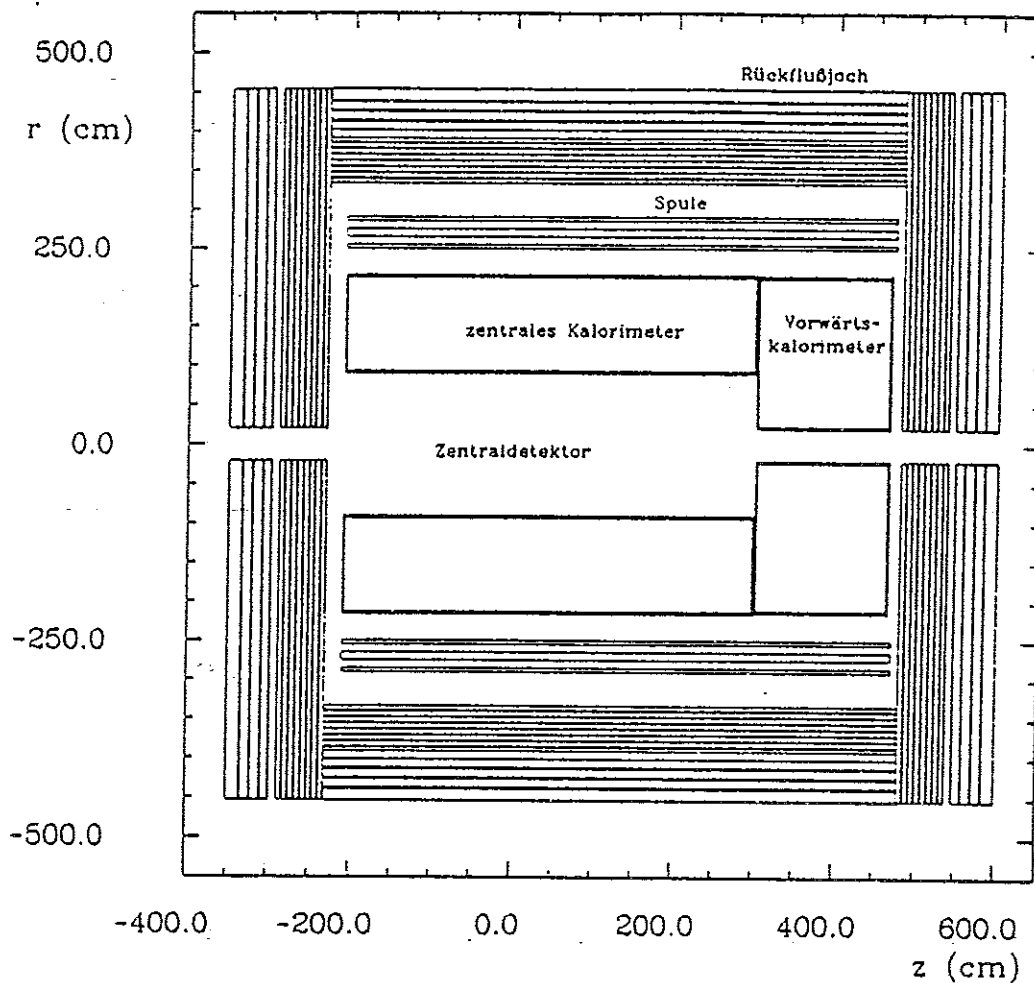


Abbildung 80: Querschnitt durch den simulierten Detektor

Kalorimeter	Schichtfolge	Tiefe ( $X_0$ )	Tiefe ( $\lambda$ )
elektromagnetisches Kalorimeter	50 (2 mm Pb, 2 mm LAr, 1 mm Plastik, 2 mm LAr)	19,4	0,88
hadronisches Kalorimeter (Zentralbereich)	55 (10 mm Cu, 2 mm LAr, 1 mm Plastik, 2 mm LAr)	40,0	4,0
hadronisches Kalorimeter (Vorwärtsbereich)	77 (10 mm Cu, 2 mm LAr, 1 mm Plastik, 2 mm LAr)	59,0	5,9
Eiseninstrumentierung	10 cm Isobuthan, 7 ( 5 cm Fe, 2,5 cm Isobuthan), 5 cm Fe, 5 cm Isobuthan, 3 (10 cm Fe, 2,5 cm Isobuthan) 15 cm Fe, 10 cm Isobuthan	48,3	5,1

Tabelle 25: Zur Simulation verwendete Detektorgeometrie

Zur Zuordnung von Myonkammerspuren und Zentraldetektorspuren wurden alle geladenen Spuren vom Zentraldetektor aus durch das Kalorimeter und die Spule bis zu den Myonkammern hin extrapoliert. Dabei wurde eine Impulsauflösung von  $\frac{\sigma_p}{p} = \frac{0,3\%}{\text{GeV}}$  angenommen. Die Extrapolation wurde mittels des GHEISHA Unterprogramms MFSTP (dieses Programm erlaubt einen Teilchentransport durch dreidimensionale Magnetfelder) durchgeführt, der Energieverlust längs der Bahn wurde mittels des GHEISHA Unterprogramms DEDX berechnet. Gleichzeitig wurde die durchschrittene Materialmenge (gemessen sowohl in cm als auch in  $X_0$ ) abgespeichert, um die Standardabweichung der erwarteten Ablenkung durch Vielfachstreuung (nach [49]) berechnen zu können. Für Impulse oberhalb von 50 GeV beträgt diese weniger als 1 cm, während für Impulse kleiner als 10 GeV Ablenkungen von mehr als 10 cm auftreten können. Eine Zuordnung wurde für einen Polarwinkelbereich  $20^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$  durchgeführt. Dazu wurden alle Myonen, für die in diesem Winkelbereich alle drei Myonkammerlagen getroffen wurden, sowie alle Spuren im Zentraldetektor, die bis zur äußeren Myonkammer extrapoliert werden konnten, benutzt. Impulse und Polarwinkel aller akzeptierten Myonen und Zentraldetektorspuren zeigen Abbildungen 81 a und b.

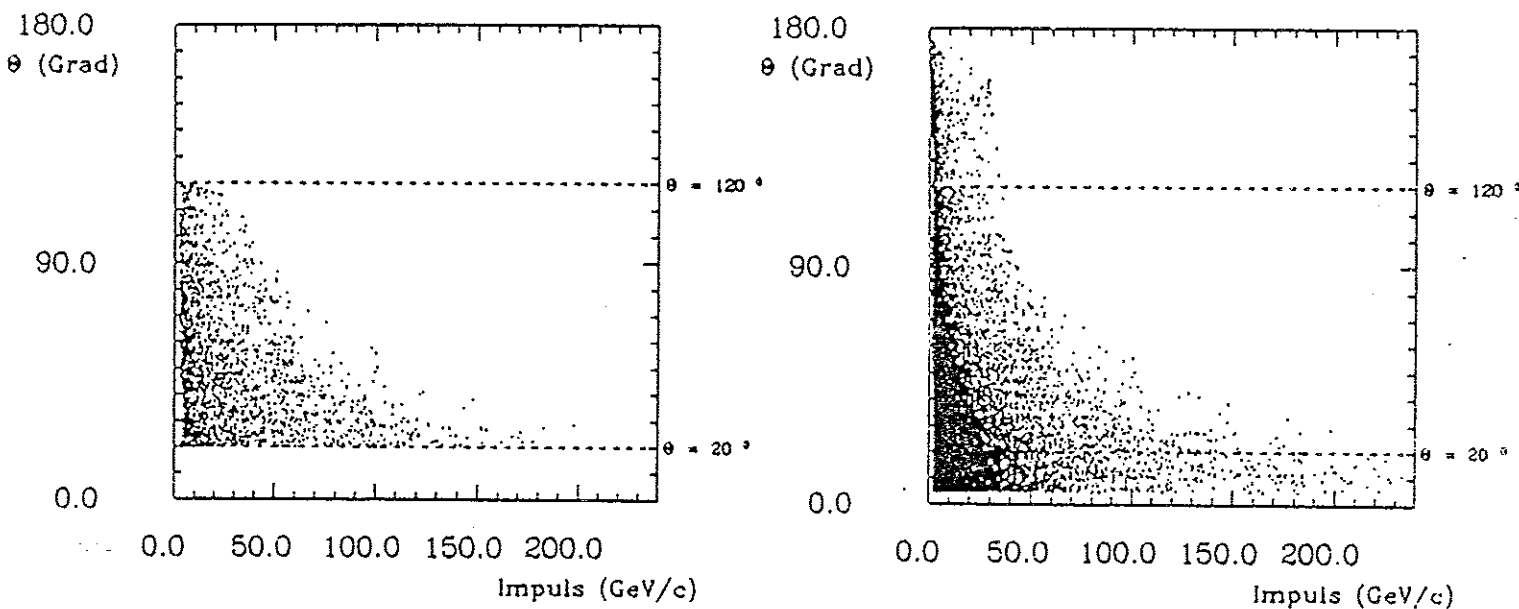


Abbildung 81: Polarwinkel aufgetragen gegen den Impuls für alle akzeptierten Myonen (a) und alle anderen akzeptierten geladenen Spuren (b) der benutzten Ereignisse

Für jede mögliche Kombination von Myonkammerspur und Zentraldetektorspur wurden dazu gemessene Position (Messung der  $\phi$ -Koordinate in allen drei Myonkammerlagen, Messung der  $\theta$ -Koordinaten nur in der inneren und äußeren Myonkammerlage) und Impuls (Impulsauflösung der Myonkammern  $\frac{\sigma_p}{p} = 25\%$ ) verglichen. In den Myonkammern wurde keine Impulsrekonstruktion durchgeführt, sondern lediglich der wahre Impuls entsprechend verschmiert. Die Güte der Übereinstimmung wurde mittels einer Variablen  $\chi$  quantifiziert, die folgendermaßen definiert wurde:

$$\chi = \frac{1}{3} \left\{ \left[ \frac{\sum_{i=1}^3 \frac{r_i |\phi_i^m - \phi_i^c|}{d_i^{m..c}}}{3} \right]^2 + \left[ \frac{\sum_{i=1,3} \frac{r_i |\theta_i^m - \theta_i^c|}{d_i^{m..c}}}{2} \right]^2 + \right.$$

$$\left. \frac{(p^m - p^e)^2}{(\sigma_p^{CD})^2 + (\sigma_p^\mu)^2} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

wobei

- $r_i$  radiale Position der i-ten Myonkammerlage
- $\theta_i^m, \phi_i^m$  gemessene Position (Myonkammerspur) in i-ter Myonkammerlage
- $\theta_i^e, \phi_i^e$  extrapolierte Position (Zentraldetektorspur) in i-ter Myonkammerlage
- $d_i^{m.s.}$  Standardabweichung der erwarteten Ablenkung durch Vielfachstreuung in der i-ten Myonkammerlage
- $p^m$  gemessener Impuls der Myonkammerspur
- $p^e$  extrapoliertes Impuls der Zentraldetektorspur
- $\sigma_p^{CD}$  Impulsauflösung des Zentraldetektors
- $\sigma_p^\mu$  Impulsauflösung der Myonkammern

Abbildung 82 zeigt die  $\chi$ -Verteilungen für korrekte Zuordnungen (d.h. falls Zentraldetektorspur und Myonkammerspur vom gleichen Teilchen stammen) und für falsche Zuordnungen (falls nicht).

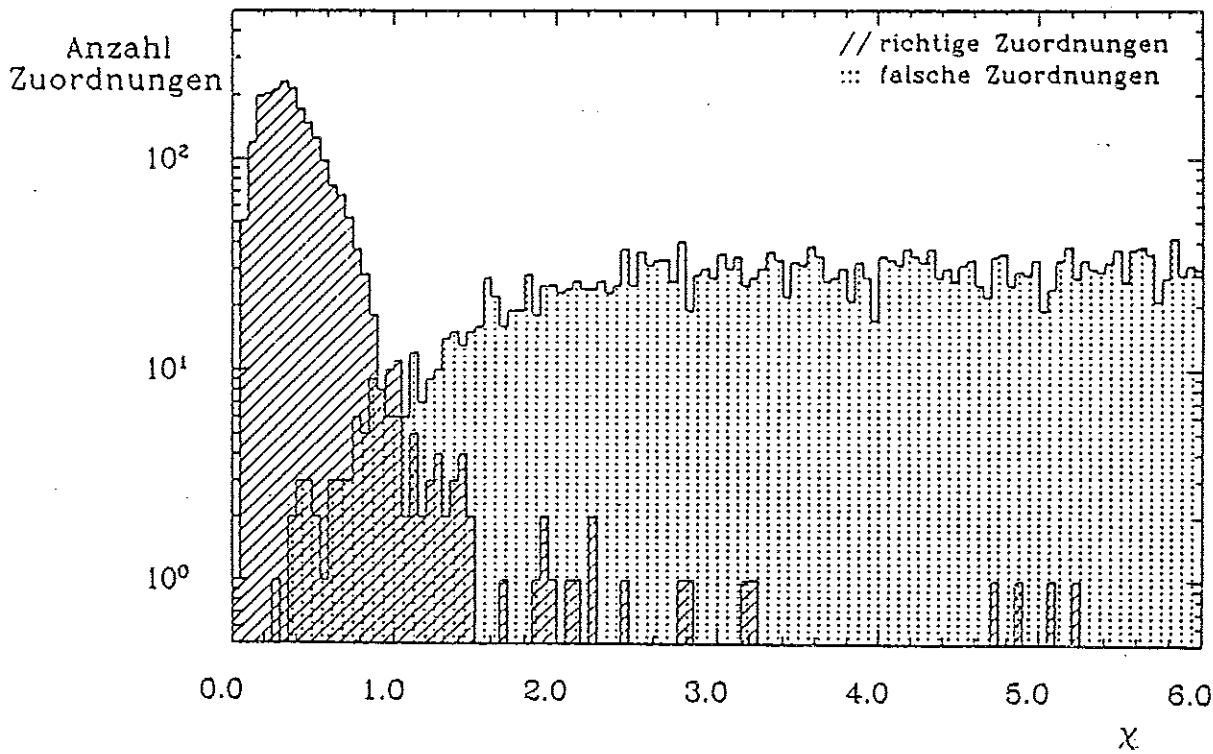


Abbildung 82:  $\chi$  Verteilungen für korrekte und falsche Zuordnungen

Zur Zuordnung kann man nun einerseits einen Schnitt in  $\chi$  bei z.B. 95 % Nachweiswahrscheinlichkeit für korrekte Zuordnungen setzen und alle Zuordnungen mit  $\chi \leq \chi_{\text{Schnitt}}$  akzeptieren (dies kann u.U. mehr als einen Kandidaten zur Zuordnung ergeben) oder jeweils die Zuordnung mit dem besten  $\chi$  als korrekt ansehen (dies ergibt in jedem Falle eine eindeutige Zuordnung). Die Ergebnisse beider Verfahren sind in Tabelle 26 zusammengefasst. Für den zweiten Fall sind in Abbildung 83 der Impuls der falsch zugeordneten Spur gegen den wahren

Bestes $\chi$	richtige Zuordnungen	2107		
	falsche Zuordnungen	15		
Schnitt in $\chi$	Myon Akzeptanz	0,90	0,95	0,99
	Anzahl akzeptierter Myonen	1910	2027	2081
	Anzahl nicht akzeptierte Myonen	212	95	41
	Falsche als Myon			
	akzeptierte Spuren	18	32	79
	übrige, nicht als Myon			
	akzeptierte Spuren	24734	24720	24688

Tabelle 26: Ergebnisse zur Zuordnung von Zentraldetektorspuren und Myonkammerspuren im H1 Detektor

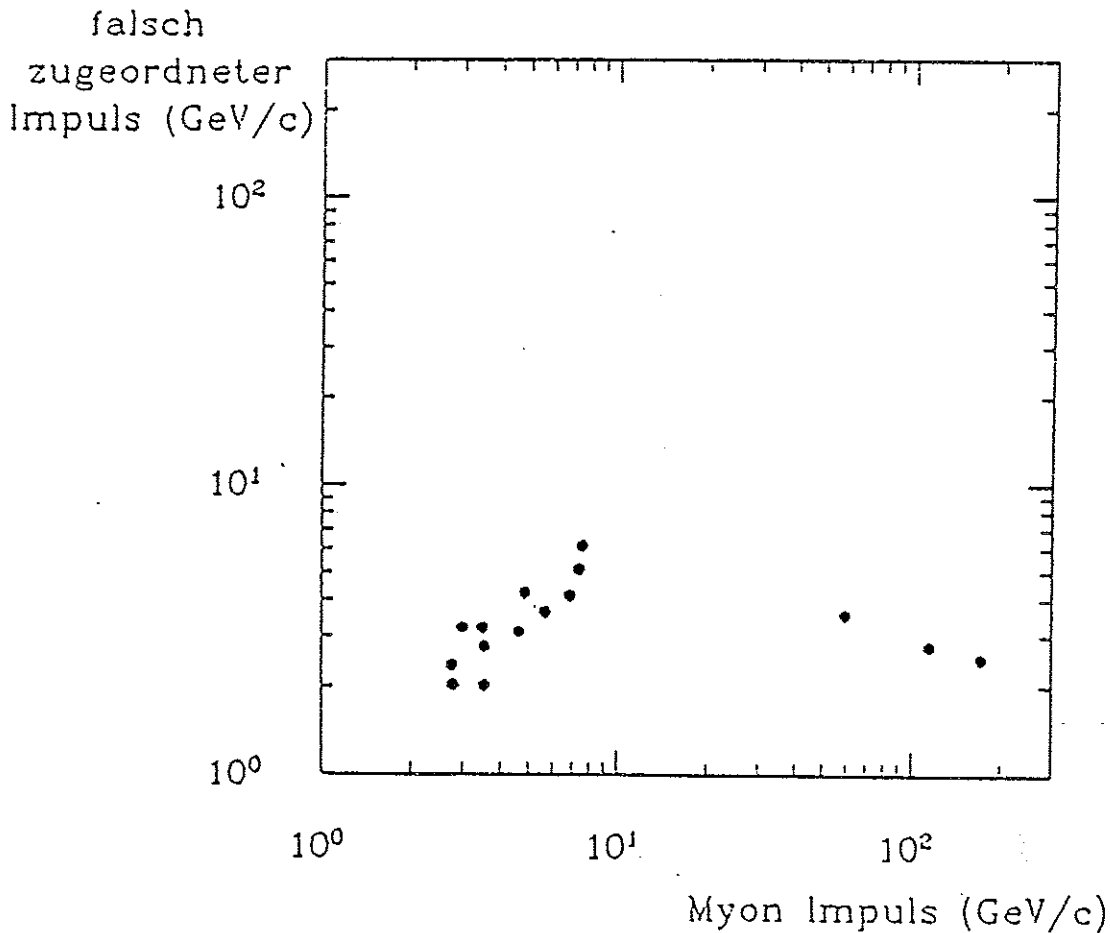


Abbildung 83: Falsch zugeordneter Impuls aufgetragen gegen den wahren Impuls

Impuls aufgetragen. Für 12 der falschen Zuordnungen sind wahrer und falscher Impuls etwa gleich ( $\leq 10$  GeV). Für drei der falschen Zuordnungen ist jedoch der Myonimpuls viel größer als derjenige der falsch zugeordneten Spur. Diese falschen Zuordnungen können auf folgende Weise eliminiert werden:

1. einen Impulsschnitt bei z.B.  $|p^m - p^e|^2 \leq 3 \cdot [(\sigma_p^{CD})^2 + (\sigma_p^\mu)^2]$  oder
2. einen Schnitt in  $\chi$  bei 99 % Nachweiswahrscheinlichkeit (alle falschen Zuordnungen haben sehr hohe  $\chi$ )

Danach verbleiben 10 falsche Zuordnungen, für die der Myonimpuls und der Impuls der falsch zugeordneten Zentraldetektorspur etwa gleich (im Bereich von 5 bis 10 GeV/c) sind. Diese Myonen entstammen alle ebenso wie die falsch zugeordneten Spuren dem Zerfall eines schweren Quarks. Die Myonen dienen also in diesen Fällen ohnehin nur dazu, Ereignisse mit schweren Quarks zu erkennen, so daß die falsche Zuordnung für die Analyse unwesentlich ist.

Weitergehende Untersuchungen wurden in [50] angestellt.

Zur Übertragung der hier vorgestellten Ergebnisse auf die endgültige Geometrie des H1 Detektors ist folgendes zu sagen:

1. Gegenüber der in dieser Simulation benutzten Geometrie hat sich zwar die Schichtfolge des Kalorimeters geändert, die totale Kalorimetertiefe ist jedoch annähernd gleich geblieben (61,5  $X_0$  statt 59,0  $X_0$ ), so daß die Ablage durch Vielfachstreuung etwa gleich ist. Auch die geänderte Schichtfolge im instrumentierten Rückflußjoch ist für die hier vorgestellten Ergebnisse ohne Belang.
2. Die von 1,5 T auf 1,2 T reduzierte Feldstärke des Solenoidmagneten verringert aber die Ablage der geladenen Spuren im Magnetfeld um ca. 20 %. Im Falle einer unabhängigen Impulsmessung im Eiseninstrumentierungssystem ist auch hier der Einfluß gering. In [50] wurde z.B. gezeigt, daß bei wesentlich kleinerem  $\int B dl$  (kleine Spule innerhalb des Kalorimeters) die Zuordnung nicht schlechter ist als hier vorgestellt. Die Ablenkung geladener Spuren im Bereich des Kalorimeters stellt somit weitere einfache Impulsmessung dar, die im Falle einer unabhängigen Messung im Instrumentierungssystem redundant ist. Lediglich falls keine zweite Impulsmessung zur Verfügung steht, ist eine geringfügige Verschlechterung zu erwarten.
3. Die geometrische Akzeptanz des Eiseninstrumentierungssystems des H1 Detektors für die Messung von mindestens zwei dreidimensionalen und einem zweidimensionalen Punkt wurde von [51] zu  $\frac{\Delta\Omega}{4\pi} = 0,75$  bestimmt. In diesem Bereich sollte im H1 Detektor eine Zuordnung von Zentraldetektorspuren und Myonkammerspuren in der dargestellten Weise möglich sein.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das Eiseninstrumentierungssystem des H1 Detektors einen leistungsfähigen Myondetektor darstellt. Falsche Zuordnungen zwischen Zentraldetektorspuren und Myonkammerspuren sind nur für Myonen aus Zerfällen schwerer Quarks in geringem Maß zu erwarten. Myonen mit Impulsen oberhalb von 10 GeV/c werden in der Regel richtig zugeordnet.

## B Liste der am Kalorimetertest beteiligten Physiker

W. Braunschweig, H. Genzel, F.J. Kirschfink, M. Röhner, J. Tutas, E. Vogel  
I. Physikalisches Institut der RWTH Aachen

M. Widgoff

Department of Physics, Brown University, Providence, U.S.A.

F.W. Brasse, W. Flauger, J. Gayler, V. Korbel, J. Marks, Ch. Zeitnitz  
Deutsches Elektronen Synchrotron, DESY, Hamburg

F. Brinker, S. Brinkmann, P. Hartz, K. Rauschnabel, A. Walther, D. Wegener  
Institut für Physik, Universität Dortmund

V. Brisson, D. Lellouch<sup>4</sup>, P. Perrodo, C. Vallée  
Ecole Polytechnique, Palaiseau, Frankreich

A.J. Campbell

University of Glasgow, Großbritannien

K. Lau, F. Lipps, R. Weinstein

Department of Physics, University of Houston, U.S.A.

H.T. Blume, H. Greif, J. Huber, C. Kiesling<sup>5</sup>, D. Lüers, H. Oberlack, P. Schacht  
Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München

E. von Goeler, J. Moromisato

Department of Physics, Northeastern University, Boston, U.S.A.

B. Delcourt, A. Jacholkowska

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay, Frankreich

E. Barrelet, J. Duboc, H. Nguyen

Laboratoire de la Physique Nucléaire et Hautes Energies, Université de Paris,  
Frankreich

V. Bidoli, F. Ferrarotto, B. Stella

INFN e Università di Roma 'La Sapienza', Italien

M. Besançon, G. Cozzika, M. David, J. Feltesse, A. de Lesquen, P. Verrecchia, G. Villet  
Centre d'Études Nucléaires, Saclay, Frankreich

U. Straumann

Physikalisches Institut der Universität Zürich, Schweiz

---

<sup>4</sup>Jetzt am Weizmann Institute of Science, Israel

<sup>5</sup>Heisenberg-Stipendiat der Deutschen Forschungsgemeinschaft

## Referenzen

- [1] HERA Proposal Report, DESY HERA 81/10, Hamburg 1981 (unveröffentlicht)
- [2] ECFA 80/42 und DESY HERA 80/01, Hamburg 1980 (unveröffentlicht)
- [3] G. Wolf, HERA : Physics, Machine and Experiments, DESY 86-089, Hamburg 1986 (unveröffentlicht)
- [4] ARGUS Kollaboration, H. Albrecht et al., Observation of  $B^0\bar{B}^0$  - Mixing, Phys. Lett. B192 (1987) 245-252
- [5] G.A. Schuler, Heavy Flavor Production at HERA, DESY 87-114, Hamburg 1987 (unveröffentlicht)
- [6] E. Longo et al., Currents and Structure Functions, Proceedings of the Workshop 'Experimentation at HERA', Amsterdam 1983, DESY HERA 83/20 (unveröffentlicht)
- [7] H1 Kollaboration, Ch. Berger et al., Letter of Intent for an Experiment at HERA, Hamburg 1985, unveröffentlicht
- [8] ZEUS Kollaboration, K. Edwards et al., ZEUS - A Detector for HERA, Letter of Intent, Hamburg 1985 (unveröffentlicht)
- [9] ZEUS Kollaboration, K. Edwards et al., The ZEUS Detector, Technical Proposal, Hamburg 1986 (unveröffentlicht)  
ZEUS Kollaboration, K. Edwards et al., ZEUS Technical Progress Report, Hamburg 1987 (unveröffentlicht)  
ZEUS Kollaboration, K. Edwards et al., ZEUS Technical Progress Report, Hamburg 1988 (unveröffentlicht)
- [10] Interne H1 Berichte  
H1-TR-200, 'The Central Jet Chamber of the H1 Detector at HERA'  
H1-TR-201, 'Outer z- Drift Chamber Status Report'  
H1-TR-202, 'Gas System for the Forward and Central Region'  
H1-TR-203, 'Progress Report on the Central Inner Proportional- and z- Drift Chamber'  
H1-TR-204, 'Technical Report on the Outer Proportional Chambers'  
H1-TR-205, 'The H1 Forward Tracker. Description and Status'  
H1-TR-206, 'H1 Forward Tracker / Planar Chambers Status Report'  
H1-TR-207, 'Progress Report on the Radial Drift Chambers for the H1 Forward Track Detector'  
alle Hamburg 1987 (unveröffentlicht)
- [11] Interner H1 Bericht H1-TR-109, 'The Backward Electromagnetic Calorimeter' Hamburg 1987 (unveröffentlicht)
- [12] Interner H1 Bericht H1-TR-116, 'The Scintillator Walls' Hamburg 1987 (unveröffentlicht)

- [13] Interne H1 Berichte  
 H1-TR-101, 'Status of IF1E/IF2H Stack Construction'  
 H1-TR-102, 'Mechanics of CBE Stacks'  
 H1-TR-103, 'Report on FB2E Construction'  
 H1-TR-104, 'Mechanics of the H1 Calorimeter Wheels CB1, CB2, CB3'  
 H1-TR-105, 'Status of Hadronic Stack Design and Construction of Wheels FB1, FB2 and OF'  
 H1-TR-106, 'Independant Readout Cells for the June-August 1987 CERN Test'  
 H1-TR-107, 'Cabling of the Liquid Argon Calorimeter'  
 H1-TR-108, 'Segmentation and Cabling of the Central Barrel Electromagnetic Stacks'  
 H1-TR-114, 'Tower and Pad Segmentation of the H1 Liquid Argon Calorimeter'  
 H1-TR-115, 'The Electronic System of the H1 Calorimeter'  
 alle Hamburg 1987 (unveröffentlicht)
- [14] Interner H1 Bericht H1-TR-110, 'Technical Progress report for the Development of the Plug Calorimeter' Hamburg 1987 (unveröffentlicht)
- [15] H1 Kollaboration, Ch. Berger et al., Technical Progress Report, Hamburg 1988 (unveröffentlicht)
- [16] Interne H1 Berichte  
 H1-TR-113, 'The Electron Tagging and Luminosity Counters', Hamburg 1987 (unveröffentlicht)  
 V.F. Andreev et al., H1-05/88-86, 'Electron Tagger Trigger and DAQ', Hamburg 1988 (unveröffentlicht)
- [17] H1 Kollaboration, Ch. Berger et al., Technical Proposal for the H1 Detector, Hamburg 1986 (unveröffentlicht)
- [18] H1 Kollaboration, Ch. Berger et al., Technical Progress Report, Hamburg 1987 (unveröffentlicht)
- [19] siehe z.B. J. Gayler, Interner H1 Bericht H1-04/85-03, 'Studies with the Shower Program GHEISHA', Hamburg 1985 (unveröffentlicht)
- [20] H. Bergstein et al., The Self Quenching Streamer Discharge in Pure CO<sub>2</sub>, Nucl. Inst & Meth. A269 (1988) 560
- [21] N. Burbach, Untersuchungen zur geometrischen Nachweiswahrscheinlichkeit des H1 Detektors für Myonen, Diplomarbeit, Aachen 1988 (unveröffentlicht)
- [22] Interne H1 Berichte  
 H1-TR-400, 'H1 Muon Detector, Digital Front End Electronics, Part I and II'  
 H1-TR-402, 'Geometrical Arrangement and Sizes of the H1 Chambers for Ironinstrumentation and Muon Detection'  
 H1-TR-406, 'Studies of Alternative Materials for Streamer Tubes'  
 alle Hamburg 1987 (unveröffentlicht)
- [23] P. Allen et al., Tests of the H1 Liquid Argon Calorimeter, CERN SPSC/85/40, 1985 (unveröffentlicht)



- [24] Ch. Zeitnitz, Diplomarbeit, Interner Bericht DESY F21-01 1988 (unveröffentlicht)
- [25] H6 Beam Tuning, CERN/SPS/EPB/PC (1981) (unveröffentlicht)  
 H.W. Atherton et al., Electron and Photon Beams in the SPS Experimental Areas, CERN/SPS 85-43, Genf 1985 (unveröffentlicht)  
 P.Coet, H6 Tertiary Test Beam, CERN/SPS 85-14 Genf 1985 (unveröffentlicht)  
 C. Bovet et al., The CEDAR Counters for Particle Identification in the SPS Secondary Beams, CERN/SPS 82-13 Genf 1982 (unveröffentlicht)
- [26] H1 Kollaboration, W. Braunschweig et al., Results from a Test of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter, Nucl. Inst. & Meth. A265 (1988) 30
- [27] E. Iarocci, Plastic Streamer Tubes and their Applications in High Energy Physics, Nucl. Inst. & Meth. A217 (1983) 30
- [28] G. Battistoni et al., Electrodeless Plastic Streamer Tubes, Nucl. Inst. & Meth. A217 (1983) 429
- [29] H. Bergstein, Untersuchungen zur Auslese von Gaszählern im Streamerbereich, Diplomarbeit, Aachen 1987 (unveröffentlicht)
- [30] E. Barrelet et al., Proceedings of the 'Real Time Data Handling and Process Control', Niederlande 1980 (unveröffentlicht)
- [31] V. Blobel, The BOS System, Interner Bericht DESY R1-88-01 (unveröffentlicht)
- [32] M. Röhner, Experiment-Kontrolle mit einem IBM PC, Diplomarbeit, Aachen 1987 (unveröffentlicht)
- [33] S. Zitzen, Untersuchungen an den Streamerkammern des H1 -Müon-Detektors im Hinblick auf eine geeignete Wahl der Gasparameter, Diplomarbeit, Aachen 1987 (unveröffentlicht)
- [34] G. Battistoni et al., A High Voltage Network for Streamer Tubes, Nucl. Inst. & Meth. A251 (1986) 286
- [35] D. Kellog, private Mitteilung
- [36] S. Brinkmann, Diplomarbeit, Dortmund 1988 (unveröffentlicht)
- [37] DESY R- Info, DESY Rechenzentrum, Hamburg (unveröffentlicht)
- [38] M.G. Catanesi et al., Performance of a Limited Streamer Tube Hadron Calorimeter, Nucl. Inst. & Meth. A247 (1986) 438
- [39] H. Fesefeldt, The Simulation of Hadronic Showers — Physics and Applications, PITHA 85/02, Aachen 1985
- [40] B. Bleichert et al., Tests of a Copper Sampling Calorimeter with Streamer Tube Readout, Nucl. Inst. & Meth. A241 (1985) 43  
 Ch. Helmuth, Untersuchungen zur Struktur eines Hadronkalorimeters, Diplomarbeit,

Aachen 1984 (unveröffentlicht)

T. Haeck, Untersuchungen von Betriebsarten und Absorbermaterialien für Hadronkalorimeter, Diplomarbeit, Aachen 1985 (unveröffentlicht)

- [41] G.D. Alekseev et al., Investigation of Self-Quenching Streamer Discharge in a Wire Chamber, Nucl. Inst & Meth. 177 (1980) 43
- [42] J. Marks, Dissertation, Hamburg 1988 (in Vorbereitung)
- [43] CDHS Kollaboration, H. Abramowicz et al., The Response and Resolution of an Iron - Scintillator Calorimeter for Hadronic and Electromagnetic Showers between 10 GeV and 140 GeV, Nucl. Inst. & Meth. 180(1981) 429
- [44] H1 Kollaboration, W. Braunschweig et al., Performance of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter with an Iron Streamertube Tail Catcher DESY 88-073 (1988), zur Veröffentlichung eingereicht bei Nucl. Inst. & Meth.
- [45] Comp. Phys. Comm. 10(1975) 343-367
- [46] H. Greif, Dissertation, München 1988 (in Vorbereitung)
- [47] Interner H1 Bericht H1-TR-402, 'Geometrical Arrangement and Sizes of the H1 Chambers for Ironinstrumentation and Muon Detection', Hamburg 1987 (unveröffentlicht)
- [48] J. Gayler, private Mitteilung und G. D'Agostini, interner H1 Bericht H1-11/84-00, 'Generation of Exotics', Hamburg 1984 (unveröffentlicht)
- [49] Particle Data Group, M. Aguilar-Benitez et al., Review of Particle Properties, Phys. Lett. 170B (1986)
- [50] E. Vogel, interner H1 Bericht H1-02/86-43, 'Muon Identification', Hamburg 1986 (unveröffentlicht)
- [51] R. Herma, private Mitteilung

# Verzeichnis der Abbildungen

1	Lageplan des HERA Speicherringes . . . . .	4
2	Diagramm zur Elektron Proton Streuung in niedrigster Ordnung . . . . .	6
3	Streuwinkel und Energie für gestreutes Lepton (obere Hälfte) bzw. für den Stromjet (untere Hälfte) in Abhängigkeit von $x$ und $Q^2$ . . . . .	7
4	Erwartete Ereignisraten in Abhängigkeit von $y$ und $Q^2$ für eine HERA Betriebszeit von 2 Jahren (integrierte Luminosität von $\int L dt = 200 pb^{-1}$ ). . . . .	8
5	Diagramm zur Quark Paarerzeugung über Strom- Gluon Fusion . . . . .	9
6	Diagramm zur Higgs Produktion an HERA . . . . .	10
7	Diagramm zur Erzeugung schwerer Quarks und Leptonen . . . . .	10
8	Diagramm zur Produktion von Leptoquarks . . . . .	11
9	Diagramm zur Produktion von supersymmetrischen Teilchen . . . . .	12
10	Erforderliche Energie- und Winkelauflösungen für Elektronen und Jets bei HERA Detektoren . . . . .	13
11	Der H1 Detektor – Schnitt entlang der Strahlachse . . . . .	15
12	Der H1 Detektor – Schnitt senkrecht zur Strahlachse . . . . .	16
13	Das H1 Koordinatensystem . . . . .	16
14	Die Spurkammern des H1 Detektors . . . . .	17
15	Anordnung der Module im Flüssig-Argon Kalorimeter . . . . .	19
16	Querschnitt durch eine Streamerrohrkammerlage . . . . .	21
17	Anordnung der Kammerlagen im Instrumentierungssystem des H1 Rückflußjoches . . . . .	23
18	Anordnung der inaktiven Bereiche (geschwärzt) im Instrumentierungssystem des H1 Rückflußjoches (Zentralbereich) . . . . .	24
19	Testaufbau für die kombinierte Messung des Flüssig-Argon und des Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeters . . . . .	26
20	Testaufbau für die Messung mit dem Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeter bei direktem Teilcheneinschuß . . . . .	27
21	Laterale Segmentierung des elektromagnetischen Testkalorimeters . . . . .	28
22	Frontansicht des Eisen/Streamerrohrkammer Testkalorimeters . . . . .	29
23	Seitenansicht des Eisen/Streamerrohrkammer Testkalorimeters . . . . .	30
24	Querschnitt durch ein Streamerrohrkammer-Element . . . . .	30
25	Zählratenkurve für ein Kammerelement aus der für diesen Test verwendeten Serie . . . . .	31
26	Blockschaltbild der Pad- Ausleseelektronik . . . . .	33
27	Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung und der Ausleseschwelle . . . . .	36
28	Multiplizitätsverteilung für parallele und senkrechte Streifen . . . . .	38
29	Multiplizitätsspektrum der parallelen Streifen für Myonereignisse . . . . .	39
30	Padladungsspektren für Myonereignisse bei verschiedenen Konfigurationen . . . . .	41
31	Mittlere Padladung für Myonereignisse aufgetragen gegen die Zeit bei verschiedenen Konfigurationen . . . . .	42
32	Ladung auf dem getroffenen Turm aufgetragen gegen die Ladung auf den übrigen Türmen der gleichen Zeile . . . . .	44

33	Ladung auf dem getroffenen Turm aufgetragen gegen die Ladung auf den übrigen Türmen der gleichen Zeile, für alle Türme dieser Zeile außer den direkten Nachbarn des getroffenen Turmes . . . . .	45
34	Ladung auf dem getroffenen Turm aufgetragen gegen die Ladung auf den übrigen Türmen der gleichen Spalte . . . . .	46
35	Ladung auf dem getroffenen Turm aufgetragen gegen die Ladung auf den übrigen Türmen der gleichen Zeile, bei geänderter Hochspannungszuführung . . . . .	46
36	Anzahl der angesprochenen parallelen Streifen in der hinteren Detektorhälfte aufgetragen gegen die Zahl der angesprochenen parallelen Streifen in der vorderen Detektorhälfte für verschiedene Experimentierläufe . . . . .	47
37	Linearitätskurve für Pionereignisse . . . . .	49
38	Ladungsspektren für Pionereignisse . . . . .	50
39	Ladungs- bzw. Energieauflösung für Pionereignisse . . . . .	51
40	Linearitätskurve für Pionereignisse bei 4,6 kV . . . . .	52
41	Ladungs- bzw. Energieauflösung für Pionereignisse bei 4,6 kV . . . . .	53
42	Anzahl der angesprochenen parallelen Streifen aufgetragen gegen die mittels der Türme gemessenen Ladung für 10, 30 und 50 GeV . . . . .	54
43	Mittlere Anzahl der angesprochenen parallelen Streifen aufgetragen gegen die Strahlenergie . . . . .	54
44	Multiplizitätsverteilungen für parallele Streifen . . . . .	55
45	Multiplizitätsauflösung aufgetragen gegen die Strahlenergie . . . . .	56
46	Simulation des Streamer- Mechanismus in der Ebene senkrecht zur Drahrichtung . . . . .	58
47	Simulation des Streamer- Mechanismus in Drahrichtung . . . . .	59
48	Mittlere Streifenmultiplizität aufgetragen gegen die Strahlenergie im Vergleich zwischen Daten und verschiedenen Fällen der Simulation (siehe Tabelle) . . . . .	60
49	Multiplizitätsauflösung für parallele Streifen, Vergleich zwischen Daten und Simulation . . . . .	61
50	Laterales Schauerprofil, Vergleich zwischen Daten und Simulation . . . . .	62
51	Longitudinales Schauerprofil, Vergleich zwischen Daten und Simulation . . . . .	62
52	Mittlere Streifenmultiplizität aufgetragen gegen die Strahlenergie im Vergleich zwischen Daten und Simulation, bei 4,6 kV . . . . .	63
53	Linearitätskurve, Simulation . . . . .	64
54	Ladungs- bzw. Energieauflösungen, Vergleich zwischen Daten und Simulation . . . . .	65
55	Ladungs- bzw. Energieauflösungen, Vergleich zwischen Daten und Simulation bei 4,6 kV . . . . .	65
56	Anteil Ereignisse, deren Energie im Streamerrohrkammer Kalorimeter oberhalb einer bestimmten Schwelle ist, aufgetragen gegen die Schwelle . . . . .	68
57	Energiespektrum im Flüssig-Argon Kalorimeter für alle Ereignisse, Strahlenergie 170 GeV . . . . .	73
58	Energiespektrum (Summe beider Kalorimeter) für alle Ereignisse, Strahlenergie 170 GeV . . . . .	73
59	Im Streamerrohrkammer Kalorimeter gemessene Energie aufgetragen gegen die im Flüssig-Argon Kalorimeter gemessene Energie für alle Ereignisse, Strahlenergie 170 GeV . . . . .	74
60	Korrelationen zwischen Energie bzw. Multiplizität in verschiedenen Sektionen und Gesamtenergie, ohne Korrektur (siehe Text) . . . . .	76

61	Korrelationen zwischen Energie bzw. Multiplizität in verschiedenen Sektionen und Gesamtenergie, mit Korrektur auf die letzte Sektion des Flüssig-Argon Kalorimeters (siehe Text) . . . . .	77
62	Korrelationen zwischen Energie bzw. Multiplizität in verschiedenen Sektionen und Gesamtenergie, mit Korrektur auf die Streifenmultiplizität in den ersten beiden Streamerrohrkammerlagen (siehe Text) . . . . .	78
63	Korrelationen zwischen Energie bzw. Multiplizität in verschiedenen Sektionen und Gesamtenergie, mit Korrektur auf die letzte Sektion des Flüssig-Argon Kalorimeters und die Streifenmultiplizität in den ersten beiden Streamerrohrkammerlagen (siehe Text) . . . . .	79
64	Energie im Streamerrohrkammer Kalorimeter aufgetragen gegen die Energie im Flüssig-Argon Kalorimeter, nach zweifacher Korrektur . . . . .	80
65	Energiespektrum, nach zweifacher Korrektur . . . . .	81
66	Standardabweichung bei Variation der Korrekturparameter für alle Strahlenergien . . . . .	82
67	Energieauflösung nach Korrektur . . . . .	83
68	Streifenmultiplizität aufgetragen gegen die in den Türmen gemessene Energie, 170 GeV . . . . .	84
69	Streifenmultiplizität aufgetragen gegen die in den Türmen gemessene Energie, 30 (a), 50 (b) und 230 (c) GeV . . . . .	85
70	Energiespektrum bei Benutzung der Streifenmultiplizität zur Energiebestimmung, 170 GeV . . . . .	86
71	Energieauflösungen für vollständig im Flüssig-Argon Kalorimeter enthaltene Ereignisse, exponentielle Wichtung . . . . .	89
72	Position der inaktiven Bereiche (Striche) des Streamerrohrkammer Kalorimeters wie in diesen Rechnungen benutzt . . . . .	93
73	Auflösungen und Anteil an Ereignissen außerhalb von $\pm 3\sigma$ aufgetragen gegen den Einschußwinkel . . . . .	94
74	Energiespektren für $\phi = 0^\circ$ (a) und $\phi = -10^\circ$ (b) . . . . .	95
75	Auflösungen und Anteil an Ereignissen außerhalb von $\pm 3\sigma$ aufgetragen gegen die Variation der Kalibration . . . . .	96
76	Relative Änderung der mittleren Energie $\frac{\Delta E}{E}$ aufgetragen gegen die relative Variation der Kalibration $\frac{\Delta c}{c}$ , für verschiedene Schwellen der im Streamerrohrkammerkalorimeter gemessenen Energie $E_{TC}$ . . . . .	97
77	Korrektur auf den inaktiven Bereich zwischen beiden Kalorimetern aufgetragen gegen die Gesamtenergie . . . . .	98
78	Anteil der verbleibenden Ereignisse, Auflösungen und Anteil an Ereignissen außerhalb von $\pm 3\sigma$ aufgetragen gegen den Schnitt in der Energiekorrektur . . . . .	100
79	Polarwinkel aufgetragen gegen den Impuls für alle Myonen aller benutzten Ereignisse . . . . .	102
80	Querschnitt durch den simulierten Detektor . . . . .	104
81	Polarwinkel aufgetragen gegen den Impuls für alle akzeptierten Myonen (a) und alle anderen akzeptierten geladenen Spuren (b) der benutzten Ereignisse . . . . .	105
82	$\chi$ Verteilungen für korrekte und falsche Zuordnungen . . . . .	106
83	Falsch zugeordneter Impuls aufgetragen gegen den wahren Impuls . . . . .	107

# Verzeichnis der Tabellen

1	Parameter des HERA Speicherrings . . . . .	5
2	Parameter der Module des Flüssig-Argon Kalorimeters . . . . .	18
3	Vergleich zwischen Testaufbau und H1 Detektor unter $\Theta = 45^\circ$ . . . . .	26
4	Parameter der Flüssig-Argon Kalorimeter Testmodule . . . . .	28
5	Longitudinaler Aufbau des Eisen/Streamerrohrkammer Testkalorimeters . . . . .	32
6	Anzahl Auslesekanäle für die Tests bei direktem Teilcheneinschuß (linke Spalte) bzw. in Kombination mit dem Flüssig-Argon Kalorimeter (rechte Spalte) . . . . .	33
7	Anzahl der für die verschiedenen Datenquellen selektierten Myonereignisse . . . . .	37
8	Nachweiswahrscheinlichkeit und mittlere Multiplizität von Myonen für parallele und senkrechte Streifen . . . . .	38
9	Padsignale für Myonereignisse bei verschiedenen Konfigurationen . . . . .	40
10	Anzahl der analysierten Ereignisse, mit und ohne Schnitt gegen Leckenergie . . . . .	45
11	Anzahl generierter Hadronschauer und dazu benötigte Rechenzeit . . . . .	57
12	Verschiedene Fälle der Simulation der Streifenauslese . . . . .	59
13	Absolute Turm- Kalibration für verschiedene Fälle der Simulation . . . . .	63
14	Anzahl der zur Analyse verwendeten Ereignisse . . . . .	66
15	Ergebnisse für 170 GeV Einschußenergie, mit und ohne Benutzung des Streamerrohrkammer Kalorimeters und mit und ohne Fall auf den Energieverlust im inaktiven Material. Verschiedene Korrekturen wurden dabei benutzt (siehe Tabelle 16). . . . .	72
16	Auflistung der verschiedenen zur Korrektur des Energieverlustes im inaktiven Material benutzten Kalorimetersektionen . . . . .	77
17	Korrekturparameter . . . . .	79
18	Ergebnisse für alle Einschußenergien, mit Benutzung des Streamerrohrkammer Kalorimeters und mit Korrektur auf den Energieverlust im inaktiven Material . . . . .	81
19	Ergebnisse für alle Einschußenergien, bei Benutzung der Streifenmultiplizität zur Bestimmung der im Streamerrohrkammer Kalorimeter deponierten Energie . . . . .	84
20	Anpassung für exponentiellen Wichtungsansatz, alle Parameter frei . . . . .	88
21	Anpassung für exponentiellen Wichtungsansatz, zwei Parameter frei . . . . .	88
22	Erwartete Resultate für Jets von 170 GeV ( $\theta = 45^\circ$ ) und 50 GeV ( $\theta = 90^\circ$ ) im H1 Kalorimeter . . . . .	91
23	Verschiebung des Energiemittelwertes bei Variation der Kalibration des Streamerrohrkammer Kalorimeters für verschiedene Energieschwellen . . . . .	97
24	Auflistung der zur Simulation benutzten Ereignisse . . . . .	103
25	Zur Simulation verwendete Detektorgeometrie . . . . .	104
26	Ergebnisse zur Zuordnung von Zentraldetektorspuren und Myonkammerspuren im H1 Detektor . . . . .	107

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, danken.

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. K. Lübelmeyer für die Ermöglichung dieser Arbeit.

Besonders herzlich möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. W. Braunschweig bedanken. Ohne seinen unermüdlichen Einsatz bei der Vorbereitung und Durchführung des CERN Tests wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. In zahlreichen Diskussionen hat er mir wertvolle Anregungen vermittelt. Insbesondere möchte ich mich auch für das Vertrauen bedanken, mir die Analyse der Testergebnisse zu überlassen.

Weiterhin gilt mein Dank allen am Test beteiligten Aachener Kollegen. Hier möchte ich besonders Herrn Dr. F.-J. Kirschfink und Herrn J. Tutas hervorheben.

Ebenso möchte ich den zahlreichen Kollegen aus den übrigen am Test beteiligten Instituten danken, insbesondere den am Test des Streamerrohrkammer Kalorimeters beteiligten Physikern der Universität Dortmund und der INFN Rom.

Für die gute Zusammenarbeit bei der Analyse des kombinierten Tests des flüssig Argon und des Streamerrohrkammer Kalorimeters möchte ich mich bei Herrn J. Marks (DESY) bedanken.

Nicht zuletzt gilt mein besonderer Dank auch meinen Eltern, die mir das Physikstudium ermöglicht haben und den Fortgang meines Studiums stets mit regem Interesse verfolgt haben.

## Lebenslauf

Ich wurde am 23 Februar 1958 als Sohn des Lehres Willi Vogel und der Hausfrau Katharina Vogel geb. Schorn in Wickrath, Kreis Grevenbroich (jetzt Mönchengladbach) geboren. Von 1964 bis 1968 besuchte ich die Katholische Volksschule in Wickrath. Von 1968 bis 1977 besuchte ich das Städtische Gymnasium Odenkirchen in Mönchengladbach, wo ich im Jahre 1977 das Abitur erlangte. Nach Ableistung meines Grundwehrdienstes nahm ich im Wintersemester 1978 das Studium der Physik an der Rheinisch- Westfälischen Technischen Hochschule in Aachen auf. Nach meinem Vordiplom im Sommer 1980 wandte sich mein Interesse alsbald der Elementarteilchenphysik zu. Im Herbst 1982 trat ich ins I. Physikalische Institut der RWTH Aachen ein. Von 1982 bis 1984 arbeitete ich am TASSO Experiment. Im Rahmen dieser Mitarbeit entstand 1984 meine Diplomarbeit. Nach Ablegung der Diplomprüfung im Herbst 1984 begann meine Mitarbeit am geplanten H1 Experiment. Hier konzentrierte ich mich auf die von der H1 Kollaboration am europäischen Kernforschungszentrum CERN durchgeführten Testmessungen. In diesem Rahmen entstand auch die vorliegende Arbeit. Seit Februar 1983 bin ich im I. Physikalischen Institut zunächst als studentische Hilfskraft, nach der Diplomprüfung dann als wissenschaftliche Hilfskraft und seit März 1985 schließlich als wissenschaftlicher Angestellter beschäftigt. Neben meiner wissenschaftlichen Tätigkeit gehörten dabei auch Lehraufgaben zu meinem Aufgabenbereich.

Engelbert Vogel