

**Monte-Carlo-Studien**  
über  
**kalorimetrische Eigenschaften**  
der  
**H1-Streamerrohrinstrumentierung**

**Experimentelle Diplomarbeit**  
von  
**MAREN STEENBOCK**

**II. Institut für Experimentalphysik**  
**Universität Hamburg**  
**August 1991**

**Monte-Carlo-Studien**  
über  
**kalorimetrische Eigenschaften**  
der  
**H1-Streamerrohrinstrumentierung**

Experimentelle Diplomarbeit  
von  
MAREN STEENBOCK

II. Institut für Experimentalphysik  
Universität Hamburg  
August 1991

# Inhalt

Einleitung	1
<b>1 Der H1-Detektor am Speicherring HERA</b>	<b>3</b>
1.1 Der HERA-Speicherring	3
1.2 HERA-Physik	4
1.3 Der H1-Detektor	6
<b>2 Das instrumentierte Eisen des H1-Detektors</b>	<b>8</b>
2.1 Funktionsweise von Streamerrohrkammern	8
2.2 Die H1-Streamerrohrkammern	11
2.3 Aufbau des instrumentierten Eisens	12
<b>3 Grundlagen der Kalorimetrie</b>	<b>14</b>
3.1 Energieverlust durch Ionisation	15
3.2 Elektromagnetische Schauer	15
3.2.1 Energieauflösung elektromagnetischer Schauer	18
3.3 Hadronische Schauer	19
3.3.1 Energieauflösung hadronischer Schauer	23
3.3.2 Kompensation	24
<b>4 Der Testaufbau am CERN</b>	<b>26</b>
<b>5 Das Simulationsprogramm</b>	<b>29</b>
5.1 Überblick H1SIM	29
5.2 Prinzip der Schauerentwicklung und Spurverfolgung	30
5.3 Die Spurverfolgung im instrumentierten Eisen des H1-Detektors	31
5.4 Die Digitalisierung der Spurdaten	32
5.4.1 Erzeugung der Streamer in der Simulation	32
5.4.2 Simulation des Streamerrohrkammersignals	33
5.4.3 Grenzen der Simulation	34
5.5 Anpassung an die Testgeometrie	35
5.6 Wahl der Digitalisierungsparameter	35

<b>6 Ergebnisse der Schauersimulation</b>	<b>36</b>
6.1 Einfluß der Abschneideenergien auf die Simulation	37
6.2 Schauerprofile	40
6.3 Longitudinaler Energieverlust hadronischer Schauer	43
6.4 Verhalten der Teilchenzahl für elektromagnetische und hadronische Schauer	45
6.4.1 Energieabhängigkeit der mittleren Teilchenzahl	45
6.4.1.1 Abhängigkeit der mittleren Teilchenzahl vom $\pi^0$ -Energieanteil im hadronischen Schauer	46
6.4.2 Verteilungen der Teilchenzahl	49
6.4.3 Energieauflösung der Teilchenzahl	50
6.4.3.1 Das $e/\pi$ -Verhältnis für die Teilchenzahl	51
6.5 Das Padsignal	53
6.5.1 Energieabhängigkeit des mittleren Padsignals	53
6.5.2 Verteilungen des Padsignals	55
6.5.3 Energieauflösung des Padsignals	57
6.5.3.1 Das $e/\pi$ -Verhältnis für die Padladung	59
6.5.4 Einfluß der Sättigung	60
6.5.5 Einfluß der Mehrfachstreamer	64
6.5.5.1 Die Winkelverteilung der Teilchen in den Kammern	64
6.5.5.2 Das Padsignal ohne Mehrfachstreamer	64
6.5.6 Einfluß der Streamerbreite	69
6.6 Das Drahtsignal	74
6.7 Vergleich mit experimentellen Daten	77
<b>Zusammenfassung</b>	<b>81</b>

## Einleitung

Am Deutschen Elektronensynchrotron DESY wird demnächst die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA in Betrieb genommen. HERA ist der erste Speicherring, in dem beschleunigte Elektronen mit beschleunigten Protonen zur Kollision gebracht werden. Bei einer Elektronenenergie von 30 GeV und einer Protonenenergie von 820 GeV beträgt die Schwerpunktenenergie 314 GeV. Sie ist somit um eine Größenordnung höher als in bisherigen Experimenten, bei denen Elektronen auf ruhende Protonen geschossen wurden.

Zum Nachweis der Reaktionsprodukte der ep-Kollision werden an zwei Wechselwirkungspunkten die Detektoren H1 und ZEUS aufgebaut. Eine wichtige Forderung an die Detektoren ist eine genaue Richtungs- und Energiemessung der gestreuten Elektronen und der erzeugten hadronischen Teilchenjets.

Im H1-Experiment erfolgt die Energiemessung in einem Kalorimeter aus Blei und Edelstahl mit flüssigem Argon als Auslesemmedium. Jets hoher Energie werden jedoch nicht alle vollständig in dem Flüssig-Argon-Kalorimeter absorbiert. Um die Energie der aus dem Kalorimeter entweichenden Teilchen zu messen und um Myonen nachzuweisen, ist das Eisenjoch des H1-Detektors mit Streamerrohrkammern instrumentiert. Für die Funktion der Eiseninstrumentierung als 'Restkalorimeter' ist eine Energieauflösung von  $\sigma/E \approx 1.0/\sqrt{E[\text{GeV}]}$  ausreichend.

Die Eichung der Module des Flüssig-Argon-Kalorimeters und eines Testmoduls der Eiseninstrumentierung erfolgte an Teststrahlen im europäischen Kernforschungszentrum CERN. Das Verhalten des Testmoduls der Eiseninstrumentierung wurde dabei sowohl in der Position hinter dem Flüssig-Argon-Kalorimeter - entsprechend der Situation im H1-Detektor - als auch bei direktem Teilcheneinschuß untersucht.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Simulation des Testmoduls des instrumentierten Eisens in der letztgenannten Konfiguration. Es wurde simuliert, wie sich das Testmodul - ein Kalorimeter aus 7.5 cm dicken Eisenplatten mit Streamerrohrinstrumentierung - bei direktem Einschuß von Pionen und Elektronen verhält.

Das Schwergewicht liegt dabei nicht darin, das Simulationsprogramm so anzupassen, daß die simulierten Daten möglichst gut mit den experimentellen Daten übereinstimmen. Dies ist auch deshalb nicht möglich, weil keine experimentellen Daten für Elektronen vorliegen. Vielmehr soll untersucht werden, wie Effekte, die mit dem Streamermechanismus verknüpft sind, die kalorimetrischen Eigenschaften, wie Linearität, Energieauflösung und  $e/\pi$ -Verhältnis, eines Eisen-Streamerrohrkammer-Kalorimeters beeinflussen.

Ein wichtiger Effekt, der in Streamerrohrkammern auftritt, ist die Sättigung, d.h. in Bereichen hoher Teilchendichte tragen nicht mehr alle Teilchen zum Signal bei. Mit Hilfe von Simulationsrechnungen kann u.a. studiert werden, wie sich der Sättigungseffekt auf das Signal elektromagnetischer und hadronischer Schauer auswirkt, da in der Simulation, im Gegensatz zum Experiment, jede gewünschte Information über den Schauer zur Verfügung steht.

Im 1. Kapitel werden der Speicherring HERA und der H1-Detektor vorgestellt. Die Funktionsweise von Streamerrohrkammern und die Struktur des H1-Eisenjochs werden im 2. Kapitel kurz behandelt. Auf die Grundlagen der Kalorimetrie wird im 3. Kapitel eingegangen. Im 4. und 5. Kapitel werden der Testaufbau und das Programm, welches zu seiner Simulation benutzt wurde, beschrieben. Schließlich werden im 6. Kapitel, dem zentralen Teil dieser Arbeit, die Ergebnisse der Simulationsrechnungen vorgestellt und diskutiert. Hier wird gezeigt, daß die H1-Streamerrohrinstrumentierung in bestimmten Energiebereichen ein  $e/\pi$ -Verhältnis in der Nähe von 1 liefert und so für Pionschauer eine relativ lineare Kalibrationsfunktion und eine Energieauflösung, welche sich mit  $\text{const.}/\sqrt{E}$  verbessert, erreicht wird.

# 1 Der H1-Detektor am Speicherring HERA

## 1.1 Der HERA-Speicherring

Die Beschleunigung der Elektronen auf 30 GeV und der Protonen auf 820 GeV erfolgt in zwei getrennten Ringen mit einem Umfang von 6,3 km. In Abbildung 1.1 ist eine Skizze der HERA-Anlage dargestellt.

Während für Elektronen konventionelle Magnete benutzt werden können, um sie auf ihrer Sollbahn zu halten, erreicht man die erforderlichen Feldstärken für Protonen nur mit supraleitenden Magneten.

Elektronen- und Protonenring enthalten jeweils 210 Teilchenpakete, die an bis zu vier Wechselwirkungspunkten mit einer Rate von 10.4 MHz zur Kollision gebracht werden können. Zur Zeit sind an zwei Wechselwirkungspunkten die Detektoren H1 und ZEUS aufgebaut. Die wichtigsten Daten des Speicherrings sind in Tabelle 1 aufgeführt.

In einer späteren Ausbaustufe sollen Elektronen bis zu 35 GeV beschleunigt und Spinrotatoren eingebaut werden. Dann werden Messungen mit Elektronen definierter Helizität möglich sein.

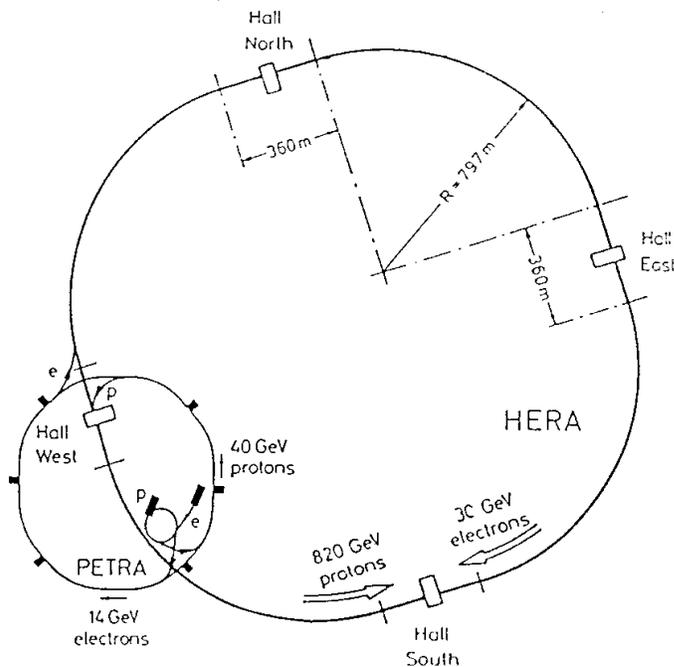


Abbildung 1.1: Der HERA-Speicherring

	Protonen	Elektronen
Energiebereich	300 - 820 GeV	10 - 30 GeV
Schwerpunktenergie	314 GeV	
Luminosität	$2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	
Teilchenzahl	$2.1 \cdot 10^{13}$	$0.8 \cdot 10^{13}$
Führungsfeld	4.65 T	0.165 T
Umfang	6336 m	
Zeit zwischen Kreuzungen	96 ns	
Energieverlust/Umlauf	$1.4 \cdot 10^{-10} \text{ MeV}$	127 MeV
Hochfrequenzleistung	1 MW	13.2 MW

Tabelle 1: Einige Daten des Speicherrings HERA [Wol86]

## 1.2 HERA-Physik

Einige Aspekte der ep-Physik, die mit HERA untersucht werden sollen, seien im folgenden kurz genannt [Wol86]:

**Protonstrukturfunktionen:** Die Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung wird durch die Feynman-Graphen der Abbildung 1.2 beschrieben. Das Elektron wird an einem Quark des Protons gestreut. Je nach Austauscheteilchen unterscheidet man zwischen Ereignissen des geladenen Stroms (Charged Current, CC) und des neutralen Stroms (Neutral Current, NC). Das gestreute Quark fragmentiert in Hadronen (*Stromjet*). Die Hadronen, in die das Restproton fragmentiert (Protonjet), verbleiben im wesentlichen im Strahlrohr und können nicht nachgewiesen werden.

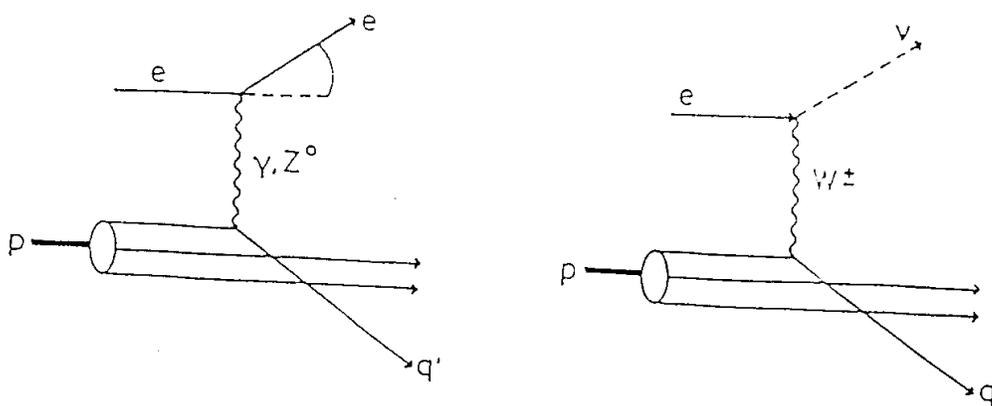


Abbildung 1.2: Feynman-Graphen des neutralen Stroms (links) und des geladenen Stroms (rechts) in der ep-Streuung

Die Rekonstruktion der Ereigniskinematik erfolgt im Falle von NC-Ereignissen durch Messung des Stromjets und des gestreuten Elektrons. Im Falle von CC-Ereignissen kann das auslaufende Lepton - ein Neutrino - nicht nachgewiesen werden. Die Ereigniskinematik kann nur aus der Messung des Stromjets bestimmt werden.

Aus den Wirkungsquerschnitten dieser Prozesse lassen sich die Protonstrukturfunktionen bestimmen. Der mit HERA zugängliche kinematische Bereich ist mit einem maximalen Impulsübertrag von  $Q^2 < 10^5 \text{ GeV}^2$  um etwa zwei Größenordnungen höher als in bisherigen Experimenten. Somit erlaubt HERA die Überprüfung des Standardmodells in einem bisher nicht zugänglichen Bereich. Das Standardmodell sagt eine logarithmisch abnehmende Strukturfunktion voraus. Abweichungen von diesem Verlauf könnten einen Hinweis darauf liefern, daß Elektronen und Quarks nicht punktförmig sind.

**Schwere Quarks:** Die Produktion von Quarkpaaren erfolgt bei HERA hauptsächlich über die Boson-Gluon-Fusion (siehe Abbildung 1.3). Bei HERA können auf diese Weise schwere Quarkzustände studiert werden. Eine Erzeugung des noch nicht nachgewiesenen top-Quarks könnte möglich sein, sofern seine Masse unterhalb von  $\approx 100 \text{ GeV}$  liegt.

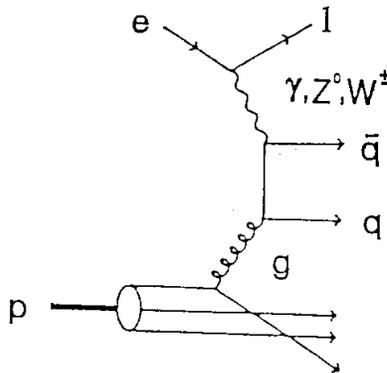


Abbildung 1.3: Erzeugung schwerer Quarks durch Boson-Gluon-Fusion.

**Higgs-Teilchen:** Neben dem top-Quark ist das Higgs-Teilchen, welches das Standardmodell zur Erklärung der Massen fordert, noch nicht gefunden worden. Die Erzeugung dieses Teilchens wäre bei HERA theoretisch möglich, allerdings nur mit geringen Raten.

#### Erweiterungen des Standardmodells:

- Die im Standardmodell gebrochene links-rechts Symmetrie könnte bei höheren Energien wieder hergestellt werden. Die Suche nach rechtshändigen Strömen wird in einer späteren Ausbaustufe von HERA möglich, wenn longitudinal polarisierte Elektronen zur Verfügung stehen.
- Über das Standardmodell hinaus wird bei HERA die Suche nach exotischen Teilchen (Leptoquarks, angeregte Quarks und Leptonen, supersymmetrische Teilchen) erfolgen.

### 1.3 Der H1-Detektor

Die Eigenschaften, die ein HERA-Detektor haben sollte, ergeben sich aus den zu untersuchenden physikalischen Prozessen. Die wichtigsten Forderungen an die Detektoren sind:

- Für die Messung der Strukturfunktion ist eine gute Richtungs- und Energieauflösung sowie eine absolute Energiekalibration notwendig. Weiter muß der Detektor hermetisch sein, vor allem um NC- von CC-Ereignissen zu unterscheiden und um die fehlende Energie der Neutrinos rekonstruieren zu können.
- Zur Identifikation von Zerfällen schwerer Quarks und für die Suche nach exotischen Teilchen ist außerdem ein den ganzen Raumwinkel erfassender Spurdetektor und ein Myonennachweis erforderlich.

Den Aufbau des H1-Detektors zeigt Abbildung 1.4. Aufgrund des Impulsunterschiedes zwischen Protonen und Elektronen und der sich daraus ergebenden typischen Ereignistopologie ist der Detektor in Richtung des Protonenstrahls aufwendiger instrumentiert als in Richtung des Elektronenstrahls. Die wichtigsten Komponenten sind [H1P86]:

**Spurdetektoren (2) (3):** Der Wechselwirkungspunkt ist von zylindrischen Driftkammern (Jetkammern) und Vieldrahtproportionalkammern umgeben. Diese werden in Protonrichtung von planaren und radialen Driftkammern sowie von Proportionalkammern zu Triggerzwecken ergänzt. Zusätzlich ist hier Material zur Erzeugung von Übergangsstrahlung installiert, welche eine Separation von Pionen und Elektronen ermöglicht.

**Flüssig-Argon-Kalorimeter (4) (5):** Die Spurkammern werden von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter umschlossen. Das Absorbermaterial im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters ist Blei, für den hadronischen Teil wird Edelstahl verwendet. Die Tiefe des gesamten Kalorimeters variiert zwischen  $4$  und  $8\lambda$ , je nach der zu erwartenden Maximalenergie der Teilchenjets in Abhängigkeit von deren Winkel relativ zum Strahl. In Testmessungen wurde für Elektronen eine Energieauflösung von  $12\%/\sqrt{E} [\text{GeV}]$  erreicht. Für einzelne in dem Kalorimeter vollständig absorbierte Hadronen betrug die Energieauflösung  $\approx 50\%/\sqrt{E} [\text{GeV}]$  [H1C89] (siehe auch Abschnitt 3.3.2). Das Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten innerhalb der Spule.

**Supraleitende Spule (6):** Der Kryostat ist von einer supraleitenden Spule umgeben, die ein nahezu homogenes Magnetfeld von  $1.2 \text{ T}$  erzeugt.

**Instrumentiertes Eisen (9) (10):** Das Eisen, das die supraleitende Spule umschließt, dient zur Rückführung des magnetischen Flusses. Zur Rekonstruktion von Myonen und zur Messung der Restenergie der nicht vollständig im Kalorimeter absorbierten Schauer ist das Eisen mit Streamerrohrkammern instrumentiert. Das instrumentierte Eisen wird im nächsten Abschnitt genauer beschrieben.

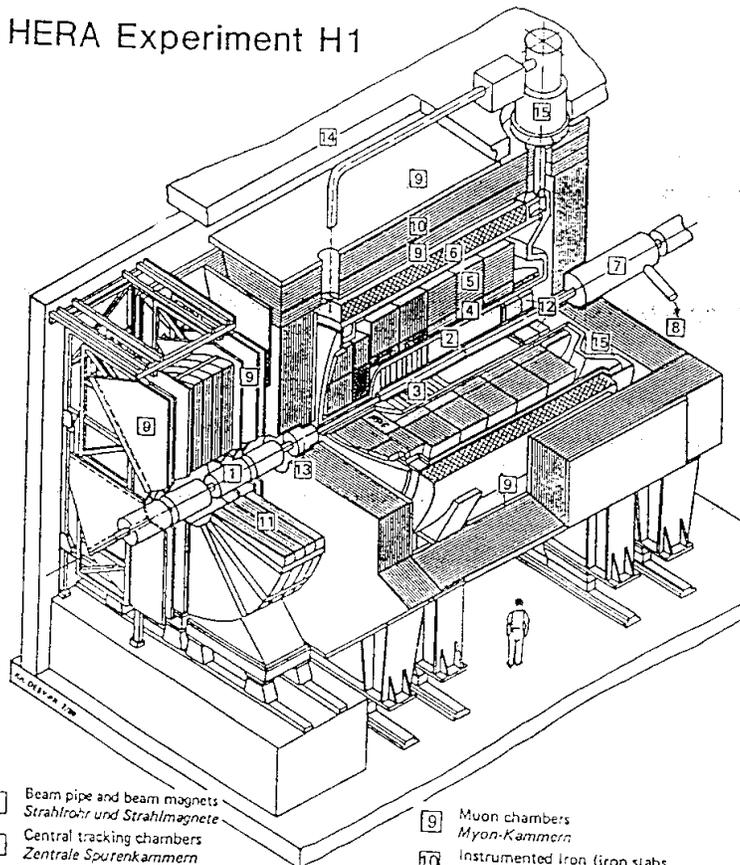
Weitere wichtige Detektorkomponenten und ihre Aufgaben sind :

**Myontoroid (11):** Nachweis von hochenergetischen Myonen in Vorwärtsrichtung.

**BEMC (12):** (rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter); Energiemessung des gestreuten Elektrons bei kleinen Impulsüberträgen.

**Plug-Kalorimeter (13):** (Vorwärtskalorimeter); Energiemessung von Hadronen bei kleinem Polarwinkel.

## HERA Experiment H1



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

Abbildung 1.4: perspektivische Ansicht des H1-Detektors.

## 2 Das instrumentierte Eisen des H1-Detektors

In diesem Kapitel wird zunächst kurz die Funktionsweise von Streamerrohrkammern beschrieben und einige Eigenschaften des Streamermechanismus, die für die Simulation wichtig sind, genannt. Dann erfolgt eine kurze Beschreibung der im H1-Experiment verwendeten Streamerrohrkammern und des Aufbaus der Eiseninstrumentierung des H1-Detektors.

### 2.1 Funktionsweise von Streamerrohrkammern

Streamerrohrkammern sind Gasdetektoren, die im *Auslösebereich* arbeiten. Der Auslösebereich (oder Geiger-Bereich) bezeichnet den Hochspannungsbereich, in dem die Gasverstärkung - und damit das Signal der Kammern - fast unabhängig von der Primärionisation ist.

Der Unterschied zwischen der Funktionsweise eines Geiger-Müller-Zählers und einer Streamerrohrkammer besteht vor allem darin, daß in einer Streamerrohrkammer, im Gegensatz zum Geiger-Müller-Zähler, die Entladung nach Durchgang eines ionisierenden Teilchens auf einen kleinen Bereich des Drahtes beschränkt bleibt und sich nicht entlang des ganzen Rohres ausbreitet. Diese räumlich begrenzte Entladung wird als *Streamer* bezeichnet. Erreicht wird die Begrenzung der Entladung in Streamerrohren durch einen im Vergleich zu Geiger-Müller-Zählern hohen Löschgaseanteil und Wahl eines geeigneten Drahtdurchmessers. In der Regel verwendet man für Streamerrohrkammern quadratische Aluminium- oder mit Graphit beschichtete Plastikprofile ( $\varnothing \approx 1\text{ cm}$ ), die die Kathode bilden, und  $100\mu\text{m}$  dicke Anodendrähte. Die Hochspannung liegt im kV-Bereich. Als Zählgas wird z.B. Argon in Kombination mit Isobutan als Löschgase benutzt. Im folgenden soll kurz skizziert werden, wie eine Streamerentladung zustande kommt:

Die durch ein ionisierendes Teilchen erzeugten freien Ladungsträger werden durch das elektrische Feld getrennt. Die Elektronen driften zur Anode. In der Nähe des Drahtes ist das Feld ausreichend groß, so daß diese Elektronen andere Atome ionisieren und damit eine Ladungslawine ausgelöst wird. Die positiven Ionen haben dagegen eine wesentlich geringere Beweglichkeit als Elektronen, sie können als quasistationär betrachtet werden. Durch sie bildet sich eine Raumladungszone aus, die das äußere Feld teilweise abschirmt. Die Größe dieser positiven Raumladungszone ist abhängig von der angelegten Hochspannung. Der Auslösebereich ist dadurch gekennzeichnet, daß die Raumladungszone das äußere Feld so weit abschirmt, daß verstärkt Rekombinationen stattfinden können. Die dabei entstehenden UV-Photonen führen in einem Geiger-Rohr zu einer Entladung entlang des gesamten Drahtes.

Die Begrenzung der Entladung auf einen kleinen Bereich in einem Streamerrohr läßt sich nach [Ata82] folgendermaßen erklären: Durch den hohen Anteil an Löschgase ist die Reichweite der Photonen gering. Sie können nur in unmittelbarer Nähe der Primärlawine Photoelektronen freisetzen. Diese Photoelektronen driften nun bevorzugt zur Raumladungswolke. An deren

Spitze ist durch die Überlagerung des äußeren Feldes und des Feldes der positiven Ionen die Feldstärke so groß, daß die Elektronen hier weitere Lawinen auslösen können. Dieser Prozeß setzt sich in Richtung der Kathode so lange fort, bis das äußere Feld durch den zunehmenden Abstand vom Draht zu klein wird, um eine Lawinenbildung der Photoelektronen zu ermöglichen.

Die Ladung bzw. der Spannungspuls, der am Draht gemessen wird, nachdem ein ionisierendes Teilchen einen Streamer ausgelöst hat, wird von mehreren Faktoren beeinflusst. Neben einer Abhängigkeit der Drahtladung von der angelegten Hochspannung wird sie von der Gaszusammensetzung bestimmt. Weiter besteht eine Abhängigkeit von äußeren Bedingungen, wie Luftdruck und Temperatur.

Für die Simulation sind diese Effekte von untergeordneter Bedeutung, solange man die Drahtladung durch eine mittlere Ladung approximieren kann. Die Simulation muß jedoch folgende Eigenschaften des Streamermechanismus berücksichtigen:

**Ladung benachbarter Spuren:** In der unmittelbaren Nähe einer Streamerentladung wird die Ausbildung (oder die volle Ausbildung) weiterer Streamerentladungen verhindert. Die von eng benachbarten Spuren erzeugte Streamerladung ist also kleiner als die doppelte Ladung einer Einzelspur und sinkt mit abnehmendem Spurabstand (siehe Abbildung 2.1). Im Mittel läßt sich dieses Verhalten durch einen *toten Raum* um einen Streamer beschreiben. Dieser bezeichnet die Zone entlang des Drahtes, innerhalb der eine Doppelspur nicht von einer Einzelspur unterschieden werden kann. Der tote Raum um einen Streamer führt dazu, daß in Schauern nicht mehr alle Teilchen zum Signal beitragen (*Sättigung*).

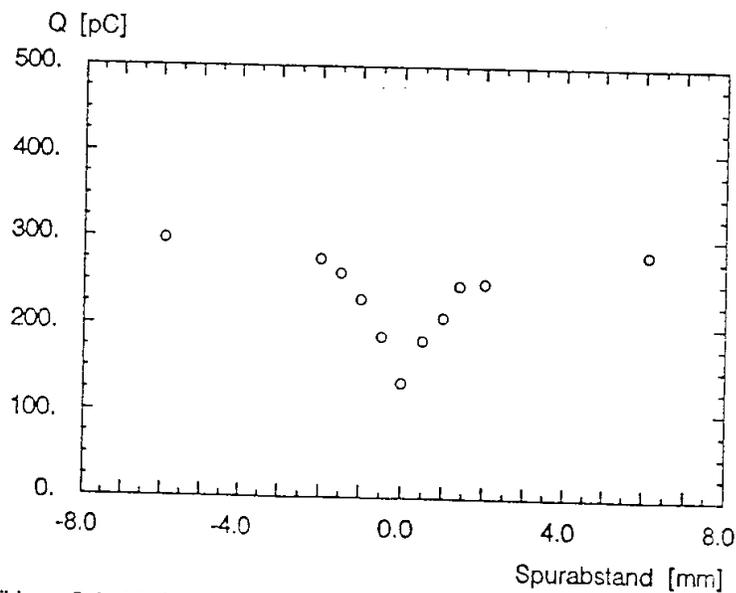


Abbildung 2.1: Mittlere Ladung von Doppelspuren als Funktion deren Abstands. Die Streamer wurden in dieser Messung durch einen Stickstoff-Laser ausgelöst. Das Verhalten von Doppelspuren wurde durch Verwendung eines Prismas simuliert [nach Ber85].

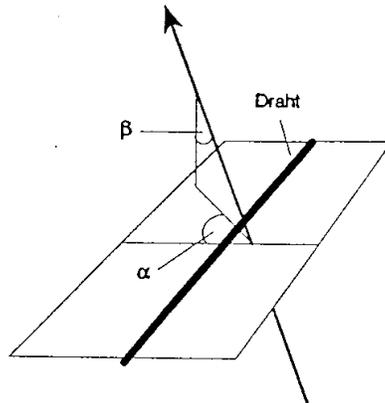


Abbildung 2.2: Definition der Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  einer Teilchenspur.

**Ladung geneigter Spuren:** Die Ladung, die eine einzelne Spur am Draht erzeugt, ist abhängig von deren Winkel bezüglich des Drahtes (Definition der Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  siehe Abbildung 2.2). Dabei ist die Abhängigkeit der Ladung vom Winkel  $\beta$  senkrecht zum Draht gering [Hüb90]. Die Ladung steigt jedoch deutlich mit wachsendem Winkel  $\alpha$  (siehe Abbildung 2.3). Dies erklärt sich dadurch, daß mit zunehmender auf den Draht projizierter Spurlänge die Wahrscheinlichkeit für die Ausbildung mehrerer Streamer an einem Draht wächst. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von mehr als einer Streamerentladung als Funktion des Winkels der Teilchenspur ist in Abbildung 2.4 dargestellt (*Mehrfachstreamer*).

Wie in Kapitel 5 gezeigt wird, haben beide Effekte - Sättigung und Mehrfachstreamer - wichtigen Einfluß auf die kalorimetrischen Eigenschaften von Streamerrohrkalorimetern.

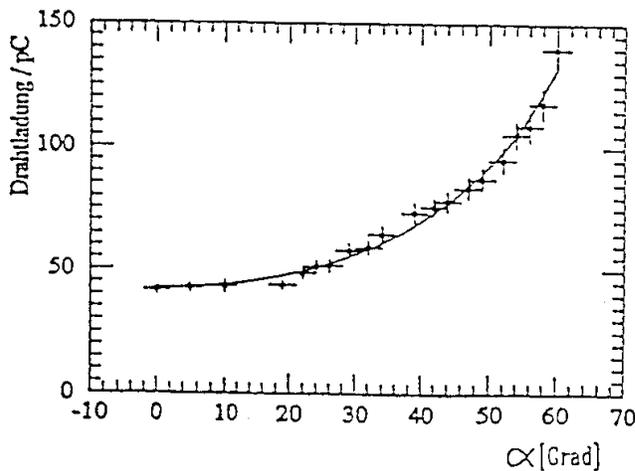


Abbildung 2.3: Mittlere Drahtladung als Funktion des Winkels  $\alpha$  der Teilchenspur [aus Hüb90].

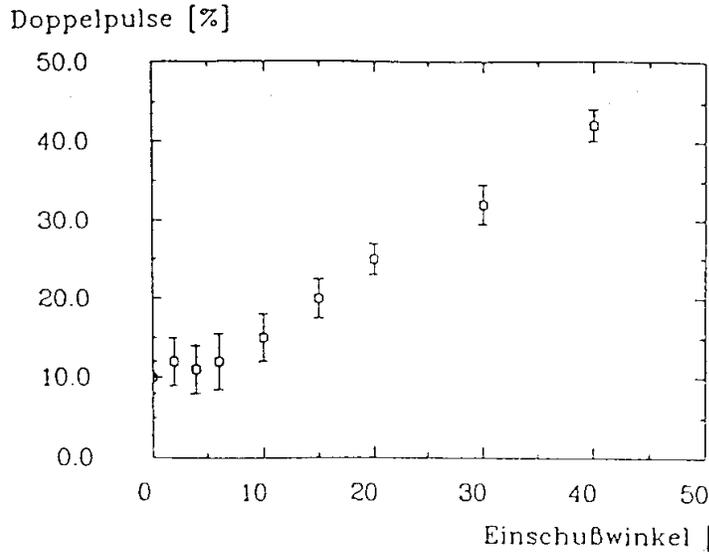


Abbildung 2.4: Anzahl der Doppelpulse an den Drähten als Funktion des Winkels  $\alpha$  [aus Brü90].

## 2.2 Die H1-Streamerrohrkammern

Abbildung 2.5 zeigt eine Skizze der im H1-Detektor verwendeten Streamerrohrkammern. Die Kammern bestehen aus einzelnen nach oben offenen Zellen mit einem inneren Durchmesser von 9 mm, in deren Mitte ein 100  $\mu\text{m}$  dicker Kupfer-Beryllium Draht gespannt ist. Die Wände zwischen den Zellen sind 1 mm dick. Das Kammermaterial ist Luranyl<sup>®</sup>, welches aus Sicherheitsgründen statt des sonst für Streamerkammern verwendeten PVC gewählt wurde. Acht Zellen bilden ein 'Profil', die durch einen Deckel geschlossen werden. Jeweils zwei Profile befinden sich in einer gasdichten Box. Die maximale Länge der Streamerrohrkammern, die im H1-Detektor eingesetzt werden, beträgt 6.5 m. Insgesamt wird eine Fläche von 4000m<sup>2</sup> mit Streamerrohrkammern instrumentiert.

Die Kammerwände sind mit einer niederohmigen, der Deckel mit einer hochohmigen Graphitschicht bestrichen. Auf dem Deckel befinden sich Influenzelektroden. Auf ihnen wird durch die positive Raumladungswolke, nach Abfließen der Elektronen, Ladung influenziert. Diese Ladung ist proportional zur Drahtladung.

Als Influenzelektroden dienen für die kalorimetrischen Messungen rechteckige Kupferelek-

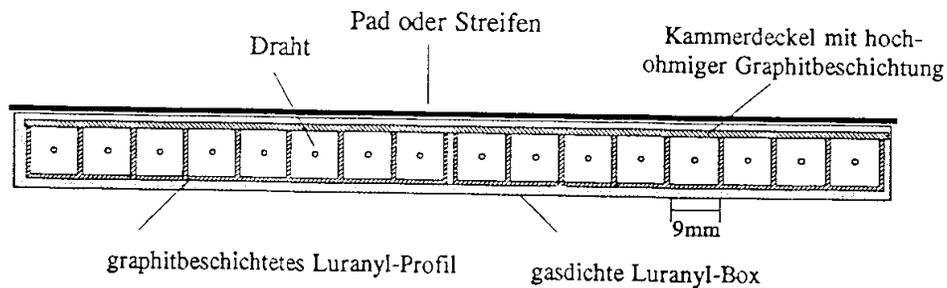


Abbildung 2.5: Vereinfachte Darstellung der H1-Streamerrohrkammern. Querschnitt durch ein Doppelprofil.

troden (*Pads*) mit einer Größe von 25x25 cm<sup>2</sup> bis 50x40 cm<sup>2</sup>. Zur Spurrekonstruktion von Myonen werden Influenzelektroden in Form von 1.7 mm breiten Kupferstreifen verwendet.

Die Pads werden analog, die Drähte und Streifen dagegen mit einer Schwellenelektronik, also digital, ausgelesen.

### 2.3 Aufbau des instrumentierten Eisens

Das magnetische Rückflußjoch wird durch 10 Eisenlagen von 7.5 cm Dicke gebildet (insgesamt 4.5λ ,43X0), die den gesamten Detektor umgeben. Die Lage der Streamerrohrkammern veranschaulicht Abbildung 2.6.

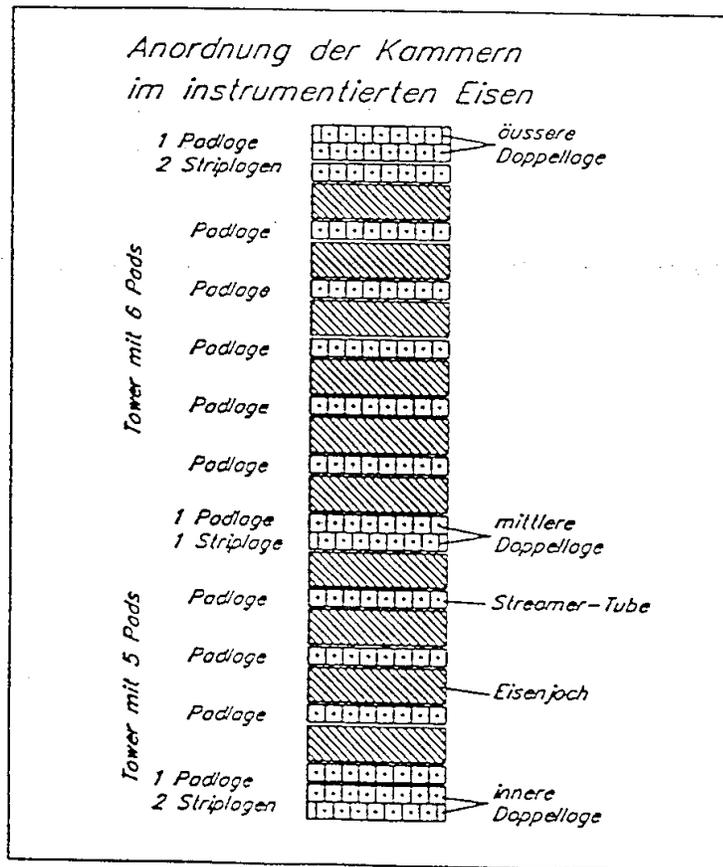


Abbildung 2.6: Anordnung der Streamerrohrkammern im instrumentierten Eisen des H1-Detektors [aus Jus91].

Zur Spurmessung der Myonen werden die Drähte aller Kammerebenen verwendet. Mit Hilfe der Drähte kann zusammen mit dem Magnetfeld eine grobe Impulsbestimmung von Myonen vorgenommen werden. Eine Messung aller drei Raumkoordinaten ist mit den Streifenkammern möglich, da die Streifen senkrecht zu den Drähten verlaufen. Jeweils zwei Streifen-

kammern befinden sich zusammen mit einer Padkammer in Eisenboxen, die vor und hinter dem Eisen angebracht sind. Die Drähte der in diesen Boxen untergebrachten Streifenkammern sind um den halben Drahtabstand gegeneinander versetzt, so daß die Nachweiswahrscheinlichkeit beider Kammerlagen zusammen 100% beträgt. Die Streifen dieser Lagen sind miteinander *verodert*, d.h. die Streifen sind galvanisch miteinander verbunden und werden zusammen ausgelesen. Innerhalb des Eisens befindet sich ebenfalls eine Kammerebene, die mit Streifen ausgerüstet ist. Mit den Streifenkammern kann so die z-Koordinate (entlang der Strahlrichtung) von Myonen bestimmt werden und eine Zuordnung zwischen den Spuren im instrumentierten Eisen und Spuren im Zentraldetektor erfolgen.

Zur Messung der **Restenergie**, die aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter entweicht, sind die Zwischenräume des Eisens sowie eine Kammerlage vor und hinter dem Eisen mit Pad-Streamerrohrkammern bestückt. Die hintereinanderliegenden Pads der ersten fünf und der restlichen sechs Kammerlagen werden elektronisch zu sog. *Türmen* zusammengefaßt und jeweils gemeinsam ausgelesen.

Die aus den Eisenplatten und den Pad-Streamerrohrkammern bestehende Komponente des H1-Detektors wird in dieser Arbeit in Hinblick auf ihre kalorimetrischen Eigenschaften untersucht. Die Grundlagen der Kalorimetrie werden im nächsten Kapitel zusammengestellt.

### 3 Grundlagen der Kalorimetrie

Hochenergetische Teilchen lösen in Materie durch inelastische Prozesse eine Kaskade ("Schauer") von Sekundärteilchen aus. Die Zahl der dabei erzeugten Teilchen ist ein Maß für die Energie des Primärteilchens, im Idealfall besteht eine lineare Abhängigkeit. Aufgabe eines Kalorimeters ist es, die Zahl der Schauerpartikel, bzw. deren gesamte Spurlänge, zu messen und so die Energie des einfallenden Teilchens oder eines Teilchenjets zu bestimmen. Im Gegensatz zu Spurdetektoren verbessert sich in Kalorimetern der relative Fehler der Energiemessung aufgrund der statistischen Natur der Schauerentwicklung mit zunehmender Energie.

In einem *homogenen* Kalorimeter findet die Schauerentwicklung und der Nachweis der Teilchen in dem gleichen Medium statt. Materialien, die für homogene Kalorimeter verwendet werden, sind z.B. Natriumjodid oder Bleiglas.

Um einen hochenergetischen Schauer vollständig zu absorbieren, sind jedoch große Mengen an Materie erforderlich. Aus diesem Grund verwendet man zur Energiemessung hochenergetischer Teilchen Kalorimeter, die abwechselnd aus Absorbermaterial und einem Auslesemedium bestehen (*Samplingkalorimeter*). Der Absorber hat i.allg. eine hohe Kernladungszahl  $Z$ , um einen großen Wirkungsquerschnitt für die Teilchenproduktion zu erhalten. In den aktiven Schichten wird nur ein Bruchteil der gesamten Spurlänge bzw. der Teilchen des Schauers gemessen. Der Nachweis der Teilchen erfolgt in der Regel in Szintillatoren, flüssigem Argon oder in Gaszählern, die im Proportional- oder Auslösebereich arbeiten.

In diesem Kapitel soll ein kurzer Überblick über die Kalorimetrie gegeben werden. Dabei wird etwas über den Rahmen, der für das in dieser Arbeit untersuchte Kalorimeter relevant ist, hinausgegangen, um zu verdeutlichen, welche prinzipiellen Grenzen für die Energiemessung, insbesondere hadronischer Teilchen, bestehen.

Bevor auf die Schauerentwicklung und die Eigenschaften von Kalorimetern eingegangen wird, soll zunächst der Energieverlust durch Ionisation kurz behandelt werden. Ionisation und Anregung der Atome führen zur Übertragung der Schauerenergie auf das Medium\* und ermöglichen den Teilchennachweis - sowohl in elektromagnetischen als auch in hadronischen Schauern.

---

\* In hadronischen Schauern wird Schauerenergie auch für Kernumwandlungen aufgewendet.

### 3.1 Energieverlust durch Ionisation

Der Energieverlust durch Ionisation geladener Teilchen mit Energien oberhalb von ca. 1 MeV wird näherungsweise durch die Formel von Bethe-Bloch beschrieben (siehe z.B. [Kle87]). Es ergibt sich:

- Der Energieverlust pro Wegstrecke in einem bestimmten Material ist allein abhängig von der Teilchengeschwindigkeit und unabhängig von der Teilchenart.
- Mit zunehmender Geschwindigkeit fällt der Energieverlust pro Wegstrecke zunächst mit  $1/v^2$  bis zum Erreichen eines Minimums, dann steigt er durch die relativistische Zunahme des transversalen Feldes logarithmisch an. In Festkörpern wird dieser Anstieg durch Polarisierungseffekte gebremst.
- Bei Normierung auf die Dichte ist die Materialabhängigkeit gering.

Die Abweichungen von dem durch die Bethe-Bloch Formel gegebenen mittleren Energieverlust sind nicht symmetrisch verteilt. In einzelnen Stößen kann das ionisierende Teilchen relativ viel Energie auf ein Elektron übertragen. Die Verteilung besitzt also Ausläufer zu hohen Energien (Landauverteilung). Die getroffenen Elektronen können ihrerseits wieder Atome ionisieren ( $\delta$ -Elektronen). Die Abweichungen des Energieverlustes vom Mittelwert machen sich insbesondere in dünnen Schichten und Gasen bemerkbar.

### 3.2 Elektromagnetische Schauer

#### Schauerentwicklung

Für die Teilchenvervielfältigung im elektromagnetischen Schauer sind im wesentlichen nur zwei Prozesse verantwortlich: die Bremsstrahlung der Elektronen (Positronen) und die Paarbildung der Photonen.

**Bremsstrahlung:** Elektronen\*, die im Coulombfeld des Kernes abgebremst werden, geben Energie in Form von Strahlung ab. Für Energien oberhalb von 1 GeV ist der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke durch Bremsstrahlung der Energie der Elektronen proportional:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0}$$

Die materialabhängige Proportionalitätskonstante wird als Strahlungslänge  $X_0$  bezeichnet. Sie ist näherungsweise  $X_0 = 180 A/Z^2$  [g/cm<sup>2</sup>]. Nach Durchqueren einer Strahlungslänge hat die Energie eines hochenergetischen Elektrons im Mittel um den Faktor  $e$  abgenommen. Das Spektrum der Bremsstrahlungsphotonen hat die Form  $dN/dE \propto 1/E$ .

---

\* Unter Elektronen werden im folgenden auch Positronen verstanden.

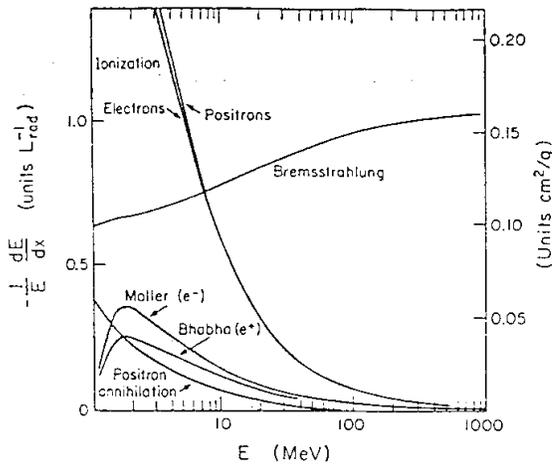


Abbildung 3.1:  
 Normierter mittlerer Energieverlust  
 pro Strahlungslänge als Funktion der  
 Energie für Elektronen in Blei  
 [PDG90].

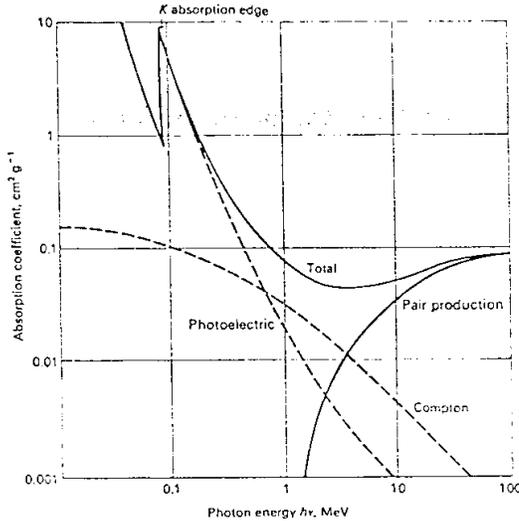


Abbildung 3.2:  
 Absorptionskoeffizient  $\mu = (\lambda \cdot \rho)^{-1}$  als  
 Funktion der Energie für Photonen in  
 Blei [Per87].

**Paarbildung:** Liegt die Energie eines Bremsstrahlungsphotons über der zweifachen Elektronenmasse, kann es im Feld eines Kerns oder Elektrons in ein Elektron-Positron Paar konvertieren. Diese können wiederum durch Bremsstrahlung neue Photonen erzeugen. Die mittlere Weglänge eines hochenergetischen Photons ist näherungsweise  $\lambda = 9/7 X_0$ .

Der Schauer kommt zum Erliegen, wenn die Energie der Elektronen unter die *kritische Energie*  $\epsilon$  abgesunken ist. Unterhalb der kritischen Energie überwiegt für Elektronen der Energieverlust durch Ionisation dem durch Bremsstrahlung. Ein Näherungswert ist

$$\epsilon [\text{MeV}] = 880 / (Z + 1.2) \quad [\text{PDG90}]$$

(z.B. Pb:  $\epsilon = 9,6$  MeV; Fe:  $\epsilon = 29$  MeV).

In diesem Energiebereich läßt sich der Energieverlust der Elektronen also nicht mehr durch die Strahlungslänge beschreiben. Die Energieabhängigkeit des Energieverlustes durch Ionisation und Bremsstrahlung für Elektronen in Blei zeigt Abbildung 3.1.

Für Photonen trägt bei geringen Energien der Comptoneffekt zur Abschwächung bei, mit weiter abnehmender Energie überwiegt schließlich der atomare Photoeffekt (siehe Abbildung 3.2).

### Schauermodell

Mit Monte-Carlo-Rechnungen ist es heute möglich, die Entwicklung elektromagnetischer Schauer sehr detailliert zu beschreiben. Einige wichtige Eigenschaften elektromagnetischer Schauer lassen sich aber schon aus einem sehr einfachen Modell ableiten ('Rossi Approximation'). Die Schauerentwicklung wird durch folgende vereinfachende Annahmen beschrieben [Bar86]:

- Jedes Elektron erzeugt pro Strahlungslänge ein Bremsstrahlungsphoton, welches die Hälfte der Energie des Elektrons übernimmt.
- Jedes Photon konvertiert nach einer Strahlungslänge in ein Elektron-Positron Paar.
- Fällt die Teilchenenergie unter die kritische Energie  $\epsilon$ , wird es gestoppt.

Die Gesamtzahl der Teilchen nach Durchqueren einer Schichtdicke  $t$ , gemessen in Einheiten der Strahlungslänge, ist dann  $N=2^t$  und die Teilchenenergie  $E(t) = E_0 2^{-t}$ . Die maximale Teilchenzahl wird in einer Tiefe von

$$t_{\max}[X_0] = \ln(E/\epsilon) - \ln 2$$

erreicht. Das Schauermaximum verschiebt sich also logarithmisch mit zunehmender Primärenergie zu größeren Tiefen. In dieser Abschätzung wird der Schauer nur bis zum Erreichen des Maximums beschrieben. Nach dem Schauermaximum fällt die Teilchenzahl exponentiell ab:

$$N(t) \approx \exp(-t/\lambda_{\text{att}}).$$

Die Dämpfungslänge  $\lambda_{\text{att}}$  ist dabei unabhängig von der Gesamtenergie, aber schwach materialabhängig.

### Räumliche Ausdehnung elektromagnetischer Schauer

Bei Verwendung der Strahlungslänge ist die Materialabhängigkeit der longitudinalen Schauerentwicklung gering. Unterschiede ergeben sich zum einen durch die unterschiedliche kritische Energie. Zudem hängen die Details der Schauerentwicklung vom Verhalten im niederenergetischen Bereich, den materialabhängigen Wirkungsquerschnitten für Compton- und Photoeffekt, ab [Fab89]. Die longitudinale Ausdehnung elektromagnetischer Schauer, d.h. die Tiefe in der der Schauer praktisch vollständig absorbiert wird, läßt sich durch

$$L_{98\%}[X_0] \approx t_{\max} + 4.0 \lambda_{\text{att}} \quad \lambda_{\text{att}}[X_0] = 3.4 \pm 0.5 \quad [\text{Fab85}]$$

beschreiben.

Für das laterale Schauerprofil ist in erster Linie die Vielfachstreuung niederenergetischer Elektronen verantwortlich. Vor dem Schauermaximum trägt auch der Emissionswinkel der Bremsstrahlungspotonen eine Rolle. Er ist jedoch klein gegen die Winkelverteilung durch Vielfachstreuung der niederenergetischen Elektronen [Kal89]. Der Radius eines elektromagnetischen Schauers läßt sich mit der Theorie der Vielfachstreuung berechnen. 95% der Energie werden in einem Zylinder mit einem Durchmesser von 2 *Moliere Radien*  $\rho_m$  deponiert:  $\rho_m = 7A/Z$  [gcm<sup>-2</sup>].

### 3.2.1 Energieauflösung elektromagnetischer Schauer

Ein elektromagnetischer Schauer ist das Resultat vieler Einzelprozesse, deren Auftreten als unabhängig voneinander angenommen werden kann. Die Fluktuationen um den Mittelwert der Gesamtteilchenzahl sind also poissonverteilt. Der relative Fehler der Energiemessung verkleinert sich so mit zunehmender Energie:

$$\sigma/E = 1/\sqrt{E}.$$

In einem *homogenen* Kalorimeter ist die Energieauflösung prinzipiell durch Fluktuationen der Zahl der Elektronen begrenzt. Hinzu kommen vom Auslesemedium abhängige Beiträge, wie z.B. durch eine Mindestenergie zum Nachweis der Teilchen oder Fluktuationen des Signals des Auslesemediums (z.B. Photonenstatistik in lichtsammelnden Auslesemedien). Mit homogenen elektromagnetischen Kalorimetern lassen sich Energieauflösungen besser als  $1\%/\sqrt{E}$  [GeV] erreichen [Fab85].

In einem Samplingkalorimeter verschlechtert sich die Energieauflösung gegenüber einem homogenen Kalorimeter durch statistische Schwankungen des Anteils, der in den aktiven Lagen nachgewiesen wird. Diese *Samplingfluktuationen* sind i.allg. sehr viel größer als die intrinsischen Fluktuationen.

Eine Abschätzung der Energieauflösung elektromagnetischer Schauer in einem Samplingkalorimeter läßt sich aus 'Rossi Approximation' gewinnen (siehe Seite 17). Die gesamte Spurlänge gemessen in Einheiten der Strahlungslänge ist in dieser Näherung:

$$T [X_0] = \frac{E}{\epsilon}$$

Die Zahl  $N_a$  der in den aktiven Lagen mit Abstand  $d$  gezählten Teilchen ist dann

$$N_a = T_a [X_0] = \frac{E}{\epsilon d [X_0]}$$

Sind die Teilchendurchgänge aufeinanderfolgender Schichten nicht korreliert, ist die Energieauflösung gegeben durch:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{1}{\sqrt{N_a}} = \sqrt{\frac{\epsilon d [X_0]}{E}} \quad (+)$$

Dieser Wert für die Energieauflösung eines Samplingkalorimeters ist als untere Grenze zu verstehen. Weitere Faktoren, die die Energieauflösung beeinflussen sind, u.a.[Ama81]:

- Durch **Vielfachstreuung** (insbesondere in Materialien mit hohem  $Z$ ) entstehen Elektronen mit größeren Winkeln bezüglich der Schauerachse. Für diese Teilchen vergrößert sich die effektive Absorberdicke. In den aktiven Schichten können diese Teilchen (insbesondere in dünnen oder gasförmigen Medien) ein größeres Signal erzeugen als senkrecht durchtretende Elektronen.
- **Landaufschwankungen** führen in dünnen Auslesemitteln oder Gaszählern, die im Proportionalbereich arbeiten, zu asymmetrischen Schwankungen um den mittleren Energieverlust.

Für das Streamerrohrkalorimeter des H1-Detektors wird die Energieauflösung elektromagnetischer Schauer schon allein wegen der Samplingfluktuationen nach Gleichung (+) schlechter als  $0.3/\sqrt{E}$  [GeV] sein. Die Tatsache, daß der Teilchennachweis mit Hilfe von Gasdetektoren erfolgt, läßt erwarten, daß eine zusätzliche Verschlechterung der Energieauflösung durch Winkelfluktuationen auftritt, da niederenergetische Teilchen weite Strecken innerhalb des Gasvolumens zurücklegen können, ohne gestoppt zu werden. Weiter kommt es in Gaszählern zu Sättigung, dies gilt besonders für Streamerrohrkammern (siehe Abschnitt 2.1).

### 3.3 Hadronische Schauer

Die Mechanismen, welche zur Teilchenvervielfältigung im hadronischen Schauer führen, sind komplex und theoretisch nicht geschlossen zu beschreiben. Im Gegensatz zum elektromagnetischen Schauer existiert für hadronische Schauer daher auch kein einfaches Modell der Schauerentwicklung.

#### Schauerentwicklung

Ein hochenergetisches Hadron wird in Materie inelastisch mit einem Kern des Absorbermaterials wechselwirken. Die inelastische Hadron-Kern Wechselwirkung mit Vielteilchenproduktion wird als *Spallation* bezeichnet. Sie verläuft in zwei Schritten [Wig87]:

**Intranukleare Kaskade:** Das einfallende Hadron wechselwirkt mit einem Nukleon des Kerns. Hierbei entstehen neue Teilchen (überwiegend leichte Mesonen). Die kinetische Energie dieser Teilchen und des getroffenen Nukleons werden teilweise auf andere Nukleonen des Kerns übertragen: es entsteht eine intranukleare Kaskade. Einige erzeugte Teilchen und Nukleonen können die Barriere des Kernpotentials überwinden und den Kern verlassen. Die Multiplizität der Teilchen wächst nur langsam mit der Energie. Für die Proton-Kern Wechselwirkung läßt sich die Multiplizität geladener Teilchen aus  $\langle n_{ch} \rangle \approx A^{0.1} \ln E$  [GeV] [Fab85] abschätzen. Un-

gefähr die Hälfte der Energie des einfallenden Teilchens wird für die Produktion neuer Teilchen verbraucht.

Der Transversalimpuls der Sekundärteilchen beträgt im Mittel  $\approx 0.35$  GeV, unabhängig von der Primärenergie. Der longitudinale Impuls der meisten Sekundärteilchen ist im Schwerpunktsystem klein. Nur einige wenige Teilchen erhalten viel kinetische Energie [Kal89].

**Evaporation:** Der angeregte Kern geht durch Emission von Nukleonen und schließlich niederenergetischer Photonen in seinen Grundzustand über. Die während der Evaporation ausgesandten Nukleonen sind überwiegend Neutronen. Die Emission von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen wird durch die Coulombbarriere des Kernes unterdrückt. Da die Coulombbarriere mit wachsender Kernladungszahl  $Z$  ansteigt, wächst der Anteil der Neutronen an der Gesamtteilchenzahl mit zunehmendem  $Z$ . Ein alternativer Prozeß zur Evaporation in Materialien mit hohem  $Z$  ist Spaltung (vor allem in Uran).

Schnelle Teilchen können selbst wieder inelastisch wechselwirken und den Teilchenschauer fortsetzen. Diese Teilchen sind überwiegend Pionen, davon ist ungefähr ein Drittel neutral. Durch deren Zerfall wird innerhalb des hadronischen Schauers ein elektromagnetischer Schauer ausgelöst. Ein neutrales Pion steht für den hadronischen Anteil des Schauers nicht mehr zur Verfügung. Der elektromagnetische Anteil  $f_{\pi^0}$  wächst daher mit zunehmender Primärenergie. Im Energiebereich zwischen 10 und 100 GeV beträgt dieser Anteil näherungsweise

$$f_{\pi^0} = 0.1 \ln E [\text{GeV}] \quad [\text{Fab85}], \quad (\text{I})$$

### Räumliche Ausdehnung hadronischer Schauer

Die räumliche Ausdehnung hadronischer Schauer läßt sich bei Verwendung der nuklearen Wechselwirkungslänge  $\lambda$  näherungsweise materialunabhängig beschreiben. Da die Schauerentwicklung vorwiegend durch Pionen bestimmt wird, ist die nukleare Wechselwirkung als mittlere freie Weglänge eines Pions in der jeweiligen Materie definiert. Oberhalb von 10 GeV ist sie näherungsweise energieunabhängig und läßt sich mit

$$\lambda [\text{g/cm}^2] \approx 35 \sqrt[3]{A}$$

abschätzen. Experimentell findet man für die Lage des Schauermaximums hadronischer Schauer:

$$t_{\text{max}} [\lambda] = 0.2 \ln(E [\text{GeV}]) + 0.7$$

Innerhalb einer Kalorimetertiefe von

$$L_{95\%}[\lambda] = t_{\text{max}} + 2.5 \lambda_{\text{att}}; \quad \lambda_{\text{att}} = \lambda (E[\text{GeV}])^{0.13}$$

wird 95% der Schauerenergie deponiert [Fab85].

Da die nukleare Wechselwirkungslänge i.allg. wesentlich größer ist als die Strahlungslänge, die die Ausdehnung elektromagnetischer Schauer charakterisiert, ist ein hadronischer Schauer ausgedehnter als ein elektromagnetischer Schauer.

### Meßbare Energie

In einem hadronischen Schauer kann im Mittel ein größerer Anteil der Schauerenergie in einem Kalorimeter nicht nachgewiesen werden. Die Schaueranteile, die prinzipiell nachgewiesen werden können (elektromagnetische Schauer durch  $\pi^0$ -Zerfall, geladene Hadronen, Neutronen, Photonen), liefern pro Teilchen ein unterschiedliches Kalorimetersignal, welches sowohl vom Material als auch von der Dicke der Absorber- und Ausleseschichten abhängt [Wig87]. Um das relative Signal verschiedener Schauerkomponenten miteinander vergleichen zu können, normiert man ihr Signal auf das Signal, das ein *minimalionisierendes Teilchen (mip)* liefern würde. Ein mip ist definiert als ein Teilchen, das Energie ausschließlich durch Ionisation verliert, und zwar gemäß dem durch die Bethe-Bloch Formel gegebenen Minimalwert.

Bevor die Schauerkomponenten betrachtet werden, welche zum Kalorimetersignal beitragen, seien zunächst die Beiträge zur nicht sichtbaren Energie genannt:

**Bindungsenergieverluste:** Pro Nukleon wird im Mittel eine Energie von 8 MeV benötigt, um es aus dem Kern zu befreien. Diese Bindungsenergieverluste stellen den größten Anteil an nicht sichtbarer Energiedeposition dar. Für den rein hadronischen Teil können so bis zu 40% der primären Schauerenergie aufgewendet werden.

**Neutrinos, Myonen:** Myonen aus Zerfällen deponieren Energie nur durch Ionisation und verlassen i.allg. den Detektor, ohne gestoppt zu werden. Neutrinos verlassen den Detektor ohne Wechselwirkung.

**Rückstoßenergie:** Die während der nuklearen Kaskade emittierten Teilchen werden vorwiegend in Vorwärtsrichtung emittiert. Die Rückstoßenergie des Kernes ist wegen dessen kurzer Reichweite nicht meßbar.

Zum prinzipiell meßbaren Signal tragen dagegen bei:

#### Elektromagnetische Schauer:

Experimentell zeigt sich, daß das Signal eines elektromagnetischen Schauers in Kalorimetern mit großer Differenz der Kernladungszahlen zwischen Absorber- und Auslesemedium kleiner ist als das eines minimalionisierenden Teilchens:  $e/mip < 1$ . Aus historischen Gründen wird dies als *Übergangseffekt* bezeichnet. Monte-Carlo-Rechnungen mit Berücksichtigung des niederenergetischen Schaueranteils ergeben, daß dieser Effekt durch die starke Z-Abhängigkeit des atomaren Photoeffekts verursacht wird ( $\sigma_{ph} \propto Z^5$ ). Niederenergetische Photonen ( $< 1\text{MeV}$ ) erzeugen daher vorwiegend im Absorber Photoelektronen. Diese Photoelektronen tragen nur dann zum Kalorimetersignal bei, wenn sie am Rand des Absorbers freigesetzt werden. Oberhalb von einigen mm Absorberschichtdicke ist das  $e/mip$ -Verhältnis näherungsweise konstant. In typischen Uran-Kalorimetern beträgt dann  $e/mip \approx 0.6$ , in Eisen-Kalorimetern  $\approx 0.9$ .

### Geladene Hadronen :

Hochenergetische Protonen und Pionen verlieren, bis sie inelastisch wechselwirken, Energie durch Ionisation und tragen so zum Kalorimetersignal bei. Im Mittel deponiert ein hochenergetisches Pion 200 MeV bis es wechselwirkt. Der Anteil am gesamten Kalorimetersignal von diesen schnellen Teilchen - bei nicht zu großer Absorberdicke - ist relativ gering, er beträgt ca. 10-15%. Der Großteil des Signals wird von den zahlreichen niederenergetischen Protonen aus dem Spallationsprozeß erzeugt. Aufgrund ihrer geringen Energie deponieren sie pro Wegstrecke mehr Energie als ein minimalionisierendes Teilchen. Das p/mip- Verhältnis kann also größer als eins sein. Durch Sättigungseffekte im Auslesemmedium (z.B. Szintillator) wird dieser Effekt vermindert. Bei großen Absorberdicken werden die Spallationsprotonen wegen ihrer geringen Reichweite dagegen wenig zum Signal beitragen.

### Neutronen:

Ein Großteil der Schauerenergie wird in niederenergetische Neutronen überführt (Evaporationsneutronen). Neutronen verlieren Energie in einer Vielzahl aufeinanderfolgender elastischer und inelastischer Streuungen mit den Kernen des Absorbers. Zu den inelastischen Wechselwirkungen gehören (n,2n) Reaktionen, in denen Neutronen und niederenergetische Photonen freigesetzt werden. Wenn die Neutronen thermische Energie erreicht haben, können sie von einem Kern eingefangen werden. Hierbei wird Bindungsenergie frei, die in Form von niederenergetischen Photonen abgegeben wird. Die Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Streuung sowie für Neutroneneinfang hängen stark von den kernphysikalischen Eigenschaften des Absorbers ab.

Der Beitrag der Neutronenkomponente in Materialien ohne freie Protonen oder leichten Kernen zum Kalorimetersignal reduziert sich auf das Signal der im Laufe ihrer Abbremsung freigesetzten Photonen (deren Nachweiswahrscheinlichkeit gering ist, s.u.). Wird ein wasserstoffhaltiges Auslesemmedium benutzt (z.B. Plastikszintillator), ändert sich der Beitrag niederenergetischer Neutronen entscheidend. Durch (n,p) Streuung übertragen Neutronen einen Großteil ihrer Energie auf ein Proton, welches seine kinetische Energie in einem relativ kleinen Bereich durch Ionisation verliert und so ein meßbares Signal erzeugt. Da die Reichweite von Neutronen in Materialien mit hohem Z groß ist, können sie die Absorberschichten durchdringen und verlieren ihre kinetische Energie praktisch ausschließlich im Auslesemmedium. Im Gegensatz zu ionisierenden Teilchen werden sie also nicht stichprobenartig gemessen, sondern können ihre gesamte Energie in den aktiven Schichten verlieren. Dieser Mechanismus ist abhängig von der Schichtdicke des Absorbers relativ zum Auslesemmedium. Auf die Bedeutung des Neutronennachweises für die Eigenschaften von Hadronkalorimetern wird später eingegangen.

### Photonen aus Kernprozessen:

Für sie gilt im Prinzip das gleiche wie für die Photonen in elektromagnetischen Schauern. Da die Photonen aus Kernprozessen niederenergetisch sind, gilt:

$$\gamma/mip < e/mip.$$

Die Freisetzung der durch Neutroneneinfang erzeugten Photonen erfolgt nicht prompt, ihr Beitrag zum Kalorimetersignal ist somit abhängig von der Signalintegrationszeit.

### 3.3.1 Energieauflösung hadronischer Schauer

Wegen der großen räumlichen Ausdehnung hadronischer Schauer werden zur Energiemessung hadronischer Teilchen beinahe ausschließlich Samplingkalorimeter verwendet. Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern wird der Fehler der Energiemessung in Samplingkalorimetern nicht hauptsächlich durch Samplingfluktuationen, sondern durch Schwankungen der Schauerzusammensetzung bestimmt. Wie im letzten Abschnitt erwähnt, tragen die Komponenten eines hadronischen Schauers unterschiedlich zum Kalimetersignal bei. Die Aufteilung der Schauerenergie in den elektromagnetischen, den nachweisbaren und den nicht nachweisbaren hadronischen Anteil schwanken dabei stark von Ereignis zu Ereignis und damit auch die nachweisbare Energie [Ama81]. Diese Anteile sind nicht unabhängig voneinander. Aber trotz der Korrelation zwischen den Schauerkomponenten ist es sinnvoll, die Energieauflösung in einen Beitrag durch Fluktuationen der  $\pi^0$ -Energie und einen Beitrag durch Schwankungen innerhalb des rein hadronischen Anteils zu unterteilen.

**Fluktuationen des elektromagnetischen Anteils:** Der elektromagnetische Anteil innerhalb eines Hadronschauers liefert pro Energie i.allg. ein größeres Kalimetersignal als der hadronische, da durch die hadronische Schauerkomponente ein erheblicher Anteil der Energie in nicht nachweisbarer Form deponiert wird (Bindungsenergie). Das Signalverhältnis von elektromagnetischem zu hadronischem Anteil pro Energie wird als *e/h-Verhältnis* bezeichnet.

Da die  $\pi^0$ -Energie von Ereignis zu Ereignis starken Schwankungen unterliegt, führt  $e/h \neq 1$  zu einer Verbreiterung des Signals. Dieser Beitrag zur Energieauflösung ist dabei näherungsweise unabhängig von der Primärenergie. Die Verschlechterung der Energieauflösung durch Schwankungen des elektromagnetischen Anteils werden vermieden, wenn  $e/h=1$  ist. In diesem Fall spricht man von einem *kompensierenden* Kalorimeter. Wie Kompensation erreicht werden kann, wird im nächsten Abschnitt kurz skizziert.

**Fluktuationen im hadronischen Anteil (intrinsische Fluktuationen):** Die Fluktuationen um den mittleren Energieverlust pro Schauer durch Bindungsenergie sind groß. Dies stellt den Hauptbeitrag zu den intrinsischen Fluktuationen. Die Schwankungen allein durch die Bindungsenergieverluste begrenzen die Energieauflösung auf  $30\text{-}35\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ . Hohe Verluste durch Bindungsenergie sind jedoch mit einer großen Neutronenkomponente im Schauer korreliert. Werden niederenergetische Neutronen nachgewiesen, verringert sich der Beitrag der intrinsischen Fluktuationen. Messungen an einem kompensierenden Uran-Szintillator-Kalorimeter ergeben einen Wert von  $(\sigma/E)_{\text{intr}} \approx 20\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$  für die intrinsischen Fluktuationen. Für ein kompensierendes Blei-Szintillator-Kalorimeter sind die intrinsischen Fluktuationen kleiner:  $(\sigma/E)_{\text{intr}} \approx 13\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$  [Dre89]. Ursache der größeren intrinsischen Fluktuationen bei Verwendung von Uran ist die geringere Korrelation zwischen den nachgewiesenen Neutronen und den Bindungsenergieverlusten, da in Uran viele der Neutronen aus Spaltungsprozessen stammen [Wig91].

Die Samplingfluktuationen in einem hadronischen Schauer sind größer als in einem elektromagnetischen. Ursache hierfür kann sein, daß insgesamt weniger Teilchen zum Signal beitragen und daß ein Teilchen auch in mehreren aktiven Lagen nachgewiesen werden kann [Fab89]. Experimentell wurde für die Samplingfluktuationen in hadronischen Schauern ein Beitrag von

$$\sigma/E \approx 11.5\% \sqrt{\Delta E(\text{MeV})}/\sqrt{E(\text{GeV})} \quad [\text{Dre89}]$$

gemessen.  $\Delta E$  bezeichnet dabei den Energieverlust eines minimalionisierenden Teilchens beim Durchqueren einer passiven und aktiven Schicht.

Die Energieauflösung hadronischer Schauer läßt sich bei Berücksichtigung der oben genannten Beiträge mit

$$\frac{\sigma}{\langle E \rangle} = \sqrt{\frac{I^2 + S^2}{E} + C^2} \quad \text{parametrisieren.} \quad (\text{II})$$

Die Größe  $S$  beschreibt Samplingfluktuationen,  $I$  die intrinsischen hadronischen Fluktuationen und  $C$  den Beitrag durch Fluktuationen der  $\pi^0$ -Energie.

### 3.3.2 Kompensation

Die Auflösung bei hohen Energien wird in einem nichtkompensierenden Kalorimeter durch die Fluktuationen des Anteils der elektromagnetischen Energie an der Schauerenergie dominiert. Dabei führt sowohl  $e/h < 1$  als auch  $e/h > 1$  zu einer Verschlechterung der Energieauflösung gegenüber einem kompensierenden Kalorimeter. Weiter folgt aus  $e/h \neq 1$ :

- Da der elektromagnetische Energieanteil mit der Energie zunimmt, ist das mittlere Kalorimetersignal nicht proportional zur Primärenergie.
- Das  $e/\pi$ -Verhältnis, d.h. das Signalverhältnis von Elektronen zu Pionen gleicher Energie, ist energieabhängig.
- Die Verteilung des Kalorimetersignals um den Mittelwert ist nicht gaußförmig.

Ein  $e/h$ -Verhältnis von 1 kann man prinzipiell durch Absenkung des elektromagnetischen Signals oder durch Anhebung des hadronischen Signals erreichen. In der Praxis wird Kompensation durch Verwendung von Absorberplatten mit hohem  $Z$  (Blei oder Uran) und einem Plastiksintillator als Auslesematerial erreicht. Einerseits wird durch das hohe  $Z$  das Signal des elektromagnetischen Anteils durch den 'Übergangseffekt' reduziert. Andererseits entstehen durch die hohe Kernladungszahl im Verlauf der Schauerentwicklung viele niederenergetische Neutronen. In Uran werden zusätzlich durch Kernspaltung Neutronen und Photonen geliefert. Bei geeigneter Wahl des Dickenverhältnisses von Absorber- und Szintillatorschicht kann das  $n/mip$ -Verhältnis so optimiert werden, daß der hadronische Anteil das gleiche Signal liefert wie der elektromagnetische.

Für Uran erreicht man wegen des größeren Neutronenanteils Kompensation bei kleinerem Verhältnis der Dicken von Absorber zu Szintillator als für Blei (in Uran ca. 1:1, in Blei 4:1). Um eine gute Lichtauslese zu ermöglichen, können die Szintillatorplatten nicht beliebig dünn gewählt werden. Bei gleicher Szintillatordicke sind so die Samplingfluktuationen in einem Uran-Kalorimeter deutlich kleiner als in einem Blei-Kalorimeter.

Mit sehr dicken Absorbern und dünnen Ausleseschichten ist es im Prinzip möglich, auch ein kompensierendes Eisen-Kalorimeter zu bauen, die Samplingfluktuationen werden hier aber sehr groß.

Eine andere Möglichkeit, die Fluktuationen durch neutrale Pionen zu unterdrücken, wird für das H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter genutzt. Durch die feine Segmentierung des Kalorimeters ist es möglich, elektromagnetische Schaueranteile durch ein lokal großes Signal zu 'erkennen' und entsprechend geringer zu wichten als die geringere Ladungsdepositionen des hadronischen Schaueranteils. Dieses Verfahren verringert aber nicht die intrinsischen hadronischen Schauerfluktuationen. Die erreichte Energieauflösung mit Prototypen des H1-Kalorimeters liegt bei  $50\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ . In Testmessungen für das ZEUS-Kalorimeter - einem kompensierenden Uran-Szintillator-Kalorimeter - wurden dagegen Energieauflösungen von  $35\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$  gemessen [Die89]\*.

Es sieht so aus, als wenn optimale Eigenschaften für ein Hadron-Kalorimeter nicht mit Absorbern aus Uran, sondern aus Blei erzielt werden können. Durch Verwendung von Plastik-Szintillator-Fasern können auch kompensierende Blei-Kalorimeter mit dünnen Absorberschichten und damit kleinem Beitrag durch Samplingfluktuationen gebaut werden. Mit so einer Anordnung ist es in jüngster Zeit gelungen, Energieauflösungen von  $30\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$  für einzelne Hadronen zu erreichen (Referenz siehe [Wig91]).

Die Energieauflösung, die mit dem Testmodul des instrumentierten Eisens gemessen worden ist, liegt demgegenüber bei  $\approx 100\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$  (siehe auch [Vog89]). Ursachen für die vergleichsweise schlechte Energieauflösung des H1-Streamerrohrkalorimeters sind vor allem die großen Samplingfluktuationen wegen der 7,5 cm dicken Eisenplatten und die großen intrinsischen Fluktuationen, da Neutronen nicht zum Signal der Streamerkammern beitragen. Außerdem wirken sich Winkelfluktuationen negativ auf die Energieauflösung aus (s.o.).

Bemerkenswert ist aber, daß die Energieauflösung näherungsweise mit  $\text{const.}/\sqrt{E}$  skaliert und daß das Signal der Streamerkammern relativ linear mit der Energie der einfallenden Pionen ansteigt. Beides sind Hinweise darauf, daß dieses Streamerrohrkalorimeter ein e/h-Verhältnis in der Nähe von 1 liefert. In Kapitel 6. wird gezeigt, daß die Angleichung des Signals der elektromagnetischen und der hadronischen Komponente innerhalb der Pionschauer durch den Sättigungseffekt des Streamermechanismus verursacht wird, welcher automatisch zu einer unterschiedlichen 'Wichtung' dieser Schaueranteile führt.

---

\* Das H1-Kalorimeter liefert dagegen eine bessere Energieauflösung für Elektronen.

## 4 Der Testaufbau am CERN

Das Testmodul der Eiseninstrumentierung des HI-Detektors zeigt Abbildung 4.1. Wie im endgültigen Detektor, besteht das Modul aus 10 jeweils 7.5 cm dicken Eisenlagen, die mit Streamerrohrkammern instrumentiert sind. Die Struktur der Testgeometrie unterscheidet sich lediglich durch die doppelten, sich teilweise überlappenden Myonboxen vor und hinter dem Eisen. Die Größe der Frontfläche des Testdetektors beträgt ca.  $2,7 \times 1,7 \text{ m}^2$ . In den Lagen zwischen den Eisenplatten befinden sich Pad-Kammerebenen aus 10 Doppelprofilen (160 Drähte). Die Größe der Pads beträgt  $27 \times 27 \text{ cm}^2$ . Die Myonboxen enthalten pro Ebene 8 Doppelprofile (128 Drähte).

In den Myonboxen vor und hinter dem Eisen wurden von den hintereinanderliegenden Pads jeweils nur eines ausgelesen. Die relative Lage der Pads veranschaulicht Abbildung 4.2.

Das Testmodul wurde sowohl bei direktem Teilcheneinschuß als auch in der Position hinter Modulen des Flüssig-Argon-Kalorimeters betrieben. Für die Messungen bei direktem Teilcheneinschuß wurden Myonen und Pionen mit Energien bis zu 80 GeV benutzt. Daten für Elektronen liegen nicht vor.

Eine genauere Beschreibung des Testaufbaus der Eiseninstrumentierung und des Teststrahls findet sich bei [Jus91]. Hier wird auch die Analyse der experimentellen Daten vorgestellt.

Das Programm, das zur Simulation des Verhaltens des Testaufbaus benutzt wurde, wird im nächsten Kapitel vorgestellt.

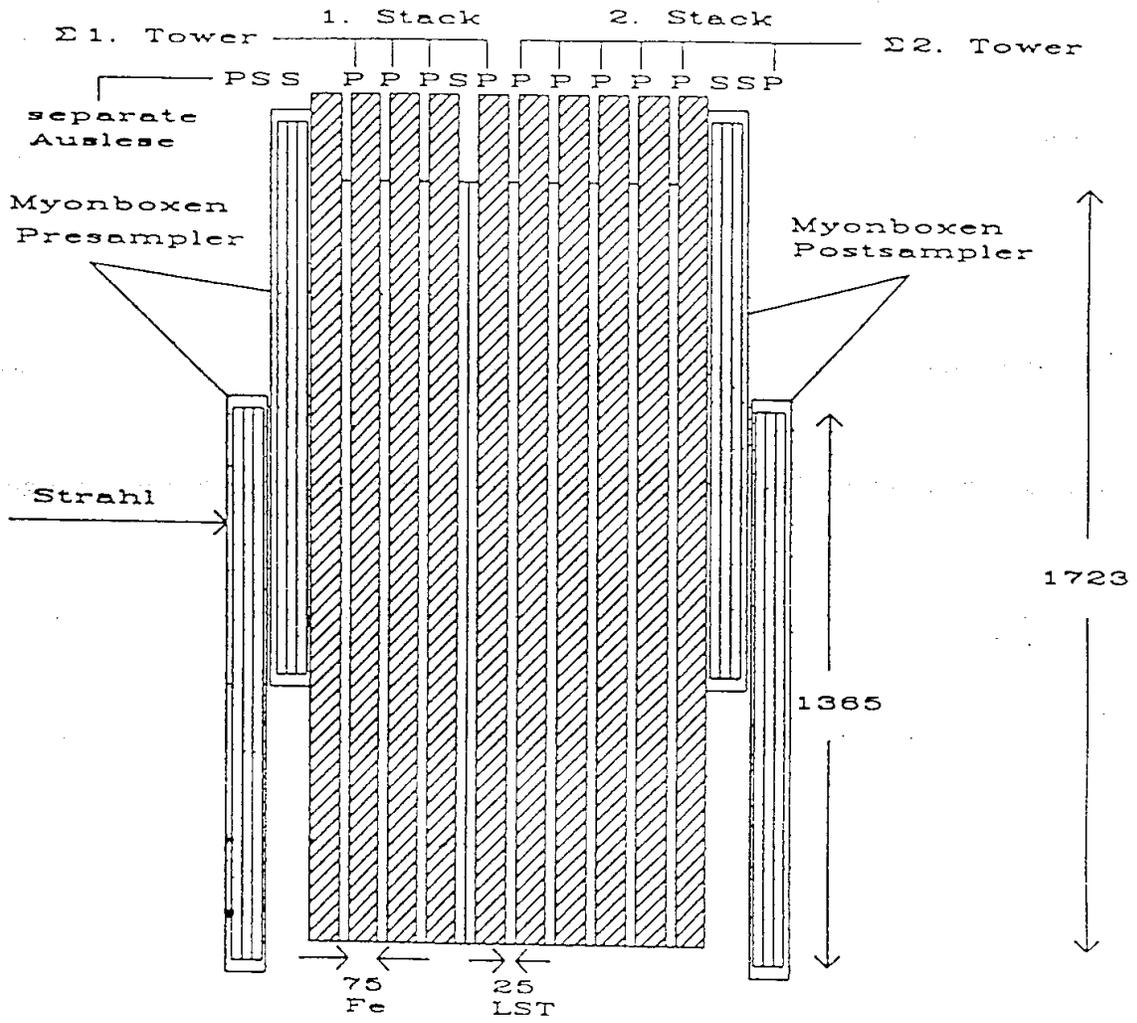


Abbildung 4.1: Maßstabsgetreue Zeichnung des Testmoduls des instrumentierten Eisens. Maße in mm. P: Padkammern; S: Streifenkammern [aus Jus91].

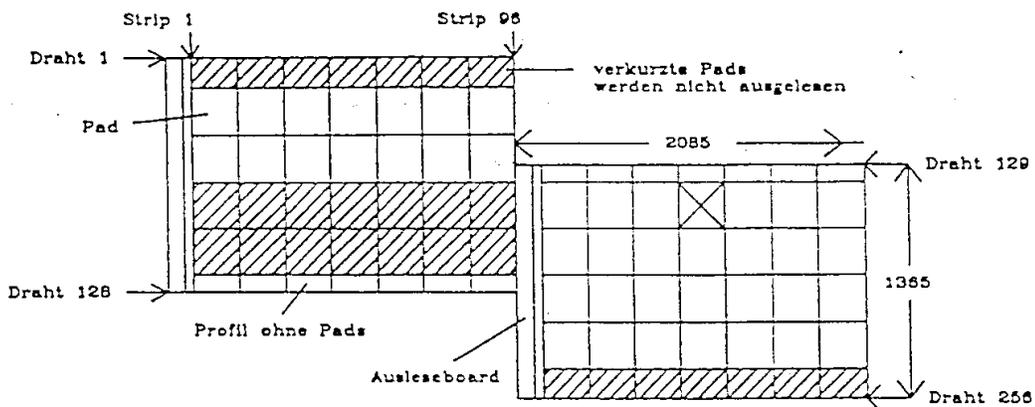
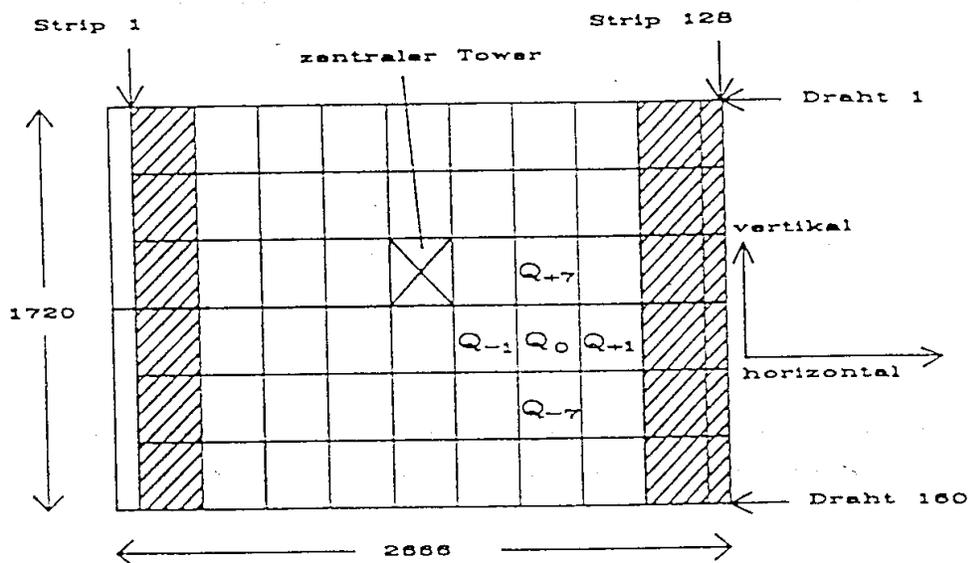


Abbildung 4.2: Anordnung der Pads im Testmodul. Maße in mm. oben: Myonbox ; unten: Kammerlagen innerhalb des Eisens. Die Position des einfallenden Strahls ist durch ein Kreuz gekennzeichnet [aus Jus91].

## 5 Das Simulationsprogramm

Die Ähnlichkeit des Testmoduls mit dem Streamerrohrkammersystem des H1-Detektors legt es nahe, das Simulationsprogramm zu verwenden, welches den gesamten H1-Detektor simuliert: H1SIM. So ist es außerdem möglich, die Programmteile von H1SIM zu testen, die die Eiseninstrumentierung betreffen.

In diesem Kapitel wird zunächst ein kurzer Überblick über dieses Programmpaket gegeben und das Prinzip der Spurverfolgung bzw. der Simulation der Schauerentwicklung erläutert. Auf die Digitalisierung der Spurdaten wird im folgenden eingegangen. Dann wird beschrieben, welche Änderungen in H1SIM vorgenommen wurden, um den Testaufbau zu beschreiben.

### 5.1 Überblick H1SIM

Das Programm H1SIM gliedert sich in drei Module:

- Spurverfolgung bzw. Simulation der Schauerentwicklung
- Digitalisierung
- Triggersimulation

Diese Programmteile können jeweils einzeln gestartet werden; d.h. die während der Schauersimulation erzeugten Daten können in einem separaten Programmlauf vom Digitalisierungsmodul weiterverarbeitet werden.

Zu Beginn des ersten Programmschritts werden die Materialkonstanten und die Geometrie des Detektors definiert. Während der Spurverfolgung wird, ausgehend von den Vierervektoren generierter Ereignisse, die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial simuliert. Für diesen Programmteil wird in H1SIM das Detektorsimulationsprogramm GEANT verwendet [Bru87].

Die aktiven Bereiche des Detektors sind als sog. sensitive Volumina definiert. Durchquert ein Teilchen während der Spurverfolgung ein solches Volumen, werden Daten, die später zur Simulation des Detektorsignals relevant sind, in einer speziellen Datenstruktur ('Bank'), gespeichert. Für die Eiseninstrumentierung sind dies z.B. Ein- und Austrittspunkte der Teilchen im Gasvolumen.

Aus dieser Information wird im zweiten Schritt - der Digitalisierung - die Signalantwort der Ausleseelemente simuliert, z.B. werden im Falle der Eiseninstrumentierung die Adressen der angesprochenen Drähte ermittelt. Diese Daten werden in Banken gespeichert, die wiederum die Eingabe für die Triggerrouninen liefern.

Der Schritt, der am meisten Rechenzeit benötigt, ist die Spurverfolgung der Teilchen. Die modulare Struktur des Programms hat den Vorteil, daß die einmal während der Spurverfolgung generierten Daten mit verschiedenen Digitalisierungsparametern weiterverarbeitet werden können.

## 5.2 Prinzip der Schauerentwicklung und Spurverfolgung

Das Programmpaket GEANT ermöglicht die Simulation der Wechselwirkungen von Teilchen in Materie in einem Energiebereich von 10 keV bis 10 TeV. Zur Simulation elektromagnetischer Wechselwirkungen werden wesentliche Teile des Programms EGS4 benutzt. Hadronische Prozesse werden mit einer speziellen Version des Programms GHEISHA8 [Fes85] simuliert. Im einzelnen sind folgende physikalische Prozesse implementiert:

<b>Photonen</b>	Paarerzeugung, Comptoneffekt, Photoeffekt, Photo-Spaltung
<b>Elektronen / Positronen</b>	Ionisation und Deltaelektronen, Bremsstrahlung, Vielfachstreuung, Annihilation der Positronen
<b>Myonen</b>	Vielfachstreuung, Ionisation und Deltaelektronen, Bremsstrahlung, direkte Paarbildung, Kernreaktionen, Zerfall
<b>Hadronen</b>	Vielfachstreuung, Ionisation und Deltaelektronen, hadronische Wechselwirkungen, Zerfall

Diese Prozesse, mit Ausnahme des Energieverlustes durch Ionisation und der Vielfachstreuung, werden diskret simuliert. Ihre Wirkungsquerschnitte bzw. die mittleren freien Weglängen werden zu Beginn des Programms in Abhängigkeit von Energie und Material berechnet und tabelliert. Bezeichnet  $x_r$  die Zufallsvariable, welche die Wegstrecke bis zu einer Reaktion beschreibt, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß nach Zurücklegung einer Strecke  $x$  die Reaktion eingetreten ist:  $P(x_r < x) = \lambda \exp(-\lambda/x)$ . Die entsprechende Verteilung der Zufallsvariablen  $x_r$  erhält man aus Zufallszahlen  $R$  zwischen 0 und 1 durch  $x_r = -\ln R$ .

Da die mittlere freie Weglänge materialabhängig ist, wird statt der Wegstrecke  $x$  die Zahl der zurückgelegten mittleren freien Weglängen  $N_\lambda$  benutzt:

$$N_\lambda = \int_{x_0}^x \frac{dx}{\lambda(x)}$$

Zu Beginn einer Spur wird also für alle in Frage kommenden Reaktionen  $i$  die Zahl der mittleren freien Weglängen bis zur Reaktion  $N_i = -\ln(R)$  gewürfelt. Beginnend mit  $N_i = N_r$  wird nach jedem Spurverfolgungsschritt die Zahl der noch zurückzulegenden mittleren freien Weglängen aktualisiert:

$$N_i \leftarrow N_i - \frac{\Delta x}{\lambda}$$

Diejenige Wechselwirkung, deren  $N_i$  zuerst null erreicht, wird ausgelöst. Die entsprechenden Sekundärteilchen werden generiert.

Energieverlust durch Ionisation und Vielfachstreuung beruhen zwar auch auf diskreten Wechselwirkungen, aufgrund der Vielzahl der einzelnen Stoßprozesse ist aber nur eine statistische Behandlung zu realisieren.

Für die Berechnung des Energieverlustes kann vom Benutzer zwischen zwei Methoden gewählt werden: entweder der Erzeugung einer Landauverteilung um den mittleren (tabellierten) Energieverlust oder expliziter Generierung von Deltaelektronen oberhalb einer festzulegenden Energie.

Für Vielfachstreuung kann entweder die Gaußsche- (normalverteilter Ablenkwinkel) oder die Moliere-Theorie benutzt werden.

Die Spur eines Teilchens wird so lange verfolgt, bis seine kinetische Energie einen bestimmten Wert erreicht. Diese *Spurverfolgungsschwellen* werden festgelegt für Photonen, Elektronen, Myonen, Neutronen und für andere Hadronen. *Prozessschwellen* werden festgelegt für Bremsstrahlungsphotonen und  $\delta$ -Elektronen. Sie bezeichnen diejenige Energie der Bremsstrahlungsphotonen bzw. der  $\delta$ -Elektronen, oberhalb welcher diese Prozesse diskret simuliert werden.

### 5.3 Die Spurverfolgung im instrumentierten Eisen des H1-Detektors

Die 'GEANT'-Geometrie des instrumentierten Eisens (d.h. das Material, durch das die Teilchenspur verfolgt wird) besteht aus Lagen von Eisen, einer Materialmischung jeweils für obere und untere Kammerdeckel (die auch die Streifen und Pads berücksichtigt) und dem Kammergas (siehe Abbildung 5.3). Die Information über die Lage der Drähte der Streamerrohrkammern wird während der Spurverfolgung nicht benötigt, da die Digitalisierung in einem getrennten Programmteil erfolgt.

Um im nächsten Schritt den Streamermechanismus simulieren zu können, werden die Durchgangsorte der geladenen Teilchen im Gasvolumen benötigt. Durchläuft während der Spurverfolgung ein geladenes Teilchen das Gas, so werden Ein- und Austrittspunkt notiert. Beide werden zusammen mit dem Teilchentyp und der Teilchenenergie in einer 'Hit-Bank' gespeichert. Am Ende der Simulation eines Ereignisses enthält diese Bank alle Informationen über die Spuren, die während dieses Ereignisses die Kammerlagen des Eisens durchquert haben. Im nächsten Schritt, der Digitalisierung, wird dieser Datensatz eingelesen und daraus die Signalantwort der Streamerrohrkammern simuliert. Dies soll im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

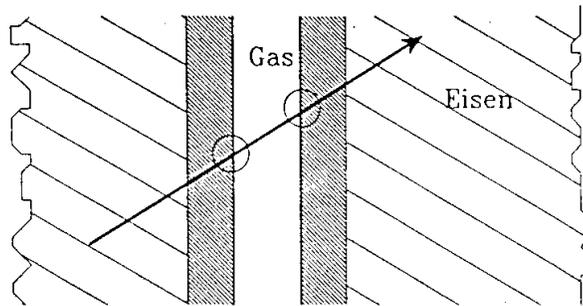


Abbildung 5.3: Ausschnitt aus der Geant-Geometrie des instrumentierten Eisens. Ein- und Austrittspunkt der Teilchenspur im Gasvolumen sind durch Kreise markiert.

## 5.4 Die Digitalisierung der Spurdaten

Während des Digitalisierungsschrittes wird mit den während der Spurverfolgung ermittelten Informationen über die Spuren die Signalantwort der Streamerrohrkammern simuliert. Dies erfolgt in zwei Schritten :

1. Erzeugung der Streamer an den Drähten.
2. Simulation der Signalübertragung auf die Ausleselemente.

Beides soll im folgenden erläutert werden.

### 5.4.1 Erzeugung der Streamer in der Simulation

Aus den Start- und Endpunkten des Teilchens im Gasvolumen werden die Adressen der Streamerrohrkammern (d.h. die der zugehörigen Drähte) ermittelt, welche das Teilchen durchquert hat. Hierbei wird berücksichtigt, daß die Teilchen in den Wänden zwischen den Streamerrohrkammern Energie verlieren, und so niederenergetische Teilchen eventuell gestoppt werden.

Danach werden die Start- und Endpunkte innerhalb der einzelnen Streamerrohre berechnet. Es wird geprüft, ob die Teilchenspur in der Kammer größer als die geforderte Mindestspurlänge ist (der vorgegebene Wert beträgt 0,5mm). Wird dies erfüllt, werden Anzahl und Koordinaten der gesetzten Streamer bestimmt.

Dabei muß berücksichtigt werden, daß

- jeder Streamer die Ausbildung weiterer Streamer in einem bestimmten Bereich verhindert (toter Raum)
- Spuren, die nicht senkrecht durch die Kammer führen, unter Umständen mehrere Streamer an einem Draht zünden.

Beide Effekte werden in HISIM durch eine einzige Größe beschrieben: die *Streamerbreite*. Dazu wird das Streamerrohr entlang des Drahtes in feste Streamerzellen eingeteilt. Die Breite einer Zelle wird im folgenden als Streamerbreite bezeichnet. Sie entspricht dem toten Raum um einen Streamer. Der vorgegebene Wert für die Streamerbreite beträgt 3mm.

Eine Streamerzelle wird gesetzt, wenn sie von einer Teilchenspur getroffen wurde. Jede Streamerzelle kann dabei nur einmal 'gezündet' werden, unabhängig von der Zahl der Spuren, von der sie während eines Ereignisses durchquert wurde.

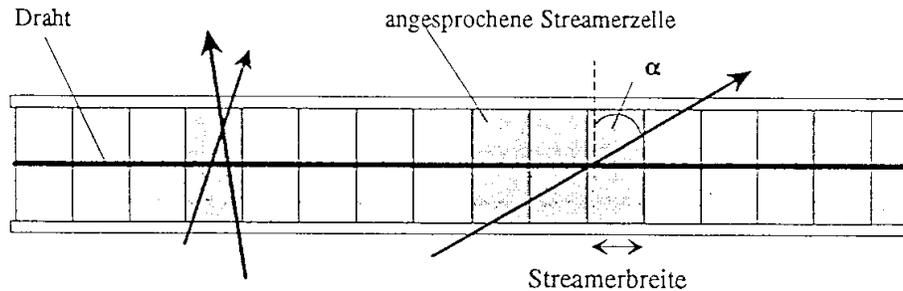


Abbildung 5.4.: Setzen der Streamer in Drahrichtung

In der ursprünglichen Version des Programms werden von einer geneigten Spur, die zufällig die Grenzen zweier Streamerzellen kreuzt, beide Streamerzellen gesetzt. Dieses Verhalten ist unwichtig bei Schauern, jedoch nachteilig bei einzelnen Spuren (Myonen). Aus diesem Grund wurde zunächst die Zahl der gesetzten Streamer aus der Projektion der Spur auf den Draht in Abhängigkeit von der Streamerbreite  $b_{str}$  bestimmt:

$$N = \text{int} \left( \frac{\tan \alpha}{9\text{mm } b_{str}} \right) + 1$$

und die Streamerzellen, beginnend mit der ersten getroffenen Zelle, gesetzt. Das Prinzip der festen Streamerzellen wurde beibehalten.

Die Adresse des getroffenen Drahtes bildet zusammen mit der Koordinate der angesprochenen Streamerzelle längs des Drahtes die 'Streamerkoordinate', welche für die Simulation des Streamerrohrkammersignals im nächsten Schritt benötigt wird.

#### 5.4.2 Simulation des Streamerrohrkammersignals

Aus den Koordinaten der angesprochenen Streamerzellen wird im nächsten Schritt das Signal der Drähte, Streifen und Pads bestimmt:

**Drähte:** Die in der Simulation 'gezündeten Streamer', d.h. die getroffenen Streamerzellen, haben im Gegensatz zu 'physikalischen' Streamern eine Einheitsladung; eine Ladungsverteilung wird nicht simuliert. Folglich ist die Ladung am Draht für jeden Streamer die gleiche. Aus diesem Grund gibt es in der Simulation - im Gegensatz zum Experiment - keine Ladungs-

schwelle für die Drahtauslese. Ein Draht hat angesprochen, wenn an ihm ein Streamer gesetzt wurde.

**Streifen:** Aus den Streamerkoordinaten werden zunächst die Adressen derjenigen Streifen ermittelt, die den Streamer 'gesehen' haben können. Für jeden dieser Streifen wird die vom Streamer influenzierte Ladung berechnet (siehe [Her89]). Ein Streifen hat angesprochen, wenn seine Ladung, bei Berücksichtigung aller Streamer, die auf dem Streifen Ladung influenzieren, über einer bestimmten Ladungsschwelle liegt. In den veroderten Streifenlagen der Myonboxen werden die Ladungen der hintereinanderliegenden Streifen addiert und dann mit der Ausleseschwelle verglichen. In dieser Arbeit wurde das Streifensignal der simulierten Schauer nicht ausgewertet.

**Pads :** Jeder Streamer, d.h. jede angesprochene Streamerzelle, influenziert eine Einheitsladung auf dem zugehörigen Pad. Die hintereinanderliegenden Pads werden dabei - wie im Experiment ( siehe Abschnitt 2.3) - zu Türmen zusammengefaßt, damit geht die Information, auf welchem Pad innerhalb des Turmes die Ladung influenziert wurde, verloren.

#### 5.4.3 Grenzen der Simulation

Die in HISIM implementierte Simulation des Streamermechanismus stellt die Streamerzeugung stark vereinfachend dar. Zum einen wird keine Verteilung der Streamerladung simuliert, zum anderen berücksichtigt die Verwendung von festen Streamerzellen nicht die *kontinuierliche* Abhängigkeit der Streamerladung vom Abstand benachbarter Teilchenspuren und vom Winkel der Spur. Letzteres wirkt sich vor allem auf das Padsignal einzelner Spuren aus (Myonen), da eine sprunghafte Verdoppelung der Zahl der gesetzten Streamer auftritt, wenn der Winkel der Teilchenspur einen gewissen Wert erreicht. Für Teilchenschauer hingegen ist zu erwarten, daß bei Wahl geeigneter Parameter (vor allem einer geeigneten Streamerbreite) die einfache Simulation des Streamermechanismus ausreicht, um eine Anpassung an experimentelle Daten zu erreichen.

Effekte, die in der Simulation nicht berücksichtigt werden, sind:

- Übersprechen zwischen Pads bzw. Streifen ('Crosstalk')
- Rateneffekte
- Abhängigkeit der Streifenladung von der Länge der Streifen
- 'Nachpulsen'
- Ansprechverhalten
- Randeffekte
- Langzeitverhalten

Bei Vorlage entsprechender experimenteller Daten sollte eine Implementation dieser Effekte im Digitalisierungsschritt möglich sein. Für die in dieser Arbeit vorgestellte Untersuchung über die grundlegenden kalorimetrischen Eigenschaften des H1-Streamerrohrkalorimeters sind sie aber von untergeordneter Bedeutung.

## 5.5 Anpassung an die Testgeometrie

Die relative Lage und Dicke der Eisenplatten der Testgeometrie entsprechen denen des H1-Eisenjochs. Die GEANT-Geometrie von H1SIM mußte (bis auf das Einfügen einer zusätzlichen Myonbox vor und hinter dem Eisen) nicht verändert werden. Für einen Teil der H1SIM-Eisengeometrie, in den Ausmaßen etwa entsprechend denen der Testgeometrie, wurde für die Digitalisierung die Position der Drähte der Testgeometrie angepaßt. Ebenso wurde die Position der Streifen sowie die Position und die Größe der Pads entsprechend der Testgeometrie verändert. In der benutzten Version von H1SIM (1.06) wurden die Pads in den vorderen Myonboxen noch nicht berücksichtigt, diese wurden eingefügt.

## 5.6 Wahl der Digitalisierungsparameter

Für die Schauersimulation, deren Ergebnisse im folgenden gezeigt werden, wurden die Digitalisierungsparameter zur Simulation des Padsignals wie folgt gewählt :

- *Minimale Spurlänge* im Kammergas 0.5 mm
- Um den *Energieverlust* der Teilchen in den Kammerzwischenwänden abzuschätzen, wird zu Beginn des Digitalisierungsschrittes die Reichweite von Elektronen, Protonen und Pionen durch Integration der Formel von Bethe-Bloch berechnet und als Funktion der Energie tabelliert. Während der Digitalisierung wird die Strecke berechnet, die das Teilchen in Abhängigkeit von seinem Winkel in einer Kammerwand zurücklegt, und hieraus die Zahl der Kammern bestimmt, die das Teilchen durchqueren kann.
- Für die *Streamerbreite* wurde zunächst der in H1SIM benutzte Wert von 3 mm gewählt. Die Abhängigkeit des Padsignals von der Streamerbreite wird in einem späteren Abschnitt untersucht.

## 6 Ergebnisse der Schauersimulation

Im folgenden werden die Ergebnisse der Simulation elektromagnetischer und hadronischer Schauer im Streamerrohrkalorimeter vorgestellt.

Es wurden durch Elektronen und durch Pionen induzierte Schauer im Energiebereich von 10 bis 50 GeV simuliert. Für jede Energie wurden ca. 1000 Elektron- und 3500 Pionereignisse erzeugt. Die Teilchen wurden senkrecht in den oberen zentralen Turm eingeschossen (siehe Abbildung 4.2, Seite 28).

Der Schwerpunkt der Untersuchungen liegt dabei im Vergleich der *Teilchenzahl* mit der *Padladung*. Unter der *Teilchenzahl* wird im weiteren die Summe der geladenen Teilchen, die die Streamerrohrkammer durchqueren, verstanden. Als *Padladung* wird die Anzahl der Streamerzellen bezeichnet, die von diesen Teilchen an den zugehörigen Drähten gesetzt werden.

Die Teilchenzahl ist experimentell nicht meßbar. Die experimentell messbare Padladung kann sich deutlich von der Teilchenzahl unterscheiden, und zwar aufgrund folgender Prozesse:

- Der tote Raum um einen Streamer führt zu Sättigung. In einem dichten Schauer werden so nicht mehr alle Teilchen zum Padsignal beitragen.
- Teilchen mit größeren Winkeln bezüglich der Schauerachse können mehrere Streamer erzeugen.

Durch den Vergleich von Teilchenzahl und Padladung ist es möglich, den Einfluß des toten Raumes und der Mehrfachstreamer auf das Padsignal genauer zu untersuchen.

Wie sich zeigen wird, führen die genannten Effekte dazu, daß die Padladung teilweise andere kalorimetrische Eigenschaften besitzt als die Teilchenzahl. Durch Sättigung und Mehrfachstreamer liefert das Padsignal weniger 'Information' über den Schauer als die Teilchenzahl. Dies ist nachteilig für die Energiemessung von Elektronen. Für die Energiemessung von Hadronen kann es sich jedoch günstig auswirken, wenn das Signal in Bereichen hoher Teilchendichten abgeschwächt wird; denn dadurch kann das Signal der elektromagnetischen Schauerkomponente 'automatisch' gegenüber der hadronischen Komponente reduziert und so ein  $e/h$ -Verhältnis von  $\approx 1$  erreicht werden.

Zu Beginn des Kapitels wird zunächst untersucht, welchen Einfluß die Energieschnitte in der Spurverfolgung auf die Simulationsergebnisse haben. Dann soll gezeigt werden, welche räumliche Struktur die durch Elektronen bzw. Pionen induzierten Schauer besitzen, anschließend wird kurz auf das Problem longitudinaler Energieverluste hadronischer Schauer eingegangen. In den folgenden Abschnitten werden dann die kalorimetrischen Eigenschaften der Teilchenzahl und der Padladung behandelt, dies stellt den zentralen Teil dieser Arbeit dar. Daran anschließend wird kurz das Drahtsignal betrachtet. Abschließend werden die Simulationsergebnisse mit experimentellen Daten verglichen.

## 6.1 Einfluß der Abschneideenergien auf die Simulation

In einem durch Pionen induzierten Schauer überwiegt im Mittel die Zahl der Elektronen die der Hadronen. Aus diesem Grund sind von den in Kapitel 5 genannten Steuerparametern der Spurverfolgung die Abschneideenergien für Elektronen und Photonen am wichtigsten. Sie bestimmen auch maßgebend die pro Schauer benötigte Rechenzeit. So wurden zur Abschätzung geeigneter Energieschnitte Elektronenschauer simuliert. Es wurden Ereignisse für vier Parameterkonfigurationen erzeugt, die Energie der Elektronen betrug 30 GeV.

In Tabelle 6.1 ist die pro Schauer benötigte Rechenzeit (IBM 3090) angegeben.

e - Cut [MeV]	$\gamma$ - Cut [MeV]	Rechenzeit [s]
10,0 (1,0)	10,0 (0,2)	1,00
2,0	2,0	2,22
1,0	1,0	3,05
0,5	1,0	3,65

Tabelle 6.1 Mittlere Rechenzeit pro Ereignis für Elektronenschauer einer Energie von 30 GeV für verschiedene Abschneideenergien. Die Werte in Klammern beziehen sich auf den Schnitt in den Kammerlagen.

Miteinander verglichen wurde die Teilchenzahl, die Padladung und die Anzahl angesprochener Drähte für die verschiedenen Abschneideenergien.

Zur Berechnung der Mittelwerte und der Varianz der Verteilungen wurde zunächst die mittlere quadratische Abweichung  $\sigma_{rms}$  unter Berücksichtigung aller Ereignisse bestimmt. Ereignisse, deren Teilchenzahl um mehr als  $3\sigma_{rms}$  vom Mittelwert abweichen, wurden dann ausgeschlossen. An diese reduzierte Verteilung wurde eine Gaußverteilung angepaßt, welche Mittelwert und Varianz lieferte.

Der in HISIM benutzte Standardschnitt im Eisen beträgt 10 MeV für Elektronen und Photonen, für die Zwischenräume wird ein Schnitt von 1 MeV für Elektronen und 0.2 MeV für Photonen benutzt. Bei den anderen untersuchten Kombinationen der Abschneideenergien wurde nicht zwischen Eisen und Zwischenraum unterschieden.

In Tabelle 6.2 sind die Mittelwerte der Teilchenzahl, der Padladung und der Anzahl angesprochener Drähte für die benutzten Abschneideparameter zusammengestellt.

Beim Übergang vom Standardschnitt zu einer Abschneideenergie von 1 MeV nimmt die Teilchenzahl um 74% zu. Die Padladung steigt im Verhältnis stärker an. Für 1 MeV nimmt sie um 191% zu. Dies bedeutet, daß die Anzahl der pro Teilchen gezündeten Streamer stark von der Abschneideenergie abhängt. Wird der Standardschnitt benutzt, so zündet ein Teilchen im Mittel nur 0.53 Streamerzellen, für 1 MeV dagegen sind es 0.89. Ursache hierfür ist, daß gerade relativ niederenergetische Teilchen größere Winkel senkrecht zum Strahl haben und so viele Streamer setzen können. Die Drahtmultiplizität steigt um 122% an.

e - Cut [MeV]	$\gamma$ - Cut [MeV]	Teilchenzahl Nt	Padladung Q [Streamer]	Drahtmultiplizität Nw
10,0 (1,0)	10,0 (1,0)	123,0 +- 0,6	65,8 +- 0,6	17,5 +- 0,2
2,0	2,0	193,6 +- 0,7	158,0 +- 1,4	34,0 +- 0,3
1,0	1,0	214,5 +- 0,6	191,8 +- 1,5	38,7 +- 0,2
0,5	1,0	226,5 +- 0,7	205,4 +- 1,9	40,1 +- 0,3

Tabelle 6.2: Mittelwerte der Teilchenzahl, der Padladung und der Drahtmultiplizität bei verschiedenen Abschneideenergien für Elektronschauer einer Energie von 30 GeV.

Abbildung 6.1 zeigt die Spektren der Teilchenzahl, der Padladung und der Drahtmultiplizität. Die Verteilung der Teilchenzahl ist gaußförmig, die Verteilungen der Padladung und der Drahtmultiplizität dagegen sind asymmetrisch, sie weisen Ausläufer zu großen Ladungen auf. Wie später gezeigt wird, kommen die Ausläufer zu hohen Werten durch Spuren mit großen Winkeln zustande.

Für die weiteren Untersuchungen wurde eine Abschneideenergie von 1 MeV für *alle* Teilchen gewählt. Gegenüber einer Abschneideenergie von 0.5 MeV für Elektronen verliert man 5% der Teilchen und 7% der Padladung. Dies stellt eine Einschränkung für die weiteren Untersuchungen dar, muß aber aus Gründen der begrenzten Rechenzeit in Kauf genommen werden. Außerdem kann im Rahmen dieser Arbeit nur das prinzipielle Verhalten eines Streamerrohrkalorimeters untersucht werden. Für eine genauere Simulation ist vor allem die Erzeugung der Streamer im Digitalisierungsteil noch nicht detailliert genug (siehe Kapitel 5) .

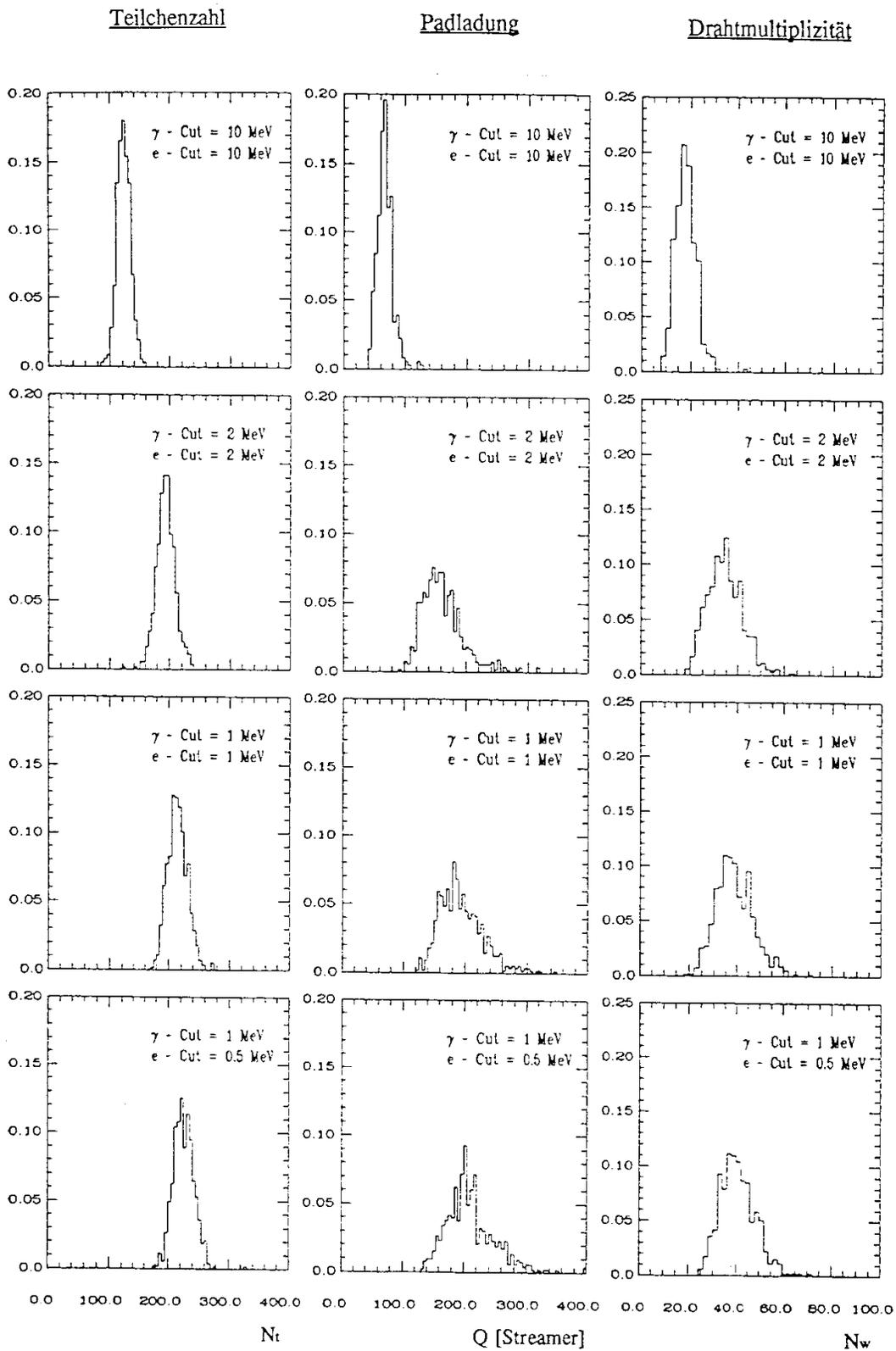


Abbildung 6.1: Häufigkeitsverteilungen der Teilchenzahl, der Padladung und der Drahtmultiplizität bei verschiedenen Abschneideenergien für 30 GeV Elektronschauer.

## 6.2 Schauerprofile

In einem Elektronschauer ist die räumliche Verteilung der Teilchen in den Kammern eine relativ stetige Funktion der Schauertiefe und des Abstands von der Schauerachse. Die Verteilung der Teilchen ist für alle Schauer einer bestimmten Energie ähnlich. Bei Pionschauern dagegen variiert die räumliche Verteilung und die Anzahl der Teilchen von Ereignis zu Ereignis erheblich. Erst bei Mittelung über viele Ereignisse läßt sich ein stetiges Schauerprofil erkennen. Abbildung 6.2 zeigt das über alle generierte Schauer gemittelte zweidimensionale Schauerprofil für Elektron- und Pionschauer bei einer Energie von 30 GeV. Aufgetragen ist die Zahl geladener Teilchen in den Kammerlagen, die in jeweils 1cm breiten Streifen senkrecht zur Schauerachse gezählt werden, als Funktion des Ortes. Wie aufgrund des großen Unterschiedes zwischen Strahlungslänge und nuklearer Wechselwirkungslänge zu erwarten ist, sind elektromagnetische Schauer räumlich wesentlich kompakter als Pionschauer, sowohl die Gesamtzahl als auch die Dichte der Teilchen ist wesentlich größer.

Die Anzahl der geladenen Teilchen  $N_i$  pro Lage - das longitudinale Schauerprofil - ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Das Schauermaximum wandert sowohl bei Elektron- als auch bei Pionschauern nur wenig mit zunehmender Einfallsenergie zu größeren Tiefen. In Elektronschauern liegt das Schauermaximum in der ersten oder zweiten Eisenlage, in Pionschauern in der dritten oder vierten.

Elektronschauer sind nach Durchqueren von 6 Eisenlagen ( $25 X_0$ ) vollständig absorbiert, wohingegen im Pionschauer im Mittel noch einige Teilchen das Kalorimeter ( $4.5\lambda$ ) verlassen, insbesondere bei höheren Energien. Dies wird im nächsten Abschnitt weiter untersucht.

In Abbildung 6.4 ist das integrierte laterale Schauerprofil dargestellt. Pionschauer sind im Mittel breiter als Elektronschauer, ihre laterale Ausdehnung beschränkt sich aber im wesentlichen auf die Größe eines Pads des Testkalorimeters. Die Energieabhängigkeit des lateralen Profils ist sehr gering.

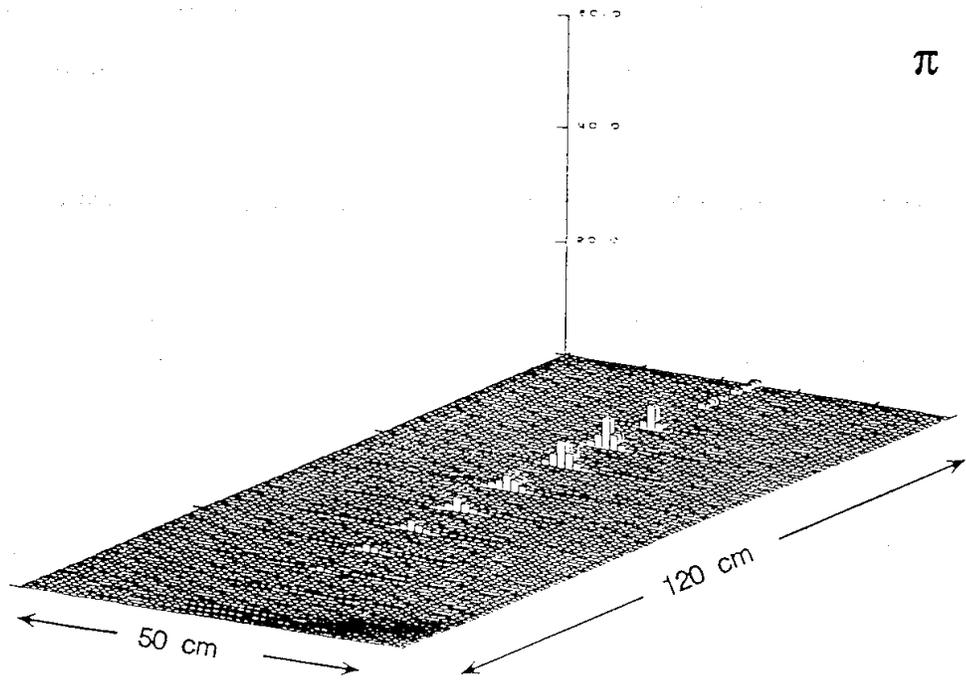
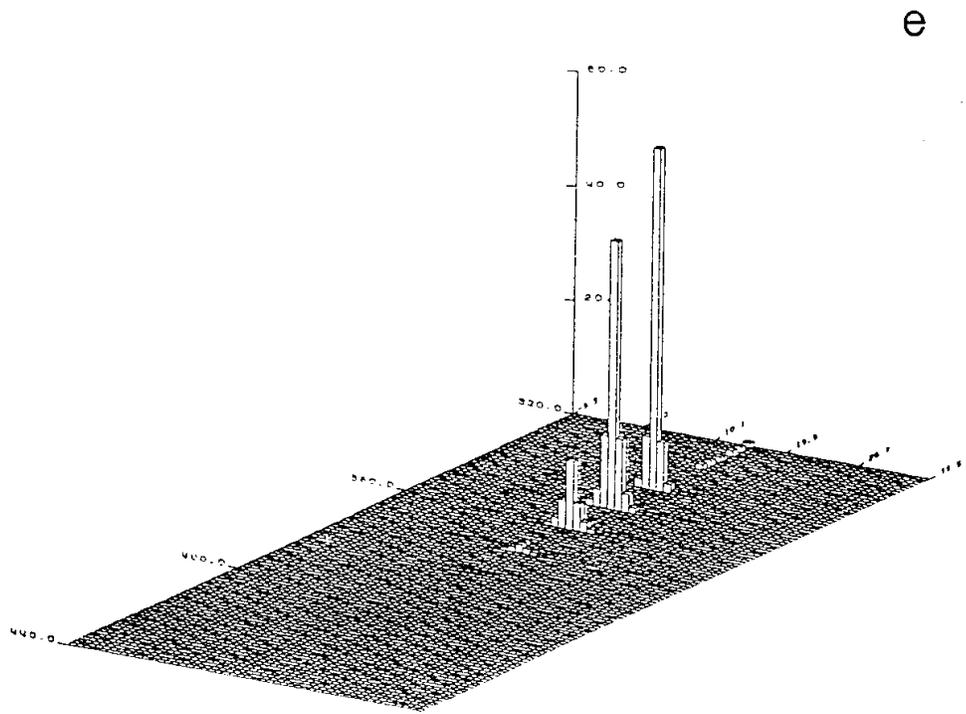


Abbildung 6.2.: Zweidimensionales Schauerprofil für Elektronschauer (oben) und Pionschauer (unten) einer Energie von 30 GeV. Erklärung siehe Text.

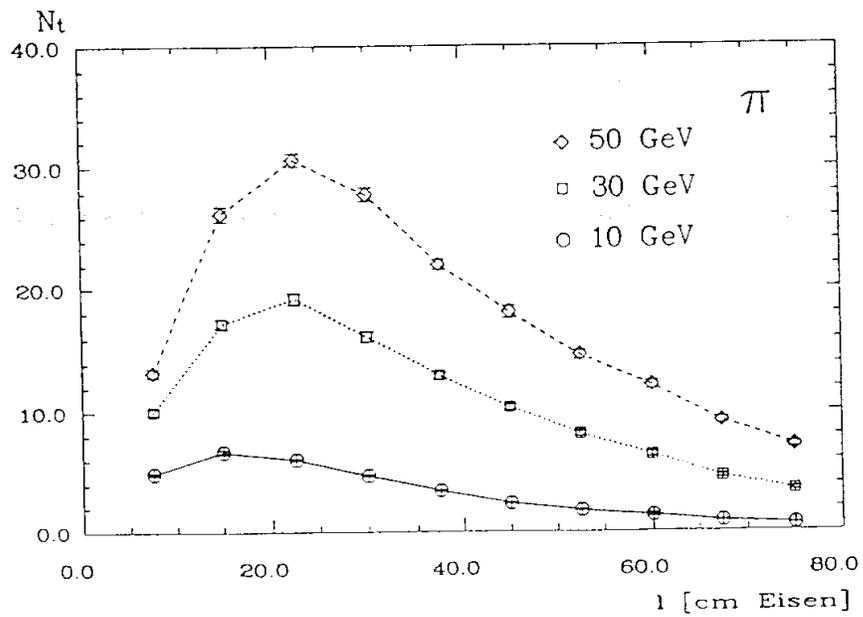
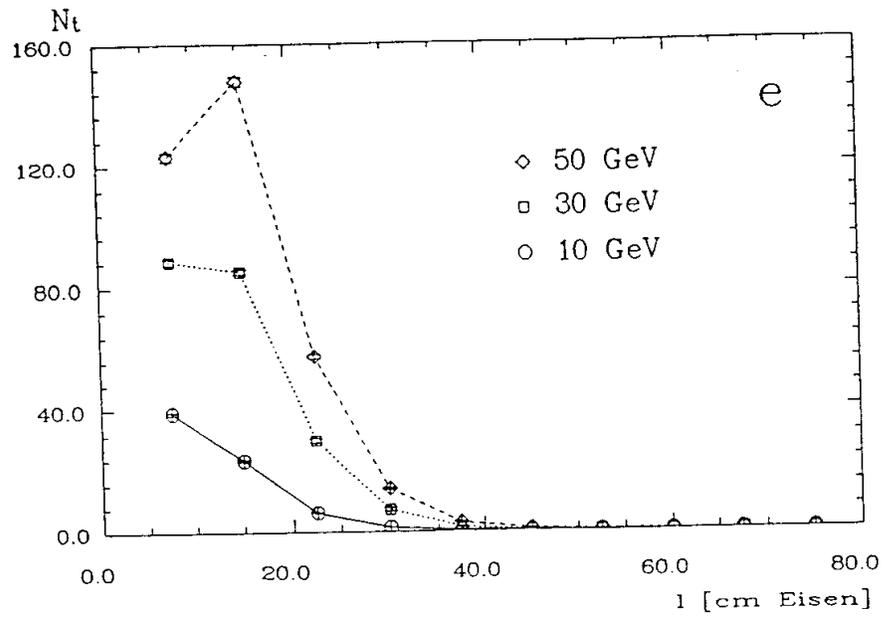
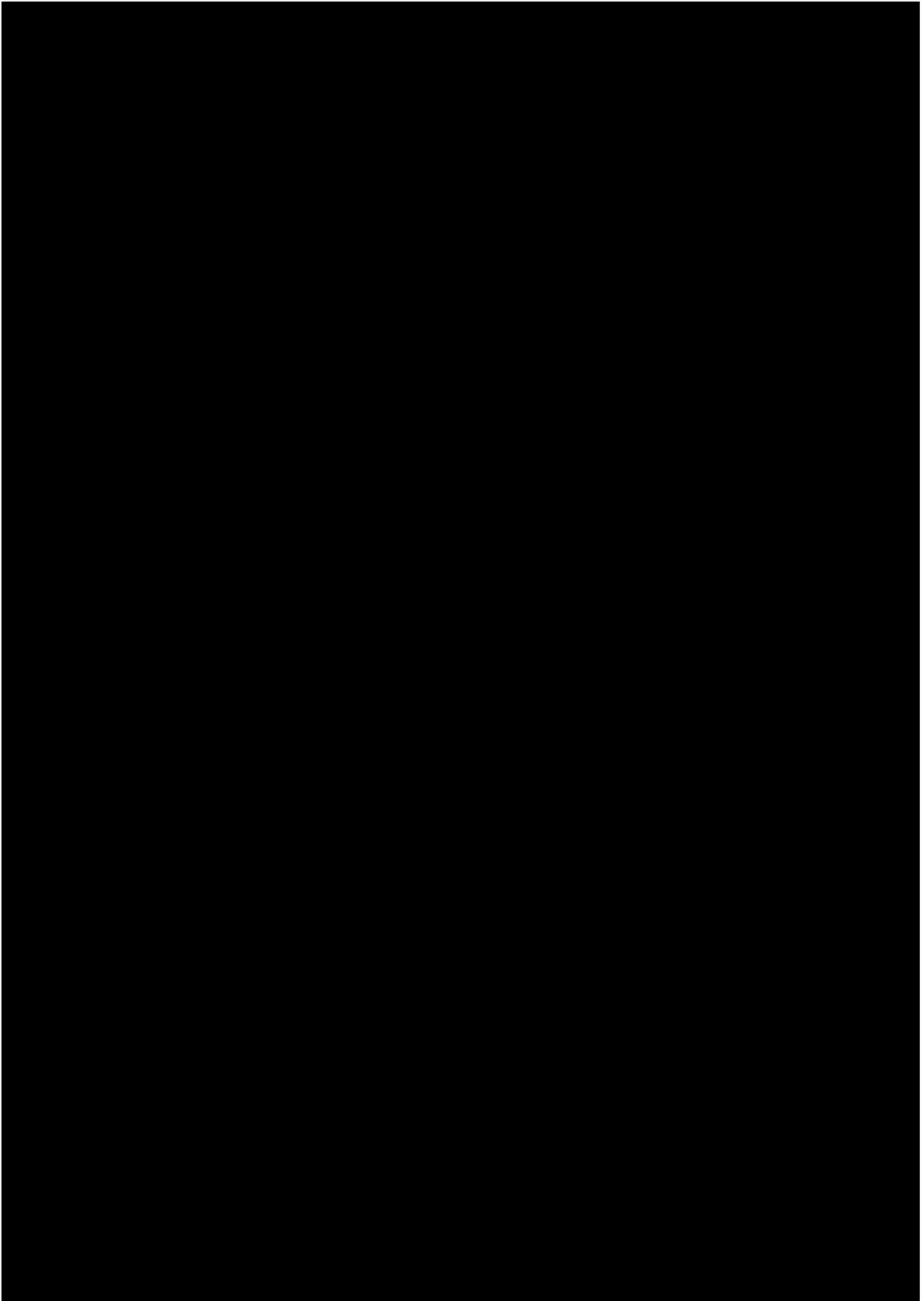


Abbildung 6.3: Longitudinales Schauerprofil (Anzahl geladener Teilchen pro Kammerlage) für Elektronschauer (oben) und Pionschauer (unten)



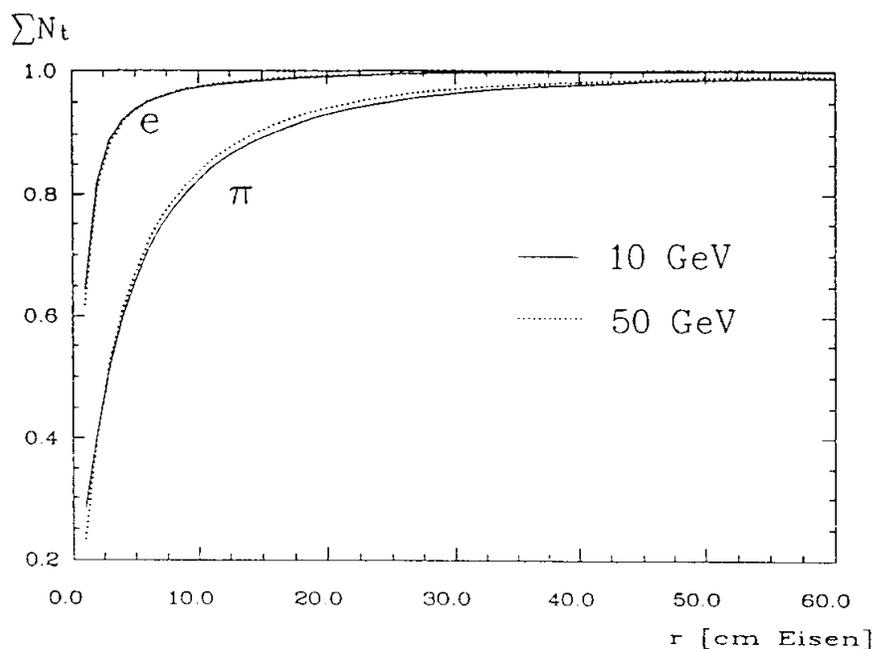


Abbildung 6.4: Integriertes laterales Schauerprofil für Elektronschauer und Pionschauer. Aufgetragen ist die Anzahl geladener Teilchen, die innerhalb eines Radius  $r$  gezählt werden.

### 6.3 Longitudinaler Energieverlust hadronischer Schauer

Wie aus den Schauerprofilen der Pionschauer zu erkennen ist, verlassen einige geladene Teilchen das Kalorimeter, die Schauer werden also nicht vollständig in 4,5 Wechselwirkungslängen absorbiert. Hierbei sind nur longitudinale Verluste von Bedeutung, die transversalen sind demgegenüber gering.

Abbildung 6.5 zeigt die mittlere prozentuale longitudinale Verlustenergie als Funktion der Strahlenergie. Die Verlustenergie bezieht sich dabei auf alle Teilchen, die das Kalorimeter verlassen, also auch auf neutrale. Bei einer Einschußenergie von 10 GeV geht im Mittel nur 5% der Einfallenergie verloren, bei 50 GeV sind es 15%. Um den Einfluß nicht absorbierten Schauer zu eliminieren, wird im folgenden zwischen *allen* Schauern und *enthaltenen* Schauern unterschieden. *Enthalten* bedeutet dabei, daß kein geladenes Teilchen das Kalorimeter verläßt (d.h., daß kein Draht in der hinteren Myonbox angesprochen haben darf). Dies bedeutet nicht, daß der Schauer vollständig absorbiert wurde, da durchaus neutrale Teilchen das Kalorimeter verlassen können, welche in einem längeren Kalorimeter wieder geladene Teilchen produzieren könnten.

Abbildung 6.6 zeigt den Anteil von (in diesem Sinne) *enthaltenen* Ereignissen an allen Ereignissen (gestrichelte Kurve). Bei 10 GeV beträgt der Anteil *enthaltener* Ereignisse ca. 80%, er nimmt bei 50 GeV auf ca. 30% ab. Verlangt man statt der Bedingung, daß kein geladenes Teilchen das Kalorimeter verläßt, eine Verlustenergie kleiner als 100 MeV, so würden weniger Ereignisse als *enthalten* gelten ( gepunktete Kurve in Abbildung 6.6).

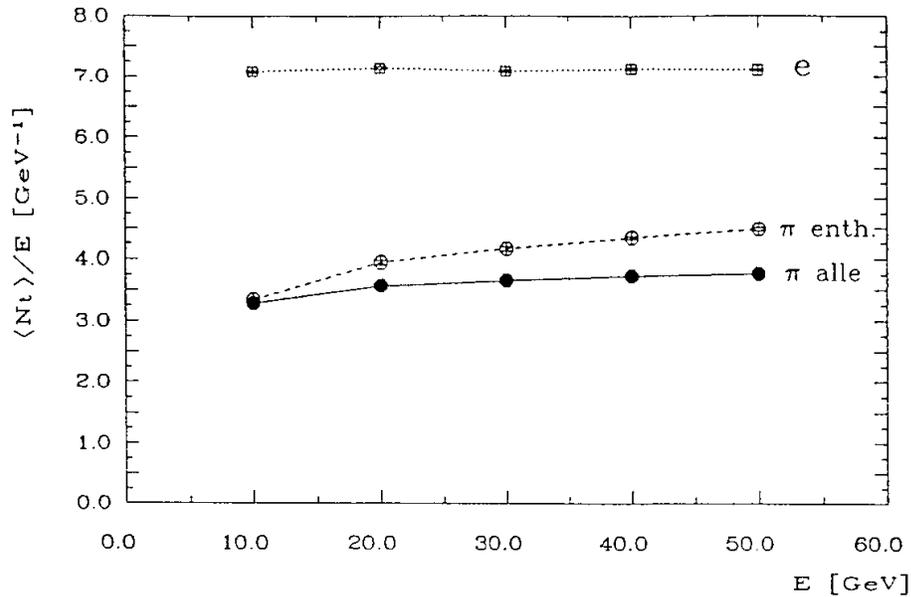


Abbildung 6.8: Auf die Strahlenergie normierte mittlere Teilchenzahl in den Kammerlagen für Elektron- und Pionschauer, aufgetragen gegen die Einfallsenergie.

Im Fall der Pionschauer ist die Teilchenzahl bei den *enthaltenen* Schauern größer als bei *allen* Schauern. Dies ist zum einen bedingt durch die mit der Energie zunehmenden longitudinalen Energieverluste bei *allen* Schauern, zum anderen durch den größeren  $\pi^0$ -Anteil in den *enthaltenen* Schauern (s.u.). Um den Verlauf der Energieabhängigkeit der Teilchenzahl zu verdeutlichen, ist in Abbildung 6.8 die auf die Strahlenergie normierte Teilchenzahl aufgetragen. Für Elektronen ist die Teilchenzahl pro GeV in dem hier betrachteten Energiebereich konstant, nicht aber bei Pionschauern. Sie zeigen eine Zunahme der mittleren Teilchenzahl pro Energie, wobei der Anstieg bei *enthaltenen* Schauern ausgeprägter ist. Die Energieabhängigkeit der normierten Teilchenzahl für hadronische Schauer ist wegen der Zunahme des elektromagnetischen Anteils an der Schauerenergie durch neutrale Pionen zu erwarten.

#### 6.4.1.1 Abhängigkeit der mittleren Teilchenzahl vom $\pi^0$ -Energieanteil im hadronischen Schauer

Um die Abhängigkeit der Teilchenzahl (und später der Padladung) von dem Anteil der  $\pi^0$ -Energie zu untersuchen, wurden während der Spurverfolgung die Koordinaten und Energien der erzeugten neutralen Pionen im hadronischen Schauer gespeichert. In der Analyse wurde dann für jedes Ereignis über die  $\pi^0$ -Energien summiert.

Durch den Zerfall der neutralen Pionen wird innerhalb des Hadronenschauers ein elektromagnetischer Schauer ausgelöst, welcher im Vergleich zum rein hadronischen Teil sehr viel mehr Teilchen enthält. Die Anzahl der Teilchen ist also mit der  $\pi^0$ -Energie eines Ereignisses korreliert. Abbildung 6.9 zeigt dies am Beispiel einer Energie von 30 GeV.

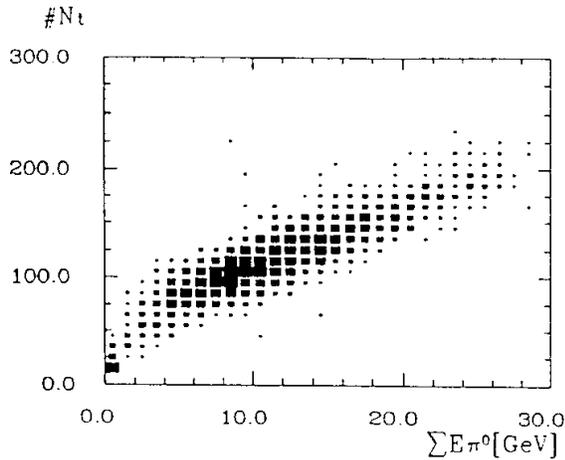


Abbildung 6.9: Korrelation zwischen  $\pi^0$ -Energie und Teilchenzahl für Pionschauer am Beispiel einer Energie von 30 GeV.

Der Anteil der Energie neutraler Pionen  $f_{\pi^0}$  an der gesamten Schauerenergie nimmt mit wachsender Energie zu (Abbildung 6.10). Dies führt zu einer nichtlinearen Abhängigkeit der Teilchenzahl von der Energie für Pionschauer.

Nach Gleichung (I) (Seite 20) sollte dieser Anteil logarithmisch mit der Energie wachsen. Für *alle* Schauer ist in Abbildung 6.10 eine logarithmische Abhängigkeit oberhalb von 20 GeV zu erkennen. Eine Anpassung bei Vernachlässigung des Wertes bei 10 GeV liefert  $f_{\pi^0}(E) = 0.04 \ln(0.2 E[\text{MeV}])$ . Bei 10 GeV ist der  $\pi^0$ -Anteil geringer als es der Verlauf oberhalb 20 GeV erwarten ließe. Der Grund für dieses Verhalten ist nicht bekannt. Für *enthaltene* Schauer ist der Anteil der  $\pi^0$ -Energie deutlich größer als bei *allen* Schauern. Er wächst stärker als logarithmisch. Bei 10 GeV beträgt der elektromagnetische Anteil 32%, bei 50 GeV sind es 54%.

Die Zunahme des elektromagnetischen Anteils in Hadronschauern mit wachsender Primärenergie ist auch deutlich zu erkennen, wenn die Zahl der geladenen Teilchen in den Kammer-

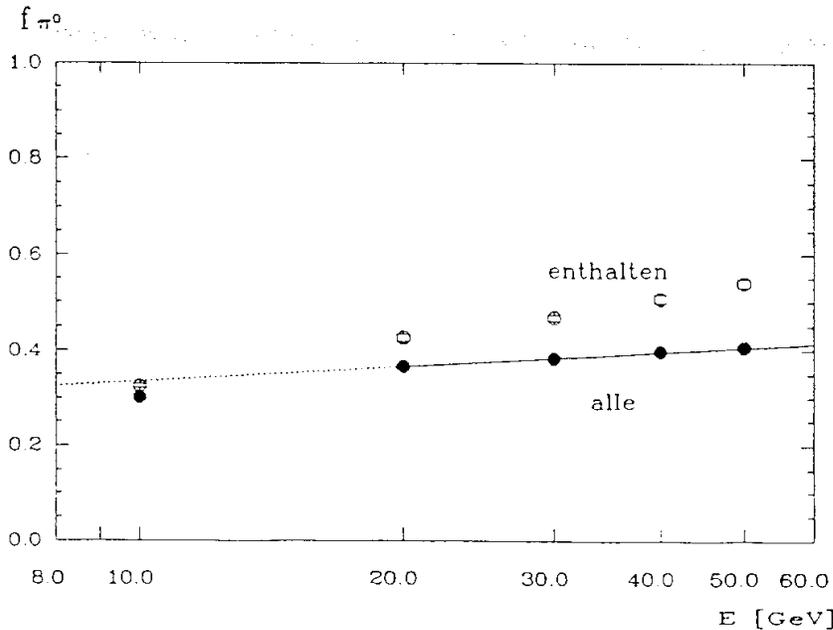


Abbildung 6.10: Anteil der  $\pi^0$ -Energie an der Strahlenergie  $f_{\pi^0}$  für *alle* und *enthaltene* Pionschauer

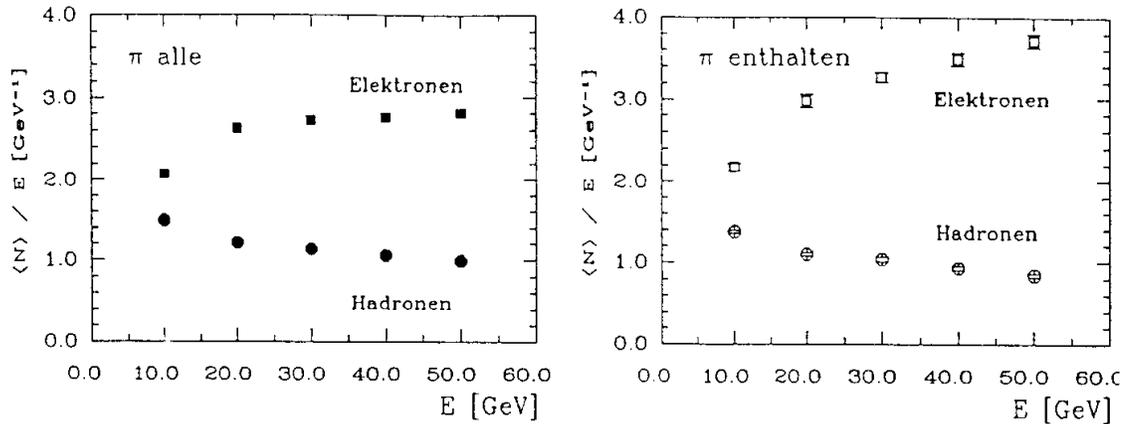


Abbildung 6.11: Zahl der Elektronen und geladenen Hadronen pro GeV in den Kammerlagen, aufgetragen gegen die Energie.

ebenen in Elektronen und Hadronen aufgeteilt wird (Abbildung 6.11). Auch hier steigt im Falle *aller* Schauer die Zahl der Elektronen logarithmisch mit der Energie, für *enthaltene* Schauer stärker als logarithmisch. Die Zahl der Hadronen nimmt dagegen leicht mit der Energie ab, da durch den zunehmenden  $\pi^0$ -Anteil weniger Energie für den hadronischen Schaueranteil zur Verfügung steht.

Durch die Bedingung, daß der Schauer im Kalorimeter absorbiert wird, selektiert man also - insbesondere bei höheren Energien - Ereignisse, die im Mittel einen hohen  $\pi^0$ -Anteil besitzen. Ursache hierfür ist, daß die Schauer, bei denen während der ersten Wechselwirkung hochenergetische neutrale Pionen erzeugt werden, 'kürzer' sind, aufgrund des großen Unterschieds zwischen Strahlungslänge und nuklearer Wechselwirkungslänge.

In Abbildung 6.12 ist die Korrelation zwischen longitudinalem Energieverlust  $E_{\text{leak}}$  und  $\pi^0$ -Energie eines Ereignisses aufgetragen. Wie erwartet, nimmt bei *allen* Schauern im Mittel der  $\pi^0$ -Anteil mit zunehmender longitudinaler Verlustenergie ab. Unter den *enthaltene*n Schauern sind aber auch Ereignisse, deren  $\pi^0$ -Anteil gering ist.

Die Schwankungen um den mittleren Energieanteil der neutralen Pionen führen zu einer Verschlechterung der Energieauflösung und zu einer nicht gaußförmigen Verteilung der Teilchenzahl. Letzteres wird im nächsten Abschnitt gezeigt. Daran anschließend wird die Energieauflösung der Teilchenzahl behandelt.

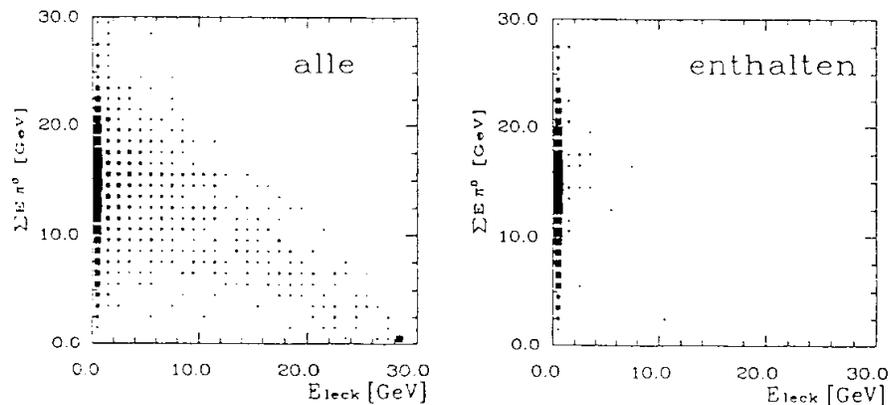


Abbildung 6.12: Korrelation zwischen longitudinalem Energieverlust  $E_{\text{leak}}$  und der Summe der Energie der neutralen Pionen  $\Sigma E_{\pi^0}$  für 30 GeV Pionschauer.

## 6.4.2 Verteilungen der Teilchenzahl

Abbildung 6.13 zeigt die Verteilungen der Teilchenzahlen für Pion- und Elektronschauer bei verschiedenen Energien. Die Spektren der Elektronschauer sind in guter Näherung gaußförmig. Das Teilchenzahlspektrum *aller* Pionschauer hat (verglichen mit einer Gaußverteilung) Ausläufer zu kleinen und auch zu großen Teilchenzahlen. Die kleinen Teilchenzahlen entsprechen Schauern mit hohen longitudinalen Energieverlusten, sie fehlen bei den *enthaltene* Schauern. Die großen Teilchenzahlen werden durch solche Schauer verursacht, die einen großen elektromagnetischen Anteil besitzen. Diese Schauer erzeugen so viele Teilchen, wie ein durch Elektronen induzierter Schauer. Im Mittel ist die Teilchenzahl im Pionschauer jedoch deutlich kleiner als im Elektronschauer. Dies hat zur Folge, daß Fluktuationen der  $\pi^0$ -Energie sich deutlich auf die Energieauflösung hadronischer Schauer auswirken.

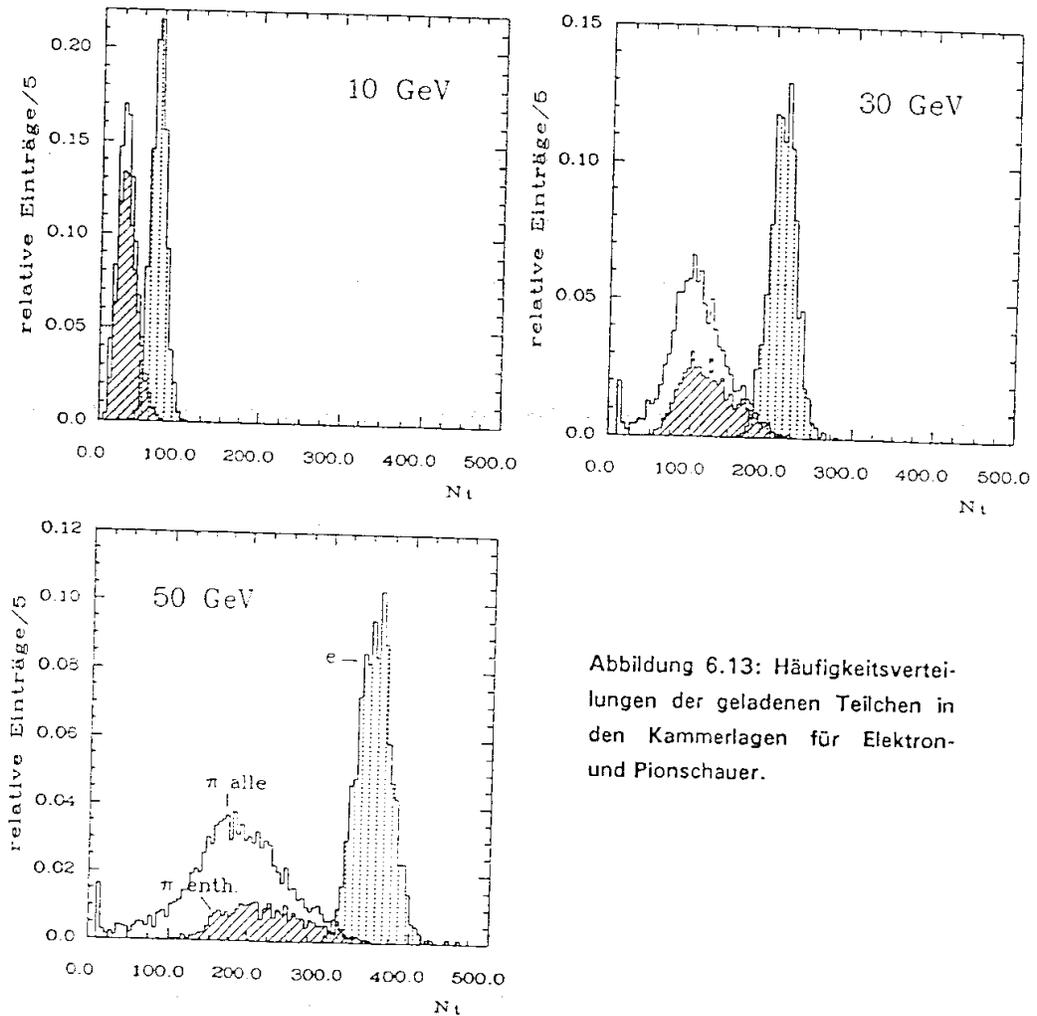


Abbildung 6.13: Häufigkeitsverteilungen der geladenen Teilchen in den Kammerlagen für Elektron- und Pionschauer.

### 6.4.3 Energieauflösung der Teilchenzahl

Die Energieauflösung der Teilchenzahl, d.h die Varianz der Teilchenzahlverteilung, für Elektron- und Pionschauer ist in Abbildung 6.14 dargestellt. Die Energieauflösung elektromagnetischer und hadronischer Schauer wird nach Gleichung (II) durch

$$\frac{\sigma}{\langle N \rangle} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + C^2} \quad \text{mit } A = \sqrt{S^2 + I^2}$$

beschrieben.

$I$  kennzeichnet dabei intrinsische Fluktuation,  $S$  Samplingfluktuation. Der energieunabhängige Term  $C$  berücksichtigt im Falle hadronischer Schauer die Fluktuationen des Anteils der Schauerenergie der in neutrale Pionen überführt wird.

Für elektromagnetische Schauer in einem Kalorimeter mit großer Samplingdicke wird die Energieauflösung praktisch allein durch Samplingfluktuationen bestimmt, die intrinsischen Fluktuationen sind demgegenüber klein. Eine Anpassung an Gleichung (II) liefert  $A=0.40$ .

Die Energieauflösung der Pionschauer ist schlechter als die der Elektronschauer. Für *enthaltene* Pionschauer liefert die Anpassung  $A=0.90$ ,  $C=0.18$ . *Alle* Pionschauer liefern eine schlechtere Energieauflösung als *enthaltene* Schauer, vor allem durch Fluktuationen der Verlustenergie. Ein Grund für die gegenüber Elektronschauern schlechtere Energieauflösung der Pionschauer sind die im Vergleich größeren intrinsischen Fluktuationen durch Fluktuationen im Anteil der 'sichtbaren' Energie und die für hadronische Schauer größeren Samplingfluktuationen (siehe Kapitel 3). Diese Beiträge zur Energieauflösung verringern sich mit zunehmender Energie.

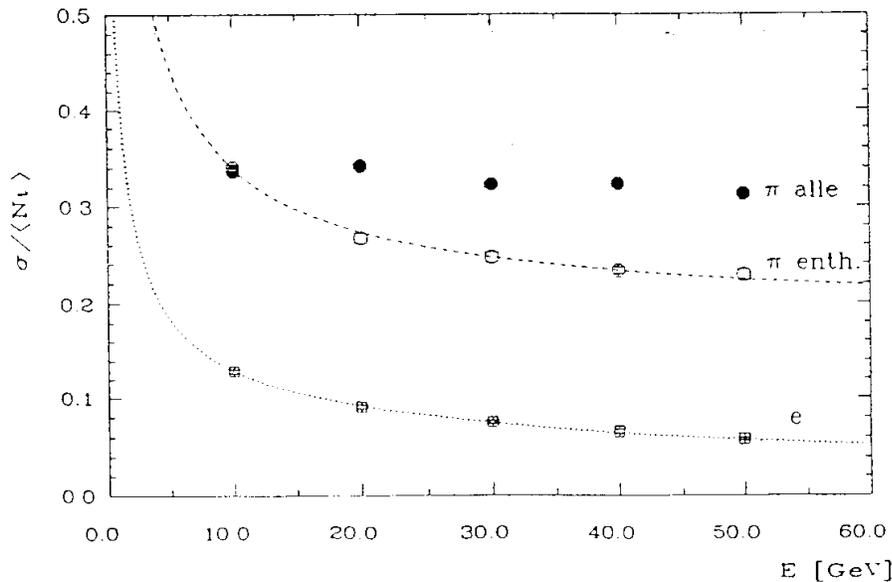


Abbildung 6.14: Energieauflösung der Teilchenzahl für Pion- und Elektronschauer in Abhängigkeit von der Energie.

Ein weiterer Grund sind die Fluktuationen der  $\pi^0$ -Energie. Dieser Beitrag wird durch den energieunabhängigen Term C in Gleichung (II) beschrieben. Da die Teilchenzahl mit dem  $\pi^0$ -Anteil eines Ereignisses korreliert ist (das e/h-Verhältnis also größer als 1 ist), verschlechtert dies die Energieauflösung gegenüber rein elektromagnetischen Schauern.

Das e/h-Verhältnis, also das Signalverhältnis zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Anteil im Pionschauer, läßt sich in der Simulation aus dem einfach zu bestimmenden e/ $\pi$ -Verhältnis, dem Signalverhältnis von Elektron- und Pionschauern gleicher Energie, berechnen. Dies ist Gegenstand des nächsten Abschnitts.

#### 6.4.3.1 Das e/ $\pi$ -Verhältnis für die Teilchenzahl

Abbildung 6.15 zeigt das e/ $\pi$ -Verhältnis der Teilchenzahl für *alle* und *enthaltene* Pionschauer. Das e/ $\pi$ -Verhältnis beträgt bei 10 GeV für *enthaltene* Schauer 2.1 und fällt bei 50 GeV auf 1.6. Dieses Verhältnis wird durch den zunehmenden Energieanteil der neutralen Pionen mit wachsender Energie kleiner.

Aus dem gemessenen e/ $\pi$ -Verhältnis läßt sich mit dem Anteil der  $\pi^0$ -Energie an der Schauerenergie,  $f_{\pi^0}$ , das e/h-Verhältnis berechnen:

$$\{e/h\} = \frac{(1 - f_{\pi^0})}{\{\pi/e\} - f_{\pi^0}} \quad (\text{III})$$

Mit der Energieabhängigkeit  $f_{\pi^0}(E)$  des  $\pi^0$ -Energieanteils (siehe Abbildung 6.10) ergibt sich für die Teilchenzahl ein e/h-Verhältnis von  $\sim 4.6$ .

Die Teilchenzahl der rein hadronischen Schauerkomponente ist also wesentlich kleiner als die der elektromagnetischen Komponente. Der Beitrag der hadronischen Komponente ist wahrscheinlich deshalb so gering, weil durch die große Dicke der Absorberschichten nur sehr wenige Spallationsprotonen die aktiven Schichten erreichen.

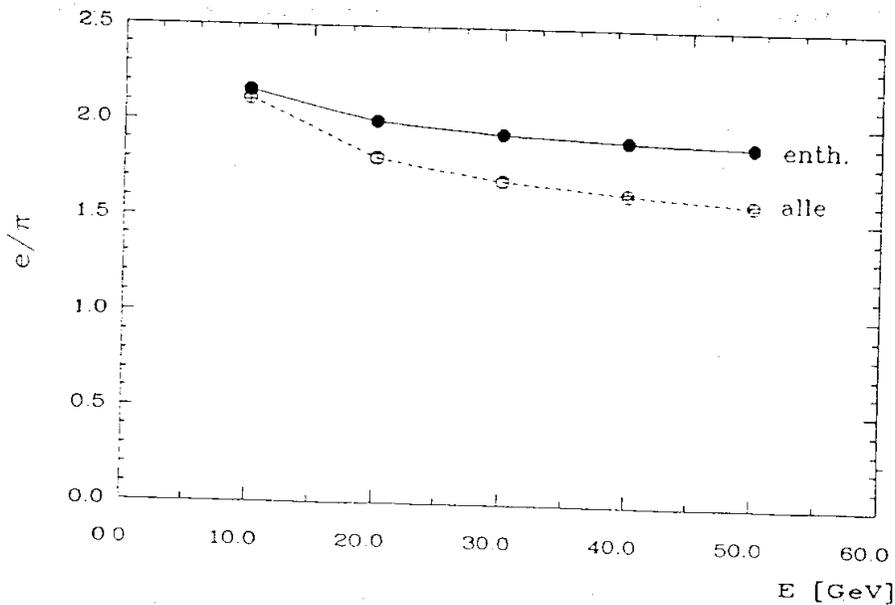


Abbildung 6.15. Das e/ $\pi$ -Verhältnis für die Teilchenzahl in Abhängigkeit von der Energie.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß sich Elektronschauer und Pionschauer bei Betrachtung der Teilchenzahl - wie erwartet - unterschiedlich verhalten:

- Für Elektronschauer steigt die Teilchenzahl linear mit der Energie, die Energieauflösung skaliert mit  $\text{const.}/\sqrt{E}$ .
- Für Pionschauer steigt die auf die Strahlenergie normierte Teilchenzahl mit der Energie, verursacht durch die Zunahme des Anteils der neutralen Pionen an der Schauerenergie. Die Fluktuationen in diesem Anteil führen zu einem konstanten Term in der Energieauflösung, sie verbessert sich nicht mit  $\text{const.}/\sqrt{E}$ .

Die Padladung verhält sich dagegen anders, worauf im nächsten Abschnitt eingegangen wird.

## 6.5 Das Padsignal

Im vorangegangenen Kapitel wurde das Verhalten der Anzahl der Teilchen in den aktiven Lagen behandelt. Im folgenden wird das Signal des mit Streamerrohrkammern instrumentierten Kalorimeters untersucht.

Für kalorimetrische Messungen sind die Pads vorgesehen. Inwieweit eine Energiebestimmung mit den Drähten möglich ist, ist Gegenstand des nächsten Kapitels. In diesem Kapitel werden zunächst Simulationsergebnisse für die Energieabhängigkeit und Energieauflösung des Padsignals für die Standardstreamerbreite von 3 mm vorgestellt. In den beiden folgenden Abschnitten wird untersucht, wie sich Sättigung und Mehrfachstreamer auf diese Größen auswirken. Dann wird gezeigt, welchen Einfluß die Streamerbreite auf Energieabhängigkeit und -auflösung des Padsignals hat.

### 6.5.1 Energieabhängigkeit des mittleren Padsignals

Abbildung 6.16 zeigt die Energieabhängigkeit des mittleren Padsignals ('Kalibrationsfunktion') für Elektronen und Pionen bei einer Streamerbreite von 3 mm. Im Gegensatz zur Teilchenzahl liefern die Pads für Elektron- und Pionschauer etwa gleich große Signale. So erzeugen bei 40 GeV *enthaltene* Pionschauer die gleiche mittlere Padladung wie Elektronschauer. Das Padsignal aller Pionschauer liegt unterhalb des Signals der Elektronen, die Differenz zwischen beiden ist jedoch deutlich kleiner als im Fall der Teilchenzahl.

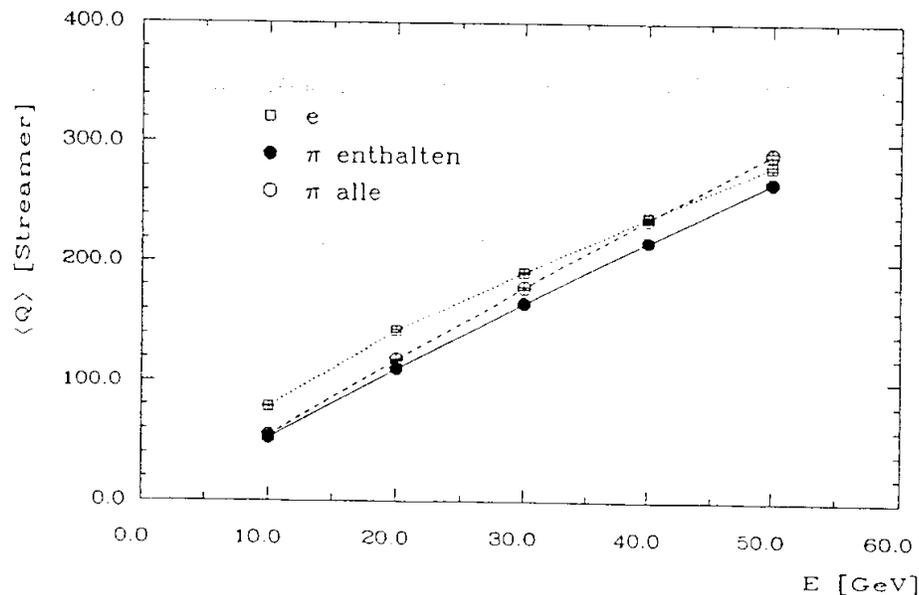


Abbildung 6.16: Mittlere Padladung (Anzahl gezündeter Streamerzellen) als Funktion der Energie für Elektron- und Pionschauer bei einer Streamerbreite von 3 mm.

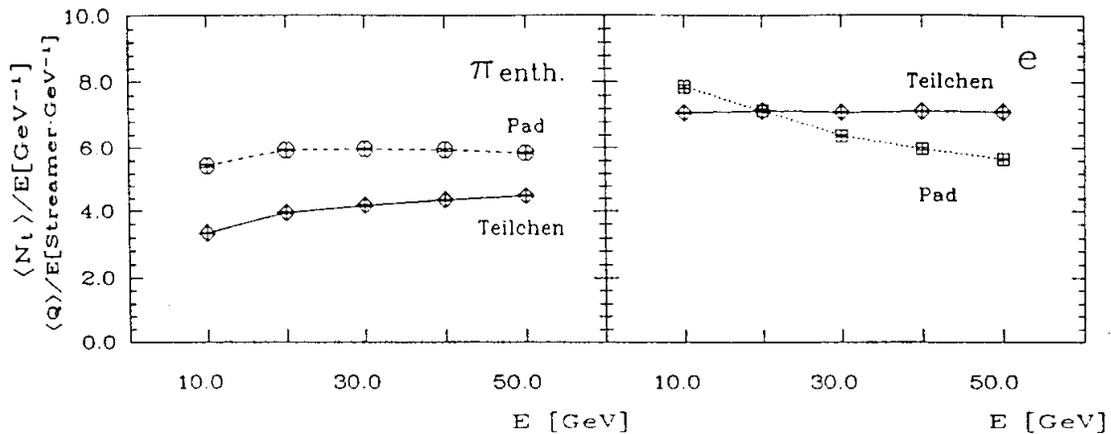


Abbildung 6.17: Auf die Strahlenergie normierte mittlere Padladung und normierte mittlere Teilchenzahl für *enthaltene* Pionschauer (links) und Elektronschauer (rechts).

Abbildung 6.17 zeigt die auf die Strahlenergie normierte Padladung im Vergleich mit der normierten Teilchenzahl.

Für Elektronschauer ist die Teilchenzahl pro GeV konstant. Die normierte Padladung nimmt dagegen mit der Energie ab, d.h. die Zahl der pro Schauerteilchen gesetzten Streamerzellen wird mit zunehmender Strahlenergie kleiner. Bei 10 GeV beträgt das Verhältnis von Padladung zur Teilchenzahl 1.14, bei 50 GeV ist es auf 0.77 abgefallen. Der Grund hierfür ist die zunehmende Sättigung durch den toten Raum um einen Streamer, als Folge der mit der Energie ansteigenden Schauerdichte.

Pionschauer zeigen dagegen ein anderes Verhalten. In dem hier betrachteten Energieintervall setzt jedes Teilchen im Mittel mehr als eine Streamerzelle. Das Padsignal wird also relativ zur Teilchenzahl angehoben. Dies geschieht durch Mehrfachstreamer.

Trotz der größeren Teilchenzahl in einem elektromagnetischen Schauer - verglichen mit einem hadronischen Schauer - werden also in beiden Schauern ungefähr gleich viele Streamer gezündet (d.h. die gleiche Padladung erzeugt). Der entscheidende Grund für dieses Verhalten ist die unterschiedliche Schauerdichte. Durch die große Dichte im elektromagnetischen Schauer wird durch Sättigung dessen Padsignal im Vergleich zu einem weniger dichten Pionschauer abgesenkt. Die Sättigung im elektromagnetischen Schauer hat aber auch zur Folge, daß das Signal neutraler Pionen im Pionschauer relativ zum hadronischen Teil abgesenkt wird und sich dem hadronischen Teil angleicht. Dies erklärt auch, warum die Padladung im Vergleich zur Teilchenzahl verhältnismäßig linear von der Energie abhängt. Bei der Padladung erkennt man nur einen leichten Anstieg der Kalibrationsfunktion bis 40 GeV, bei 50 GeV nimmt sie sogar leicht ab. Der Einfluß der Sättigung, insbesondere auf das  $\pi^0$ -Signal, wird in einem späteren Abschnitt etwas genauer untersucht.

Bevor auf die Energieabhängigkeit der Energieauflösung der Padladung eingegangen wird, sollen im nächsten Abschnitt die Spektren der Padladung diskutiert werden.

## 6.5.2 Verteilungen des Padsignals

Abbildung 6.18 zeigt die Verteilung der Padladung für *alle* und *enthaltene* Pionschauer sowie für Elektronen am Beispiel einer Energie von 30 GeV mit einer Gaußanpassung. Das Spektrum der Padladung ist nicht gaußförmig, auch nicht für Elektronschauer. Wie später gezeigt wird, entsteht die asymmetrische Verteilung durch Teilchen mit einem größeren Winkel senkrecht zum Draht, die mehrere Streamerzellen setzen.

Abbildung 6.19 zeigt die Spektren der Padladung im Vergleich mit dem der Teilchenzahl für Elektron- und *enthaltene* Pionschauer. Bei einer Energie von 10 GeV liegt das Padsignal der Pionen unterhalb der der Elektronen, bei 50 GeV sind die Verteilungen für Pionen und Elektronen dagegen fast gleich. Vergleicht man die Verteilungen des Padsignals mit denen der Teilchen, so ist zu erkennen, daß das Signal der Elektronen beim Übergang zur Padladung zu kleineren Werten verschoben wird. Die Verteilung ist zudem deutlich breiter, da beim Padsignal Fluktuationen durch Sättigung und Mehrfachstreamer auftreten.

Für *enthaltene* Pionschauer verschiebt sich die Verteilung der Padladung relativ zur Teilchenzahl zu höheren Werten. Ursache hierfür sind Mehrfachstreamer. Die relative Breite der Verteilung verringert sich, was darauf hindeutet, daß die hohen Teilchenzahlen der durch neutrale Pionen ausgelösten Schauer im Padsignal unterdrückt werden.

Wie aus den Verteilungen der Teilchenzahl und der Padladung zu erkennen ist, beeinflussen Sättigung und Mehrfachstreamer auch die Energieauflösung entscheidend. Dies wird im nächsten Abschnitt gezeigt.

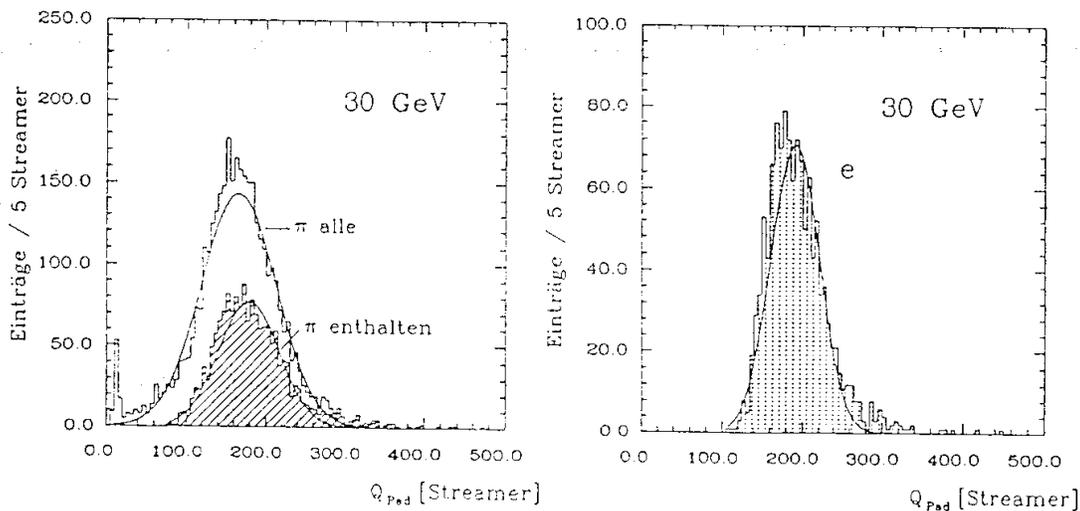


Abbildung 6.18: Häufigkeitsverteilung der Padladung bei einer Primärenergie von 30 GeV.

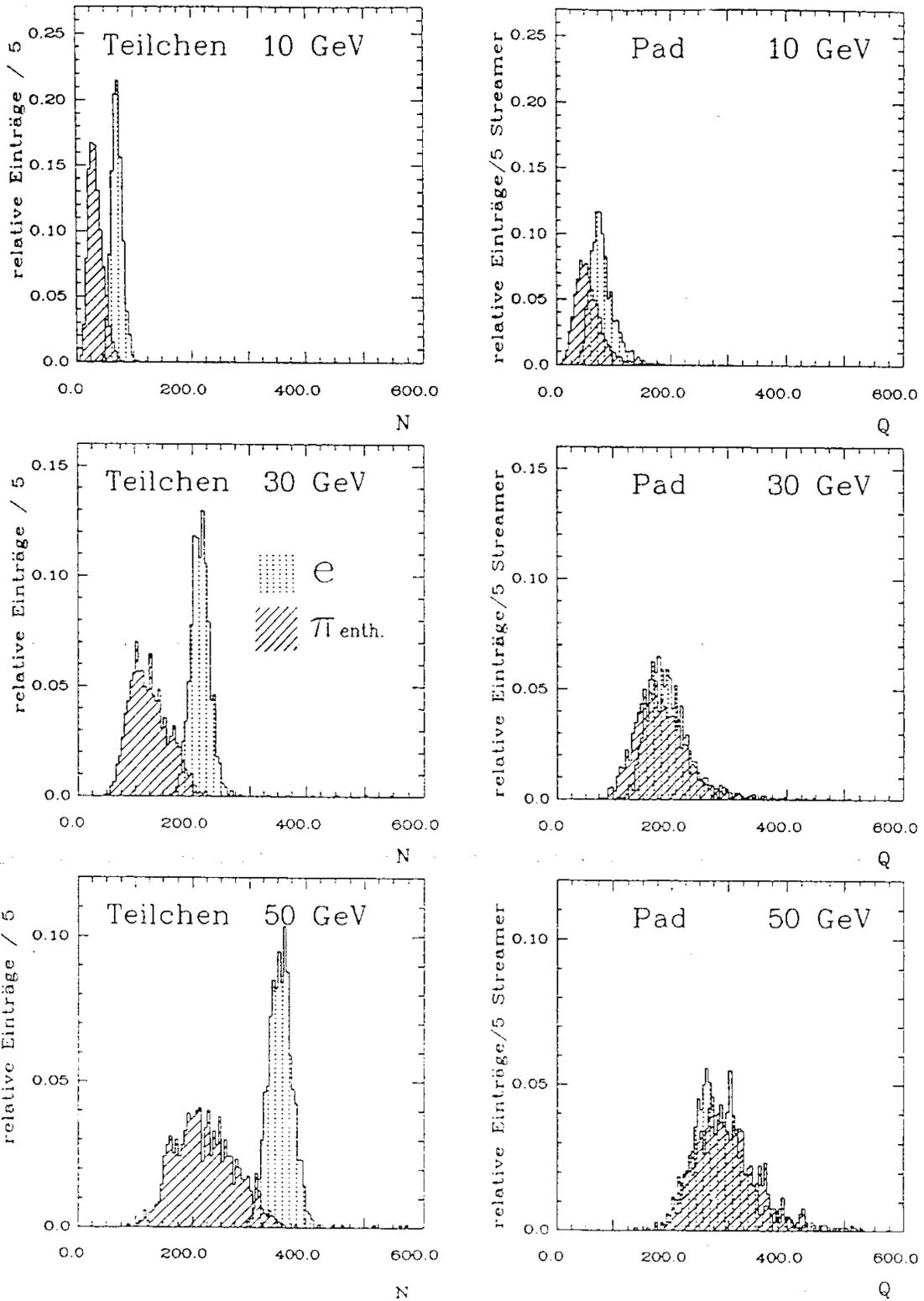


Abbildung 6.19: Häufigkeitsverteilungen der Padladung und der Teilchenzahl für Elektronenschauer (punktiert) und *enthaltene* Pionschauer (schraffiert).

### 6.5.3 Energieauflösung des Padsignals

Die Energieauflösung des Padsignals für Pionschauer ist gegeben durch die relative Breite  $\sigma/\langle Q \rangle$  der Anzahl getroffener Streamerzellen, da die Padladung in guter Näherung linear mit der Energie ansteigt. Für Elektronschauer ist die Kalibrationsfunktion der Padladung wegen der starken Sättigung dagegen nichtlinear. Die relative Breite der Padladungsverteilung ist somit kein gutes Maß für die Energieauflösung. Aus diesem Grund wurde die Energieabhängigkeit der mittleren Padladung  $\langle Q \rangle(E)$  parametrisiert und zur Bestimmung der Energieauflösung die relative Breite der Verteilung entsprechend der nichtlinearen Kalibrationsfunktion korrigiert:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \text{acorr}(E) \frac{\sigma_Q}{\langle Q \rangle} \quad \text{mit } \text{acorr}(E) = \frac{dE}{d\langle Q \rangle} \frac{\langle Q \rangle}{E} \quad (\text{IV})$$

In den Abbildungen 6.20 und 6.21 ist die Energieauflösung des Padsignals für Elektron- und Pionschauer als Funktion der Energie aufgetragen. Zum Vergleich ist noch einmal die mit der Teilchenzahl gemessene Energieauflösung dargestellt.

Für Elektronen verschlechtert sich die Energieauflösung beim Übergang von der Teilchenzahl zur Padladung, verursacht durch Sättigung und Mehrfachstreamer, deutlich. Daher zeigt die Energieauflösung auch kein  $\text{const.}/\sqrt{E}$ -Verhalten mehr.

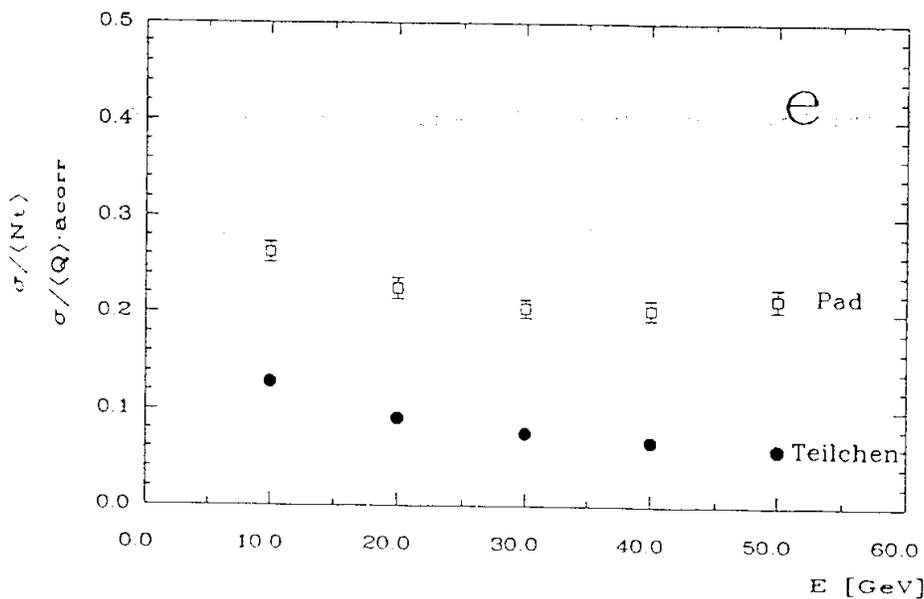


Abbildung 6.20: Energieauflösung der Padladung und der Teilchenzahl für Elektronschauer.

Für Pionen verbessert sich dagegen die Energieauflösung oberhalb von 10 GeV beim Übergang von der Teilchenzahl zur Padladung. Grund für die Verbesserung der Energieauflösung ist die starke Sättigung des elektromagnetischen Anteils innerhalb der Pionschauer. Die Sättigung führt zu einem  $e/\pi$ -Verhältnis bzw.  $e/h$ -Verhältnis in der Nähe von 1, worauf in den beiden nächsten Abschnitten eingegangen wird. Aus diesem Grund verbessert sich auch die Energieauflösung des Padsignals für *enthaltene* Pionschauer annähernd wie  $\text{const.}/\sqrt{E}$ , ein konstanter Beitrag durch  $\pi^0$ -Fluktuationen tritt im Gegensatz zur Teilchenzahl nicht auf. Eine Anpassung liefert  $\sigma/\langle Q \rangle = 1.14/\sqrt{E}$ .

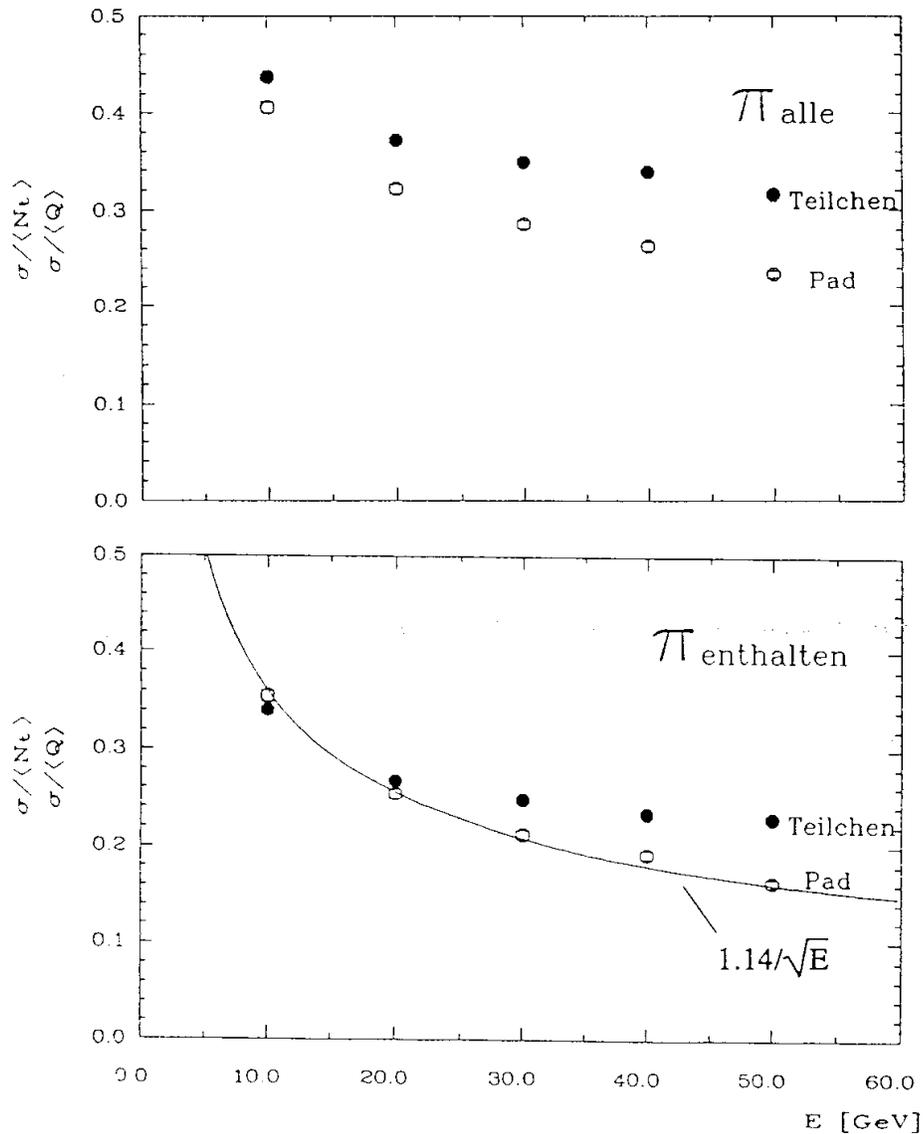


Abbildung 6.21: Energieauflösung der Padladung und der Teilchenzahl für *alle* (oben) und *enthaltene* Pionschauer (unten).

### 6.5.3.1 Das $e/\pi$ -Verhältnis für die Padladung

Das  $e/\pi$ -Verhältnis, also das Signalverhältnis von Elektron- zu Pionschauern gleicher Energie, ist in Abbildung 6.22 für die Padladung und zum Vergleich noch einmal für die Teilchenzahl dargestellt. Man erkennt, daß das  $e/\pi$ -Verhältnis der Padladung wesentlich näher bei 1 liegt als das der Teilchenzahl.

Wie auch bei der Teilchenzahl, verringert sich das  $e/\pi$ -Verhältnis der Padladung mit zunehmender Energie. Im Falle der Padladung liegt dies aber nicht an dem steigenden elektromagnetischen Anteil im Hadronschauer, sondern wird verursacht durch die zunehmende Sättigung der durch Elektronen induzierten Schauer.

Das  $e/h$ -Verhältnis, welches letztendlich den Einfluß der Fluktuationen des  $\pi^0$ -Anteils auf die Energieauflösung bestimmt, läßt sich für die Padladung nicht mehr aus Gleichung (III) berechnen; denn der Beitrag des  $\pi^0$ -Anteils zum Padsignal entspricht nicht dem Signal eines Elektronschauers entsprechender Energie.

Die Tatsache, daß die Energieauflösung näherungsweise mit  $\text{const.}/\sqrt{E}$  skaliert, legt es aber nahe zu vermuten, daß das  $e/h$ -Verhältnis der Padladung für *enthaltene* Pionschauer in dem hier betrachteten Energiebereich nahe bei 1 liegt, d.h., daß das Signal der neutralen Pionen dem rein hadronischen Signal angeglichen wird, die Padladung also näherungsweise unabhängig ist von der  $\pi^0$ -Energie des Ereignisses.

In den folgenden Abschnitten soll nun die Auswirkung der Sättigung und der Mehrfachstreamer auf das Padsignal genauer untersucht werden. Im nächsten Abschnitt wird im Zusammenhang mit der Sättigung auch das  $e/h$ -Verhältnis der Padladung näher betrachtet.

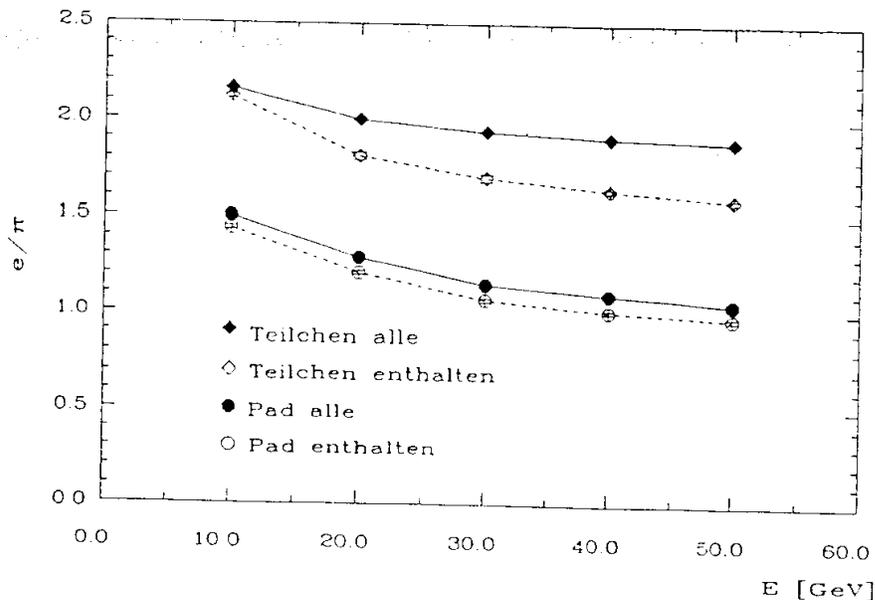


Abbildung 6.22:  $e/\pi$ -Verhältnis der Padladung und der Teilchenzahl für *alle* und *enthaltene* Pionschauer.

### 6.5.4 Einfluß der Sättigung

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß sich Linearität und Energieauflösung beim Übergang von der Teilchenzahl zur Padladung für Elektronen verschlechtern, für Pionen dagegen verbessern. Ursache hierfür ist vor allem die Sättigung des Padsignals, bedingt durch den toten Raum um einen Streamer. Dies soll in diesem Abschnitt genauer untersucht werden.

Für die Padladung ist nur von Bedeutung, ob eine Streamerzelle getroffen wurde oder nicht. Die Information, wie oft eine Zelle getroffen wurde, wird aber während des Digitalisierungsschrittes gespeichert. Die Summe über die Treffer aller Streamerzellen wird im folgenden als *Padladung ohne Sättigung* bezeichnet. Der Unterschied zur Teilchenzahl besteht darin, daß die Padladung *ohne Sättigung* auch Mehrfachstreamer bei geneigten Spuren berücksichtigt. Dadurch ist sie i.allg. größer als die Teilchenzahl und hat, verursacht durch Winkelfluktuationen, eine größere relative Breite. Ferner berücksichtigt sie die endliche Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern.

Das 'Maß' der Sättigung ist das Verhältnis der Padladung zu der *Padladung ohne Sättigung*. Dieses Verhältnis ist in Abbildung 6.23 für Elektron- und Pionschauer als Funktion der Energie aufgetragen. Die Sättigung steigt mit der Energie an, da die Teilchendichte sowohl in elektromagnetischen als auch in hadronischen Schauern mit der Energie zunimmt. Insgesamt ist die Sättigung im Elektronschauer deutlich größer als im Pionschauer. Aufgrund des höheren elektromagnetischen Anteils in den *enthaltenen* Pionschauern sättigen diese stärker als *alle* Pionschauer.

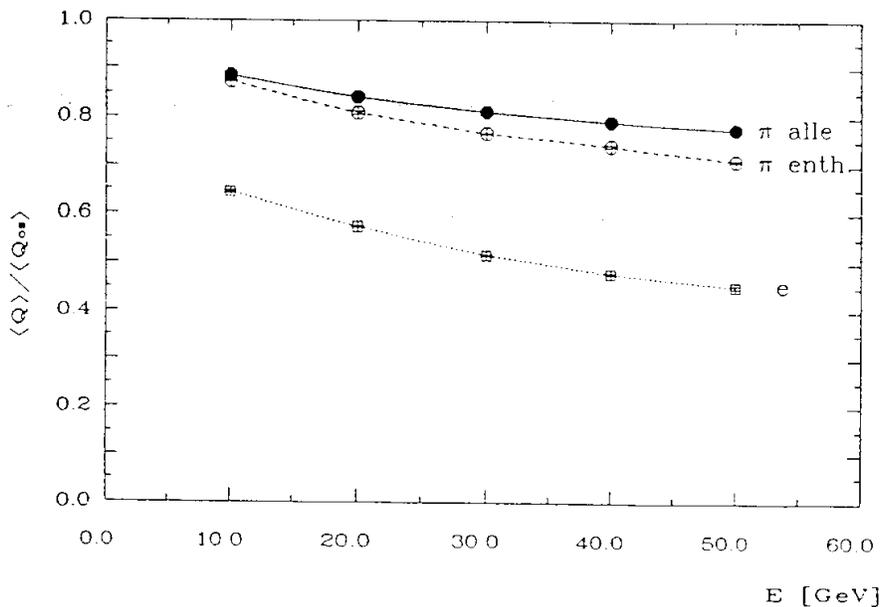


Abbildung 6.23: Verhältnis von Padladung  $Q$  zur *Padladung ohne Sättigung*  $Q_0$  für Elektron- und Pionschauer in Abhängigkeit von der Energie.

Die Auswirkungen der Sättigung auf die kalorimetrischen Eigenschaften des Padsignals werden im folgenden getrennt für Elektronschauer und Pionschauer betrachtet:

#### Elektronschauer

Im Elektronschauer führt Sättigung, wie im letzten Abschnitt erwähnt, zu einer nichtlinearen Kalibrationsfunktion. Außerdem verschlechtert Sättigung die Energieauflösung des Padsignals signifikant. Dies geht aus Abbildung 6.24 hervor, in der die Energieauflösung der Padladung im Vergleich mit der der *Padladung ohne Sättigung* dargestellt ist. Grund für die Verschlechterung der Energieauflösung bei Berücksichtigung von Sättigung sind u.a. Fluktuationen in der Teilchendichte.

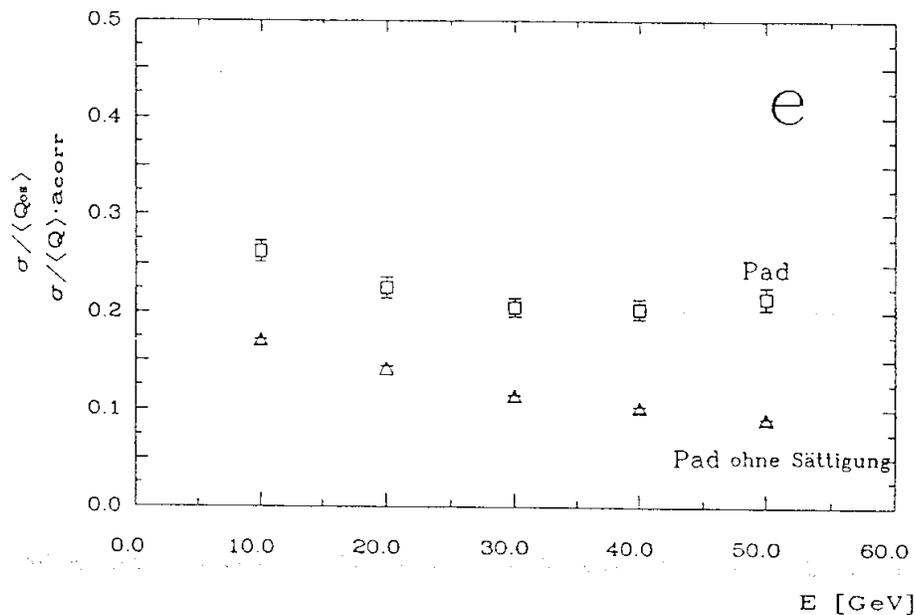


Abbildung 6.24: Energieauflösung der Padladung und der *Padladung ohne Sättigung* für Elektronschauer.

#### Pionschauer

Für Pionschauer verbessert Sättigung dagegen Linearität und Energieauflösung des Padsignals. Die Energieauflösung der Padladung und der *Padladung ohne Sättigung* zeigt Abbildung 6.25. Ursache für die Verbesserung der Eigenschaften des Padsignals mit Berücksichtigung von Sättigung ist die Reduzierung des Padsignals der elektromagnetischen Komponente aus  $\pi^0$ -Zerfällen, durch deren lokal hohe Teilchendichte. Eine Angleichung des Signals der elektromagnetischen und der rein hadronischen Komponente (d.h.  $e/h=1$ ) führt dazu, daß das Padsignal unabhängig vom Anteil der  $\pi^0$ -Energie eines Ereignisses wird. Schwankungen in diesem Anteil führen dann nicht mehr zu einer Verschlechterung der Energieauflösung, außerdem wirkt sich die Zunahme dieses Anteils nicht mehr auf die Kalibrationsfunktion aus.

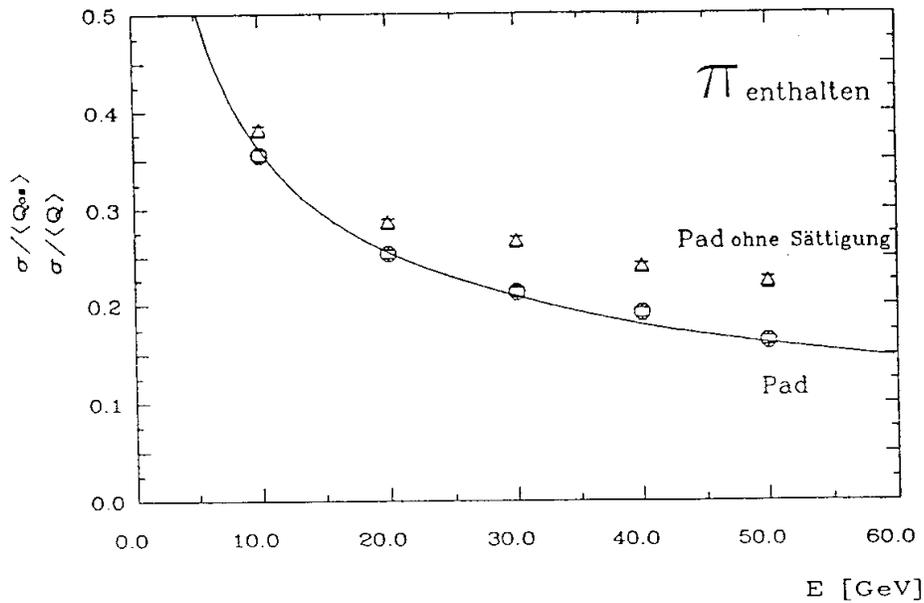


Abbildung 6.25 : Energieauflösung der Padladung und der *Padladung ohne Sättigung* für *enthaltene* Pionschauer.

Inwieweit das Padsignal durch Sättigung tatsächlich unabhängig vom Energieanteil der neutralen Pionen ist, soll im folgenden gezeigt werden. In Abbildung 6.26 ist die Korrelation zwischen dem Anteil der  $\pi^0$ -Energie eines Ereignisses und der Padladung, bzw. der *Padladung ohne Sättigung* und dem  $\pi^0$ -Energieanteil dargestellt. Die *Padladung ohne Sättigung* steigt deutlich mit zunehmendem Energieanteil der neutralen Pionen an. Die 'normale' Padladung ist dagegen wesentlich geringer mit dem  $\pi^0$ -Energieanteil korreliert, insbesondere bei höheren Energien. So ist bei 50 GeV die Padladung unabhängig vom Energieanteil der neutralen Pionen, hier gilt also  $e/h=1$ . Beim Übergang zu kleineren Primärenergien beobachtet man jedoch eine zunehmende Korrelation zwischen der Padladung und dem  $\pi^0$ -Energieanteil eines Ereignisses.

Das  $e/h$ -Verhältnis der Padladung ist also abhängig von der Primärenergie; denn der Beitrag des  $\pi^0$ -Anteils zum Padsignal hängt von der Topologie des Ereignisses, d.h. von der Dichte der Spuren, ab. Da die mittlere Dichte der elektromagnetischen Teilschauer mit der Energie ansteigt, wird ihr Signal durch Sättigung zunehmend gegenüber der hadronischen Komponente reduziert.

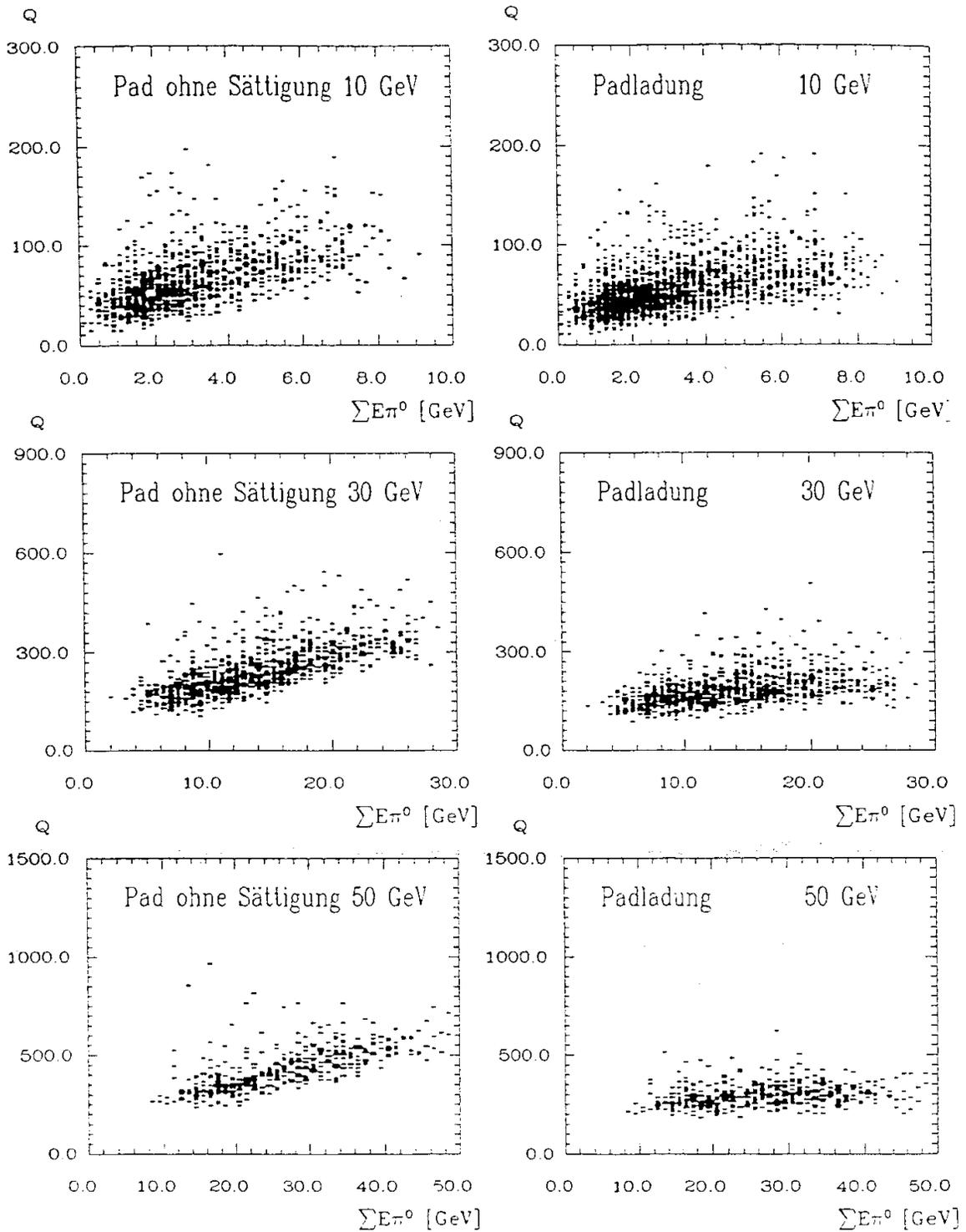


Abbildung 6.26: Korrelation zwischen der *Padladung ohne Sättigung* und der  $\pi^0$ -Energie eines Ereignisses (links) bzw. der *Padladung* und der  $\pi^0$ -Energie (rechts).



## 6.5.5 Einfluß der Mehrfachstreamer

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, inwieweit Mehrfachstreamer die Eigenschaften der Padladung beeinflussen. Besonders von Bedeutung ist dabei die Auswirkung der Mehrfachstreamer auf die Energieauflösung und das  $e/\pi$ -Verhältnis.

Im ersten Abschnitt wird gezeigt, welche Winkelverteilung die Schauerteilchen hadronischer bzw. elektromagnetischer Schauer in den Kammern besitzen. Im zweiten Abschnitt wird untersucht, wie sich das Padsignal verändert, wenn die Erzeugung von Mehrfachstreamern unterdrückt wird.

### 6.5.5.1 Die Winkelverteilung der Teilchen in den Kammern.

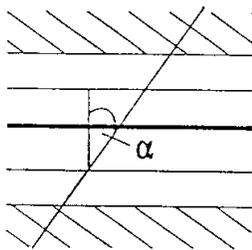


Abbildung 6.27:  
Winkel  $\alpha$

Im Mittel durchqueren die Schauerteilchen die Kammern nicht senkrecht. Für eine laterale Auffächerung im elektromagnetischen Schauer ist vor allem die Vielfachstreuung verantwortlich, welche die niederenergetischen Elektronen im Eisen erleiden. Im Pionschauer entsteht eine laterale Verteilung zusätzlich dadurch, daß die Sekundärteilchen hadronischer Wechselwirkungen einen Transversalimpuls besitzen.

Abbildung 6.28 zeigt die Verteilung des Winkels  $\alpha$  (siehe Abbildung 6.27) der Teilchenspuren in den Kammerlagen für Pion- und Elektronschauer verschiedener Energie. Die Verteilungen für Pionen und Elektronen lassen in dieser Darstellung nur geringe Unterschiede erkennen. Die Energieabhängigkeit ist gering. Aus den Winkelverteilungen geht hervor, daß ein erheblicher Anteil der Spuren größere Winkel bezüglich der Schauerachse besitzen. Für eine Streamerbreite von 3 mm ist der minimale Winkel, ab dem eine Spur mindestens zwei Streamerzellen setzt,  $\approx 18^\circ$ , der Anteil solcher Spuren beträgt ca. 20%. Einige Spuren können aber auch sehr viele Streamer an einem Draht auslösen. Es ist also zu erwarten, daß Mehrfachstreamer sowohl das mittlere Padsignal als auch die Energieauflösung des Padsignals deutlich beeinflussen.

### 6.5.5.2 Das Padsignal ohne Mehrfachstreamer

Um den Einfluß der Winkelfluktuationen und den daraus resultierenden Mehrfachstreamer auf das Padsignal zu untersuchen, wurde im Digitalisierungsschritt die Zahl der pro Spur maximal gezündeten Streamer auf 1 begrenzt. Das so erhaltene Signal wird als *Padladung ohne Mehrfachstreamer* bezeichnet. Im folgenden soll das Padsignal mit dem *Padsignal ohne Mehrfachstreamer* verglichen werden, zunächst für Elektron- und dann für Pionschauer.

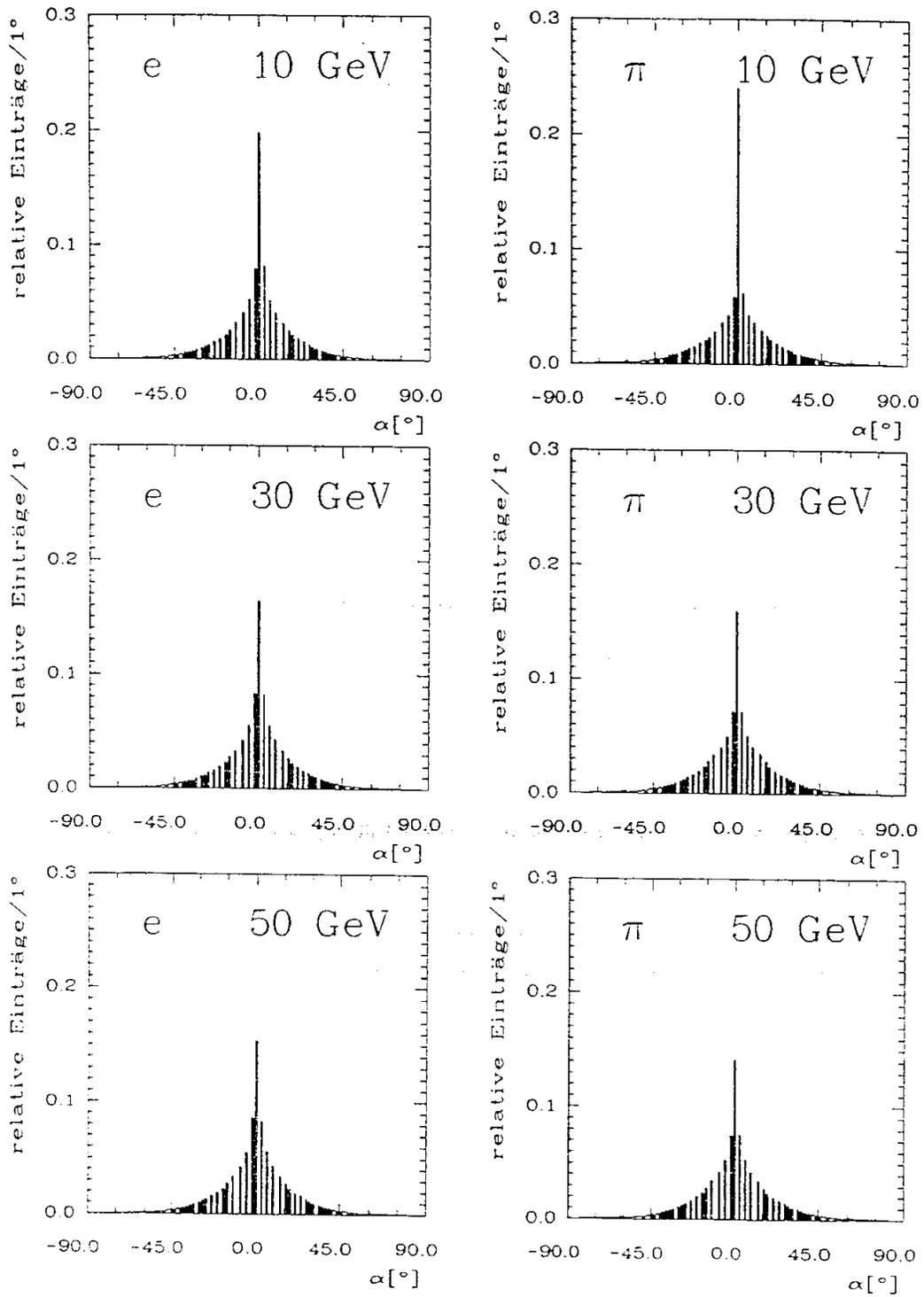


Abbildung 6.28: Häufigkeitsverteilung des Winkels  $\alpha$  der Teilchenspuren in den Kammerlagen für Elektron- und Pionschauer.

### Elektronenschauer

Abbildung 6.29 zeigt das Spektrum der Padladung im Vergleich mit dem der *Padladung ohne Mehrfachstreamer* für Elektronenschauer. Man erkennt eine erhebliche Verringerung der mittleren Padladung bei Ausschluß von Mehrfachstreamern. Außerdem wird die Verteilung näherungsweise gaußförmig und die relative Breite nimmt ab, d.h. die Energieauflösung verbessert sich, wenn sich die Winkelfluktuationen der Teilchen in den Kammern nicht mehr auswirken (siehe Abbildung 6.30).

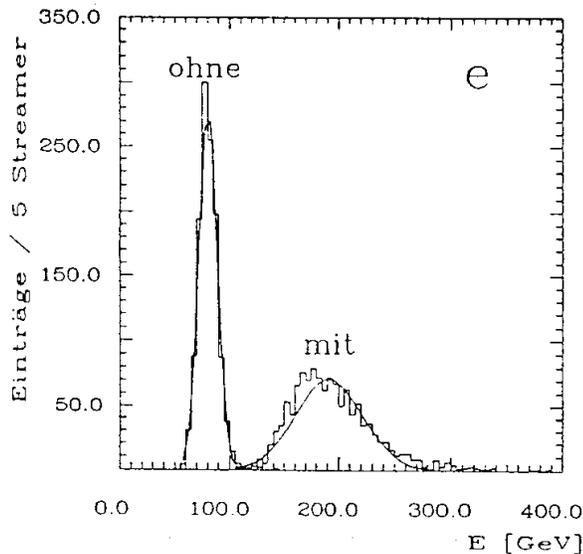


Abbildung 6.29:  
Häufigkeitsverteilung der Padladung und der *Padladung ohne Mehrfachstreamer* für Elektronenschauer einer Energie von 30 GeV.

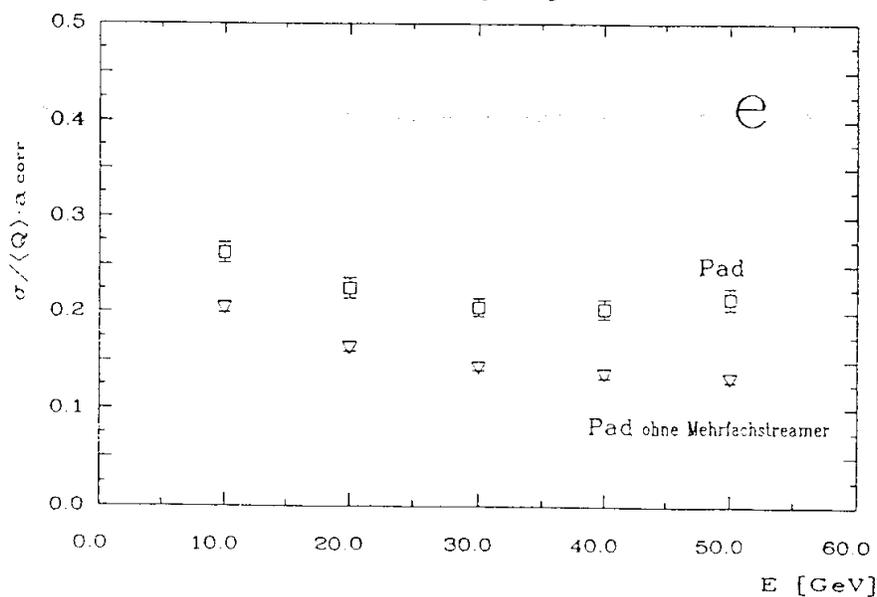


Abbildung 6.30: Energieauflösung der Padladung und der *Padladung ohne Mehrfachstreamer* für Elektronenschauer.

### Pionschauer

Werden keine Mehrfachstreamer zugelassen, erhält man auch für *enthaltene* Pionschauer eine Verteilung der Padladung, die in guter Näherung gaußförmig ist (siehe Abbildung 6.31). Die Asymmetrie, die die 'normale' Padladung für *enthaltene* Pionschauer zeigt, wird also durch Mehrfachstreamer verursacht und nicht durch Fluktuationen des elektromagnetischen Anteils an der Schauerenergie.

Die Auswirkungen der Winkelfluktuationen auf die Energieauflösung enthaltener Pionschauer erkennt man aus Abbildung 6.32. Für *enthaltene* Pionschauer verbessert sich die Energieauflösung von  $1.14/\sqrt{E[\text{GeV}]}$  auf  $0.90/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ . Auch bei Vernachlässigung von Mehrfachstreamern zeigt sich näherungsweise das  $\text{const.}/\sqrt{E}$ -Verhalten der Energieauflösung für *enthaltene* Pionschauer.

In Abbildung 6.33 ist das  $e/\pi$ -Verhältnis der Padladung im Vergleich mit dem der *Padladung ohne Mehrfachstreamer* dargestellt. Das  $e/\pi$ -Verhältnis wird etwas kleiner, wenn Mehrfachstreamer ausgeschlossen werden. Mehrfachstreamer tragen also geringfügig zur Verkleinerung des  $e/\pi$ -Verhältnisses beim Übergang von der Teilchenzahl zur Padladung bei, in erster Linie ist hierfür aber die im letzten Abschnitt betrachtete Sättigung verantwortlich.

Es läßt sich feststellen, daß Mehrfachstreamer zwar die Energieauflösung deutlich verschlechtern, aber die in den vorherigen Abschnitten getroffenen Aussagen über die kalorimetrischen Eigenschaften des Padsignals für Pionschauer nur wenig beeinflussen. So ergibt sich auch bei Ausschluß von Mehrfachstreamern eine Energieauflösung des Padsignals, die sich näherungsweise mit  $\text{const.}/\sqrt{E}$  verbessert und ein  $e/\pi$ -Verhältnis in der Nähe von 1.

Es ist zu erwarten, daß die Auswirkungen der Winkelfluktuationen auf das Padsignal von der gewählten Streamerbreite abhängig sind. Der Einfluß der Streamerbreite auf das Padsignal ist Gegenstand des folgenden Abschnitts.

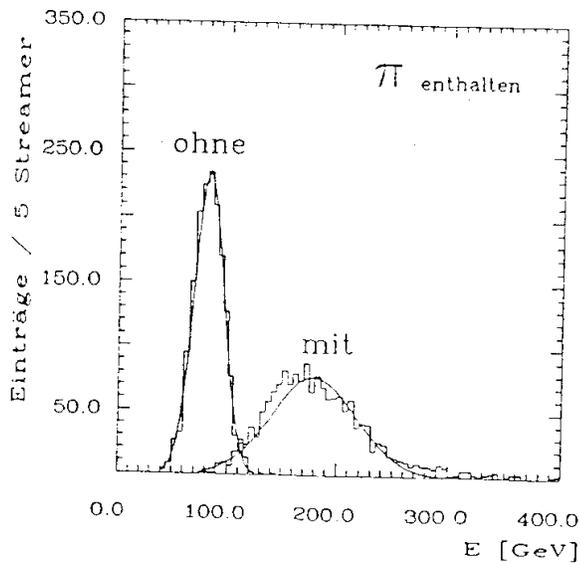


Abbildung 6.31:  
Häufigkeitsverteilung der Padladung und der *Padladung ohne Mehrfachstreamer* für *enthaltene* Pionschauer einer Energie von 30 GeV.

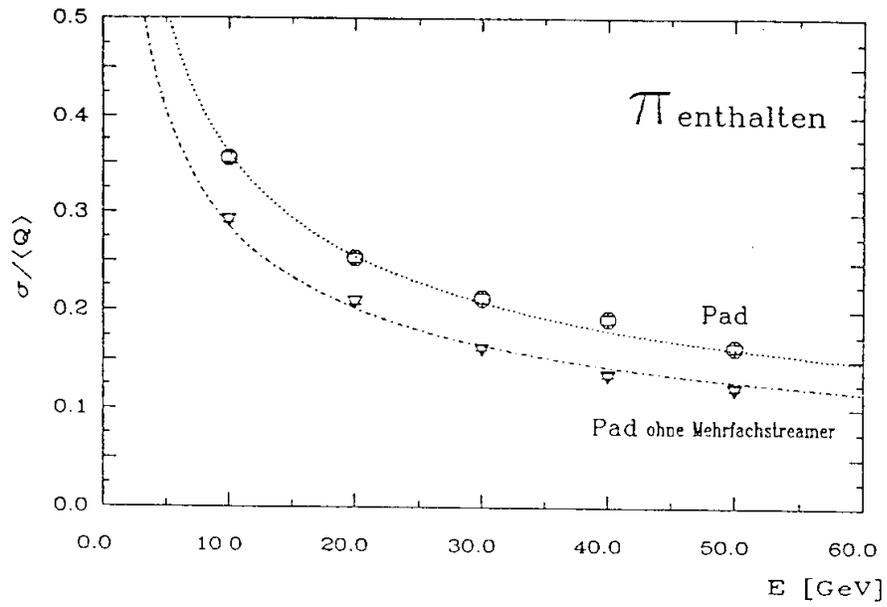


Abbildung 6.32: Energieauflösung der Padladung und der Padladung ohne Mehrfachstreamer für enthaltene Pionschauer.

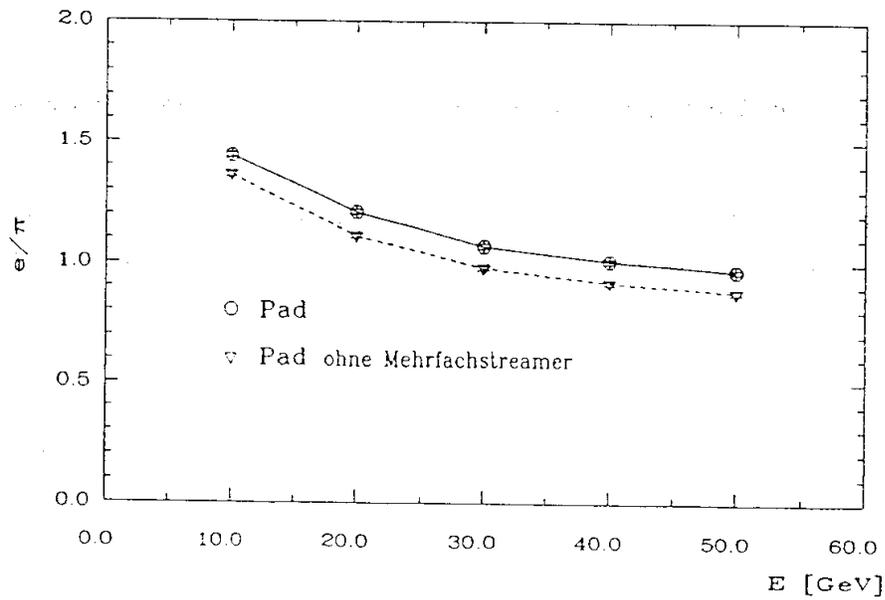


Abbildung 6.33:  $e/\pi$ -Verhältnis der Padladung und der Padladung ohne Mehrfachstreamer für enthaltene Pionschauer.

### 6.5.6 Einfluß der Streamerbreite

Für die Schauersimulation in einem Streamerrohrkalorimeter mit Padauslese ist der wichtigste freie Parameter die Streamerbreite, d.h. die Größe des toten Raumes um einen Streamer. In dem hier verwendeten einfachen Modell zur Simulation des Streamermechanismus wird sowohl das Verhalten benachbarter Spuren als auch das geneigter Spuren durch nur eine Streamerbreite beschrieben. Neben der Wahl geeigneter Abschneideenergien in der Simulation ist eine Anpassung an experimentelle Daten nur durch Variation der Streamerbreite im Digitalisierungsschritt möglich. Die 'experimentelle' Streamerbreite ist zudem keine Konstante, sondern ist abhängig von Gas, Druck und Temperatur.

Im folgenden soll der Einfluß der Streamerbreite zunächst für Elektronschauer und anschließend für Pionschauer beschrieben werden.

#### Elektronschauer

Abbildung 6.34 zeigt die auf die Strahlenergie normierte Padladung mit Streamerbreiten von 1.5, 3 und 6 mm für Elektronschauer. Die beobachtete Zunahme der Padladung bei kleinen Streamerbreiten wird zum einen durch das stärkere Gewicht von Mehrfachstreamern verursacht, zum anderen wird mit abnehmender Streamerbreite die Sättigung kleiner. Für alle drei betrachteten Streamerbreiten nimmt die Kalibrationsfunktion deutlich mit der Energie ab.

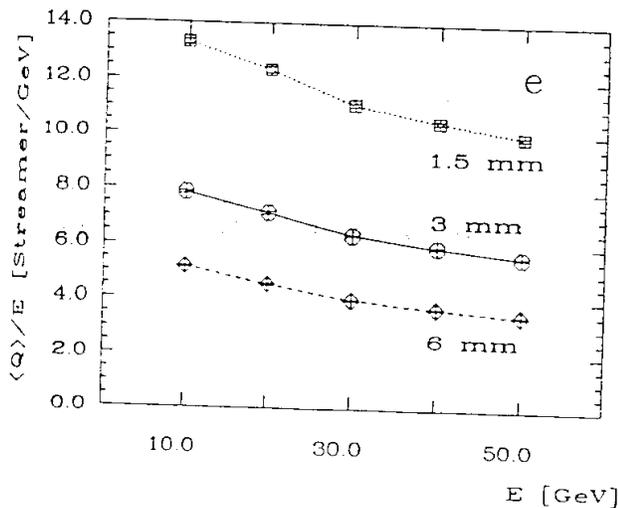


Abbildung 6.34:  
Mittlere Padladung pro GeV  
als Funktion der Energie bei  
verschiedenen Streamerbrei-  
ten für Elektronschauer.

Die Energieauflösung der Elektronschauer für die verschiedenen Streamerbreiten ist in Abbildung 6.35a dargestellt. Bei kleinen Energien ist keine Abhängigkeit von der Streamerbreite zu erkennen. Bei höheren Energien liefert die kleinste Streamerbreite (1.5 mm) die beste Energieauflösung, da hier die Sättigung am geringsten ist. Allerdings liefert im Vergleich zu einer Streamerbreite von 3 mm auch eine größere Streamerbreite (6 mm) eine geringfügig bessere Auflösung. Da mit zunehmender Streamerbreite einerseits die Energieauflösung durch die stärkere Sättigung verschlechtert wird, aber andererseits die Auswirkung von Winkelfluktuationen

nen durch Mehrfachstreamer reduziert wird, ergibt sich so insgesamt keine eindeutige Abhängigkeit von der Streamerbreite.

Werden Mehrfachstreamer vernachlässigt (*Padladung ohne Mehrfachstreamer*), so zeigt sich eine signifikante Verbesserung der Energieauflösung mit abnehmender Streamerbreite, also mit abnehmender Sättigung (siehe Abbildung 6.35b).

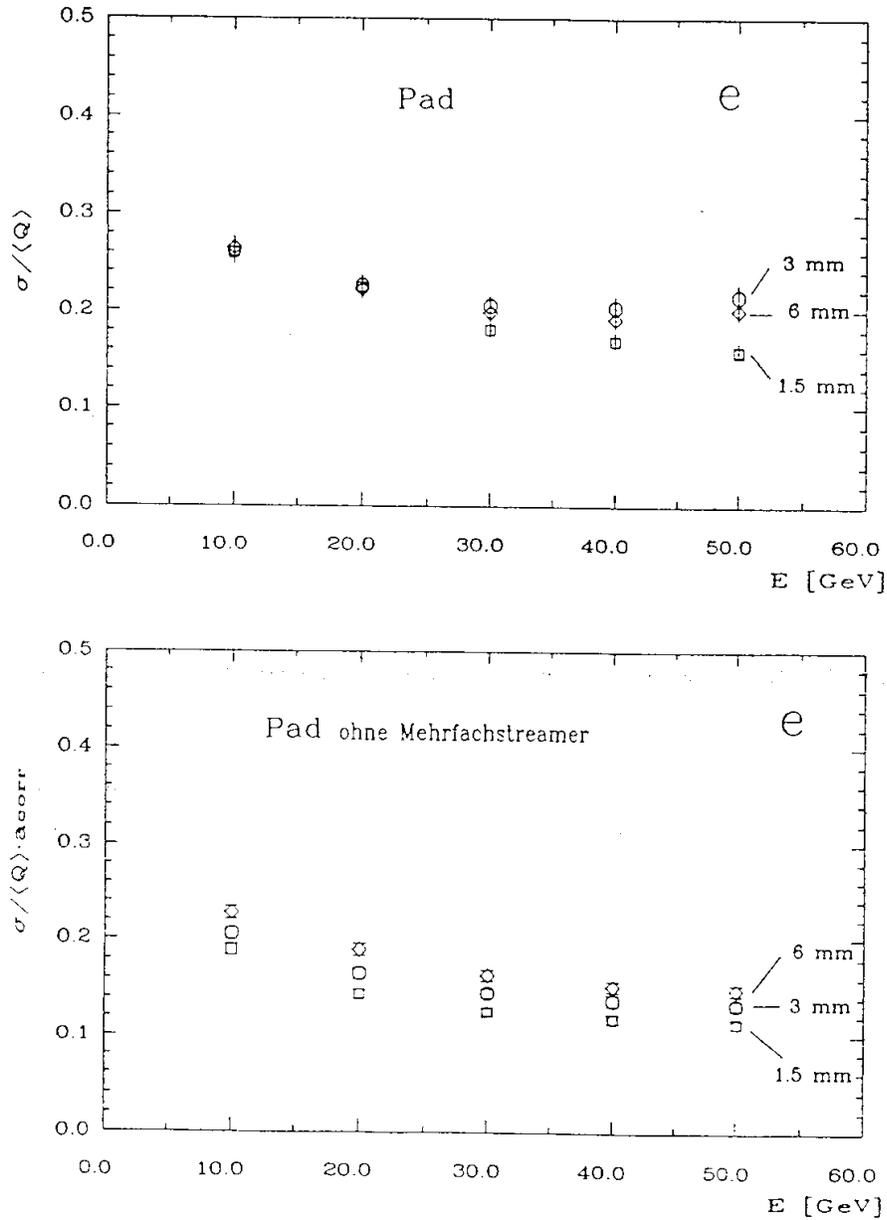


Abbildung 6.35: a) Energieauflösung der Padladung (oben) und b) der Padladung ohne Mehrfachstreamer (unten) für verschiedene Streamerbreiten für Elektronschauer.

### Pionschauer

Den Einfluß der Streamerbreite auf die mittlere Padladung und auf deren Linearität für *enthaltene* Pionschauer zeigt Abbildung 6.36. Die Abweichungen vom linearen Verlauf sind für alle betrachteten Streamerbreiten oberhalb von 20 GeV gering.

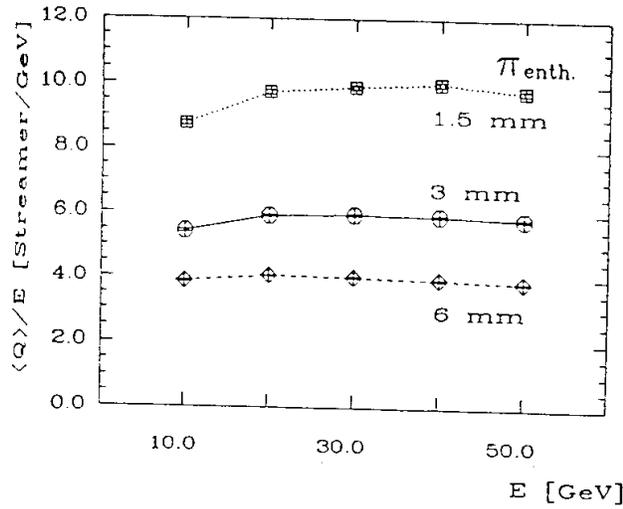


Abbildung 6.36: Mittlere Padladung pro GeV als Funktion der Energie bei verschiedenen Streamerbreiten für *enthaltene* Pionschauer.

Für Pionschauer verbessert sich die Energieauflösung deutlich mit zunehmender Streamerbreite (siehe Abbildung 6.37a). Die Ergebnisse der Anpassung von Gleichung (II) mit  $C=0$  sind in Tabelle 6.3 angegeben (für 1,5 mm Streamerbreite zeigt sich allerdings eine systematische Abweichung vom  $\text{const}/E$ -Verhalten, der energieunabhängige Term in Gleichung (II) muß hier berücksichtigt werden).

Die Verbesserung der Energieauflösung mit zunehmender Streamerbreite läßt sich für Pionschauer nicht allein durch das geringere Gewicht der Fluktuationen durch Mehrfachstreamer erklären. Die größte Streamerbreite liefert auch bei Vernachlässigung von Mehrfachstreamern die beste Auflösung, zumindest bei kleineren Energien (siehe Abbildung 6.37b).

Streamerbreite [mm]	1,5 mm	3 mm	6 mm
A [GeV <sup>1/2</sup> ]	1,26	1,14	1,01

Tabelle 6.3: Energieauflösung der Padladung für *enthaltene* Pionschauer, bestimmt aus der Anpassung von Gleichung (II) mit  $C=0$ .

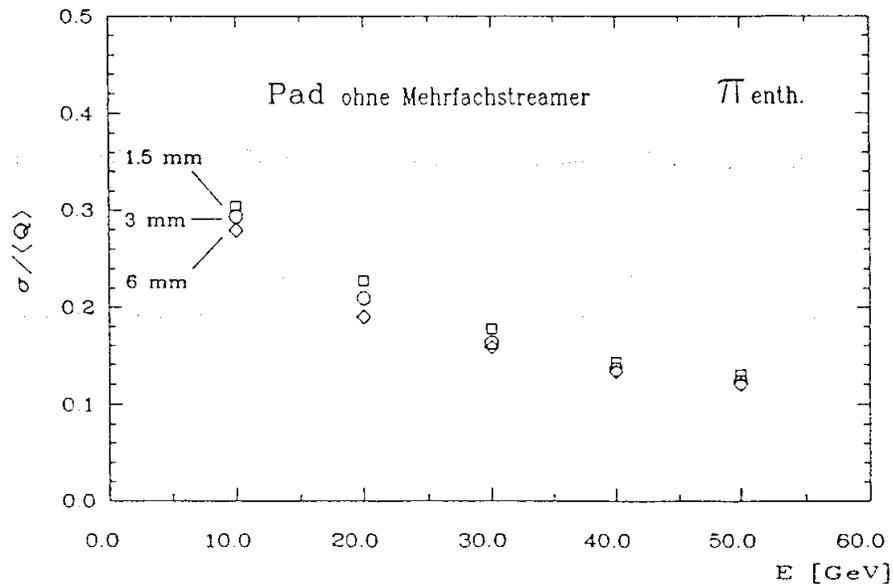
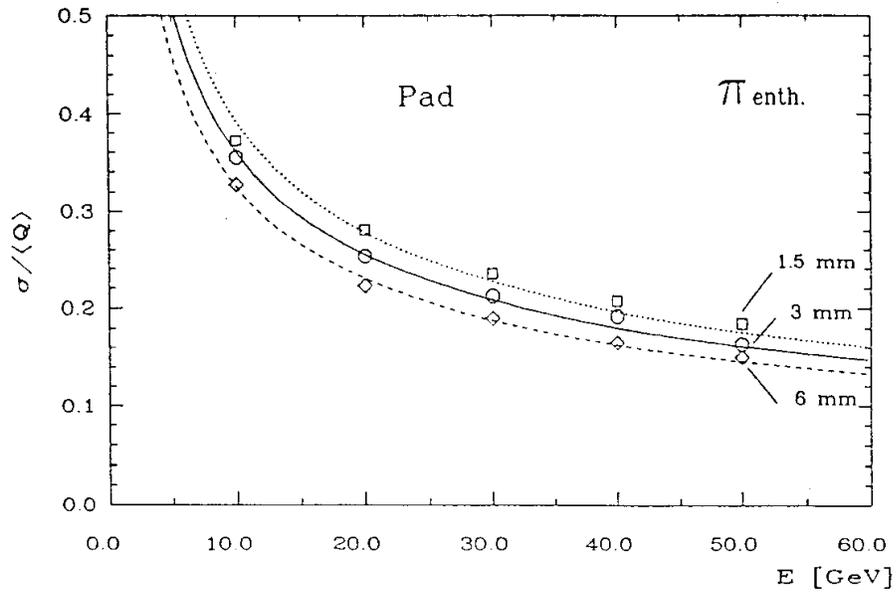


Abbildung 6.37: Energieauflösung a) (oben) der Padladung und b) (unten) der Padladung ohne Mehrfachstreamer bei verschiedenen Streamerbreiten für *enthaltene* Pionschauer. Die (nicht dargestellten) Fehler liegen innerhalb der Symbole.

Dieses Verhalten der Pionschauer - die Verbesserung der Energieauflösung des Padsignals mit zunehmender Streamerbreite (auch bei Vernachlässigung von Mehrfachstreamern) - erklärt sich durch die effektivere Unterdrückung des elektromagnetischen Anteils innerhalb des Pionschauers bei größeren Streamerbreiten. Das  $e/\pi$ -Verhältnis der verschiedenen Streamerbreiten ist in Abbildung 6.38 gezeigt. Für große Streamerbreiten gilt bei höheren Energien zwar  $e/\pi < 1$ , bei niedrigen Energien ist das  $e/\pi$ -Verhältnis aber deutlich näher bei 1 als für kleinere Streamerbreiten. Da die elektromagnetischen Teilschauer innerhalb der Pionschauer i.allg. nur einen Bruchteil der Schauerenergie besitzen, ist für die Energieauflösung allerdings das  $e/\pi$ -Verhältnis im unteren Energiebereich besonders wichtig, so daß sich insgesamt für eine größere Streamerbreite (6 mm) ein günstigeres  $e/h$ -Verhältnis ergibt als für die kleineren Streamerbreiten.

Für Pionschauer zeigt sich also eine deutliche Verbesserung der Energieauflösung bei Wahl einer größeren Streamerbreite, da eine größere Streamerbreite sowohl zu einer Reduzierung von Mehrfachstreamern als auch zu einer effektiveren Unterdrückung des Signals der neutralen Pionen führt.

Die Feststellung, daß eine größere Streamerbreite zu einer Verbesserung der Energieauflösung führt, gilt natürlich nicht für beliebig große Streamerbreiten. Mit weiter zunehmender Streamerbreite vergrößert sich die Sättigung so weit, daß auch das Pionsignal nicht mehr linear mit der Energie ansteigt. Einer Padladung mit sehr großer Streamerbreite entspricht (in der Simulation) die Zahl der angesprochenen Drähte. Das Drahtsignal soll im nächsten Abschnitt kurz behandelt werden.

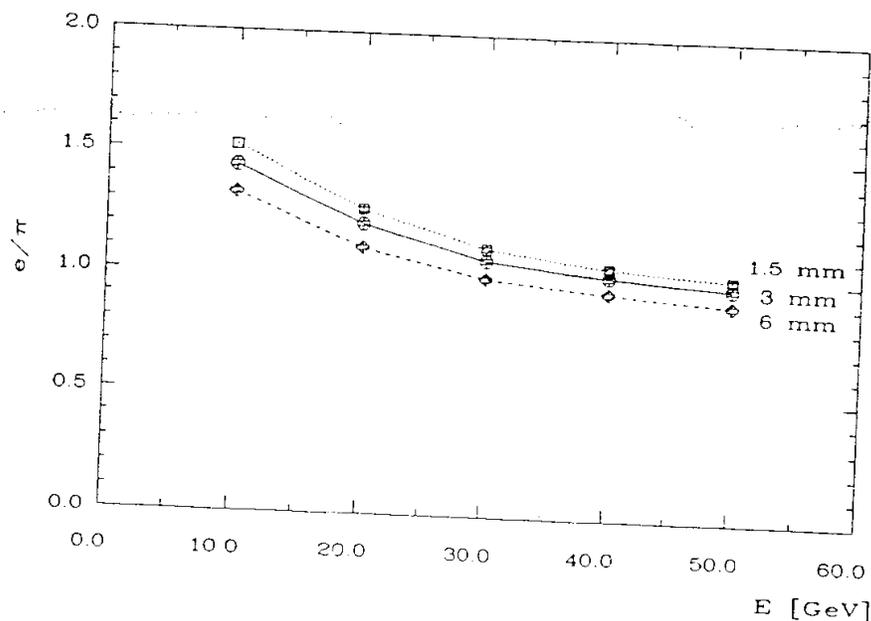


Abbildung 6.38:  $e/\pi$ -Verhältnis der Padladung für *enthaltene* Pionschauer bei verschiedenen Streamerbreiten.

## 6.6 Das Drahtsignal

Die Auslese der Drähte der Streamerrohrkammern erfolgt digital, d.h. das Drahtsignal ist unabhängig von der Zahl der Streamer, die an einem Draht erzeugt werden. Die Drahtmultiplizität - also die Zahl der angesprochenen Drähte pro Ereignis - ist somit äquivalent zu einem Padsignal mit - in Relation zur lateralen Ausdehnung eines Schauers - unendlicher Streamerbreite. Aus diesem Grund soll jetzt, anschließend an die Diskussion über den Einfluß der Streamerbreite im letzten Kapitel, das Drahtsignal behandelt werden.

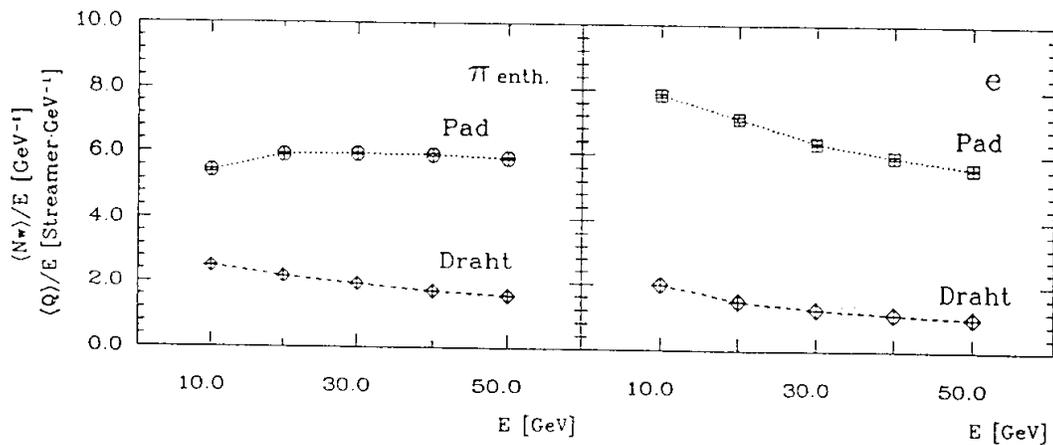


Abbildung 6.39: Auf die Strahlenergie normierte mittlere Drahtmultiplizität und normierte mittlere Padladung bei einer Streamerbreite von 3 mm für Elektron- und *enthaltene* Pionschauer.

Die auf die Strahlenergie normierte Drahtmultiplizität nimmt sowohl für Elektron- als auch für Pionschauer aufgrund der sehr starken Sättigung deutlich mit der Energie ab (siehe Abbildung 6.39). Die normierte Drahtladung beträgt bei 50 GeV für Elektronschauer nur noch 50%, für *enthaltene* Pionschauer 62% des Wertes bei 10 GeV. Im Elektronschauer trägt bei 50 GeV im Mittel nur noch jedes 12. Teilchen zum Drahtsignal bei. Das  $e/\pi$ -Verhältnis der Drahtmultiplizität ist wegen der starken Abschwächung des Signals in Bereichen hoher Teilchendichte deutlich kleiner als 1 (siehe Abbildung 6.40).

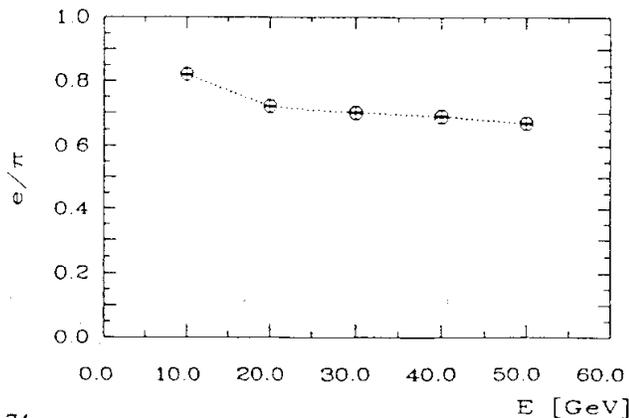


Abbildung 6.40:  $e/\pi$ -Verhältnis der Drahtmultiplizität für *enthaltene* Pionschauer.

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß die Beiträge zur Verschlechterung der Energieauflösung von Sättigung und Mehrfachstreamern für Elektronenschauer gegenläufig von der Streamerbreite abhängen. Für das Drahtsignal, also bei sehr großer Streamerbreite, überwiegt die Verschlechterung der Auflösung durch die starke Sättigung gegenüber der Verbesserung durch die beim Drahtsignal nicht mehr nachweisbaren Mehrfachstreamer. Das Drahtsignal liefert so eine deutlich schlechtere Auflösung als das Padsignal (siehe Abbildung 6.41).

Für *enthaltene* Pionschauer ist die Energieauflösung des Drahtsignals und der Padladung in Abbildung 6.42 dargestellt. Die Auflösung der Drahtmultiplizität wurde mit Gleichung (IV) auf die Nichtlinearität korrigiert.

Bei einer Energie von 10 GeV liefert das Drahtsignal die gleiche Energieauflösung wie das Padsignal, bei höheren Energien ist die Auflösung des Drahtsignals dagegen deutlich schlechter. Wie erwartet, führt die starke Sättigung beim Drahtsignal also auch für Pionschauer zu einer Verschlechterung der Energieauflösung gegenüber der des Padsignals, insbesondere bei höheren Energien. Denn zum einen wird mit steigender Energie das  $e/\pi$ -Verhältnis der Drahtmultiplizität deutlich kleiner als 1 und zum anderen wird zunehmend auch der hadronische Schaueranteil innerhalb der Pionschauer gesättigt.

Bei kleinen Energien ( $E \approx 10$  GeV) ist aber eine Energiemessung hadronischer Teilchen mit Hilfe der Drähte sinnvoll, da hier der Betrag der Abweichung des  $e/\pi$ -Verhältnisses von 1 in der gleichen Größenordnung liegt wie bei dem Padsignal. Außerdem wird bei kleinen Energien die Verschlechterung der Energieauflösung durch Sättigung des hadronischen Schaueranteils durch die Verbesserung der Energieauflösung wegen der beim Drahtsignal nicht nachweisbaren Mehrfachstreamer ausgeglichen.

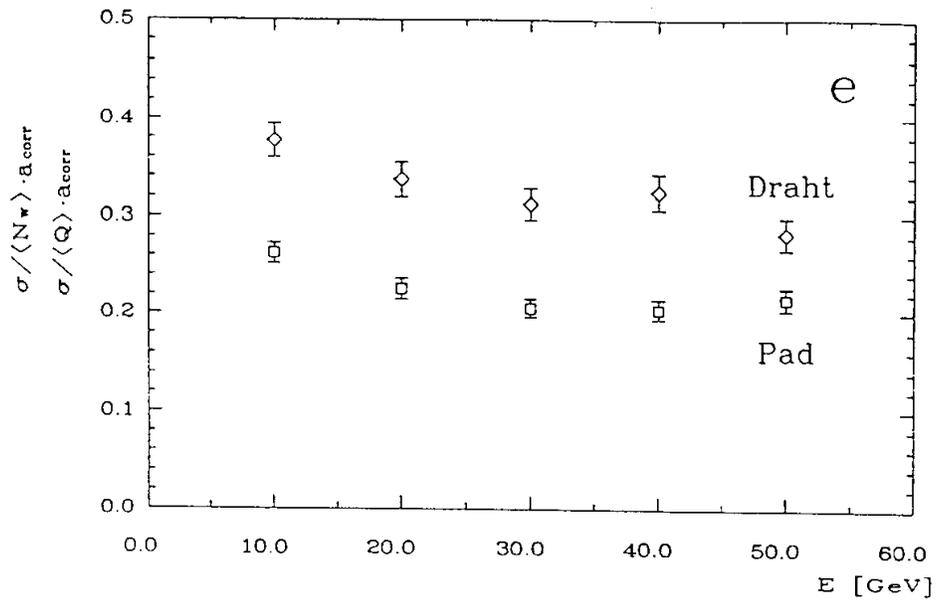


Abbildung 6.41: Energieauflösung der Drahtmultiplizität und der Padladung bei einer Streuerbreite von 3 mm für Elektronschauer.

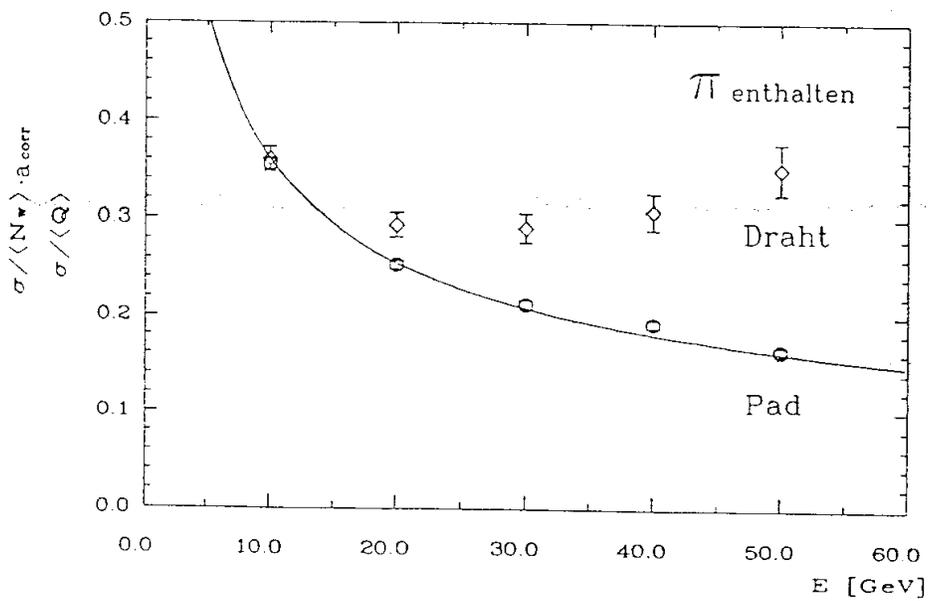


Abbildung 6.42: Energieauflösung der Drahtmultiplizität und der Padladung bei einer Streuerbreite von 3 mm für *enthaltene* Pionschauer.

## 6.7 Vergleich mit experimentellen Daten

Abschließend soll überprüft werden, inwieweit die Simulationsergebnisse mit den Ergebnissen der experimentellen Messungen verträglich sind. Da experimentelle Daten für Elektronen nicht vorliegen, beschränkt sich der Vergleich auf das Verhalten von Pionschauern. Die experimentellen Daten sind aus [Jus91] übernommen.

Im Rahmen der in dieser Arbeit benutzten Simulation des Streamermechanismus kann - wie bereits erwähnt - eine Anpassung an experimentelle Daten nur über die Variation der Streamerbreite erfolgen.

Die beste Übereinstimmung zwischen Simulation und experimentellen Daten bei Betrieb der Streamerrohrkammern mit der *Standardgas* (25% Argon, 75% Isobutan) erhält man, wenn von den in Abschnitt 6.5.6 betrachteten Streamerbreiten ein Wert von 3 mm gewählt wird. Abbildung 6.43 zeigt im Vergleich die Energieabhängigkeit der mittleren Padladung in der Simulation und im Experiment. Die Umrechnung der simulierten Padladung (Streamer) in Einträge der Analog-Digital-Converter erfolgte durch Normierung des Wertes bei 10 GeV. Aus der Abbildung geht hervor, daß auch die experimentell gemessene Padladung eine für hadronische Schauer relativ gute Linearität zeigt.

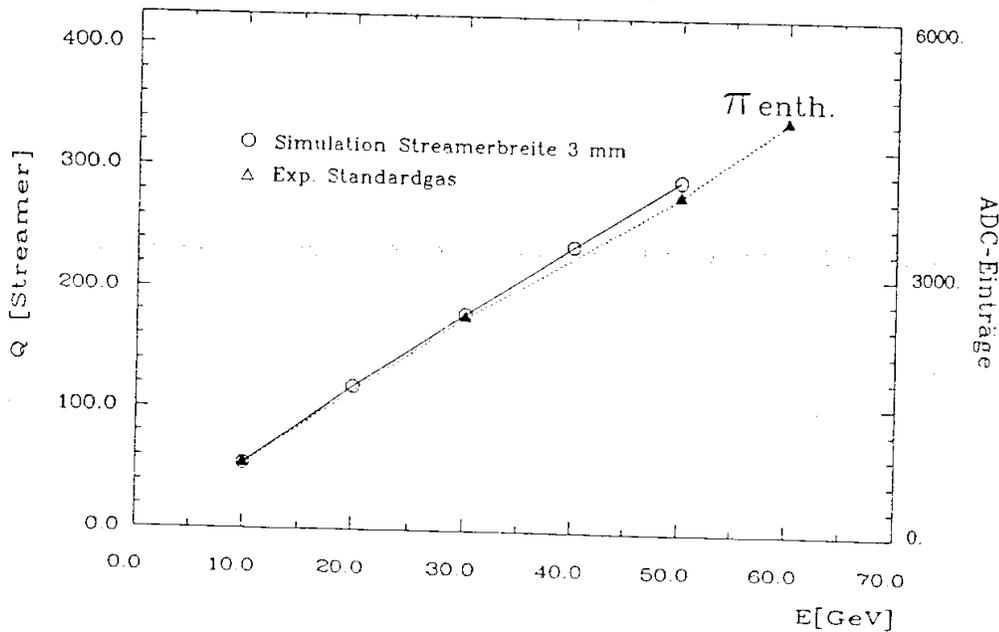


Abbildung 6.43: Mittlere Padladung als Funktion der Energie für enthaltene Pionereignisse in der Simulation und im Experiment bei Verwendung von *Standardgas*.

Die Energieauflösung der Padladung für *enthaltene* Ereignisse kann mit der Simulation relativ gut reproduziert werden (Abbildung 6.45). Etwas größere Unterschiede ergeben sich bei dem Vergleich der Energieauflösung *aller* Ereignisse (Abbildung 6.44).

In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß in der Simulation signifikant mehr Ereignisse als *enthalten* gelten als im Falle der experimentellen Daten. So beträgt der Anteil *enthaltener* Ereignisse bei 50 GeV in der Simulation 28%, in den Daten dagegen nur 12%. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, daß die simulierten Schauer zu 'kurz' sind. Ein ähnliches Verhalten wurde auch bei der Simulation von Testmessungen für das Flüssig-Argon-Kalorimeter festgestellt [Mar89].

Für die Anpassung der Simulation an experimentelle Daten bei Betrieb der Kammern mit einem nichtbrennbaren *CO<sub>2</sub>-Gasgemisch* (87,5% CO<sub>2</sub>, 10% Isobutan, 2,5% Argon) muß eine größere Streamerbreite gewählt werden als für *Standardgas*. Abbildung 6.46 zeigt, daß für eine Streamerbreite von 6 mm der Verlauf der Kalibrationsfunktion des Padsignals für *enthaltene* Ereignisse gut wiedergegeben wird. Auch die Energieauflösung *enthaltener* Schauer zeigt, mit Ausnahme des Wertes bei 10 GeV, eine gute Übereinstimmung (Abbildung 6.47). Trotz des einfachen Modells zur Erzeugung der Streamer in der Simulation ergibt sich also bezüglich Linearität und Energieauflösung eine relativ gute Übereinstimmung zwischen der Simulation und experimentellen Daten.

Unterschiede ergeben sich allerdings, wenn die Zahl der *Streamer pro GeV* betrachtet wird. Aus den experimentellen Daten erhält man diese Größe durch Normierung auf das Myonsignal. Im Experiment ergibt sich kein signifikanter Unterschied in der Zahl der Streamer pro GeV zwischen dem *Standardgas* und dem *CO<sub>2</sub>-Gasgemisch* (ca. 5 Streamer/GeV). Für die Anpassung der Simulation an die experimentellen Daten müssen dagegen verschiedene Streamerbreiten gewählt werden (s.o.). Daraus folgt ein unterschiedlicher Wert für das normierte Padsignal. So erwartet man aus der Simulation eine Zahl von  $\sim 4$  Streamer/GeV für das *CO<sub>2</sub>-Gemisch* und  $\sim 6$  Streamer/GeV für das *Standardgas* (siehe Abbildung 6.36, Seite 71). Die experimentellen Daten für den Betrieb der Kammern mit *Standardgas* sind allerdings mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. So muß die Frage offen bleiben, inwieweit die Simulation realistische Werte für die auf Myonen normierte Padladung liefern kann und ob eine Anpassung an experimentelle Daten bei Betrieb der Kammern mit unterschiedlichen Gasmischungen allein durch Variation der Streamerbreite zu erreichen ist.

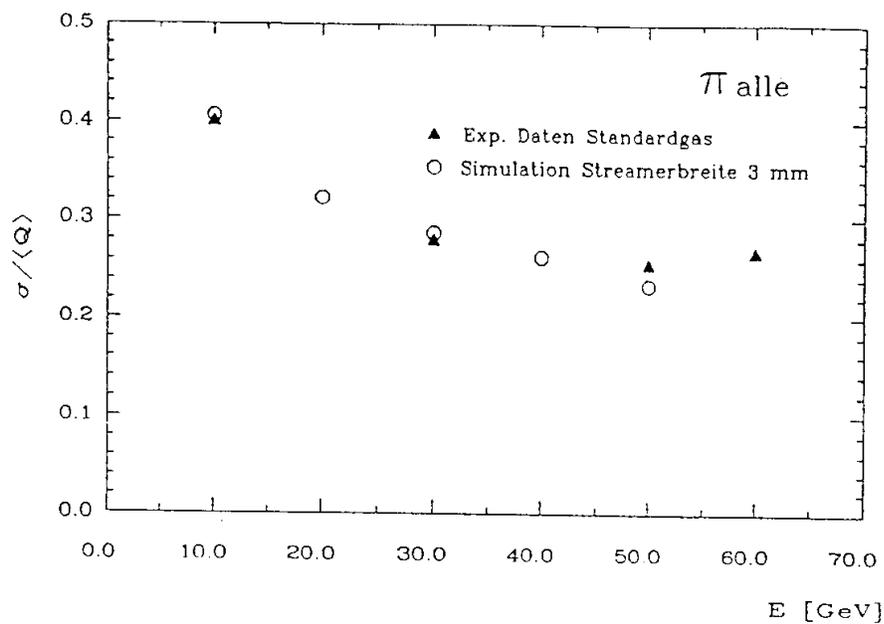


Abbildung 6.44: Energieauflösung für *alle* Pionereignisse in der Simulation und im Experiment bei Verwendung von *Standardgas*.

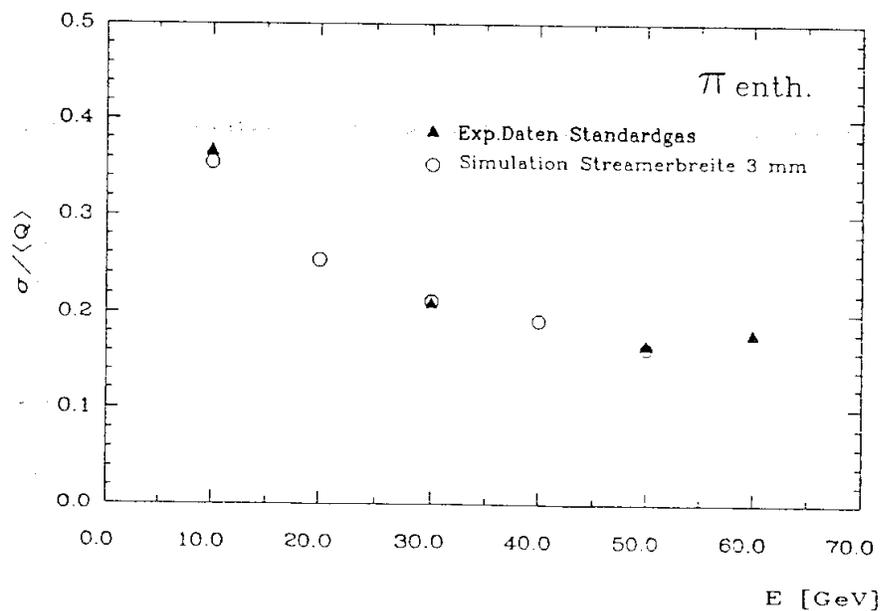


Abbildung 6.45: Energieauflösung für *enthaltene* Pionereignisse in der Simulation und im Experiment bei Verwendung von *Standardgas*.

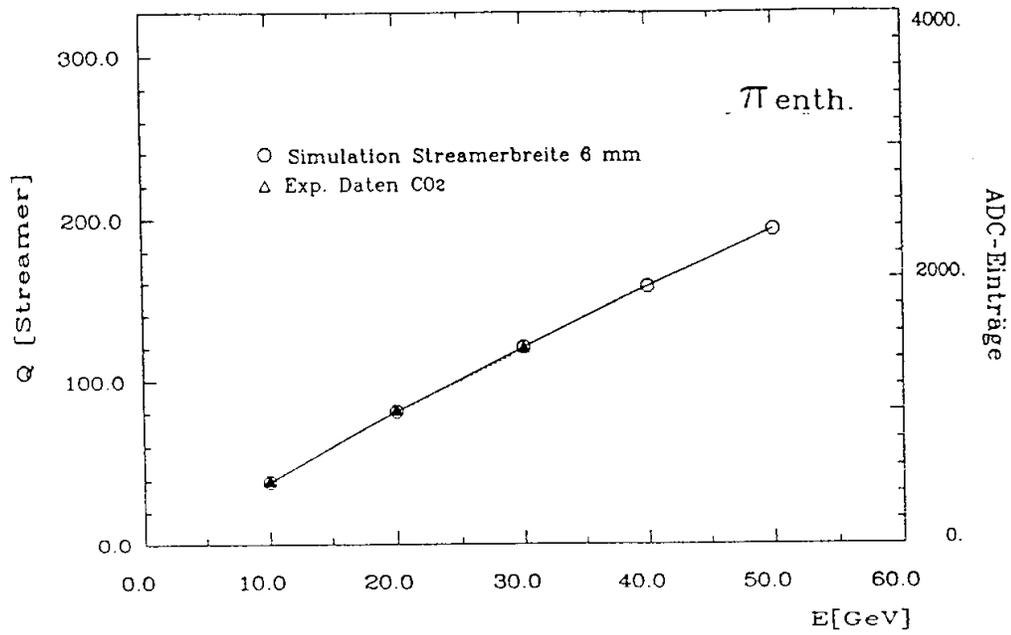


Abbildung 6.46: Mittlere Padladung als Funktion der Energie für enthaltene Pionereignisse in der Simulation und im Experiment bei Verwendung einer CO<sub>2</sub>-Gasmischung.

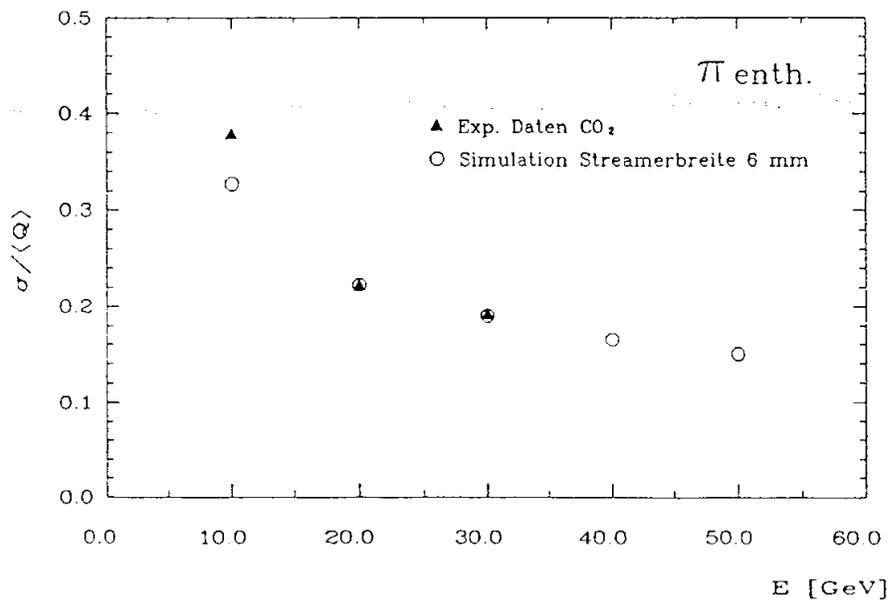


Abbildung 6.47: Energieauflösung für enthaltene Pionereignisse in der Simulation und im Experiment bei Verwendung einer CO<sub>2</sub>-Gasmischung.

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde das Verhalten eines Testmoduls des instrumentierten Eisens des H1-Detektors bei direktem Einschub von Elektronen und Pionen unter  $0^\circ$  simuliert. Das Testmodul hatte die gleiche Struktur wie das Eisenjoch des H1-Detektors; es bestand aus zehn jeweils 7,5 cm dicken Eisenplatten, zwischen denen sich Streamerrohrkammern befanden. Zur Simulation wurde das auf GEANT basierende Programm HISIM benutzt und an die Testgeometrie angepaßt. Die Simulation des Streamermechanismus erfolgte durch ein einfaches Modell zur Beschreibung von Sättigungseffekten und Mehrfachstreamern.

- Durch den Vergleich der von der Simulation gelieferten Information über die Teilchenzahl in den Kammerebenen mit dem simulierten Padsignal konnte gezeigt werden, daß Sättigungseffekte in den Streamerrohrkammern die Energiemessung von Pionen positiv beeinflussen. Sättigung führt dazu, daß das Signal elektromagnetischer Schauer gegenüber hadronischen Schauern abgesenkt wird, so daß sich bei Energien von 30-50 GeV ein  $e/\pi$ -Verhältnis in der Nähe von 1 ergibt. Die Abschwächung des Signals der durch neutrale Pionen ausgelösten elektromagnetischen Schauer führt dazu, daß die mittlere Padladung der Pionschauer relativ linear mit der Energie wächst und die Energieauflösung sich mit  $\text{const.}/\sqrt{E}$  verbessert. Für Elektronschauer führt der Sättigungseffekt zu einer Verschlechterung der Energieauflösung gegenüber derjenigen, die man aus der Teilchenzahl in den Kammerebenen erhalten würde.
- Mehrfachstreamer, verursacht durch Schauerteilchen, deren Spuren größere Winkel bezüglich der Schauerachse besitzen, führen sowohl bei Elektron- als auch bei Pionschauern zu einer deutlichen Verschlechterung der Energieauflösung des Padsignals. Bei einer Streamerbreite von 3 mm beträgt die Energieauflösung der Padladung für Pionschauer  $1.14/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ , bei Unterdrückung von Mehrfachstreamern dagegen  $0.90/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ .
- Die Wahl der Streamerbreite in der Simulation beeinflusst für Pionschauer deutlich das Verhalten des Padsignals. Eine Vergrößerung der Streamerbreite von 1,5 auf 6 mm verbessert die Energieauflösung des Padsignals um ca. 20%. Für Elektronschauer ist der Einfluß der Streamerbreite auf die Energieauflösung geringer.
- Das Drahtsignal liefert bei kleineren Energien ( $E \cong 10$  GeV) annähernd die gleiche Energieauflösung wie das Padsignal.
- Die Übereinstimmung zwischen experimentellen Daten und Simulation bezüglich Linearität und Energieauflösung der Padladung für Pionschauer ist zufriedenstellend.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die kalorimetrischen Eigenschaften der Eiseninstrumentierung nur bei direktem, senkrechtem Einschub von Teilchen mit Simulationsrechnungen untersucht. Die Simulation des Verhaltens bei Einfall von Teilchenjets, bzw. Schauerausläufern - entsprechend der Aufgabe der Eiseninstrumentierung im H1-Detektor - müßte Gegenstand weiterer Untersuchungen sein. Dabei ist insbesondere von Bedeutung, ob das Simulationsprogramm die Winkelabhängigkeit bei nicht senkrechtem Teilcheneinschub richtig beschreiben kann.

## Literaturverzeichnis

- [Ama81] U. Amaldi; Fluctuations in Calorimetry Measurements, Physica Scripta 23, 209, 1981
- [Ata82] M. Atac et al.; Self Quenching Streamers, Nucl.Instr.& Meth. 247(1982) 345
- [Bar86] G. Barbiellini; Calorimetry in Particle Physics, CERN-EP/86-203, Genf 1986
- [Ber85] W. Bersuch; Untersuchungen an Streamerrohren mittels eines gepulsten Stickstofflasers, Diplomarbeit, Hamburg 1985
- [Bru87] R. Bruns et al.; GEANT3 User's Guide, CERN DD/EE/84-1, Genf 1987
- [Brü90] J. Bründel; Untersuchungen der Influenzsignale auf den Cu-Streifen der H1-Streamerrohrkammern, Diplomarbeit, Hamburg 1990
- [Die89] K. Dierks; Entwicklung eines präzisen Hadron-Kalorimeters, Dissertation, Hamburg 1989
- [Dre89] G. Drews et al.; Experimental Determination of Sampling Fluctuations in Uranium and Lead Hadronic Calorimeters, DESY 89-159, Hamburg 1989
- [Fab85] C. Fabjan; Calorimetry in High-Energy Physics; CERN-EP/ 85-54, Genf 1985
- [Fab89] C. Fabjan, R. Wigmans; Energy Measurement of Elementary Particles, CERN-EP/ 89-64, Genf 1989
- [Fes85] H.Fesefeldt; The Simulation of Hadronic Showers - Physics and Applications, PHITHA 85/02, Aachen 1985
- [H1C89] H1 Calorimeter Group; Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter, DESY 89-22, Hamburg 1989
- [HIP86] H1 Collaboration; Technical Proposal for the H1-Detector, Hamburg 1986
- [Her89] R. Herma; Simulation von Myonen im H1-Detektor, Diplomarbeit, Aachen 1989
- [Hüb90] A. Hübel; Untersuchungen der Winkelabhängigkeit der erzeugten Ladung bei Limited Streamer Tubes; Diplomarbeit, Wuppertal 1990
- [Kal89] A. Kalinovskii; Passage of High-Energy Particles through Matter, American Institute of Physics 1989
- [Kle87] K. Kleinknecht; Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Verlag, Stuttgart 1987

- [Mar89] J. Marks; Eigenschaften eines Kalorimeters aus Blei und Kupfer in flüssigem Argon zur Messung hochenergetischer Jets unter besonderer Berücksichtigung einer Reduktion der Schauerfluktuation, Dissertation, Hamburg 1989
- [PDG90] Particle Data Group; Review of Particle Properties, Physics Letters B, 239, 1990
- [Per87] D. Perkins; Introduction to High Energy Physics, Addison Wesley, Oxford 1987
- [Vog88] E. Vogel; Test eines Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeters im Hinblick auf einen Einsatz im H1 Detektor am e-p Speicherring HERA, Dissertation, Aachen 1988
- [Wig87] R. Wigmans; On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters, Nucl.Instr.& Meth. 259(1987) 389
- [Wig88] R. Wigmans; High Resolution Hadron Calorimetry; Nucl.Instr.& Meth. 265(1988) 173
- [Wig91] R. Wigmans; Advances in Hadron Calorimetry; CERN-PPE/91-39, Genf 1991
- [Wol86] G. Wolf; Hera-Physics, Machine and Experiments, DESY 86-089, Hamburg 1986

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bedanken bei:

- Herrn G. Heinzelmann für die Aufgabenstellung und die intensive Betreuung der Arbeit.
- Den Mitgliedern der Myongruppe für die angenehme Arbeitsatmosphäre und für die ständige Ansprechbereitschaft.
- Herrn F. Ould-Saada für viele hilfreiche Ratschläge.
- Herrn R. Felst für die Zweitkorrektur der Arbeit.
- Meinen Eltern für die unermüdliche Durchsicht des Manuskripts.
- Andreas und Tetris für ihre moralische Unterstützung.

Ich versichere, die vorliegende Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen selbständig angefertigt zu haben.