

**Inklusive Spektren geladener Hadronen aus der  
tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung –  
erste Untersuchungen mit dem H1-Detektor bei  
HERA**

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von

**Rainer Vick**

aus Troisdorf

Hamburg

1994

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. H. Spitzer  
Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. H. Spitzer  
Prof. Dr. H. H. Duhm

Datum der Disputation:

18.11.1994

Sprecher des Fachbereichs Physik  
und Vorsitzender des Promotionsausschusses: Dr. G. Poelz

# Zusammenfassung

Auf der Basis der Energieverlustmessung in den zentralen Spurenkammern des H1-Experiments bei HERA werden in der vorliegenden Arbeit Hadronisationsprodukte der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung identifiziert.

Mit Hilfe der hier vorgestellten Technik kann die Masse dieser Teilchen im Impulsintervall  $p < 1,5$  GeV mit einer Effektivität von 88% bestimmt werden.

Die Massenidentifikation erlaubt die Berechnung der skalierten Energiespektren dieser Hadronen. Form der Spektren und ihre Abhängigkeit von den kinematischen Variablen  $Q^2$  und  $x_B$  werden analysiert und mit Ergebnissen des EMC-Experiments verglichen.

## Abstract

In this thesis the particles produced in quark hadronization from deep inelastic electron proton scattering are identified using the energy loss measurements of the Central Jet Chambers of the H1-experiment at HERA.

A method is presented, which makes mass identification of these particles efficient up to 88% in the momentum range  $p < 1.5$  GeV.

With these identified hadrons scaled energy distributions and their dependence on  $Q^2$  and  $x_B$  are calculated and compared to prior measurements of the EMC-experiment.



# Inhaltsverzeichnis

<b>I</b>	<b>HERA und H1 - das Experiment</b>	<b>3</b>
<b>1</b>	<b>HERA - der erste Elektron-Proton-Speicherring</b>	<b>4</b>
1.1	Elektron-Proton-Experimente vor HERA . . . . .	4
1.2	Eigenschaften und Parameter von HERA . . . . .	4
1.3	Ziele von HERA . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Der e-p-Speicherringdetektor H1</b>	<b>7</b>
2.1	Aufbau und Komponenten von H1 . . . . .	7
2.1.1	Die Spurenkammern . . . . .	9
2.1.2	Die Kalorimeter . . . . .	10
2.1.3	Weitere Komponenten . . . . .	11
2.2	Die zentrale Spurenkammer (CJC) . . . . .	12
2.2.1	Mechanischer Aufbau . . . . .	12
2.2.2	Datennahme und Kalibration . . . . .	14
<b>II</b>	<b>Möglichkeiten der Teilchenidentifikation mit der CJC</b>	<b>16</b>
<b>3</b>	<b>Grundlagen zur Massenbestimmung von Teilchen in einer Driftkammer</b>	<b>17</b>
3.1	Untersuchung der Geschwindigkeitsabhängigkeit des mittleren Energieverlusts . . . . .	18
3.1.1	Elektrodynamischer Ansatz . . . . .	18
3.1.2	Bethe-Bloch-Formalismus . . . . .	19
3.1.3	Allison-Cobb . . . . .	21
3.2	Möglichkeiten der Teilchenidentifikation . . . . .	22
3.2.1	Die Landau-Verteilung . . . . .	22

3.2.2	Truncated Mean-Verfahren . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Vorgehensweise und Ergebnisse zur Teilchenidentifikation</b>	<b>25</b>
4.1	Landau-Verteilung minimal ionisierender Pionen . . . . .	26
4.2	Truncated Mean minimal ionisierender Pionen . . . . .	29
4.3	Bethe-Bloch-Parametrisierung . . . . .	31
4.3.1	Protonen . . . . .	32
4.3.2	Negative minimal ionisierende Pionen . . . . .	33
4.3.3	Myonen der kosmischen Höhenstrahlung . . . . .	33
4.3.4	Weitere Spurschnitte . . . . .	34
4.3.5	Parametrisierung . . . . .	34
4.4	Schwierigkeiten bei der Interpretation der Bethe-Bloch-Parametrisierung . . . . .	35
4.4.1	Driftstreckenabhängigkeit . . . . .	37
4.4.2	Spurwinkelabhängigkeit . . . . .	38
4.4.3	Driftwinkelabhängigkeit . . . . .	39
4.4.4	Proportionalität zwischen FADC-Maximum und FADC- Integral . . . . .	40
4.4.5	Weitere mögliche Ursachen . . . . .	41
4.5	Möglichkeiten einer Teilchen-Identifikation mit der CJC . . . . .	43
4.5.1	Definition der wahrscheinlichsten Masse . . . . .	43
4.5.2	Effektivität der Pion-Identifikation . . . . .	46
4.5.3	Effektivität der Elektron-Identifikation . . . . .	53
<b>III</b>	<b>Inklusive Teilchenspektren bei H1</b>	<b>55</b>
<b>5</b>	<b>Motivation und Definitionen</b>	<b>57</b>
5.1	Einführung . . . . .	57
5.2	Das Quark-Parton-Modell . . . . .	57
5.3	Hadronisation . . . . .	58
5.4	Ergebnisse von EMC . . . . .	60
5.5	Erweiterung bei H1 . . . . .	63
<b>6</b>	<b>Simulation der Ereignisse im H1-Detektor</b>	<b>65</b>
6.1	Ereignis-Simulation . . . . .	65

6.2	Simulation der Teilchenausbreitung . . . . .	66
6.2.1	Simulation des Teilchenimpulses . . . . .	66
6.2.2	Simulation des Energieverlusts . . . . .	67
<b>7</b>	<b>Bestimmung und Fehler der skalierten Hadronenergie <math>z</math></b>	<b>70</b>
7.1	Ereignisselektion . . . . .	70
7.2	Bestimmung und Fehler von $y$ . . . . .	74
7.3	Bestimmung und Fehler der Hadronenergie . . . . .	78
7.3.1	Impuls . . . . .	78
7.3.2	Masse . . . . .	79
7.4	Spurselektion . . . . .	80
7.5	Fehler von $z$ . . . . .	84
<b>8</b>	<b>Erste Ergebnisse von H1 im Vergleich zu EMC</b>	<b>86</b>
8.1	Teilchenspektren vs $x$ und $Q^2$ . . . . .	87
8.2	$dN/dz$ . . . . .	94
8.2.1	$dN/dz$ als Funktion von $z$ . . . . .	94
8.2.2	$dN/dz$ als Funktion von $Q^2$ und $x_B$ . . . . .	97
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>102</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>106</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>110</b>

# Einleitung

Mit dem Bau des ersten Elektron-Proton-Speicherrings, der **Hadron-Elektron-Ring-Anlage** (HERA) am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg eröffnen sich der physikalischen Grundlagenforschung neue experimentelle Möglichkeiten zur Klärung noch offener Fragen auf dem Weg zum Verständnis der Aufbau der Natur einerseits und ihrer grundlegenden Formen der Wechselwirkung andererseits.

Im Rahmen des sogenannten 'Standard-Modells' wird der augenblickliche Kenntnisstand wie folgt dargestellt:

- Zwei Familien von je sechs Elementarteilchen - die Leptonen und die Quarks - bilden zusammen mit ihren Anti-Teilchen das Grundgerüst zum Aufbau der materiellen Welt.

Familie	elektrische Ladung	Teilchen		
Leptonen	neutral	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$
	-1	$e$	$\mu$	$\tau$
Quarks	2/3	$u$	$d$	$s$
	-1/3	$c$	$b$	$t$

Bis auf das Tau-Neutrino  $\nu_\tau$  und das Top-Quark  $t$  konnten alle anderen Elementarteilchen bisher direkt nachgewiesen oder auf ihre Existenz indirekt geschlossen werden<sup>1</sup>.

- Die oben aufgeführten sechs Fermionen (Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen) wechselwirken durch den Austausch von Bosonen (ganzzahliger Spin) in bisher zwei verschiedenen Formen:

Wechselwirkung	Boson	Teilchen
starke	Gluon $g$	Quarks (und Gluonen)
elektroschwache	Photon ( $\gamma$ ), $W^\pm$ , $Z^0$	alle

Mit den experimentellen Möglichkeiten, die HERA bietet, läßt sich einerseits das 'Standard-Modell' in seiner bisherigen Form überprüfen, andererseits lassen sich aber auch notwendige Erweiterungen dieses Modells aufzeigen durch die Erforschung von Phänomenen, die über dessen Grenzen hinausweisen.

<sup>1</sup>Im Mai 1994 veröffentlichten Analysen des CDF-Experiments am  $p\bar{p}$ -Speicherring CESR zufolge [CDF-94] gibt es erste Hinweise auf die Existenz des Top-Quarks mit einer Masse von ca 174 GeV.



Grundprinzip dieses Experiments ist der Versuch, mit Hilfe des Elektrons die Struktur des Protons und der in ihm wechselwirkenden Quarks und Gluonen bis auf Größenordnungen von  $10^{-19}m$  hin zu untersuchen.

Im einfachen Quark-Parton-Modell streut das Strahlelektron an einem der drei Valenzquarks des Protons durch Austausch eines virtuellen Photons. Das gestreute Quark wandelt sich dann in die im Detektor beobachtbaren Teilchen um ('Hadronisation'), während die Hadronisationsprodukte der beiden am Streuprozess unbeteiligten Quarks sich in nicht nachweisbarer Proton-Richtung fortbewegen. Die Untersuchung des hadronischen Endzustands der Elektron-Proton-Wechselwirkung erlaubt Rückschlüsse auf den Gültigkeitsbereich dieses einfachen Modells und kann notwendige Erweiterungen im Rahmen der Quantenchromodynamik - und auch die Grenzen dieser Theorie wiederum - aufzeigen.

In der vorliegenden Arbeit wird dieser hadronische Endzustand hinsichtlich der Anzahl der beobachtbaren Hadronen (Multiplizität) und ihrer Energien untersucht und erste Ergebnisse der H1-Datennahme im Herbst 1992 vorgestellt.

Die folgenden Kapitel 1 und 2 stellen kurz den experimentellen Aufbau und seine Möglichkeiten hinsichtlich dieser physikalischen Aspekte vor.

Darauf folgt eine Darstellung, wie durch Messung einer Teilchenspur in einer Driftkammer eine Massenhypothese über dieses Teilchen abgeleitet werden kann (Kapitel 3). Ergebnisse über die Identifikationsmöglichkeiten in der zentralen Spurenkammer des H1-Experiments faßt Kapitel 4 zusammen.

Im dritten Teil dieser Arbeit werden als erste Anwendung der Identifikationsmöglichkeiten in der H1-Spurenkammer inklusive Teilchenspektren berechnet. Auf eine kurze Einführung (Kapitel 5) folgt eine Darstellung, wie die Ergebnisse des H1-Detektor simuliert werden (Kapitel 6), um eine Abschätzung über die Güte der Messung gewinnen zu können (Kapitel 7). Das Kapitel 8 stellt erste Ergebnisse der Datennahme des Jahres 1992 vor.

# Teil I

## HERA und H1 - das Experiment

# Kapitel 1

## HERA - der erste Elektron-Proton-Speicherring

### 1.1 Elektron-Proton-Experimente vor HERA

Bisher wurden Lepton-Proton-Streuexperimente als sogenannte 'Fixed-Target'-Versuche konzipiert. Ein hochenergetischer Lepton-Strahl wurde dabei auf ein ruhendes Ziel gelenkt. Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über die Parameter bisheriger Experimente.

Beschleuniger	Experiment	Jahr	Lepton	E [GeV]	$\sqrt{s}$ [GeV]
DESY	SC	1976	Elektron	7,2	3,8
SLAC	E141	1978	Elektron	22,0	6,5
CERN	EMC	1979	Myon	280,0	22,9
FNAL	E665	1981	Myon	750,0	37,5

Tabelle 1.1: Überblick über Lepton-Proton-Streuexperimente mit Nachweismöglichkeiten des hadronischen Endzustands

Die bisher also maximal erreichten Schwerpunktsenergien lagen im Bereich von bis zu 38 GeV.

### 1.2 Eigenschaften und Parameter von HERA

Die Lepton-Proton-Beschleunigeranlage HERA unterscheidet sich wesentlich von seinen Vorgängern durch die Aufgabe des 'Fixed-Target'-Prinzips. In zwei separaten Beschleunigersystemen werden Elektron und Proton auf ihre Endenergien beschleunigt und in zwei gegenläufige Speicherringe geführt (vgl. Abbildung 1.1).

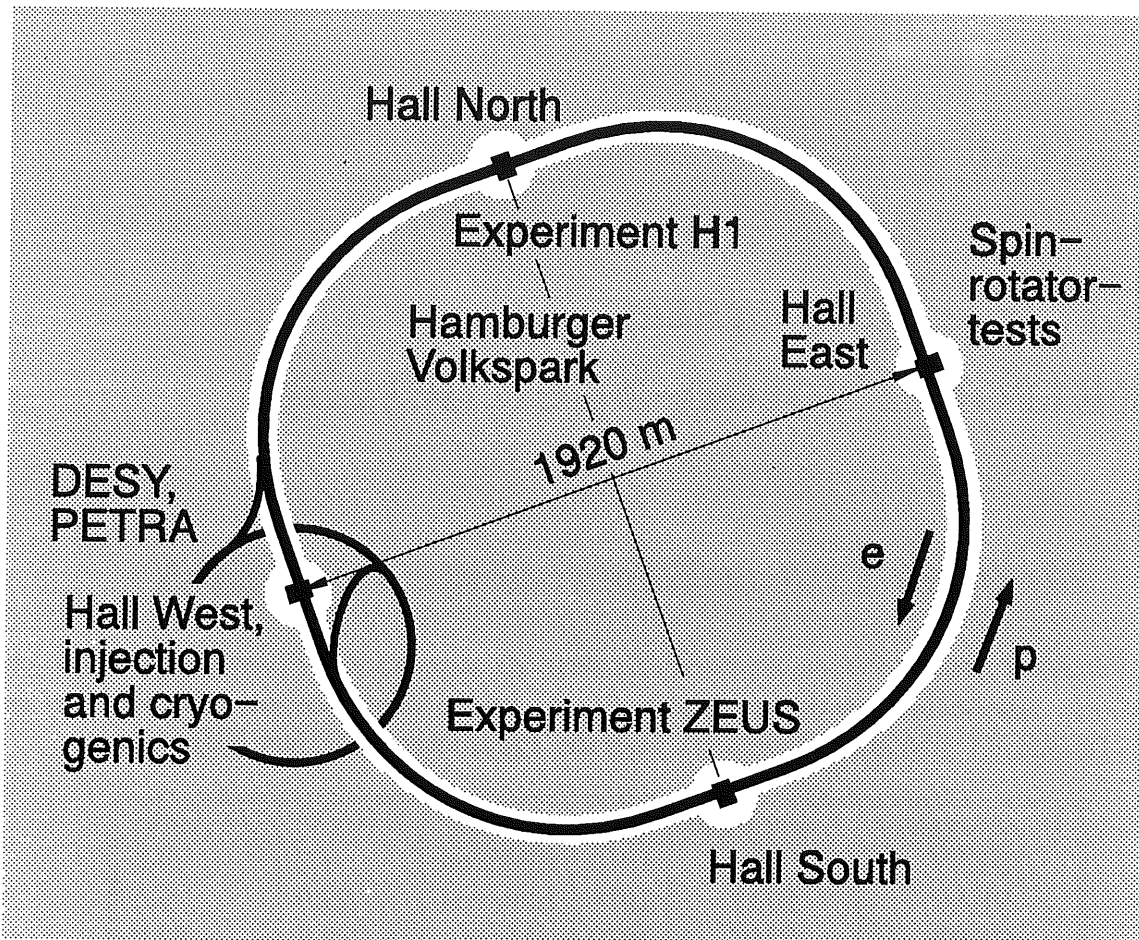


Abbildung 1.1: Aufbau des HERA-Experiments

	Designwert		Herbst 1992		
	Elektron	Proton	Elektron	Proton	
Energie	30	820	26,7	820	GeV
Teilchen/Paket	40	100	37	26	$10^9$
Strom/Paket	305	760	280	200	$\mu\text{A}$
Zahl der Pakete	210	210	10	10	
Luminosität	$1,5 \cdot 10^{31}$		$3,0 \cdot 10^{29}$		$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Integrierte Luminosität	$1 \cdot 10^5$		32		$\text{nb}^{-1} / \text{Jahr}$

Tabelle 1.2: Design und im Herbst 1992 erreichte Parameter von HERA

Aus den Parametern von HERA (vgl. Tabelle 1.2) erkennt man, daß die kinematischen Bereiche, in denen die Experimente arbeiten, sich von denen der Vorgängerexperimente deutlich unterscheiden. Ein Vergleich zwischen HERA und dem EMC-Experiment am CERN z. B. ist in der Tabelle 1.3 angestellt.

	H1 1992	EMC	
$s (= Q_{max}^2)$	90000	520	GeV <sup>2</sup>
$\nu_{max}$	48000	280	GeV
$x_{Bmin}$ (bei $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ )	$1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-2}$	
$\Delta x$	$3 \cdot 10^{-19}$	$4 \cdot 10^{-18}$	m

Tabelle 1.3: Kinematische Bereiche von H1 und EMC im Vergleich

Das Quadrat der Schwerpunktsenergie  $s$  - und damit der maximale Impulsübertrag  $Q_{max}^2$  - liegt bei HERA um einen Faktor von etwa 200 höher als beim Vergleichsexperiment EMC. Die Struktur des Protons läßt sich damit etwa zehnmals genauer untersuchen als bisher. Bei einem Impulsübertrag von  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  läßt sich der zu beobachtende kinematische Bereich in  $x_B$  um ca. zwei Größenordnungen ausdehnen.

Doch nicht nur die tief inelastischen Ereignisse bei HERA werden im Zentrum der physikalischen Analyse stehen; auch die mit wesentlich höherer Wahrscheinlichkeit zu erwartenden Ereignisse der Photoproduktion ( $Q^2 \approx 0$ ) bieten die Möglichkeit, neue physikalische Erkenntnisse gewinnen zu können.

### 1.3 Ziele von HERA

Nach den Ausführungen im vorhergehenden Abschnitt sind die wesentlichen Ziele, die mit dem Betrieb des HERA-Experiments verfolgt werden, wie folgt zusammenzufassen:

- Messung der Proton-Strukturfunktion in bisher nicht zugänglichen kinematischen Bereichen;
- Untersuchung höherer QCD-Effekte bei kleinen  $x_B$ , so z. B. der Gluondichte;
- Erkenntnisse über den 'hadronischen Aufbau' des Photons;
- Einsicht in die Produktionsmechanismen schwerer Quarks durch Photon-Gluon-Fusion;
- Einblick in Phänomene, die den Rahmen des 'Standard-Modells' überschreiten (Lep-toquarks, Unterstrukturen von Quarks und Leptonen etc.).

# Kapitel 2

## Der e-p-Speicherringdetektor H1

Ein Speicherring-Detektor, der in der Lage sein soll, Ereignisse der Elektron-Proton-Streuung so genau aufzeichnen zu können, daß er Aussagen zu den oben definierten Fragen der Elementarteilchenphysik zuläßt, muß im wesentlichen drei Eigenschaften aufweisen können:

**Hermetizität** Der Detektor muß möglichst vollständig alle bei der Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton entstandenen Teilchen nachweisen können; Bereiche fehlender Akzeptanz sind besonders bei einem Detektor niedrig zu halten, der eine Ereignisstruktur zu vermessen hat, die von einer solch extremen Asymmetrie gekennzeichnet ist wie die bei HERA.

**Energiemessung** Insbesondere die Bestimmung der Proton-Strukturfunktion erfordert eine präzise Bestimmung der bei der Wechselwirkung entstandenen Sekundärteilchen - sowohl in Richtung als auch in ihrer Energie.

**Teilchenidentifikation** Für die Identifikation der seltener auftretenden Ereignisse der Erzeugung schwerer Quarks z. B. ist es notwendig, die hierbei entstandenen Leptonen eindeutig nachweisen zu können.

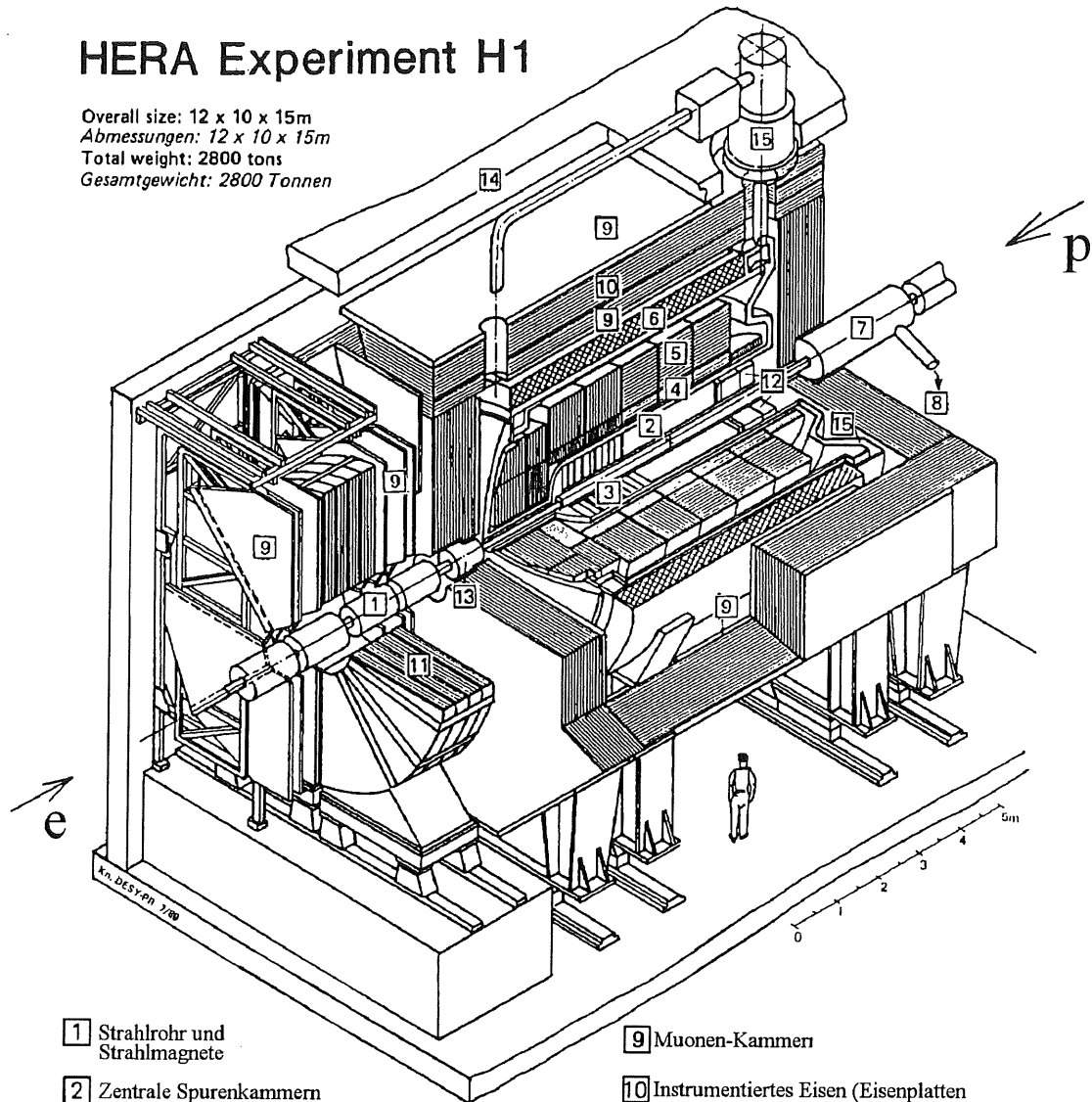
Die folgende Beschreibung des H1-Detektors soll zeigen, wie diese Anforderungen an den Detektor von den einzelnen Komponenten versucht wird auf möglichst ideale Weise realisiert werden.

### 2.1 Aufbau und Komponenten von H1

Die Abbildung 2.1 zeigt den H1-Detektor in einer perspektivischen und schematischen Darstellung. Deutlich erkennbar ist der asymmetrische Aufbau des Detektors, wie es die zu erwartende Asymmetrie der zu erwartenden Ereignisstruktur erfordert, um eine möglichst vollständige Vermessung des Ereignisses insbesondere in Richtung des Primärprotons zu

# HERA Experiment H1

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



- |   |  |
|---|--|
| 1 Strahlrohr und Strahlmagnete                    | 9 Muonen-Kammern   |
| 2 Zentrale Spurenkammern                          | 10 Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten und Streamerröhren-Detekoren)  |
| 3 Vorwärtsspurkammer und Übergangsstrahlungsmodul | 11 Muon-Toroidmagnet   |
| 4 Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)          | } Flüssig Argon  |
| 5 Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)            |  |
| 6 Supraleitende Spule                             | 12 rückwärtige Spurenkammer und warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 7 Kompensationsmagnet                             | 13 Vorwärts-Kalorimeter  |
| 8 Helium Kälteanlage                              | 14 Betonabschirmung  |
|   | 15 Flüssig Argon Kryostat  |

Abbildung 2.1: Der H1-Detektor in perspektivischer Darstellung (aus [FLEI94])

ermöglichen; genauso deutlich ist der schalenförmige Aufbau des Detektors, der sich bereits bei den Detektoren früherer Speicherringexperimente wie z. B. JADE (PETRA) und OPAL (LEP) als vorteilhaft erwiesen hat.

Ausgehend vom Wechselwirkungspunkt bei  $x=y=z=0$  werden im folgenden kurz die wesentlichen Detektorkomponenten skizziert<sup>1</sup>.

### 2.1.1 Die Spurenkammern

Die aus dem Wechselwirkungsbereich kommenden Sekundärteilchen durchqueren zuerst die zylindrischen Driftkammern, die konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet und im allgemeinen zur Rekonstruktion der Raumbahn des Teilchens bestimmt sind.

Im einzelnen setzt sich der Zentraldetektor (vgl. Abbildung 2.1 [2] und [3] sowie Abbildung 2.2) aus einer Gruppe von Spurenkammern mit unterschiedlichen Detailaufgaben zusammen:<sup>2</sup>

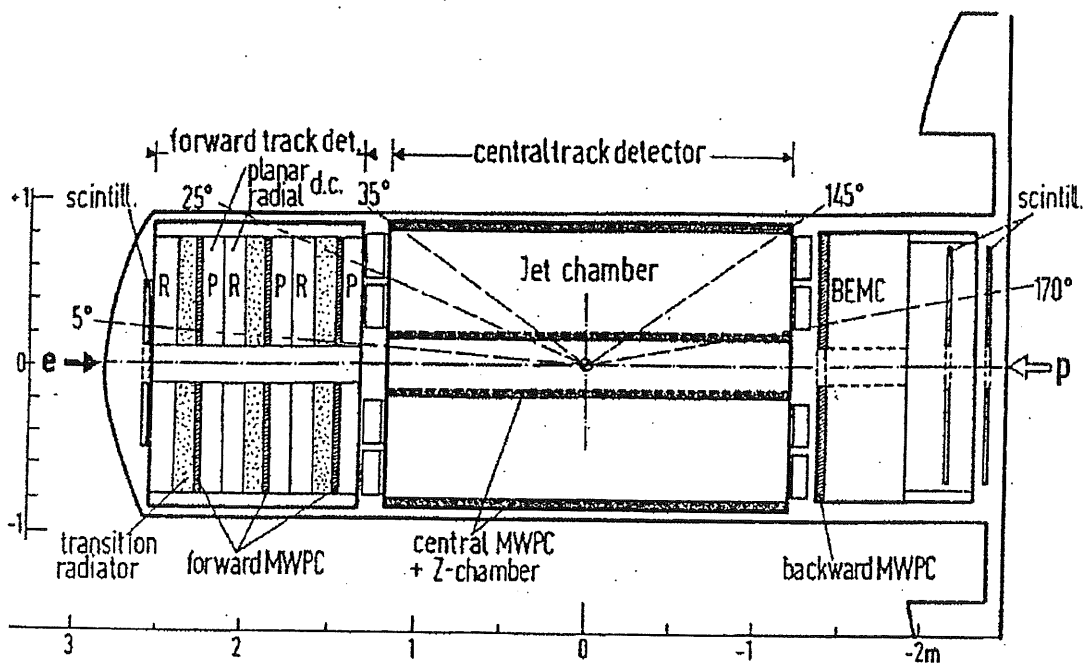


Abbildung 2.2: Die Spurenkammern des H1-Detektor in der r-z-Projektion

**CJC** Die zentrale Spurenkammer (Central Jet Chamber) stellt das Kernstück des H1-Detektors dar. Aufgrund ihrer Bedeutung für die vorliegende Arbeit wird ihr me-

<sup>1</sup>Eine wesentlich weiterführende Beschreibung des Detektors ist in [H1C93B] zu finden; dieser Arbeit sind auch die in den folgenden Abschnitten zitierten Zahlenangaben zu Eigenschaften des H1-Detektors entnommen.

<sup>2</sup>Die Erweiterung des H1-Detektors um einen Vertexdetektor (CST und BST), der speziell kurze Spuren in der Nähe des Wechselwirkungspunktes registrieren soll, ist für die Meßphase 1995 vorgesehen (vgl. [BUER93]).



chanischer Aufbau und ihre Funktionsweise separat beschrieben (vgl. Abschnitt 2.2 und 3).

**CIZ und COZ** Die unzureichend genaue Bestimmung der  $z$ -Koordinate einzelner Spuren durch die CJC wird durch den Einsatz speziell für diesen Zweck konzipierter Driftkammern kompensiert, die innerhalb der inneren Jetkammer (Central Inner Z-Chamber) bzw. zwischen den Jetkammern (Central Outer Z-Chamber) eingebaut sind. Die Genauigkeit der  $z$ -Bestimmung mit Hilfe dieser Kammern lag während der Meßphase 1992 bei ca.  $260 \mu\text{m}$  bzw.  $200 \mu\text{m}$ .

**CIP und COP** Zur Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunkts und bei der Ereignisselektion dienen die beiden Vieldrahtproportionalkammern (Central Inner Proportional Chamber und Central Outer Proportional Chamber).

**BPC** Im Rückwärtsbereich (bezogen auf die Flugrichtung des Protons) des Detektors ermöglicht eine weitere Proportionalkammer (Backward Proportional Chamber) die Rekonstruktion von Spuren, deren Polarwinkel  $\vartheta$  so groß ist, daß sie sich dem Akzeptanzbereich der zentralen Driftkammern entziehen.

**FTD** Da aufgrund der Kinematik des HERA-Speicherrings der wesentliche Teil der bei der Wechselwirkung entstehenden Teilchen sich unter kleinen Polarwinkeln  $\vartheta$  vom Wechselwirkungspunkt fortbewegt, ist der H1-Detektor gerade in Vorwärtsrichtung mit zusätzlichen Spurkammermodulen, dem Forward Track Detector, ausgerüstet, um auch diese Teilchen möglichst vollständig zu erfassen. Dieser besteht im wesentlichen aus drei Modulen mit jeweils vier Einzeldetektorkomponenten:

1. einer planaren Driftkammer zur Bestimmung der x-y-Koordinaten der Spur,
2. einer Vieldrahtproportionalkammer (FWPC) zur Zeitnullpunktsbestimmung des Ereignisses,
3. einem Übergangstrahlungsdetektor zur Identifikation der Teilchen und
4. einer planaren Driftkammer zur Bestimmung der  $z$ -Koordinate.

Das gesamte Spurkammersystem befindet sich in einem homogenen Magnetfeld [6] der Stärke  $B = 1,2 \text{ T}$ , das von einer supraleitenden Spule erzeugt wird und in Richtung des Proton-Strahls orientiert ist.

## 2.1.2 Die Kalorimeter

Die Hauptaufgabe des komplexen Kalorimetersystems ist im wesentlichen in der Energiemessung der Teilchen (oder Teilchenbündel) zu sehen. Die Hauptkomponenten dieses Systems sind:

- das Flüssig-Argon-Kalorimeter (Liquid Argon Calorimeter), das wiederum unterteilt ist in eine elektromagnetische [4] und in eine hadronische Komponente [5],

- das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (Backward Electro-Magnetic Calorimeter) [12] und
- im Vorwärtsbereich schließlich das PLUG-Kalorimeter [13].

Aufgrund der feinen Granularität des Flüssig-Argon-Kalorimeters und seiner Unterteilung in eine elektromagnetische und in eine hadronische Komponente ist hier eine Unterscheidung zwischen Elektronen, Photonen und Hadronen möglich. Die Energieauflösung des Kalorimetersystems liegt je nach Komponente bei

BEMC	(elektromagnetisch)	$10\%/\sqrt{E}$
LAC	(elektromagnetisch)	$12\%/\sqrt{E}$
LAC	(hadronisch)	$50\%/\sqrt{E}$
PLUG	(hadronisch)	$150\%/\sqrt{E}$

Um eventuelle Fehlmessungen der Energie bei Schauern zu vermeiden, die durch entweichende Teilchen entstehen, ist das Eisenjoch [10], das primär der Rückführung des magnetischen Feldes dient, mit einem System von Streifen- und Drahtkammern instrumentiert. Diese Kombination arbeitet - als Kalorimeter betrachtet - mit einer Energieauflösung von etwa  $100\%/\sqrt{E}$ .

Gerade das BEMC ist beim Nachweis des gestreuten Strahl-Elektrons und damit für die Bestimmung der Ereignisvariablen  $Q^2$  und  $x_B$  von besonderer Bedeutung.

### 2.1.3 Weitere Komponenten

Zusätzliche Detektorkomponenten unterstützen die beiden in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Systeme hinsichtlich ihrer Impuls- und Energiemessung einerseits und der Teilchenidentifikation andererseits. Dazu gehören:

- Das im Zusammenhang mit dem hadronischen Teil des LAC erwähnte instrumentierte Eisen erlaubt zusätzlich - zusammen mit speziellen Myon-Kammern [9] - den Nachweis von Myonen, da diese als einzige geladene Teilchen in der Lage sind, den Gesamtdetektor - gesehen vom Wechselwirkungspunkt aus - zu durchqueren.

- Im Winkelbereich

$$3^\circ \leq \vartheta \leq 17^\circ$$

wird der Myonnachweis von einem Driftkammer-System vorgenommen, das von einem separaten Toroidmagneten [11] umgeben ist.

- Ein Flugzeitähler, bestehend aus Szintillatoren und entsprechender Ausleseelektronik, dient der Unterscheidung genuiner Elektron-Proton-Wechselwirkungen von Untergrundereignissen, die z. B. durch Wechselwirkungen des Proton-Strahls mit Restatomen im Strahlvakuum entstehen. Diese Komponente ist außerhalb des H1-Detektors etwa 2 m vor der Wechselwirkungszone aufgebaut.

- Ebenfalls außerhalb des Gesamtdetektors ist der Luminositätsmonitor aufgebaut. Dieser besteht aus zwei vollständig absorbierenden Čerenkov-Zählern zum Nachweis von Photonen bzw. Elektronen. Mit diesem ist nicht nur eine Messung der Luminosität möglich; zusätzlich dient dieses System der Selektion von Photoproduktionsereignissen; bei denen das Strahl-Elektron unter sehr kleinen Winkeln gestreut wird. Dessen Energie kann mit einer Genauigkeit von etwa  $10\%/\sqrt{E}$  gemessen werden. Untergründereignisse, ausgelöst z. B. durch Photon-Bremsstrahlung, erlaubt der Luminositätsmonitor zusätzlich auszuschließen.

## 2.2 Die zentrale Spurenkammer (CJC)

### 2.2.1 Mechanischer Aufbau

Abbildung 2.3 zeigt eine schematische Darstellung der zentralen Driftkammer CJC des H1-Detektors.

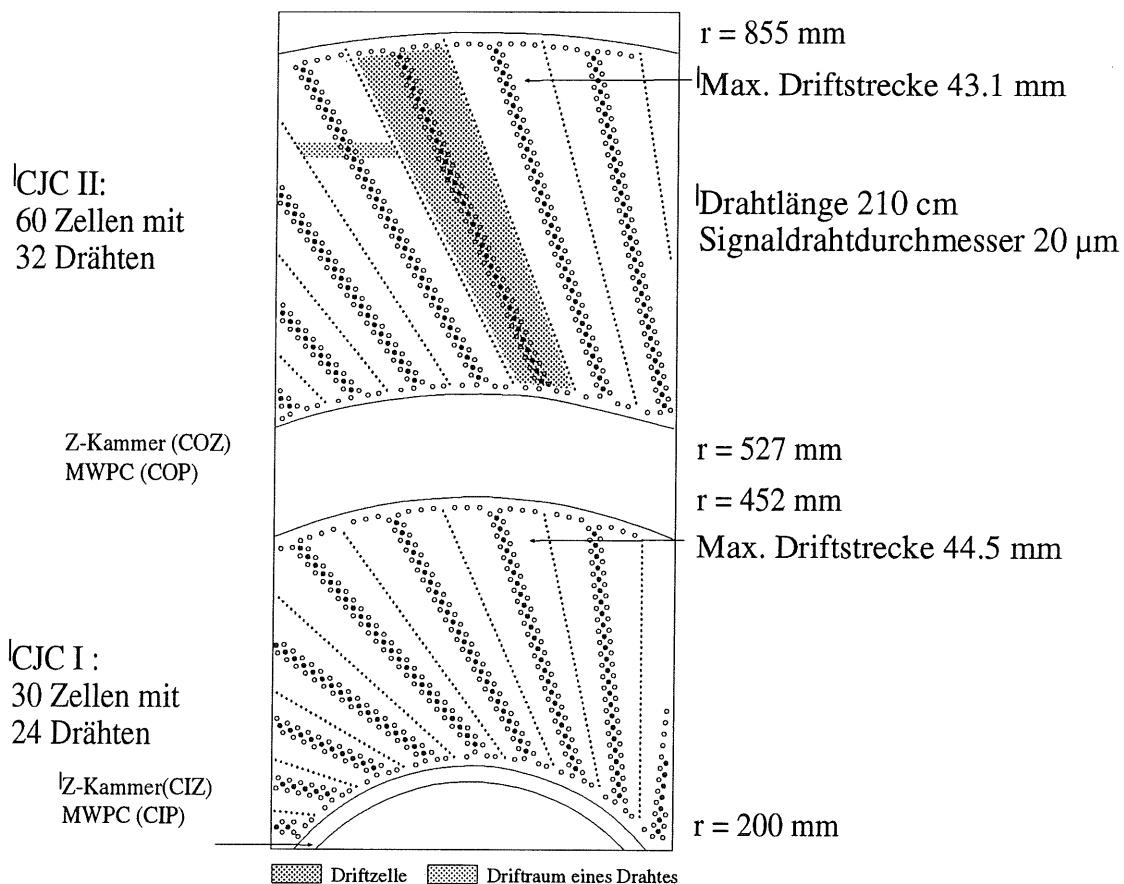


Abbildung 2.3: Querschnitt durch die zentralen Spurenkammern des H1-Experiments (aus [MWSC93])

Die Kammer ist in zwei voneinander vollständig unabhängige Untersysteme aufgeteilt

(CJC 1 und CJC 2). Zwischen diesen befinden sich wie bereits oben angeführt die äußeren Proportional- (COP) und z-Kammern (COZ); innerhalb der kleineren Driftkammer (CJC 1) sind die inneren Proportional- (CIP) und z-Kammern (CIZ).

Die Driftkammern sind ihrerseits unterteilt in 24 bzw. 60 Segmente, von denen jedes mit 24 bzw. 32 Signal- (Anoden-)drähten ausgestattet ist. Die einzelnen Segmente werden voneinander elektrostatisch getrennt durch jeweils eine Reihe von 49 bzw. 65 Kathodendrähten. Zusammen mit den beiden zwischen zwei Signaldrähten angeordneten Potentialdrähten formen diese für jeden Signaldraht einen homogenen elektrostatisch unabhängigen Driftraum. Zusätzliche Drähte in den Randbereichen der Segmente zu den Innen- und Außenwänden der Kammern hin bewirken eine weitgehende Homogenisierung des Driftfeldes auch in diesen kritischen Bereichen.

Die großen Driftstrecken von maximal 44,5 mm zusammen mit schneller Ausleselektronik geben diesem Typ von Driftkammern auch die Bezeichnung 'Jet-Kammern', weil sie in der Lage sind, auch eng benachbarte Teilchenspuren trennen zu können. Dies ist besonders dann von Bedeutung, wenn Teilchen in Form von Bündeln - sogenannten 'Jets' - von der Primärwechselwirkungszone ausgehend den Detektor durchqueren.

Im Vergleich zu den bekannten Vorgänger-Jetkammern z. B. bei JADE (DESY PETRA) oder OPAL (CERN LEP) fällt sofort die nicht radialsymmetrische Anordnung der Signaldrähte auf; die Signaldrahtebene ist gegen die Radialrichtung um  $30^\circ$  verdreht. Verschiedene Gründe waren ausschlaggebend für dieses neue Konstruktionsprinzip:

- Da die zentralen Driftkammern in einem homogenen Magnetfeld betrieben werden, das parallel zu den Signaldrähten und damit senkrecht zur Driftrichtung ausgerichtet ist, bewirkt die zwangsläufig vorhandene Lorentzkraft eine Abweichung der Drift-richtung von der ursprünglichen Richtung. Abhängig vom verwendeten Gas stellen sich so im Mittel Richtungsänderungen von

$$25^\circ \leq \alpha_L \leq 45^\circ$$

ein, die durch die hier vorliegende Konstruktion weitgehend kompensiert werden.

- Desweiteren bietet die Anordnung der Signaldrähte in der CJC die Möglichkeit, wesentliche Kalibrationsgrößen der Kammer, so z. B. Zeitnullpunkt  $t_0$ , Driftgeschwindigkeit  $v_D$  und Lorentzwinkel  $\alpha_L$  ohne externes Referenzsystem, wie es z. B. bei OPAL verwendet werden muß, mit hinreichender Genauigkeit zu bestimmen ([MWSC93]).
- Schließlich verringert dieses neue Konstruktionsprinzip störende Überlagerungen, die durch elektronisches Übersprechen einzelner Signale auf Nachbardrähte hervorgerufen werden und Korrekturen auf die Signalhöhe im Bereich von etwa 10% erfordern ([AMBR86] und [BREU87]).

## 2.2.2 Datennahme und Kalibration

Die Signale werden an beiden Enden eines jeden Signaldrahts ausgelesen, direkt an der Kammer verstärkt und dann schnellen Analog-Digital-Wandlern (**F**ast **A**nalog **D**igital **C**onverter) zugeführt. Die Digitalisierung erfolgt mit einer Frequenz von  $\nu = 104 \text{ MHz}$  und einem dynamischen Bereich von effektiv  $10\text{-bit}$ , der durch einen nichtlinearen Betrieb des  $8\text{-bit}$ -Wandlers erreicht wird. Ein typisches so digitalisiertes Driftkammersignal zeigt die Abbildung 2.5, das zur Spur 1 des Ereignisses aus Abbildung 2.4 - einem positiv geladenen Teilchen mit Impuls  $p = 0,6 \text{ GeV}$  - gehört.

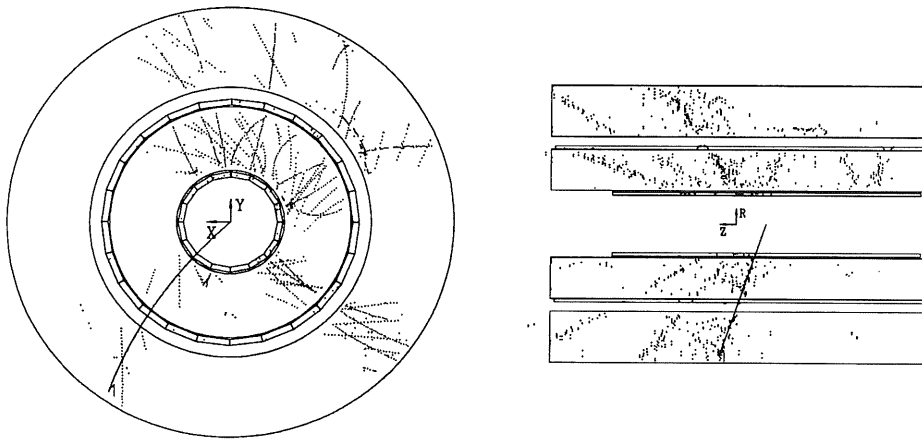


Abbildung 2.4: Ein Ereignis der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung

Ausgehend von diesem Driftkammersignal werden Zeit- und Ladungsinformation berechnet ([MWSC93]) und zur Weiterverarbeitung gespeichert; die Signalintegration erfolgt dabei über acht Zeiteinheiten, soweit kein Doppelpulssignal vorliegt. Die beiden Ladungsinformationen der Drahtenden werden kalibriert und aus diesen dann nach dem Prinzip der Ladungstrennung eine  $z$ -Koordinatenmessung abgeleitet.<sup>3</sup>

Mit den Zeitinformationen aller Kammersignale eines Ereignis wird nun eine Rekonstruktion von die Kammer durchquerenden Spuren versucht. Aufgrund des äußeren Magnetfelds erfolgt eine Anpassung der rekonstruierten Raumpunkte an die fünf Parameter einer Helix.

Schließlich wird im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe der 'Truncated Mean'-Technik (vgl. Abschnitt 3.2) ein mittlerer Energieverlust bestimmt; zur Bildung diese Mittelwerts tragen

<sup>3</sup>Für eine ausführliche Darstellung der Ladungskalibration siehe [PREL92].

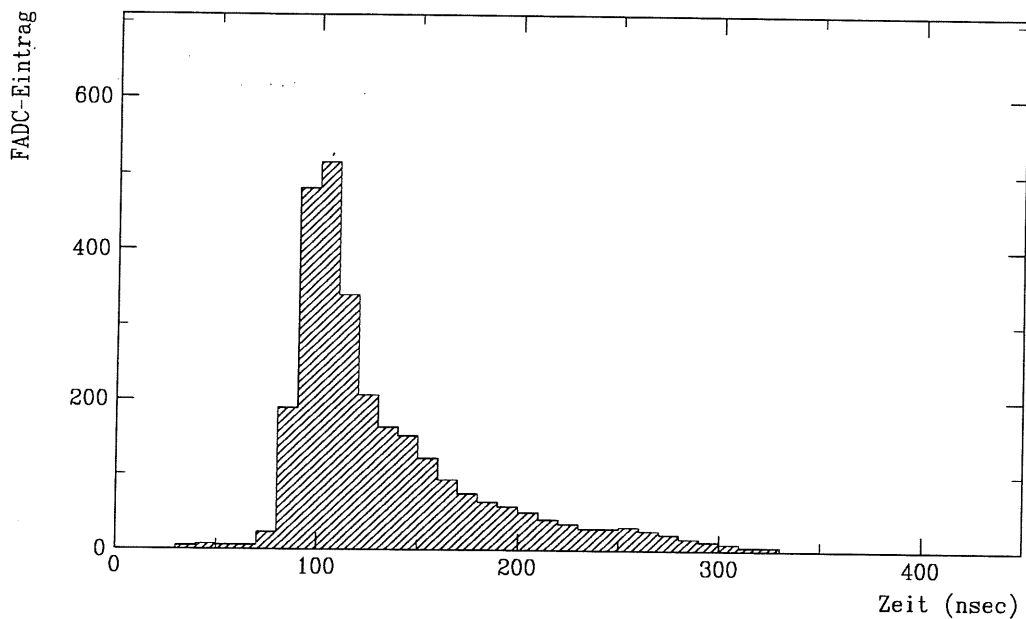


Abbildung 2.5: Ein digitalisiertes Driftkammersignal

nur die Signale bei, die bestimmten Kriterien genügen. Dazu gehören:

- Auf beiden Signaldrahtseiten muß eine gültige Ladungsmessung vorliegen.
- Die Signale müssen auf einen Entstehungsort zurückweisen, der mindestens 5 mm vom Anodendraht entfernt ist; damit ist gewährleistet, daß die Primärionisation außerhalb der Gasverstärkungszone stattfand und vollständig registriert wurde.
- Auf dem gleichen Draht muß das zeitlich nächstliegende Signal mindestens 5 mm entfernt sein, um Ungenauigkeiten in der Ladungsbestimmung durch Signalüberlagerung zu vermeiden.
- Die - in der x-y-Projektion - gemessene Ionisationsweglänge muß mindestens 7 mm betragen, darf andererseits aber höchstens 20 mm nicht überschreiten. Signale aufgrund von Spuren, die den Randbereich des Driftraums durchqueren bzw. die durch die endliche Integrationsdauer des FADC-Signals nicht vollständig erfasst werden, können so ausgeschlossen werden.

## Teil II

# Möglichkeiten der Teilchenidentifikation mit der CJC

## Kapitel 3

# Grundlagen zur Massenbestimmung von Teilchen in einer Driftkammer

Driftkammern werden im wesentlichen dazu konzipiert, den Impuls von durchquerenden geladenen Teilchen zu bestimmen. Basis dieser Messung ist die Ionisation von Gasatomen durch das Primärteilchen.

Die bei der Ionisation freigesetzten Elektronen bewegen sich verhältnismäßig langsam ( $v_D \approx 50 \mu\text{m/nsec}$ ) unter der Wirkung des äußeren elektrischen Feldes hin zur Anode. Bei der Ankunft dieser Elektronen an der Anode setzt die Phase der Gasverstärkung ein, in der diese im Mittel um den Faktor  $10^4$  verstärkt werden. Diese Elektronenlawine induziert - vereinfacht betrachtet<sup>1</sup> - auf der Anode ein elektrisches Signal, das von entsprechender Ausseelektronik ausgelesen und weiterverarbeitet werden kann.

Dieses Signal - genauer seine zeitliche Differenz zum Entstehungszeitpunkt des Teilchens - erlaubt Rückschlüsse auf den Durchgangspunkt durch den Ionisationsraum der zugehörigen Anode. Durch entsprechende Mehrfachmessung ist so die räumliche Rekonstruktion der Teilchenbahn möglich. Diese Bahn ist aufgrund des äußeren Magnetfelds nicht geradlinig sondern - in der x-y-Projektion gesehen - eine Kreisbahn; durch entsprechende Berücksichtigung der Lorentzkraft ist so die Bestimmung des Teilchenimpulses möglich.

In der vorliegenden Arbeit wird zusätzlich ein anderer Aspekt der Ionisation benutzt, um Information über das registrierte Teilchen zu erlangen. Bei der oben beschriebenen Ionisation gibt das Teilchen naturgemäß auch einen Teil seiner Energie ab. Seit den Untersuchungen zu Beginn dieses Jahrhunderts ist bekannt, daß der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke eine Funktion alleine der Geschwindigkeit des Teilchens ist. So läßt sich in einer Vieldraht-Proportionalkammer gleichzeitig Impuls - durch Rekonstruktion der Kreisbahn im äußeren Magnetfeld - und Geschwindigkeit - durch Messung des mittleren Energieverlustes - bestimmen; die Kombination beider Meßgrößen erlaubt sofort die Bestimmung der Teilchenmasse.

---

<sup>1</sup>Für eine ausführlichere Darstellung des komplexen Vorgangs bei der Signalentstehung in einer Ionisationskammer vgl. z. B. [SCHE90]



## 3.1 Untersuchung der Geschwindigkeitsabhängigkeit des mittleren Energieverlusts

Eine genaue Parametrisierung der Geschwindigkeitsabhängigkeit des mittleren Energieverlusts zu ermitteln ist Gegenstand der physikalischen Forschung seit nunmehr mehreren Jahrzehnten. Einen kurzen Überblick über die historischen Ansätze sollen die folgenden Abschnitte geben (eine ausführliche Darstellung kann z. B. in [VICK88] nachgelesen werden).

### 3.1.1 Elektrodynamischer Ansatz

Ausgehend von der Annahme, daß der mittlere Energieverlust eines geladenen relativistischen Teilchens beim Durchgang durch Materie im wesentlichen auf die Coulomb-Wechselwirkung des Teilchens mit den Hüllenelektronen des Mediums zurückzuführen ist, läßt sich die Energieaufnahme des Atomelektrons - und damit der Energieverlust des Primärteilchens - bei einer einzelnen Wechselwirkung vereinfacht darstellen als

$$\Delta E = \frac{(\Delta p)^2}{2m} = 2 \left( \frac{Qe}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{b^2 m v^2}$$

Hierin bezeichnen

**Q** die Ladung des Teilchens,

**v** die Geschwindigkeit des Teilchens,

**m** die Masse des Elektrons,

**e** die Ladung des Elektrons und

**b** den Stoßparameter (senkrechter Abstand zwischen Position des Elektrons und Flugbahn des Teilchens).

Eine genauere Betrachtung darf das Elektron während der Wechselwirkung nicht als ruhende Ladung betrachten, sondern als harmonisch gebundene Ladung. Der mittlere Energieverlust eines Teilchens pro Wegeinheit in einem Medium mit der Ordnungszahl  $Z$  und  $N$  Atomen pro Volumeneinheit ist dann

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Q^2 e^2}{4\pi\epsilon_0^2} N Z \frac{1}{m v^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}}$$

In einer Analyse von Niels Bohr wurden Abschätzungen zu den physikalisch sinnvollen minimalen und maximalen Stoßparametern  $b_{min}$  und  $b_{max}$  auf der Basis kinematischer Überlegungen angestellt. Dies führte zu der Darstellung:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Q^2 e^2}{4\pi\epsilon_0^2} \frac{N Z}{m v^2} \cdot \left( \ln \frac{4\pi\epsilon_0 \gamma^2 m v^3}{Qe} - \beta^2/2 \right)$$

( $\langle \omega \rangle$  ist hier die mittlere Umlauffrequenz aller Atomelektronen.)

### 3.1.2 Bethe-Bloch-Formalismus

Die Quantenmechanik sowie genauere Erkenntnisse des atomaren Aufbaus der Materie erforderten später Modifikationen, wie sie von Hans Bethe und Fritz Bloch ([BLOC33]) vorgenommen wurden:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Q^2 e^2 N Z}{4\pi \epsilon_0^2 m \beta^2} \cdot \left( \ln \frac{2\gamma^2 m v^2}{\hbar \langle \omega \rangle} - \beta^2/2 \right)$$

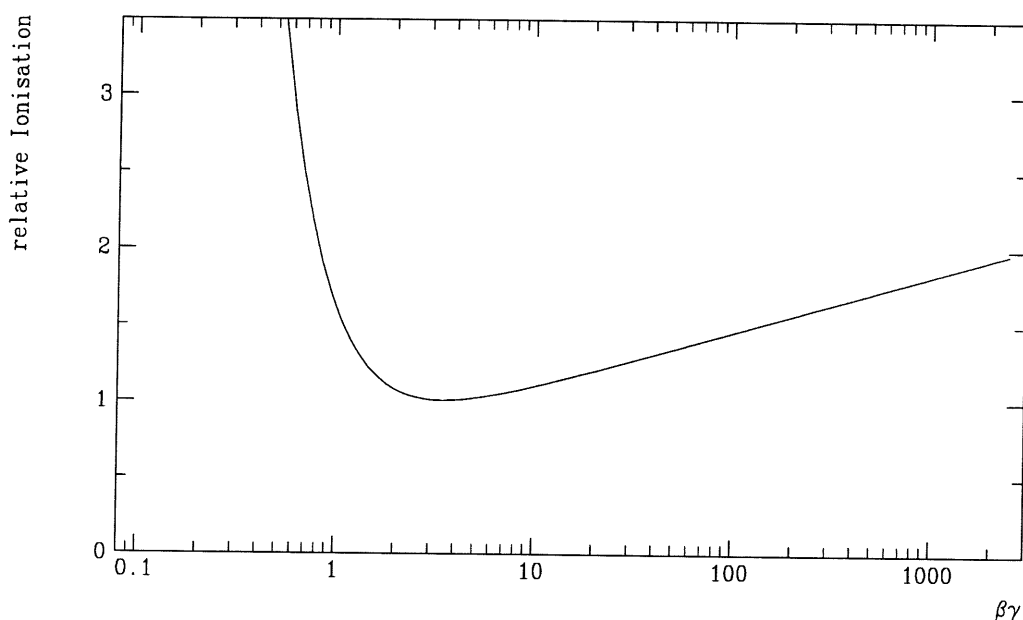


Abbildung 3.1: Der mittlere Energieverlust eines geladenen Teilchens als Funktion von  $\beta\gamma$

Abbildung 3.1 zeigt, daß der Verlauf dieser Abhängigkeit des mittleren Energieverlusts sich im wesentlichen in drei Abschnitte gliedert:

1. Bis zu Geschwindigkeiten im Bereich  $\beta\gamma < 2$  nimmt der mittlere Energieverlust proportional zu  $1/\beta^2$  kontinuierlich ab.
2. Im Bereich  $2 < \beta\gamma < 10$  ist dieser Energieverlust nahezu konstant - man spricht hier von minimal ionisierenden Teilchen.
3. Im relativistischen Bereich  $\beta\gamma > 10$  setzt ein Wiederanstieg ein, der proportional zu  $\ln \beta\gamma$  ist und in der Bündelung des elektrischen Feldes des Teilchens senkrecht zur Flugrichtung begründet liegt.

Weitere experimentelle Ergebnisse insbesondere mit hochenergetischen Teilchen zeigten in den folgenden Jahren jedoch, daß der oben beschriebene Zusammenhang im ultrarelativistischen Bereich ( $\beta\gamma > 100$ ) seine Gültigkeit verliert. Zunehmend polarisiert das Teilchen durch die starke Transversalkomponente seines elektrische Feldes die unmittelbare atomare Umgebung, das Feld wird abgeschirmt. Dieser Dichteeffekt, dessen Stärke abhängig ist von der Art der verwendeten Materialien, wurde in der Folgezeit quantitativ beschrieben ([STER52]). Der Zusammenhang zwischen mittlerem Energieverlust und Geschwindigkeit des Teilchens wurde um eine empirische Korrekturfunktion  $\delta$  zu

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Q^2 e^2 N Z}{4\pi\epsilon_0^2 m\beta^2} \cdot \left( \ln \frac{2\gamma^2 m v^2}{\hbar <\omega>} - \beta^2/2 - \delta \right)$$

ergänzt.

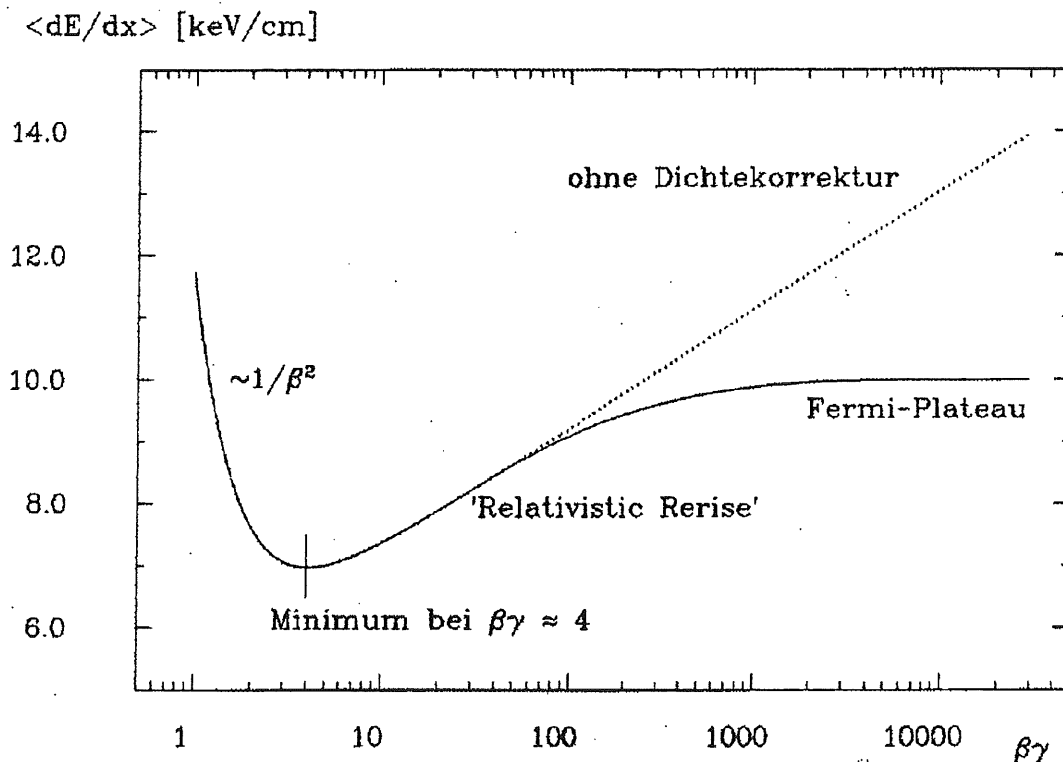


Abbildung 3.2: Der mittlere Energieverlust eines geladenen Teilchens als Funktion von  $\beta\gamma$  in der Jetkammer des JADE-Experiments (nach [AMBR86]).

Abbildung 3.2 zeigt eine experimentell gemessene Energieverlustkurve<sup>2</sup>.

Deutlich zu erkennen sind die oben beschriebenen Abschnitte sowie die Sättigung der Kurve im sogenannten Fermi-Plateau aufgrund der Dichtekorrektur.

<sup>2</sup>Die JADE-Driftkammer wurde mit der Gasmischung Argon/Methan/Isobutan (88.7/8.5/2.8) bei einem Druck von 4 atm betrieben.

### 3.1.3 Allison-Cobb

Sowohl die im vorherigen Abschnitt zitierte Dichtekorrekturfunktion  $\delta$  als auch die mittlere Oszillatorfrequenz  $\langle w \rangle$  entziehen sich einer präzisen experimentellen Bestimmung<sup>3</sup>. Diese Ungenauigkeit führte zu systematischen Fehlern insbesondere in der Schätzung der Höhe des Fermi-Plateaus.

Aus diesem Grund wurde in den letzten Jahren zunehmend versucht, die Energieverlustkurve auf der Basis genauer experimenteller Grundlagen zu berechnen. Durch die Forschungen auf dem Gebiet der Synchrotron-Strahlung stehen heute umfangreiche und genaue Daten zu Photon-Absorptions-Wirkungsquerschnitten zur Verfügung. Auf der Basis dieser Ergebnisse gelang es Allison und Cobb<sup>4</sup> ([ALCO80]) die Energieverlustkurve in Einklang mit experimentellen Ergebnissen berechnen zu können (vgl. Abbildung 3.3).

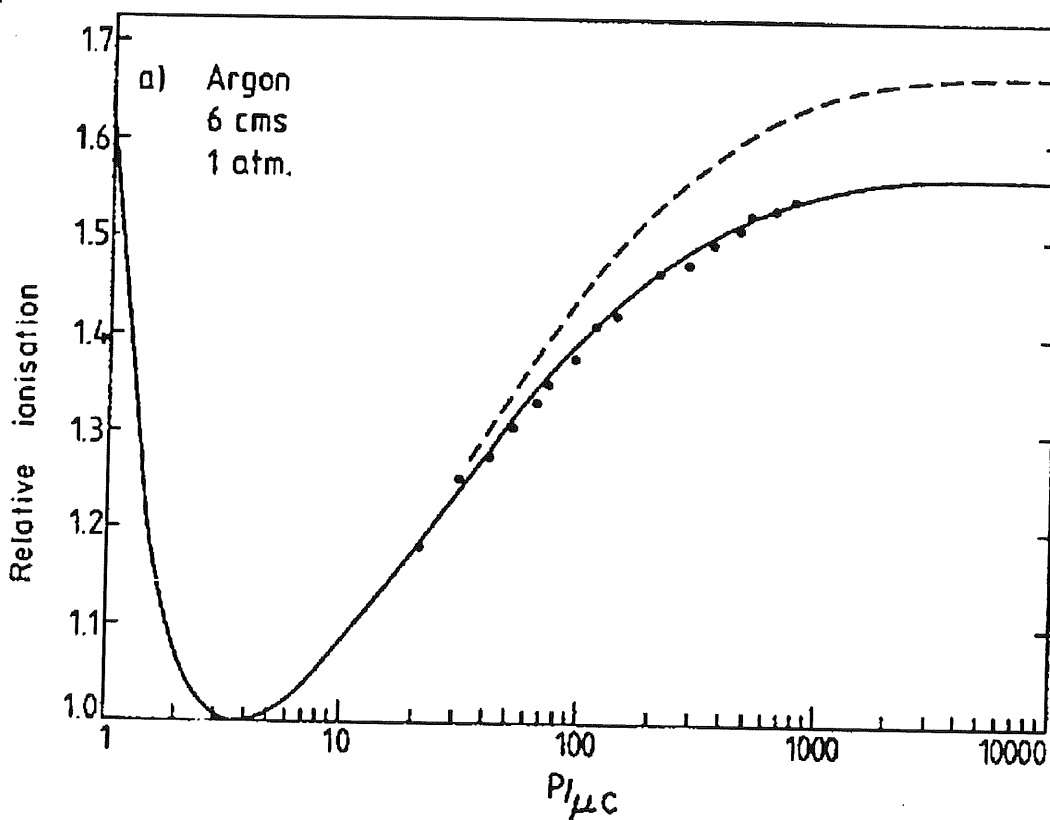


Abbildung 3.3: Der mittlere Energieverlust als Funktion von  $\beta\gamma$  in reinem Argon (aus [ALCO80])

Dargestellt sind zum einen Messungen in reinem Argon auf einer Absorberdicke von 6 cm ([LEHR78]), die Bethe-Bloch-Vorhersage (gestrichelte Linie) und die Erwartungen nach

<sup>3</sup>Mit Ausnahme von einfachem Wasserstoff ist man bei der mittleren Oszillatorfrequenz  $\langle w \rangle$  auf experimentelle Ergebnisse angewiesen, die Fehler im Bereich von mehr als 10% aufweisen (vgl. [AHLE80]).

<sup>4</sup>Dieses Modell wird im folgenden mit Photon Absorptions Ionisations Modell abgekürzt.

dem PAIM von Allison und Cobb (durchgezogene Linie).

## 3.2 Möglichkeiten der Teilchenidentifikation

Der vorherige Abschnitt zeigte, wie auf der Basis der Energieverlustmessung mit Hilfe einer Driftkammer auf die Geschwindigkeit des Teilchens zurückgeschlossen werden kann. In Verbindung mit der Impulsmessung der Driftkammer läßt sich aus der Energieverlustmessung direkt die Masse des Teilchens berechnen.

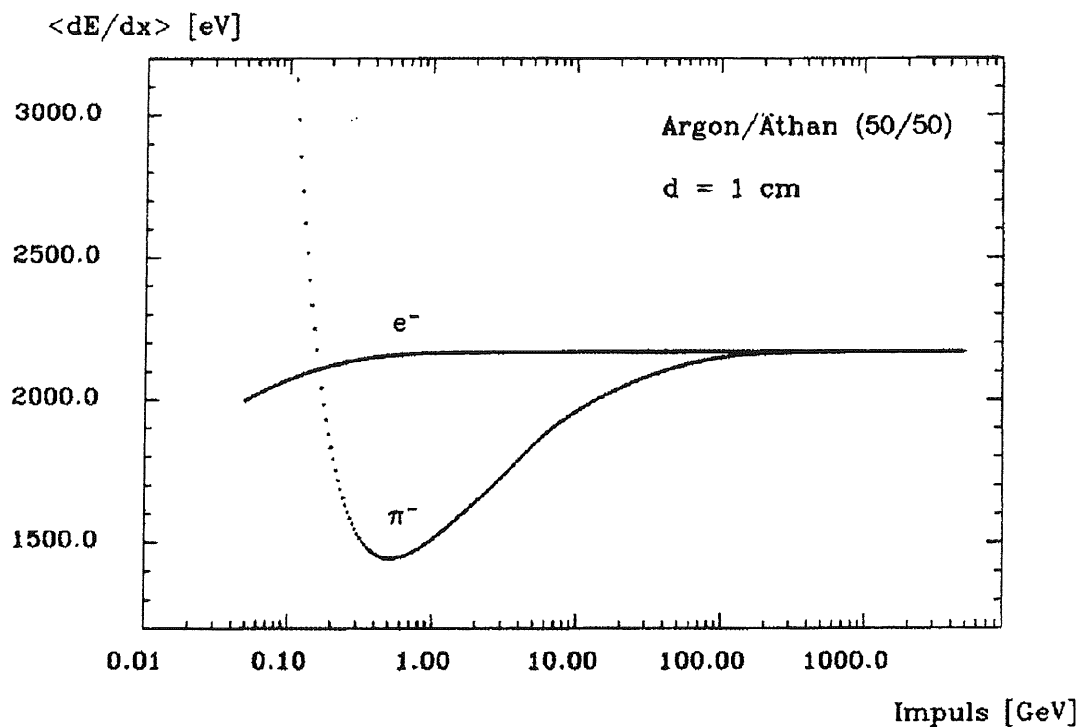


Abbildung 3.4: Der mittlere Energieverlust von Elektron und Pion als Funktion des Impulses in Argon/Äthan (50/50)

Abbildung 3.4 zeigt den aufgrund des PAIM erwarteten Energieverlust hochenergetischer Elektronen und Pionen. Während im betrachteten Impulsintervall die Energieverlustkurve des Pion den typischen Verlauf der Bethe-Bloch-Funktion zeigt, ändert sich der Energieverlust bei diesen Impulsen kaum - das Elektron befindet sich im Fermi-Plateau. Eine Teilchenidentifikation aufgrund der Energieverlustmessung sollte demzufolge - von dem Schnittpunkt bei etwa 0,2 GeV abgesehen - bis zu hohen Impulsen möglich sein.

### 3.2.1 Die Landau-Verteilung

Der in der Abbildung 3.4 aufgetragene Energieverlust ist nicht scharf definiert sondern lediglich der Mittelwert einer breiten und asymmetrischen Verteilung - der Landau-Vertei-

lung. Diese Wahrscheinlichkeitsverteilung bewirkt, daß einzelne Energieverlustmessungen nicht in der Lage sind, Aussagen über die Masse des Teilchens zuzulassen.

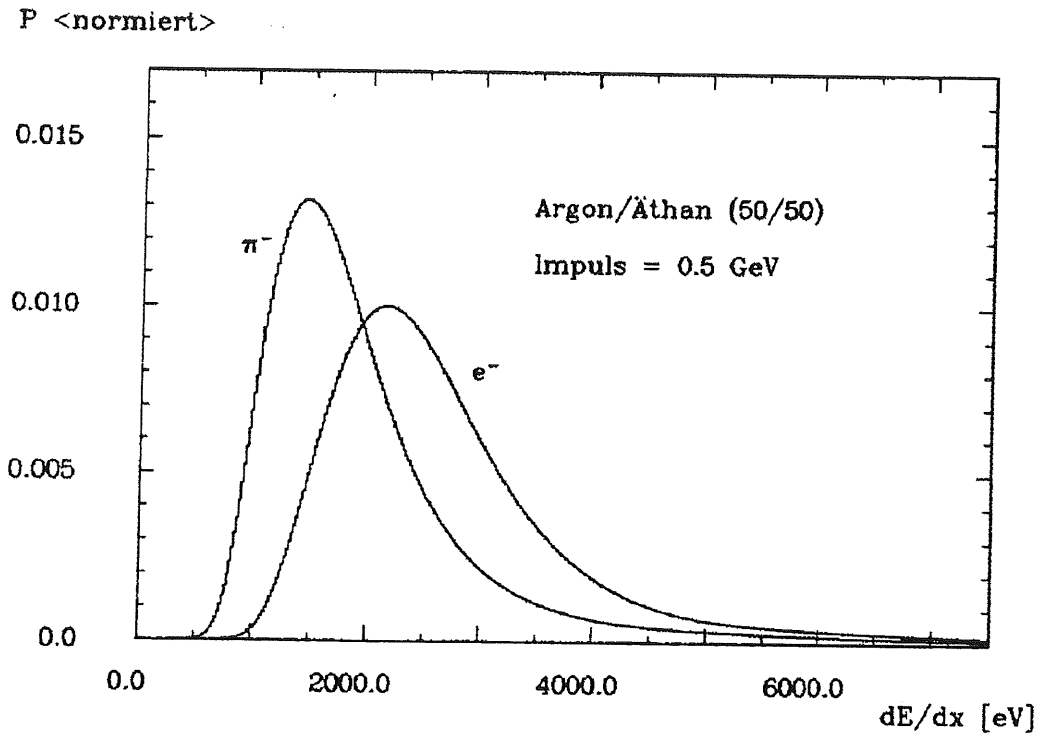


Abbildung 3.5: Nach dem PAIM berechnete Landau-Verteilungen von Elektron und Pion bei einem Impuls von  $p = 0,5$  GeV in Argon/Äthan (50/50)

Exemplarisch ist dies in Abbildung 3.5 zu erkennen. Selbst bei einem Impuls von  $p = 0,5$  GeV, einem Impuls also, bei dem die Energieverlustkurven deutlich voneinander getrennt sind, überlappen sich die Landau-Verteilungen von Elektron und Pion, beide mit einer relativen Halbwertsbreite von ca. 80%, so stark, daß eine Identifikation nur eingeschränkt möglich ist.

### 3.2.2 Truncated Mean-Verfahren

Eine Vieldraht-Proportionalkammer - wie die zentrale Driftkammer des H1-Experiments sie darstellt - erlaubt bei hinreichend langen Spuren eine Mehrfachmessung des Energieverlusts und damit eine Mittelwertbildung. Selbst dieser Mittelwert ist jedoch immer noch starken Schwankungen unterworfen, da der hochenergetische Teil der Landau-Verteilung diesen Mittelwert bedeutend beeinflussen kann.

Um unabhängig von den seltenen Ereignissen einer hohen Energieabgabe einen stabilen Mittelwert bestimmen zu können, wird in der vorliegenden Analyse - wie schon bei JADE und OPAL - ein modifizierter Mittelwert benutzt, das 'Truncated Mean'. Bei diesem wird

zur Berechnung des Mittelwerts nur ein bestimmter Prozentsatz aller Einzeldrahtmessungen herangezogen, hier die 60% der niedrigsten Energieverlustmessungen.

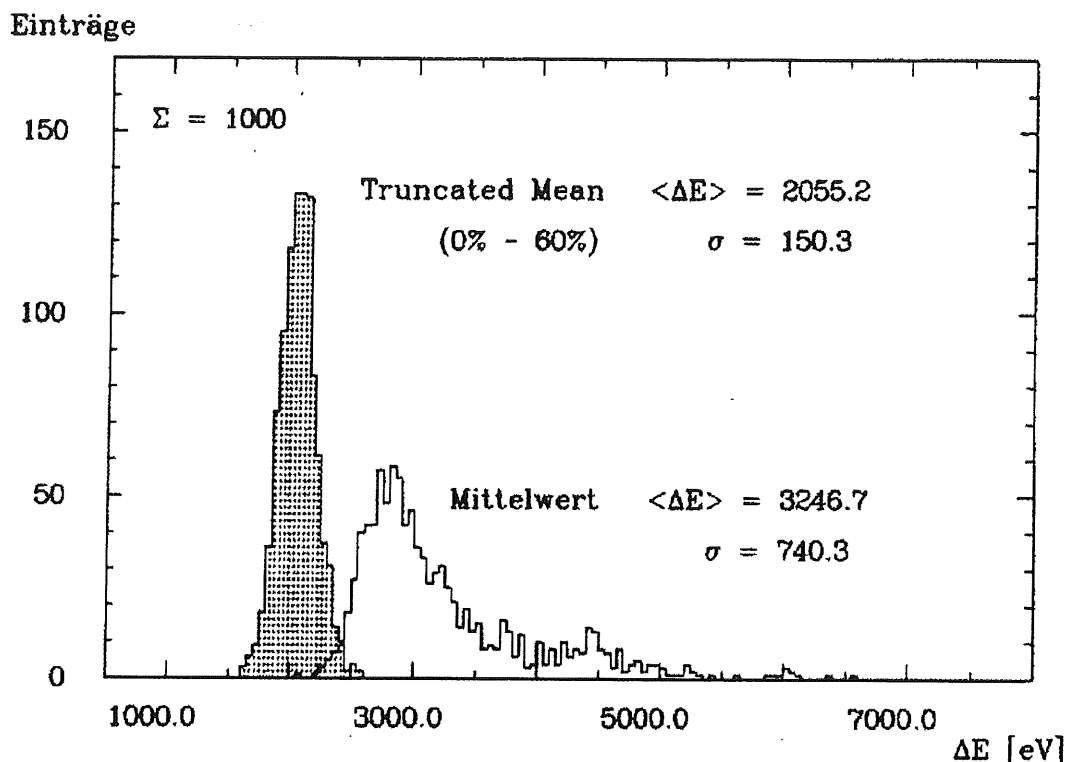


Abbildung 3.6: Vergleich zwischen arithmetischem Mittelwert und dem Mittelwert der Verteilung der 'Truncated-Mean'

Abbildung 3.6 verdeutlicht die Effektivität dieser Mittelwertbildung. Auf der Basis der Landauverteilung des Elektrons in Abbildung 3.5 wurden 'Spuren' mit jeweils 30 Einzeldrahtmessungen simuliert. Skizziert sind hier die resultierenden Verteilungen der einfachen Mittelwerte sowie die Verteilung der 'Truncated Mean'-Mittelwerte.

Simulationen haben gezeigt, daß im Fall der H1-Driftkammer der mittlere Energieverlust eines Teilchens mit einer Genauigkeit von 6% bestimmt werden kann (vgl. [VICK88]).

Vielfach wurden in der Forschung andere Ansätze gesucht, einen genauen Mittelwert zu berechnen ohne Vernachlässigung eines Teils der experimentellen Daten, wie es die 'Truncated-Mean'-Technik vornimmt. Speziell für eine Maximum-Likelihood-Analyse, wie sie mehrfach vorgeschlagen wurde ([LUBI92]), konnte jedoch gezeigt werden (vgl. [ADER74]), daß die verbesserte Genauigkeit des Mittelwerts nur gering ist und in keiner Relation steht zu dem zusätzlichen rechnerischen Aufwand.<sup>5</sup>

<sup>5</sup>Im Rahmen einer Neukalibration der H1-Ergebnisse des Jahres 1992 wird im Augenblick eine weitere Technik diskutiert: hier soll der Mittelwert berechnet werden aus den inversen Wurzeln der Einzelmessungen. Welche Vorteile diese Technik für die Teilchenidentifikation in den zentralen Driftkammern bringt, kann im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht mehr beantwortet werden.

# Kapitel 4

## Vorgehensweise und Ergebnisse zur Teilchenidentifikation

Im folgenden wird gezeigt, wie auf der Basis der 1992 genommenen Daten eine Teilchenidentifikations-Wahrscheinlichkeit für einzelne Spuren gewonnen werden kann. Da die Möglichkeiten der Teilchenidentifikation bei gleicher Driftkammergeometrie allein abhängig sind vom verwendeten Driftkammergas, gelten die hier gemachten Aussagen nur für das in diesem Jahr verwendete Gas Ar/CO<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub> (89/10/1).

Die die Teilchenidentifikation wesentlich beeinflussenden Eigenschaften des Gases sind

1. die Landau-Verteilung,
2. die daraus resultierende Breite der gaussförmigen Verteilung der  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ -Werte einzelner Spuren
3. und die Parametrisierung des mittleren Energieverlusts als Funktion der Geschwindigkeit des Teilchens (Bethe-Bloch-Funktion).

Diese drei Meßgrößen des Gases werden in den folgenden Abschnitten besprochen.

Ziel hierbei ist es

- die Abhängigkeit der relativen  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ -Auflösung als Funktion der Zahl der Meßpunkte einerseits
- und den Verlauf der Bethe-Bloch-Funktion andererseits

experimentell zu bestimmen. Mit diesen Ergebnissen ist dann die Möglichkeit gegeben, einzelnen Spuren eine Massenhypothese zuzuordnen, wie sie im letzten Abschnitt vorgestellt wird.

Abbildung 4.1 zeigt ein Spektrum aller  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ -Messungen aus der Meßphase 31004 - aufgetragen gegen den reduzierten Impuls  $p/q$ .

Deutlich erkennbar sind im Bereich  $p/q < 1$  GeV/c vier verschiedene Bänder, die den Teilchen Pion, Kaon, Proton und Deuteron zugeordnet werden können.



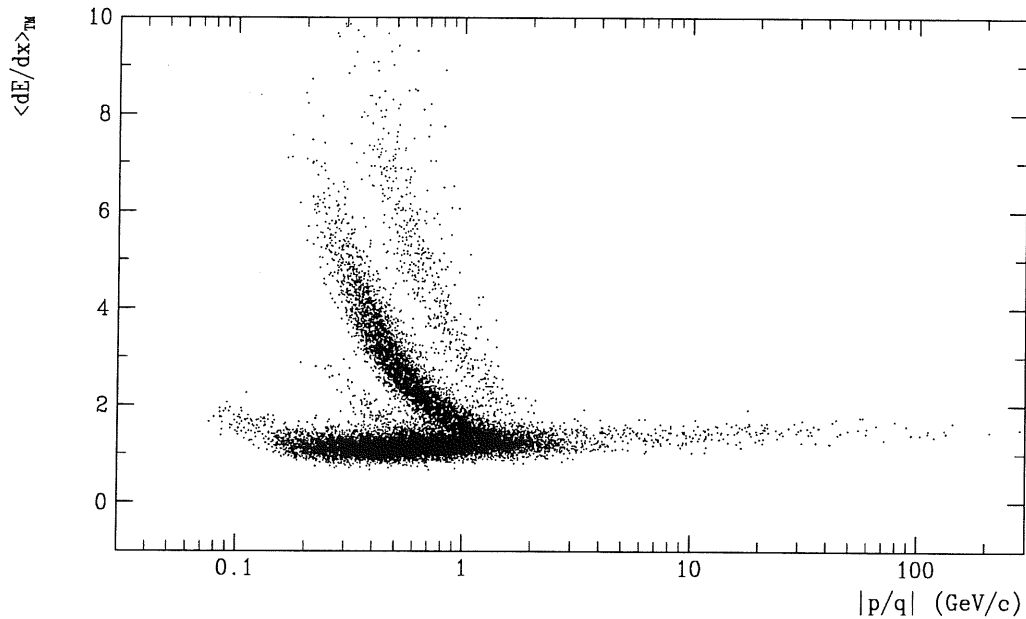


Abbildung 4.1: Messung der  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  als Funktion des reduzierten Impulses aus der Meßphase 31004

## 4.1 Landau-Verteilung minimal ionisierender Pionen

Die Landau-Verteilung beschreibt - im Gegensatz zum mittleren Energieverlust entlang einer ganzen Spur - die Wahrscheinlichkeit einer einzelnen Ionisationsmessung, normiert auf einen Zentimeter Ionisationsstrecke. Für diese Normierung müssen demzufolge neben der auf dem Draht deponierten Ladung auch die Winkel der Spur relativ zur Drahtorientierung ( $\vartheta$ ) und relativ zur Driftrichtung ( $\beta$ ) zur Verfügung stehen (vgl. Abbildung 4.2).

Um einen Satz minimal ionisierender Pionen aus den Daten auszufiltern, werden aus den Ereignissen der Meßphase 31004 diejenigen Spuren ausgefiltert, die in einem Intervall des reduzierten Impulses<sup>1</sup>

$$-0,6 \text{ GeV} < q \cdot p < -0,4 \text{ GeV}$$

liegen (vgl. Abbildung 4.3).

<sup>1</sup>Die Messung der Krümmung  $\kappa$  einer Teilchenspur in einem Magnetfeld liefert über die Beziehung

$$p/q = \frac{0,3 \cdot B}{\kappa \cdot \sin \vartheta}$$

nur den sogenannten reduzierten Impuls mit  $q = \frac{Q}{e}$ . Eine Entscheidung über die Ladungszahl  $q$  kann durch diese Messung nicht getroffen werden.

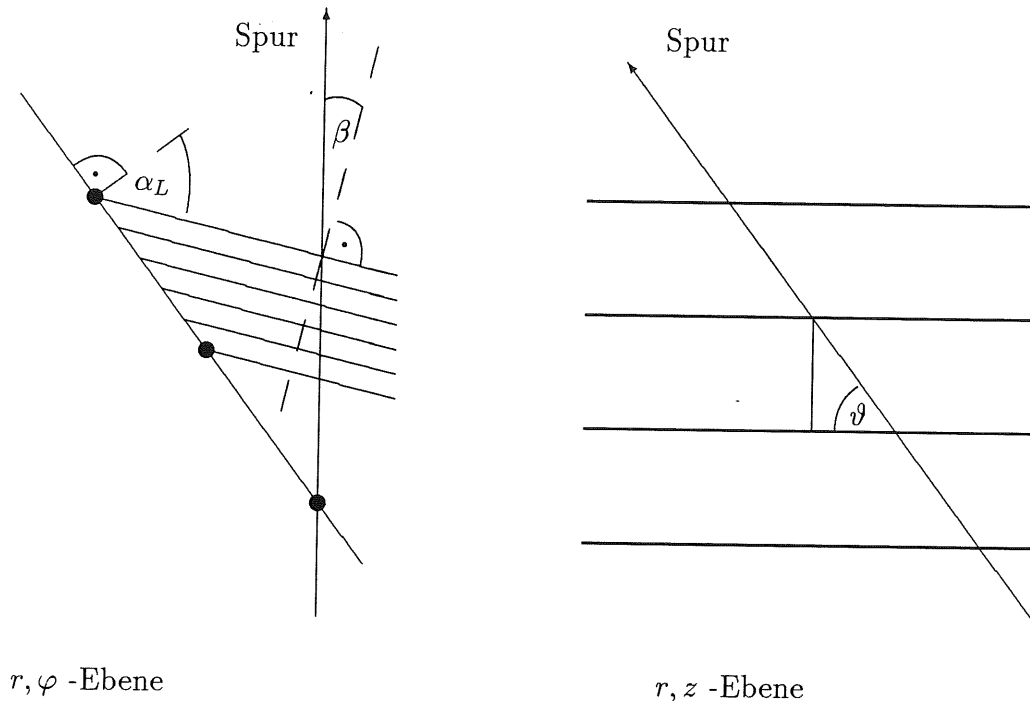


Abbildung 4.2: Skizze zur Definition von  $\beta$  und  $\vartheta$

Zusätzlich erfolgt eine Beschränkung auf Spuren mit einem mittleren Energieverlust

$$\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM} < 1,8$$

So werden Teilchen negativer Ladung ausgewählt, von denen angenommen werden kann, daß es sich um Pionen handelt, die im Minimum der Ionisation (bei  $\beta\gamma = 3,5$ ) liegen.

Die Einzeldrahtmessungen  $dQ$  der deponierten Ladung werden entsprechend dem gemessenen Spurwinkel  $\beta$  (relativ zur Senkrechten der Driftrichtung) und  $\vartheta$  (relativ zur Drahrichtung) um die im Ionisationsvolumen des Signaldrahts durchlaufenen Wegstrecke<sup>2</sup> korrigiert

$$\frac{dE}{dx} = \frac{dQ}{d \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \beta}$$

und entsprechend aufgetragen (eine Untersuchung weiterer systematischer Abhängigkeiten der gemessenen  $dE/dx$ -Werte von den beiden Winkeln  $\beta$  und  $\vartheta$  erfolgt in Abschnitt 4.4). Um eine hohe Qualität sowohl der Impuls- als auch der  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ -Messung zu gewährleisten, werden an die auszuwertenden Spuren weitere Kriterien gestellt, die in der Tabelle 4.1 zusammengefasst sind.

<sup>2</sup> $d$  bezeichnet im Folgenden den senkrechten Signaldrahtabstand von 1,016 cm

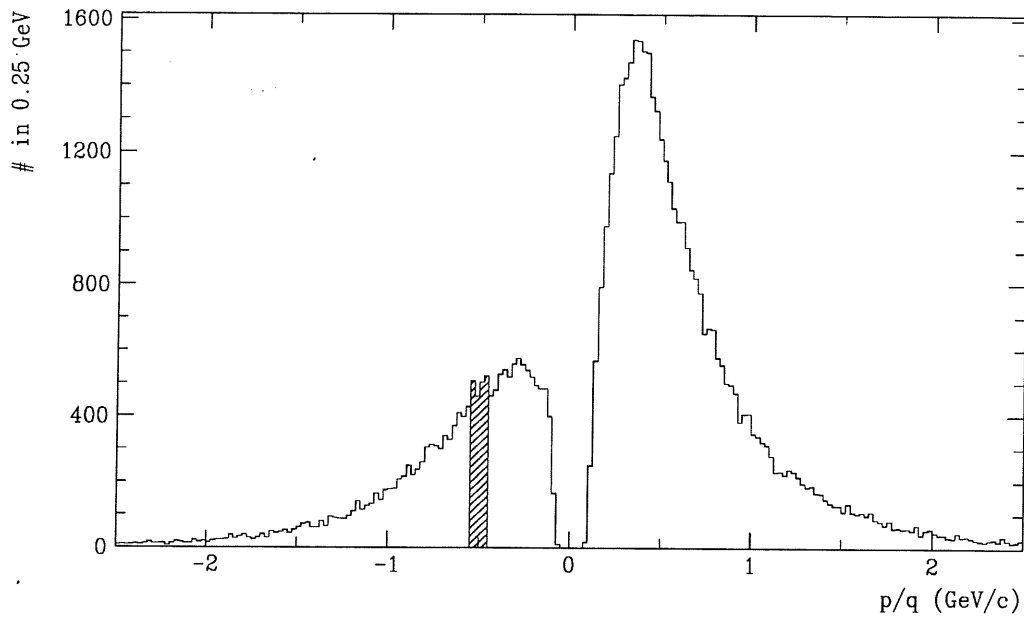


Abbildung 4.3: Impulsspektrum aller Spuren der Meßphase 31004

NHT	> 20
THT	22 ... 158
DCA	< 3
AZ0	< 50
RDA	< 30
NDE	> 15

Tabelle 4.1: Tabelle mit Schnitten

In dieser Tabelle bedeuten die einzelnen Spurkriterien:

**NHT:** die Zahl der Einzeldrahtmessungen, die zur Rekonstruktion der Spur beigetragen haben

**THT:** der Winkel der Spur in der r-z-Ebene in Altgrad ( $0^\circ$  kennzeichnet die Richtung des einlaufenden Protons)

**DCA:** der kürzeste Abstand der Spur (in der x-y-Ebene) zum Koordinatenursprung (in cm)

**AZ0:** der Abstand des Schnittpunkts der Spur mit der z-Achse zum Nullpunkt (in cm)

**RDA:** der radiale Abstand des Spurbeginns vom Nullpunkt des x-y-Koordinatensystems

NDE: die Zahl der Einzeldrahtmessungen, die zur Mittelwertbildung des  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  beigetragen haben.

Das so gewonnene Landau-Spektrum negativer minimal ionisierender Pionen ist in Abbildung 4.4 dargestellt - separat für die beiden Driftkammern CJC1 und CJC2.

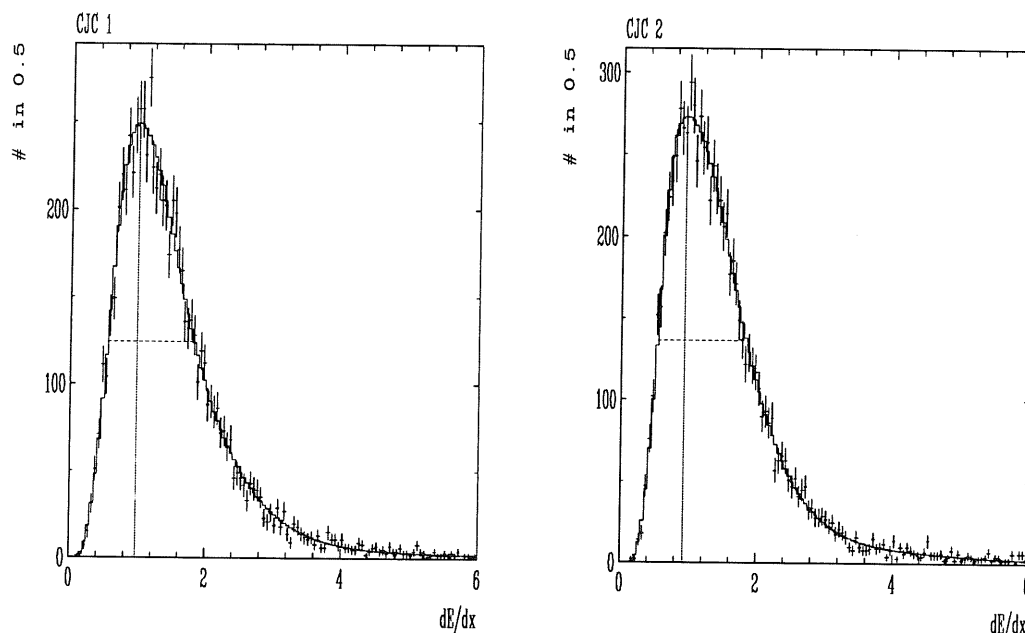


Abbildung 4.4: Landau-Spektren negativer minimal ionisierender Pionen

Beide Verteilungen - und auch die relativen Halbwertsbreiten, die bei etwa 120% liegen - unterscheiden sich kaum, so daß eine gemeinsame Auswertung der Meßergebnisse von CJC1 und CJC2 hinsichtlich Spuren, die beide Kammern durchqueren, gerechtfertigt ist; dieses Ergebnis liegt zudem im Bereich der Erwartungen, die sich aus Modellrechnungen z. B. des PAIM (vgl. Abschnitt 3.2.1) ergeben.

## 4.2 Truncated Mean minimal ionisierender Pionen

Für die weitere Entwicklung einer Identifikationsmöglichkeit mit der CJC ist es jedoch eher von Bedeutung, wie breit die Verteilung der  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  mehrerer gleich langer Spuren von Teilchen gleichen Impulses und gleicher Masse ist.

Zunächst sei hier erwähnt, daß die relative Auflösung - und die damit noch weiter unten herzuleitende Identifikationsmöglichkeit einzelner Spuren - nicht nur eine Funktion der Zahl der Einzeldrahtsignale alleine ist, die zur Mittelwertbildung beigetragen haben, sondern daß zusätzlich noch der Spürwinkel  $\vartheta$  eine wenn auch weniger bedeutende Rolle

spielt. Im Bereich  $37^\circ > \vartheta > 90^\circ$  (und genauso bei  $90^\circ < \vartheta < 143^\circ$ ) stehen im Prinzip alle maximal möglichen 56 Einzeldrahtmessungen zur Verfügung. In diesen Winkelbereich erfolgt jedoch die Ionisation ausgehend von  $\vartheta = 90^\circ$  zunehmend über einen längeren Weg, so daß der statistischen Natur der Ionisation zufolge eine genauere Messung der Einzelionisation erfolgt, was eine Verschmälerung der Landau-Verteilung bewirkt. Dieser Effekt wirkt sich jedoch bedeutend schwächer auf die relative Auflösung der  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  aus als die im Folgenden beschriebene Abhängigkeit von der Zahl der Meßpunkte, die im übrigen Winkelbereich ( $\vartheta < 37^\circ$  und  $\vartheta > 143^\circ$ ) zur Wirkung kommt.

Es ist bekannt (siehe z. B. [WALE81]), daß sich die relative Breite der nahezu gaussförmigen Verteilung der  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ -Werte fast proportional zur inversen Wurzel der Zahl der Meßpunkte verhält, hier also zur Zahl der zur Mittelwertbildung beitragenden Driftkammersignale:

$$RTM := \frac{\sigma}{\langle \langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM} \rangle} \propto n^a$$

wobei

$n$  die Zahl der Meßpunkte und

$a$  ein Parameter ist, der im Bereich  $-0,42 > a > -0,46$  liegt.

Diese relative Auflösung (RTM) ist nahezu konstant im Bereich  $\beta\gamma > 1$  und wird im weiteren auch für Geschwindigkeiten  $\beta\gamma < 1$  als solche angenommen werden, auch wenn dort die relative Auflösung etwas kleiner wird; der damit implizierte Fehler scheint jedoch dadurch gerechtfertigt, daß gerade in diesem Bereich eine unproblematische Massenidentifikation möglich ist (vgl. Abbildung 4.1) und so zusätzlicher Analyseaufwand umgangen wird.

Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung der wie in Abschnitt 4.1 beschriebenen selektierten Spuren - zusätzlich auch für positive Pionen - mit jeweils mindestens 20, aber höchstens 25 zur Bildung des  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  beitragenden Einzelmessungen.

Die Anpassung einer Gauss-Funktion an diese beiden Verteilungen liefert die in Tabelle 4.2 aufgeführten Auflösungen, die nur geringfügig von den Erwartungen des PAIM (11,1%) abweichen.<sup>3</sup>

Schließlich sei auch noch gezeigt, wie sich die relative Breite als Funktion der Anzahl der Meßpunkte verhält. Als Funktion der Zahl der zur  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  beitragenden Einzeldrahtmessungen wird das gemessene  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  aufgetragen (vgl. Abbildung 4.6) und dann für jede einzelne Verteilung die Auflösung

$$RTM := \frac{\sigma}{\langle \langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM} \rangle}$$

ermittelt; anschließend wird an die so gewonnenen Messpunkte eine Funktion der erwarteten Art

$$RTM(n) = C \cdot n^a$$

---

<sup>3</sup>Ursachen hierfür sind in der noch unvollkommenen Kalibration dieser frühen Daten zu sehen.

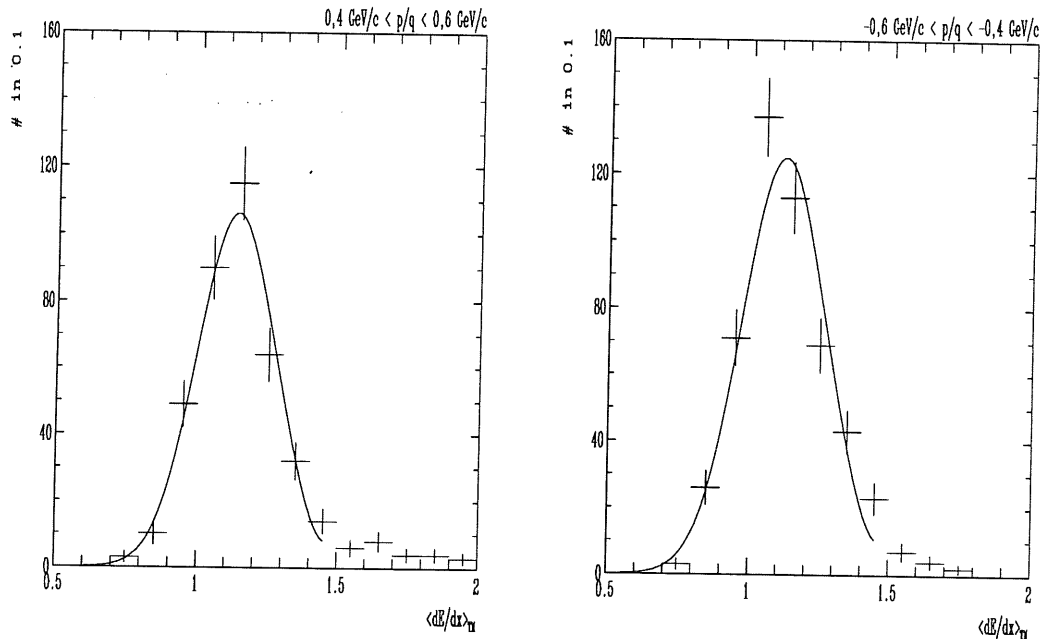


Abbildung 4.5: Verteilung der  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  minimal ionisierender Pionen

Ladung des Pion	$\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$	$\sigma$	$\frac{\sigma}{\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}}$ (%)
positiv	$1,13 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,01$	$12,31 \pm 0,70$
negativ	$1,12 \pm 0,01$	$0,15 \pm 0,01$	$13,36 \pm 0,56$

Tabelle 4.2: Ergebnisse der Gauss-Anpassungen an die Verteilungen der  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  von minimal ionisierenden Pionen

mit den Parametern  $C = 73,55 \pm 1,79$   
 $a = -0,45 \pm 0,03$  angepasst.

### 4.3 Bethe-Bloch-Parametrisierung

Für eine erfolgreiche Teilchenidentifikation bei verschiedenen Impulsen muß die Energieverlustkurve und ihre Parametrisierung (Bethe-Bloch-Funktion) bekannt sein.

Während ähnliche Analysen z.B. von JADE und OPAL (vgl. [AMBR86] und [TESC91]) auf großen Anzahlen von Eichreaktionen wie z. B. Bhabha-Streuung und Kaon-Zerfällen basieren können, bei denen aus analytischen Gründen auf die Identität und damit auf die Masse des beobachteten Teilchens geschlossen werden kann, stehen der vorliegenden

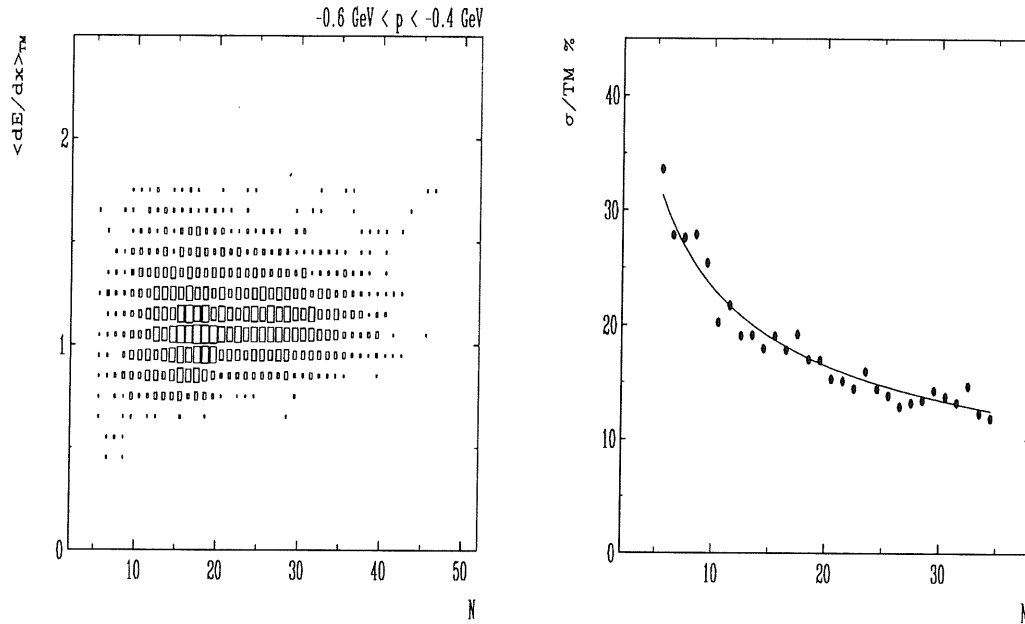


Abbildung 4.6: Verteilung der  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  negativer minimal ionisierender Pionen als Funktion der Zahl der Einzeldrahtmessungen

Analyse nur wenige solcher Reaktionen zur Verfügung (vgl. Abschnitt 4.5.2 und 4.5.3). Aus diesem Grund muß die Gewinnung der vollständigen Bethe-Bloch-Funktion sich aus mehreren Analyseansätzen zusammensetzen.

Der Natur der Energieverlustkurve entsprechend bieten sich drei verschiedene Geschwindigkeitsabschnitte zur Untersuchung an:

1. der abfallende Teil mit  $\beta\gamma < 2$ ,
2. der Bereich des Minimums der Ionisation mit  $2 < \beta\gamma < 5$
3. und der Bereich des relativistischen Wiederanstiegs mit  $5 < \beta\gamma < 200$  und der Sättigung im Fermi-Plateau mit  $\beta\gamma > 200$ .

### 4.3.1 Protonen

Um den ersten Teil der Energieverlustkurve ausmessen zu können, bietet sich das in Abbildung 4.1 deutlich erkennbare Protonband im Impulsbereich  $p/q < 1 \text{ GeV}/c$  an, dessen Spuren hervorgerufen sind von Ereignissen, die sich als Wechselwirkung des Proton-Strahls mit Rest-Molekülen des Vakuums im Strahlrohr im Bereich der Wechselwirkungszone interpretieren lassen.

Folgende Schnitte definieren eine eindeutige Proton-Probe im erwünschten Geschwindigkeitsbereich  $\beta\gamma < 1$ :

1.  $0,1 \text{ GeV} < p < 0,8 \text{ GeV}$
2.  $1,12 \cdot \frac{p}{\text{GeV}}^{-0,90} < \langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM} < 2,0 \cdot \frac{p}{\text{GeV}}^{-1,10}$

Desweiteren werden an alle Spuren weitere Kriterien gestellt, die entsprechend der Bezeichnung auf Seite 28 in Tabelle 4.3 in Abschnitt 4.3.4 zusammengestellt sind.

### 4.3.2 Negative minimal ionisierende Pionen

Negative Pionen werden aus der Gesamtdatenmenge analog zu den in Tabelle 4.3 (vgl. Abschnitt 4.3.4) erläuterten Schnitten ausgefiltert, jedoch in einem Impulsbereich  $p/q < 0,7 \text{ GeV}$ .

Um eine eventuell mögliche Überlagerung mit Kaonen und Elektronen zu vermeiden, werden die zusätzlichen Forderungen

- $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM} < 3,0$  für  $p/q < 0,2 \text{ GeV}$ .
- $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM} < 1,8$  für  $p/q > 0,2 \text{ GeV}$ .

gestellt.

Eine weitere Beeinflussung durch Myonen aufgrund des geringen Massenunterschieds ist dagegen nicht vermeidbar, im Rahmen der hier betrachteten Untersuchung ist der damit gemachte Fehler jedoch zu vernachlässigen.

### 4.3.3 Myonen der kosmischen Höhenstrahlung

Um den dritten und letzten Bereich der Energieverlustkurve ausmessen zu können, sind Daten der HERA-e-p-Meßphase ungeeignet, da die dabei gemessenen Spuren im wesentlichen in einem Impulsbereich  $p/q < 3 \text{ GeV}$  liegen (vgl. Abbildung 4.1) und damit selbst unter der Massenhypothese Pion nur Geschwindigkeiten unter  $\beta\gamma < 20$  erzielt werden.

Um aber dennoch das Verhalten der Energieverlustkurve auch im relativistischen Bereich beschreiben zu können, wird die Messung kosmischer Myonen aus einer Meßphase herangezogen, die im unmittelbaren Anschluß an die erwähnte e-p-Meßphase 31004 liegt, und zwar aus der Meßphase 31024.

Aus allen gemessenen Ereignissen werden die ausgewählt, in denen nur zwei Spuren gemessen wurden, und deren Krümmung maximal um 5% voneinander abweichen. Auch der dichteste Berührungspunkt zum Koordinatenursprung in der x-y-Ebene des H1-Koordinatensystems und die z-Koordinate bei  $(x,y) = (0,0)$  darf sich bei beiden Spuren maximal



um 5% unterscheiden. Damit ist gewährleistet, daß die ausgewählten Ereignisse wirklich die eines durchgehenden Myons beschreiben und daß von der Massenannahme eines Myons ausgegangen werden kann. Ein Beispiel für ein solches selektiertes Myon zeigt die Abbildung 4.7.

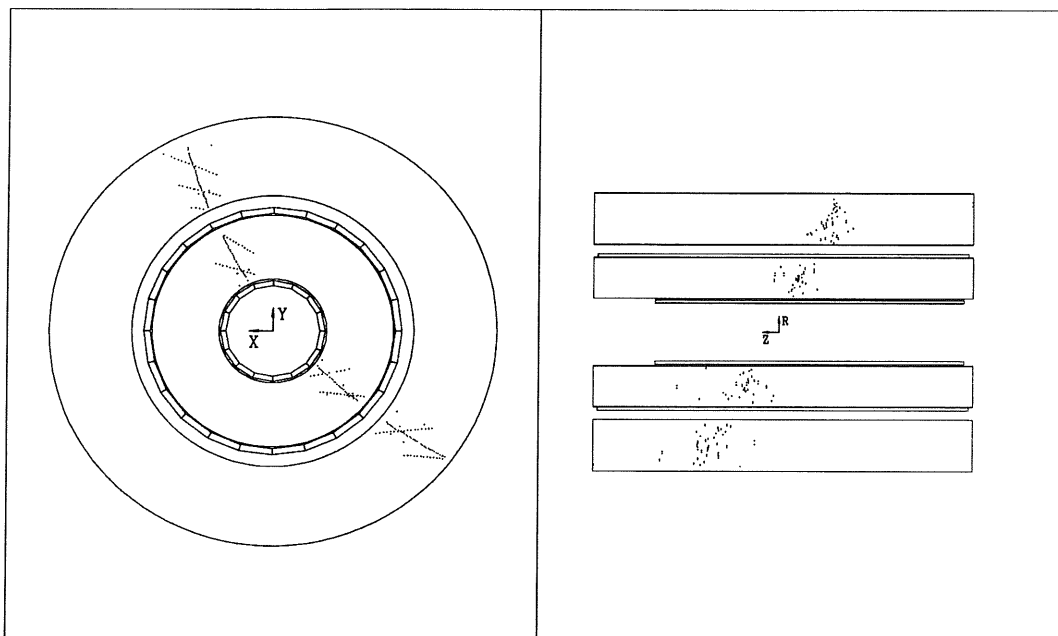


Abbildung 4.7: Durchgang eines kosmischen Myons durch die CJC

#### 4.3.4 Weitere Spurschnitte

An alle Spuren der entsprechenden Meßphasen werden weitere Anforderungen gestellt, die sich je nach untersuchtem Teilchen unterscheiden, um einerseits eine hohe Qualität der Messung gewährleisten zu können, andererseits die Größe der Datenmenge jedoch nicht zu gering werden zu lassen.

Diese Spurkriterien sind mit der Bezeichnung gemäß Seite 28 in Tabelle 4.3 abschließend zusammengefasst.

#### 4.3.5 Parametrisierung

Aus allen so gewonnenen Spuren wurden die Werte von  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  als Funktion des Lorentz-Faktors  $\beta\gamma = \frac{v/q}{m}$  ermittelt und anschließend - in logarithmisch äquidistanten Abständen - Mittelwerte gebildet (vgl. Abbildung 4.8).

Schnitt	Protonen	Pionen	Myonen
NHT	> 25	> 20	
THT	22 ... 158		
DCA	< 2	< 3	> 10
AZ0	< 20	< 30	< 80
RDA	< 30		
NDE	> 15	> 10	

Tabelle 4.3: Übersichtstabelle mit Schnitten zur Spurselektion

Betrachtet man die so erzielten Meßpunkte genauer, fällt auf, daß der abfallende Teil bei  $\beta\gamma < 1$  sich nicht, wie erwartet proportional zu  $\beta^{-2}$  verhält, sondern ähnlich einer Funktion  $\beta^a$ , wobei  $a$  etwa im Bereich  $(-1,5...-1,2)$  liegt. Mögliche Ursachen für dieses unerwartete Verhalten der Energieverlustkurve (Sättigung, Fehlkalibration), die noch von keinem anderen Experiment beobachtet wurden, werden in Abschnitt 4.4 ausführlich diskutiert.

Aus diesem Grund erfolgt an die so erzielten Meßpunkte eine Anpassung einer der Bethe-Bloch-Funktion ähnlichen Funktion mit **fünf** freien Parametern, wobei zusätzlich zu den vier üblichen Parametern (vgl. Anhang 8.2.2) ein Parameter als Exponent in  $\beta$  eingeführt wird.

Das Ergebnis der Anpassung ist ebenfalls in Abbildung 4.8 eingetragen. Die Anpassungsparameter sind:

1.	$a$	0.363
2.	$X_a$	2.149
3.	$\xi$	0.072
4.	$K$	13.579
5.	$p$	1.377

Tabelle 4.4: Zusammenstellung der Anpassungsparameter der Bethe-Bloch-Funktion

## 4.4 Schwierigkeiten bei der Interpretation der Bethe-Bloch-Parametrisierung

Wie die Ergebnisse des Abschnitts 4.3 zeigten, ist eine Parametrisierung der Geschwindigkeitsabhängigkeit der mittleren Ionisation eines Teilchens im vorliegenden Fall nur unter der Bedingung möglich, daß im abfallenden Teil der Bethe-Bloch-Funktion keine von  $\beta$  invers quadratische Abhängigkeit angenommen wird. Da dies sowohl im Gegensatz zu den theoretischen Arbeiten von Bethe und Bloch ([BLOC33]) als auch zu bisherigen Untersuchungen anderer Experimente (vgl. [AMBR86] und [HAUS91]) steht, muß - wie im Folgenden versucht wird - nach möglichen Gründen für diese Diskrepanz gesucht werden.

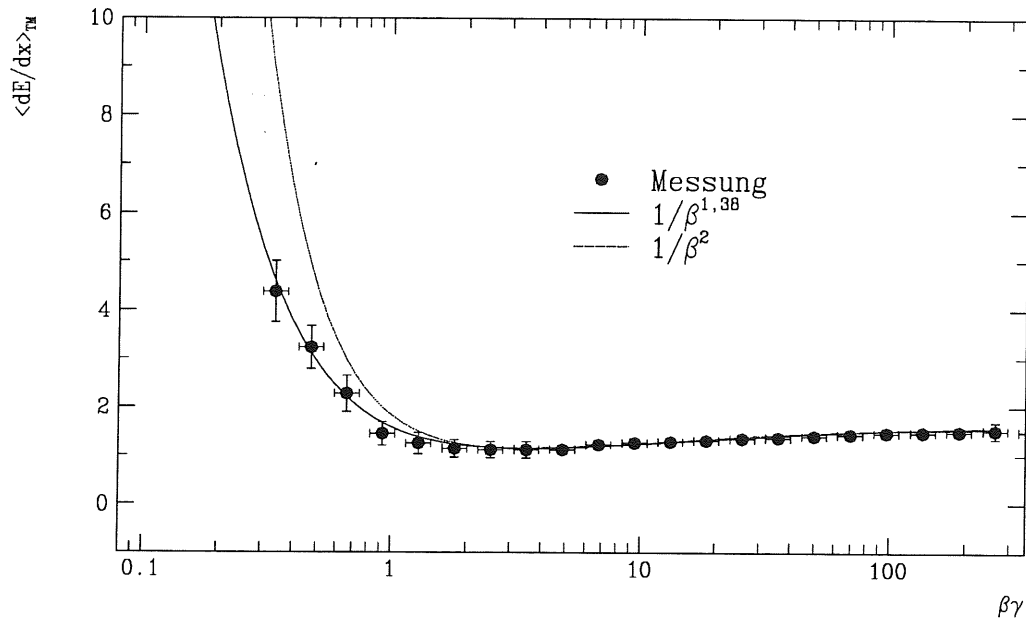


Abbildung 4.8: Anpassung der Bethe-Bloch-Funktion an die Messung der  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  als Funktion von  $\beta\gamma$

Der Natur der Untersuchung entsprechend teilen sich mögliche Ursachen auf in

- physikalische, auf dem Durchgang des Teilchens und den Vorgang der Ionisation beruhende, und
- technische, die Signalverarbeitung und Datenanalyse betreffende

Ursachen.

Um im weiteren physikalischen Gründen für die beobachtete Abhängigkeit der mittleren Ionisation von  $\beta\gamma$  nachspüren zu können, werden aus der besagten Messphase 31004 Protonen selektiert mit einem Impuls

$$0,35 \text{ GeV} < p/q < 0,45 \text{ GeV}$$

Der Erwartung entsprechend müßten diese eine bezogen auf das Minimum der Ionisation etwa 5,8-fache Ionisation aufweisen; gemessen wurde jedoch lediglich eine 3,7-fache Ionisation - ein etwa 30%-iger scheinbarer Ionisationsverlust (vgl. Abbildung 4.9).

Untersucht wird also im Folgenden anhand dieser Spuren, ob Verluste der Primäriionisation nachgewiesen werden können.

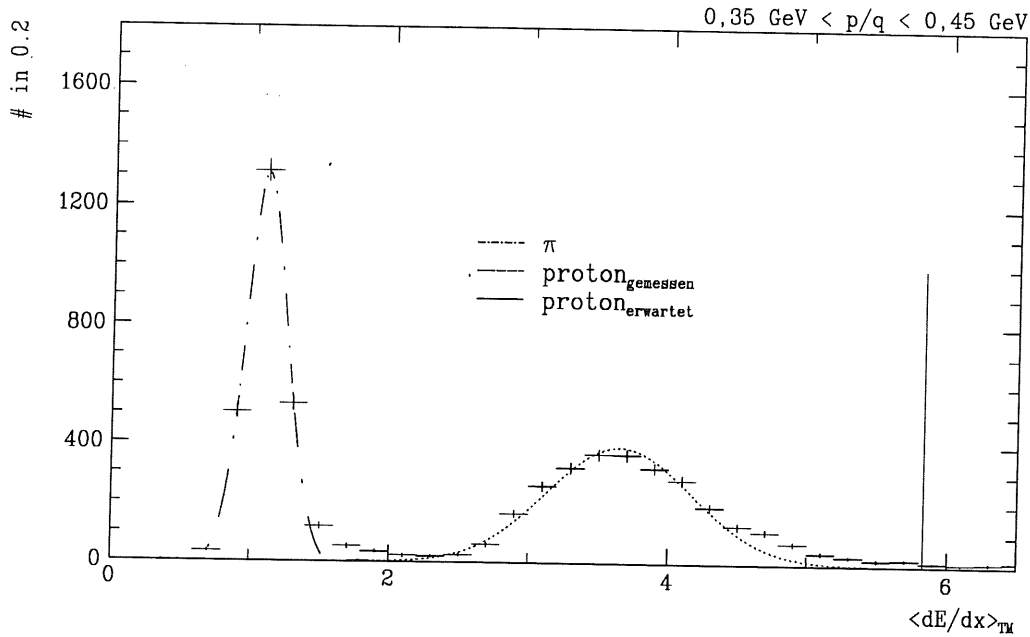


Abbildung 4.9: Gemessene Verteilung der  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  bei einem Impuls von  $p/q = 0,4 \text{ GeV}$  und die Erwartung gemäß der Bethe-Bloch-Funktion

#### 4.4.1 Driftstreckenabhängigkeit

Es wurde mehrfach beobachtet (vgl. [AMBR86], [BREU87] und [VICK90]), daß die Primärelektronen während ihrer Drift vom Entstehungsort hin zum Signaldraht aufgrund von Anreicherungen des Driftkammerngases mit z. B. Sauerstoff von diesen angelagert werden. Da sich mit zunehmender Driftstrecke - und damit auch Driftzeit - die Wahrscheinlichkeit einer Anlagerung erhöht, müßte ein entsprechender Effekt besonders bei großen Driftstrecken deutlich sichtbar sein.

Die Einzeldrahtmessungen der Ionisation werden in Abhängigkeit von der Driftstrecke aufgetragen, mit anderen Worten für jede mögliche Driftstrecke (in Einheiten von 1 mm) wird das Landau-Spektrum erstellt. Von jedem dieser so gemessenen Spektren wird der Mittelwert entsprechend der Technik des Truncated Mean (vgl. Abschnitt 4.2) ermittelt und gegen die entsprechende Driftstrecke aufgetragen (vgl. Abbildung 4.10).

Von kleinen Abweichungen in der Nähe des Signaldrahtes ( $|x| < 5 \text{ mm}$ ), die auf Inhomogenitäten des elektrischen Feldes in diesem Bereich zurückzuführen sind, abgesehen weisen beide Kammern keine spezifische Driftstreckenabhängigkeit der nachgewiesenen Ionisation auf.

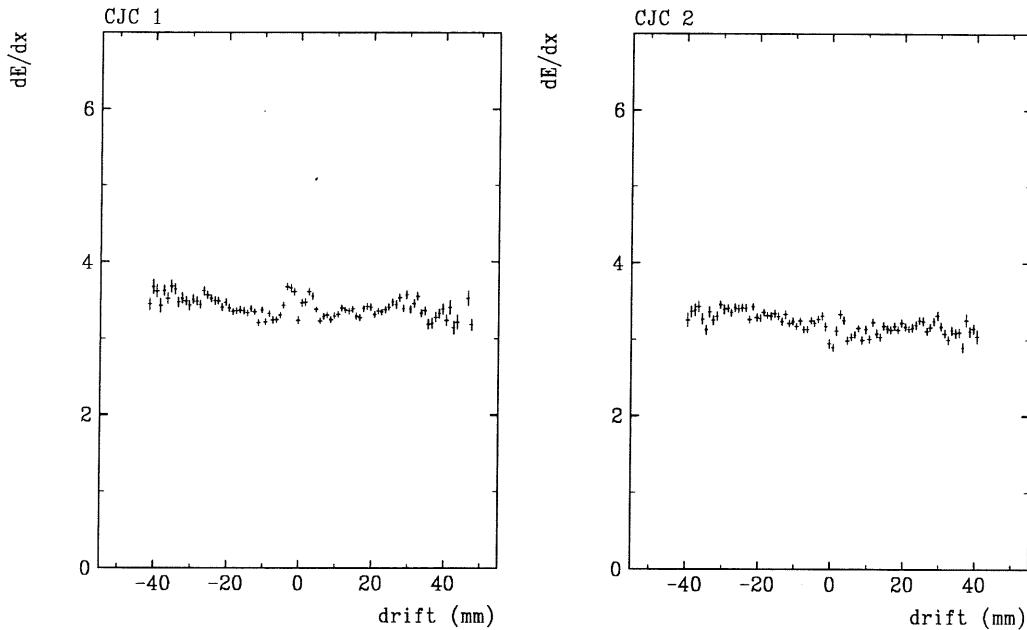


Abbildung 4.10: Mittelwerte (Truncated Mean) der Einzeldrahtionisation als Funktion der Driftstrecke in CJC1 und CJC2

#### 4.4.2 Spurwinkelabhängigkeit

Eine weitere mögliche Ursache für scheinbare Ionisationsverluste stellen Sättigungseffekte dar, die in der Nähe des Signaldrahts besonders stark auftreten können. Da die Elektronen der Primärionisation aufgrund longitudinaler Diffusion während ihrer Bewegung zum Signaldraht nie zeitgleich den Bereich der Gasverstärkungsphase erreichen, besteht die Möglichkeit, daß die bereits angekommenen Elektronen in der Phase der Gasverstärkung eine so starke Raumladungswolke positiver Ionen produzieren, daß spätere Elektronen vom Signaldraht abgeschirmt und nicht mehr voll verstärkt werden.

Dieser ebenfalls bereits beobachtete Effekt (vgl. [VICK90]) müßte besonders deutlich sein bei Spuren, die nahezu senkrecht zur Signaldrahtrichtung die Driftkammer durchqueren. Spuren dagegen, die eher parallel zum Signaldraht verlaufen, erzeugen eine von vornherein breiter verteilte Primärionisation, die sich besser entlang des Signaldrahtes verteilen kann und sich selbst damit weniger störend beeinflusst.

Abbildung 4.11 zeigt in Analogie zur Analyse des vorangegangenen Abschnitts die mittlere Einzeldrahtionisation als Funktion des Spurwinkels  $\vartheta$ .

Wenn auch hier eine deutliche Abnahme der mittleren Ionisation hin zu senkrechten Spuren ( $\vartheta = 90^\circ$ ) festzustellen ist, der auf den beschriebenen Sättigungseffekt zurückzuführen ist, so läßt sich doch ausschließen, daß diese Variation der nachgewiesenen Ionisation im Bereich von etwa 10% Ursache ist für den zu klärenden Ionisationsverlust. Selbst nach

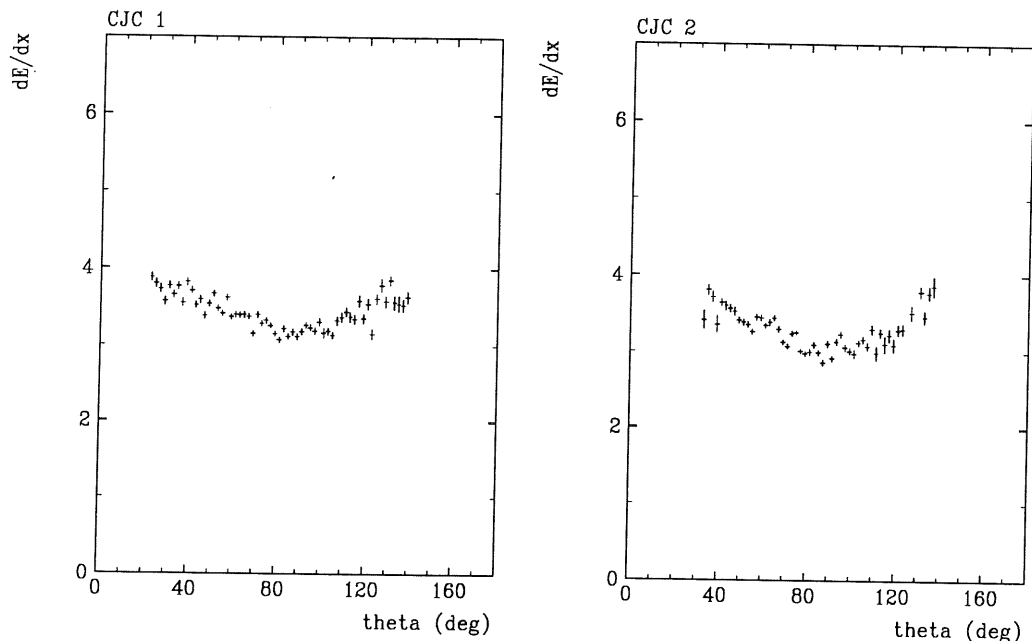


Abbildung 4.11: Mittelwerte (Truncated Mean) der Einzeldrahtionisation als Funktion des Spurwinkels  $\vartheta$  in CJC1 und CJC2

Korrektur der hier beobachteten Spurwinkelabhängigkeit würde sich die geforderte fast sechsfache Ionisation relativ zu einem minimal ionisierenden Teilchen nicht einstellen.

#### 4.4.3 Driftwinkelabhängigkeit

Schließlich sei auch noch die Möglichkeit untersucht, daß durch die spezielle Aufzeichnungstechnik des Anodendrahtsignals in der CJC mit Hilfe schneller Analog-Digital-Wandler (FADC) systematische Fehler in die Ionisationsmessung einfließen. Die endliche Aufzeichnungsdauer der erwähnten elektronischen Bausteine kann bewirken, daß unter extremen Bedingungen, die im folgenden erläutert werden, nur ein Teil der Primäriodisation von dem weiteren Auslesesystem registriert wird.

Durchquert ein Teilchen den zu einem Signaldraht gehörenden Driftraum unter Winkeln, die nicht senkrecht zur Driftrichtung sind, so entstehen die Elektronen der Primäriodisation an Orten innerhalb des Driftraums, die bedeutend unterschiedliche Entfernungen zum Anodendraht haben (aufgrund der linearen Beziehung zwischen Driftweg und -zeit in einer Driftkammer spricht man auch von verschiedenen 'Isochronen'). Erreicht diese Gruppe von Elektronen den Signaldraht, so ist sie zeitlich sehr auseinandergezogen. Die unvermeidbare endliche Aufzeichnungsdauer der Ausseelektronik (hier 80 nsec) gewährleistet in dieser Situation nun nicht mehr, daß alle Primärelektronen in der Form eines Signals registriert werden.

Teilchen wie Protonen im oben erwähnten Impulsbereich durchqueren die Driftkammern der CJC - abhängig vom Spurwinkel  $\vartheta$  und dem Abstand von der Strahlachse - unter Winkeln  $\beta$  relativ zur Senkrechten der Driftrichtung, die im Bereich

$$-60^\circ < \beta < 0^\circ$$

liegen. Ein Einfluß des Spurwinkels relativ zur Driftrichtung auf die registrierte Ionisation müßte demzufolge eine Abnahme der mittleren Ionisation besonders bei großen Absolutwerten diese Winkels zeigen.

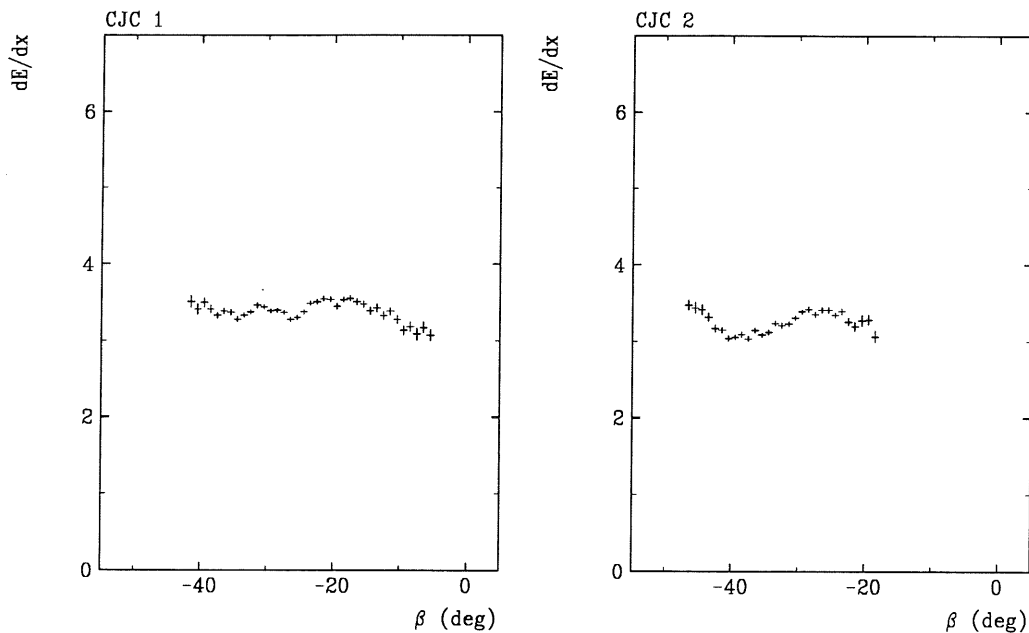


Abbildung 4.12: Mittelwerte (Truncated Mean) der Einzeldrahtionisation als Funktion des Spurwinkels  $\beta$  relativ zur Driftrichtung in CJC1 und CJC2

Wie die Abbildung 4.12 zeigt, sind zwar auch hier systematische Schwankungen festzustellen, die besonders stark bei CJC2 auftreten, da dort der Abstand zur Strahlachse größer ist, aber letztlich auch nicht in der Lage sind, die Ausgangsfrage nach dem scheinbaren Ionisationsverlust hochionisierender Teilchen abschließend klären zu können.

#### 4.4.4 Proportionalität zwischen FADC-Maximum und FADC-Integral

Um weitere mögliche Fehlerquellen ausschließen zu können, soll im folgenden die Proportionalität zwischen registriertem FADC-Maximum und analysiertem FADC-Integral untersucht werden.

Wenn bereits das in Abbildung 4.9 skizzierte Problem einer unerwarteten Ionisationsmenge von Protonen bei einem Impuls von 0,4 GeV in der nachgewiesenen Signalhöhe festgestellt werden kann, so wäre die Annahme berechtigt, daß der Ursache für diesen Effekt in Prozessen zu suchen wäre, die bereits vor der Auslese und Weiterverarbeitung der Signale begründet ist. In diesem Fall könnte dann von einem Betrieb der Driftkammer im Proportionalmodus (Proportionalität zwischen Primärionisation und ausgelesenem Signalintegral) nicht mehr gesprochen werden.

Zu diesem Zweck wurden Daten analysiert, die - wieder in zeitlicher Nähe zu der bisher analysierten Meßphase 31004 - der Meßphase 30962 entnommen wurden und als zusätzliche Information neben Driftzeit und FADC-Integral zusätzlich auch noch die in Schritten von 10 nsec digitalisierte Signalform enthalten (vgl. Abbildung 2.5). Selektiert wurden positiv geladene Spuren im Impulsbereich  $0,35 \text{ GeV} < p/q < 0,45 \text{ GeV}$ , die in einem Winkelbereich  $82^\circ < \vartheta < 98^\circ$  senkrecht zur Signaldrahtebene die Kammer durchquerten. Diese Spuren - hervorgerufen von im wesentlichen Pionen und Protonen - sollten wieder analog zu Abbildung 4.9 ein Verhältnis der Signalmaxima aller Draht Einzelmessungen aufweisen, das einer Erwartung von ca. 5,8 entspricht, wenn Signalhöhe und Primärionisation sich zueinander proportional verhalten.

Um hinreichende statistische Signifikanz bei dieser Untersuchung gewährleisten zu können, wurden die Signale beider Drahtseiten analysiert und addiert; die Beschränkung auf zur Drahtrichtung nahezu senkrechte Spuren erlaubt diesen Analyseschritt, da im Mittel beide Signale aufgrund des Prinzips der Ladungstrennung gleiche Höhe aufweisen sollten.

Abbildung 4.13 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchung. Aufgetragen sind die addierten Maximalwerte der auf linker und rechter Drahtseite nachgewiesenen FADC-Signale, die zusammen höchstens einen Wert von  $2 \cdot 2^{10} = 2048$  (linearisierter FADC-Bereich) erreichen können. Man erkennt deutlich die beiden Verteilungen von Pionen und Protonen, deren Maxima etwa im Verhältnis 1/4 stehen. Diese Beobachtung steht in vollständigem Einklang mit den in den vorherigen Abschnitten diskutierten Analysen. Es liegt also die Schlußfolgerung nahe, daß der beobachtete scheinbare Ionisationsverlust demzufolge erfolgen muß, noch bevor die Signalverarbeitung einsetzt.

#### 4.4.5 Weitere mögliche Ursachen

Berührte der im vorigen Abschnitt beschriebene Effekt bereits den Übergang von physikalischen Ursachen der beobachteten Geschwindigkeitsabhängigkeit der mittleren Ionisation hin zu technischen Gründen, so stellt sich die Frage auch nach der Verlässlichkeit der Ausleseelektronik hinsichtlich ihrer Linearität.

Als Beleg dafür mögen auch die in Abbildung 4.14 dargestellten Ergebnisse dienen, die alle Einzeldrahtsignale der analog zu den im vorherigen Abschnitt selektierten Spuren aller Impulse analysieren. Es zeigt sich

1. daß bis zu einem FADC-Maximum bei etwa 1400 die Proportionalität zwischen Maximum und FADC-Integral gewährleistet ist (entsprechend einem etwa 12-fach minimal ionisierendem Teilchen) und



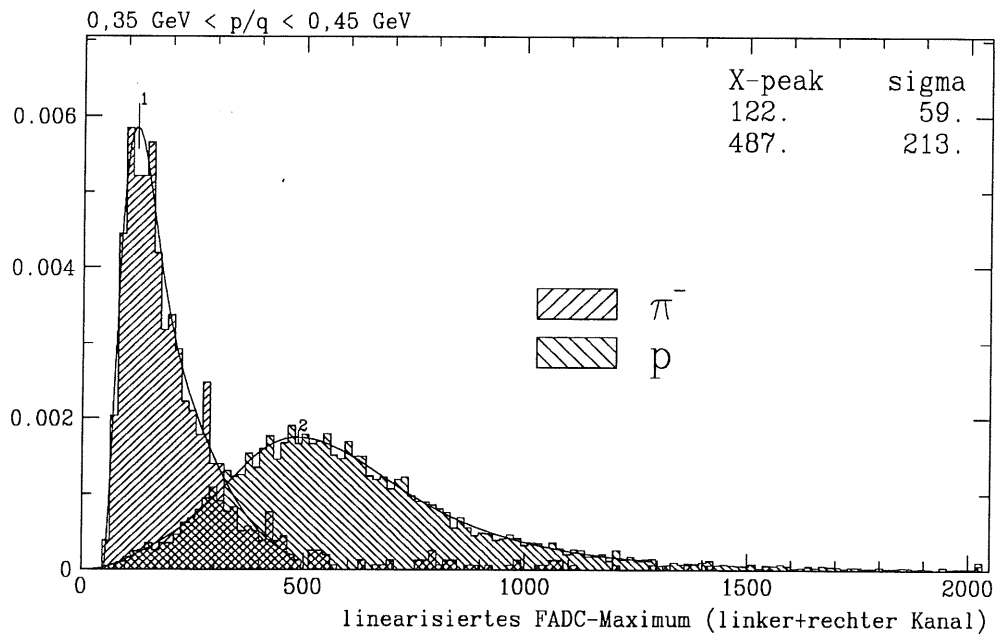


Abbildung 4.13: FADC-Maxima von negativen Pionen und Protonen bei einem Impuls von  $p/q = 0,4 \text{ GeV}$

2. daß die in dem vorherigen Abschnitt betrachteten Spuren von Pion und Proton bei einem Impuls von  $p/q = 0,4 \text{ GeV}$  noch weit unter dieser Proportionalitätsgrenze liegen.

Zusätzliche Untersuchungen mit Hilfe von driftkammerähnlichen Signalen haben jedoch gezeigt ([KLA92]), daß das verwendete Auslesesystem, bestehend aus Analog-Digital-Wandler, Vorverstärker und Signalleitungen, selbst die Signale linear aufzeichnet, die von Spuren hervorgerufen wurden, die achtfach minimalionisierend die Driftkammer durchqueren, was durchaus im Einklang steht mit den Ergebnissen des vorherigen Abschnitts.

Konnte durch die hier gemachten Ausführungen auch nicht die Ursache für die von der Erwartung abweichende Beobachtung gefunden werden, so ließen sich doch potentielle Gründe weitgehend ausschließen.

Eine weitere Ursachenforschung, die nicht mehr mit Hilfe der gewonnenen Daten sondern nur noch durch einen entsprechenden experimentellen Aufbau bewerkstelligt werden kann, müßte z. B. die Homogenität und Isotropie des Ionisationsraums sowie die vollständige Effizienz der Driftkammer hinsichtlich der Registrierung der Primärelektronen untersuchen.

Von größtem Interesse dürften auch die Erfahrungen sein, die aus der Analyse der Daten des FTD gewonnen werden, da dort ein ähnliches Auslesesystem wie in der CJC eingesetzt wird. Diese Erfahrungen liegen jedoch zum augenblicklichen Zeitpunkt nicht vor.

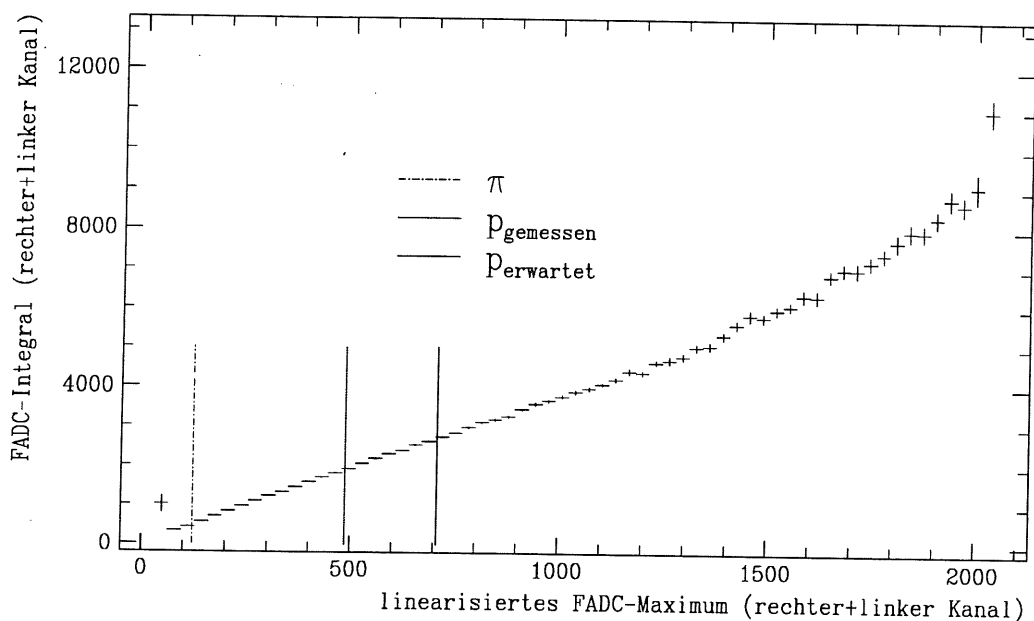


Abbildung 4.14: Korrelation zwischen FADC-Maxima und FADC-Integral aller Spuren im Winkelbereich  $82^\circ < \vartheta < 98^\circ$

## 4.5 Möglichkeiten einer Teilchen-Identifikation mit der CJC

Bevor nun als Ergebnis Identifikationseffektivitäten der CJC für einzelne Spuren angegeben werden können, muß zuerst dargestellt werden, wie aus der Messung von Impuls und  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  einer Spur auf einen Schätzwert für eine Masse zurückgeschlossen werden kann, und wie gut dieser Schätzwert ist.

### 4.5.1 Definition der wahrscheinlichsten Masse

Ausgangspunkt für die folgenden Betrachtungen ist die Rekonstruktion einer Spur hinsichtlich ihres Impulses, die Zahl  $N$  der einzelnen  $dE/dx$ -Messungen und schließlich der daraus resultierende Mittelwert  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ . Für diesen gemessenen Impuls nun läßt sich für jede Massenhypothese eine gaussförmige und normierte Wahrscheinlichkeitsverteilung der erwarteten  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  aufstellen. Der Mittelwert dieser Verteilung wird lediglich durch die experimentell gewonnene Parametrisierung der Energieverlustfunktion bestimmt, und ihre Breite allein durch die Zahl der einzelnen  $dE/dx$ -Messungen beeinflußt, die dem Gesetz

$$RTM := \frac{\sigma}{\langle \langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM} \rangle} = 73,55n^{-0,45}$$

gehört, das in Abschnitt 4.2 hergeleitet wurde.

Diese Situation ist in der linken Skizze in Abbildung 4.15 skizziert für einen Impuls von  $p/q = 0,5 \text{ GeV}$  (bei einer Gesamtanzahl von 25 Einzelmessungen) und die drei Massenhypothesen Elektron, Pion und Kaon.

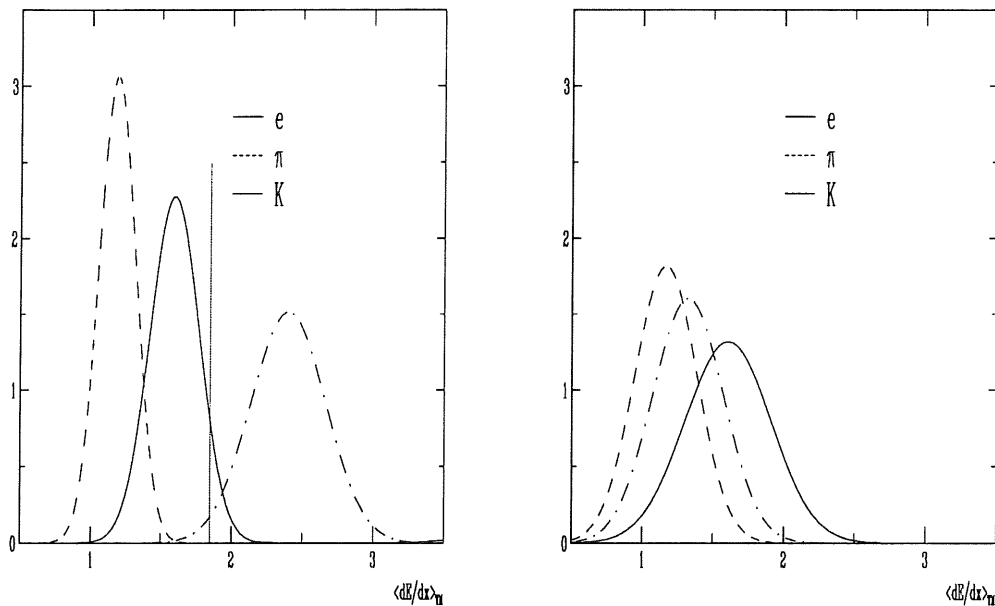


Abbildung 4.15: Skizzen zur Definition der wahrscheinlichsten Masse

Ausgehend von diesen drei Gaußverteilungen gelangt man zu einer Massenhypothese auf folgendem Weg:

1. Der - in der Skizze ebenfalls eingetragene aktuell gemessene  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ -Wert - liefert drei Wahrscheinlichkeitswerte entsprechend dem Funktionswert der drei betrachteten Gaußfunktionen.
2. Diese drei Werte werden so normiert, daß ihre Summe Eins ergibt.
3. Der größte dieser normierten Werte ist der im Folgenden benutzte Wert der Massenhypothese  $\mathbf{PP}$ , und die mit diesem Wert verbundene Gaußfunktion liefert

die Massenhypothese

$$PP := \left\{ \frac{\text{MAX} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2\pi} B_i} e^{-\frac{(dE/dx - A_i)^2}{2 \cdot B_i^2}} \right\}}{\sum \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi} B_i} e^{-\frac{(dE/dx - A_i)^2}{2 \cdot B_i^2}} \right)} \right\}_{i=e,\pi,K,p}$$

Hierin bezeichnet

$A_i$  den erwarteten  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ -Wert für das Teilchen  $i$  und

$B_i$  die erwartete Genauigkeit des  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ -Werts für das Teilchen  $i$  nach

$$B_i = 73,55 \cdot n^{-0,45} \cdot A_i$$

(vgl. Seite 43).

Daß die beschriebene Situation für eine Teilchenidentifikation auch wesentlich ungünstiger sein kann, zeigt die rechte Skizze in Abbildung 4.15. Mit zunehmendem Impuls nähern sich alle Kurven dem Plateau, auf dem sich das Elektron befindet, und zwar Kaon und Proton auf dem abfallenden Teil von größeren Werten her und das Pion auf dem relativistischen Wiederanstieg von kleineren Werten her. Zudem ist die Breite der erwarteten Gauss-Verteilungen durch die geringere Anzahl der Einzelmessungen wesentlich breiter; die Messung eines mittleren Energieverlusts von  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM} = 1,5$  z. B. ließe keine Zuordnung der Spur zu Elektron oder Kaon zu.

Vergleicht man das oben beschriebene Verfahren<sup>4</sup>, das Spuren Massenhypothesen zuordnet, mit z. B. dem Verfahren, das von JADE [AMBR86] angewendet wurde<sup>5</sup>, läßt sich folgendes feststellen:

- Beide Verfahren liefern zu 98% die gleiche Massenhypothese.
- Das JADE-Verfahren berücksichtigt nicht, ob neben der Energieverlustkurve des zugeordneten Teilchens zusätzlich auch ein weiteres Teilchen dem Meßpunkt sehr nahe liegt; das hier vorgestellte Verfahren berücksichtigt diese Möglichkeit in der Höhe der Massenwahrscheinlichkeit **PP**.
- Schließlich ist das Verfahren der Massenwahrscheinlichkeit numerisch wesentlich einfacher und schneller zu realisieren.

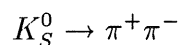
<sup>4</sup>OPAL verwendet eine der hier beschriebenen ähnliche Methode [MWSC94]

<sup>5</sup>Dieses Verfahren sucht nach dem Teilchen, dessen Energieverlustkurve dem Messpunkt am nächsten liegt. Ist dieser Abstand kleiner als 9, wird der Spur die Masse dieses Teilchens zugeordnet.

## 4.5.2 Effektivität der Pion-Identifikation

Um die Identifikations-Effizienz der beschriebenen Methode abschätzen zu können, ist ein Ensemble von Spuren notwendig, bei denen eindeutig ist, von welchen Teilchen sie hervorgerufen wurden.

Von allen im Jahr 1992 aufgezeichneten Ereignissen einer e-p-Wechselwirkung bieten sich diejenigen an, bei denen Zerfälle des neutralen Kaons in ein Pion-Paar



festgestellt wurden.

Nach einer entsprechenden Analyse [JOHA94] verblieben 1372 solcher Ereignisse, die damit eine Grundmenge von 2744 eindeutig dem Pion zuzuordnenden Spuren liefern. An diese wurden die in Tabelle 4.5 definierten Kriterien gestellt, denen dann abschließend 2205 Spuren genügten.

NHT	> 10
THT	22 ... 158
DCA	< 25
AZ0	< 50
RDA	< 30
NDE	> 10

Tabelle 4.5: Tabelle mit Schnitten für die Pionen aus Kaon-Zerfällen

Das Impulsspektrum dieser Pionen zeigt Abbildung 4.16.

Ausgehend von der Annahme, daß diese 2205 Spuren von Pionen verursacht wurden, lassen sich nun in Abhängigkeit von der in Abschnitt 4.5.1 definierten Größe der Massen-Wahrscheinlichkeit **PP** Aussagen machen über

1. die Anzahl der Spuren, die einer bestimmten minimalen Massenwahrscheinlichkeit **PP** genügen (Akzeptanz) und
2. die Anzahl der in diesen verbleibenden Spuren erkannten Pionen (Effizienz).

Die Effektivität der Pion-Identifikation ist nun keineswegs impulsunabhängig, wie Abbildung 4.17 für die Pion/Elektron/Kaon/Proton-Trennung zeigt.

Bei einem Impuls von etwa 0,1 GeV schneiden sich die Energieverlustkurven von Elektron und Pion (die Kurven von Kaon und Proton verlaufen weit entfernt). Im anschließenden Impulsbereich bis etwa  $p = 0,5$  GeV entfernen sich beide Kurven voneinander: das Pion nähert sich dem Bereich des Minimums der Ionisation, das Elektron verbleibt im Bereich der Sättigung auf dem Fermi-Plateau. Als Folge verbessert sich die Möglichkeit mit Hilfe der Energieverlustmessung Pionen zu erkennen. Ab 0,5 GeV steigt die Energieverlustkurve des Pion wieder aus dem Minimum an (relativistischer Wiederanstieg), gleichzeitig nähern sich ihr zusätzlich die Kurven des Kaons und des Protons mit der Folge einer

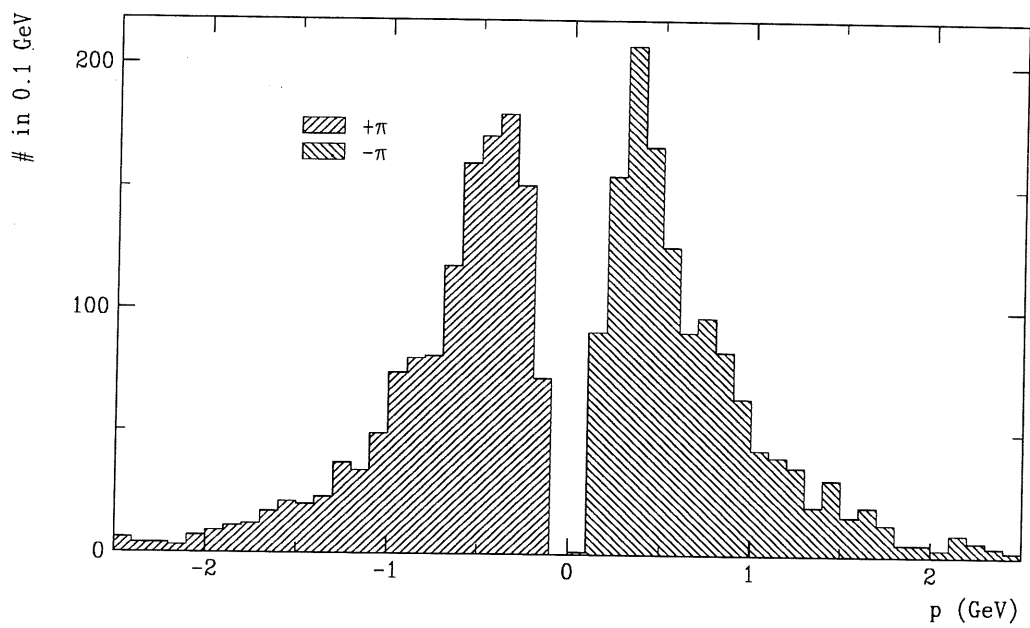


Abbildung 4.16: Impulsspektrum der aus Kaon-Zerfällen entstandenen Pionen

zunehmenden Verschlechterung der Pion-Identifikation; ab etwa 1,0 GeV erscheint eine Pion-Erkennung nahezu aussichtslos.

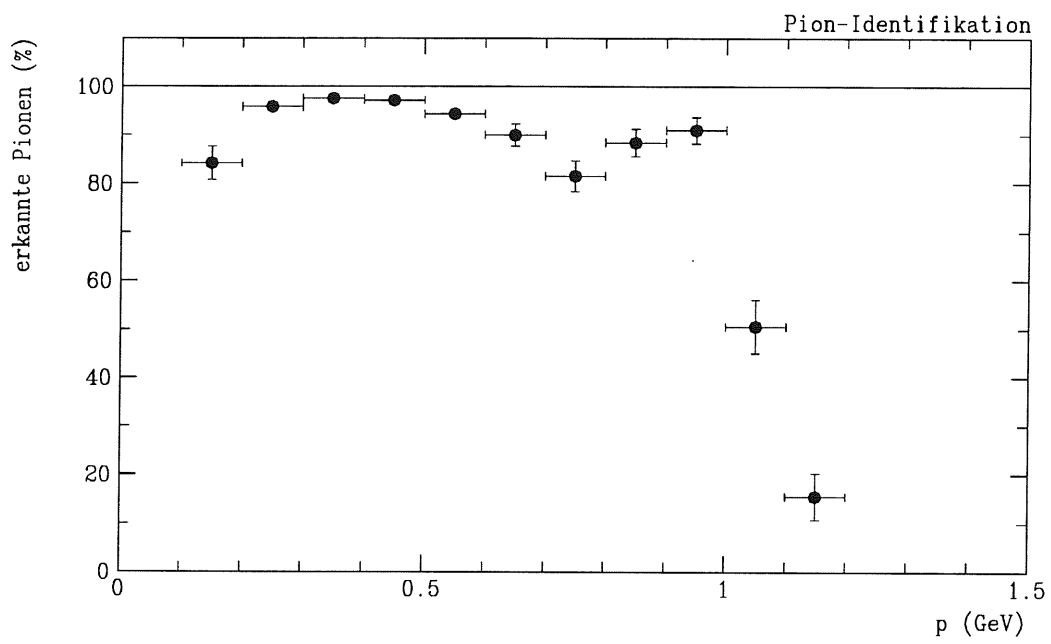


Abbildung 4.17: Pion-Identifikations-Wahrscheinlichkeit als Funktion des Impulses

Ungeachtet dieser Impulsabhängigkeit kann die Effektivität der Pion-Identifikation durch das hier beschriebene Verfahren gesteigert werden, wenn man die Anforderungen an die Spuren erhöht in dem Sinne, daß sie einem minimalen  $\mathbf{PP}$  zu genügen haben. Mit dieser weiteren Einschränkung verliert man natürlich zunehmend mehr Spuren, wie in Abbildung 4.18 deutlich zu erkennen ist.

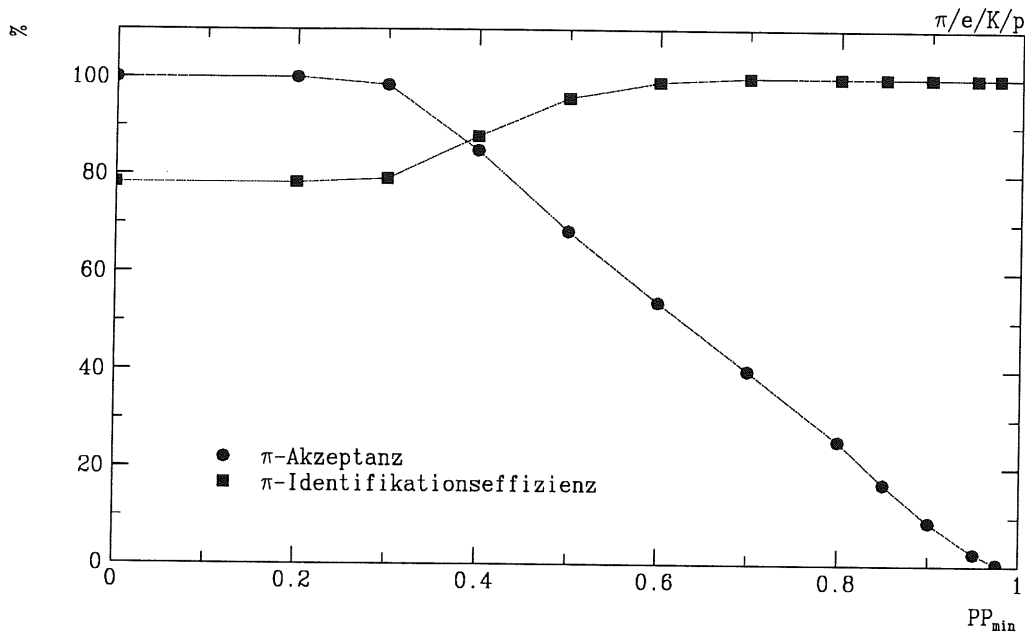


Abbildung 4.18: Spur-Akzeptanz und Pion-Identifikations-Wahrscheinlichkeit als Funktion der Meßgröße  $PP$

Bei einem Schnitt von  $PP > 0,5$  etwa erfolgt eine Pion-Identifikation zwar mit einer Sicherheit von etwa 95%, ca. ein Drittel aller Spuren genügt diesem Schnitt jedoch nicht mehr.

Die weitere Analyse untersucht nun diese Spuren hinsichtlich der Effektivität von

- Pion-Elektron-Trennung,
- Pion-Kaon-Trennung und
- Pion-Proton-Trennung

separat.

Da jeweils zwei Massenhypothesen zugelassen werden, hat dies zur Folge, daß die Massen-Wahrscheinlichkeit  $\mathbf{PP}$  einen Minimalwert von 0,5 hat, im Fall einer Spur, bei der beide Hypothesen gleichwahrscheinlich sind.



In den Abbildungen 4.19 bis 4.21 sind Akzeptanz und Effektivität als Funktion des Schnittes in **PP** dargestellt, jeweils für die drei verschiedenen Trennungs-Analysen separat.

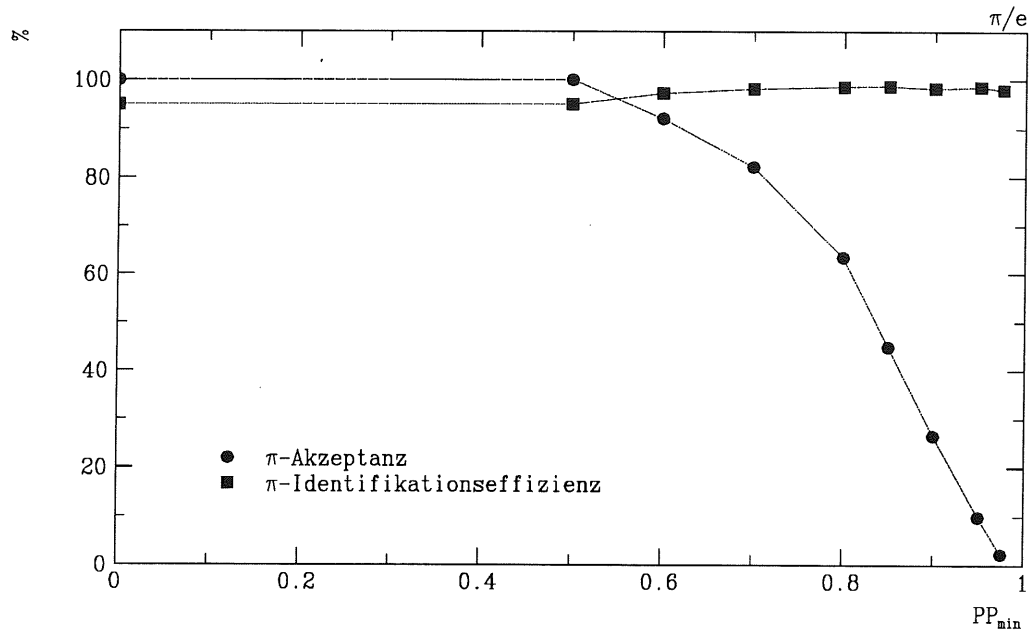


Abbildung 4.19: Spur-Akzeptanz und Pion-Identifikations-Wahrscheinlichkeit als Funktion der Meßgröße PP für die Pion-Elektron-Trennung

Die Tabelle 4.6 faßt die Ergebnisse dieser Untersuchungen für alle drei analysierten Trennungen zusammen.

Art der Teilchentrennung	für eine 95%-ige Pion-Identifikation erforderlicher Schnitt in PP	nach dem Schnitt in PP verbleibende Spuren in %	in tief inelastischen Reaktionen erwartete Teilchenraten pro Event
Pion	> 0,5	68	5,3
Pion/Elektron	> 0,5	100	44,6
Pion/Kaon	> 0,7	58	8,8
Pion/Proton	> 0,6	90	17,5

Tabelle 4.6: Ergebnisse zur Pion-Identifikations-Wahrscheinlichkeit

Speziell für die Pion-Elektron-Trennung sei hier Akzeptanz und Effektivität des beschriebenen Verfahrens explizit aufgeführt (vgl. Tabelle 4.7).

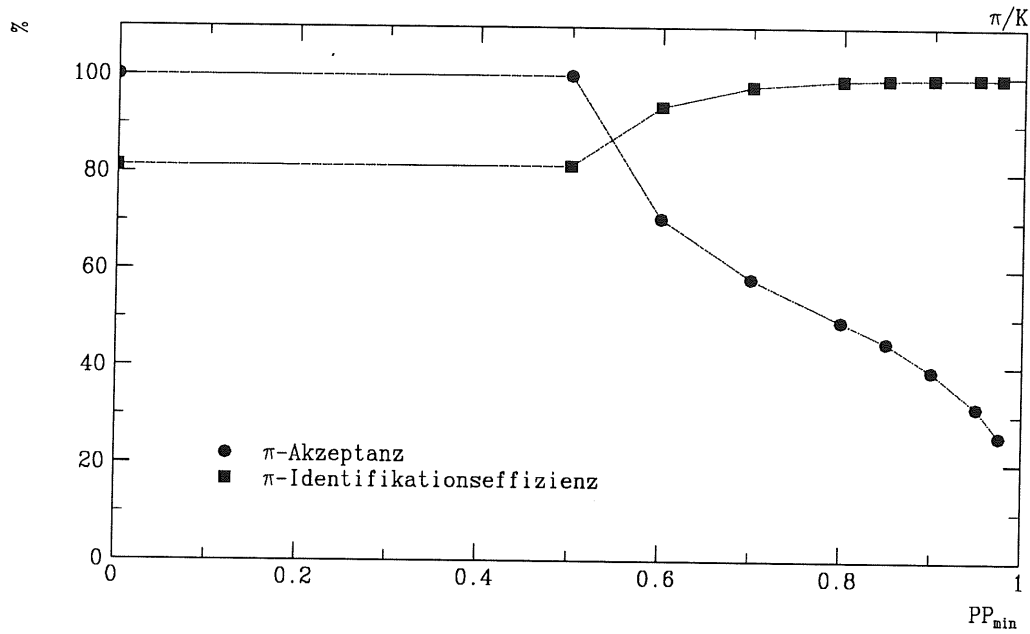


Abbildung 4.20: Spur-Akzeptanz und Pion-Identifikations-Wahrscheinlichkeit als Funktion der Meßgröße PP für Pion-Kaon-Trennung

Schnitt in PP	Pion-Akzeptanz	Pion-Identifikationseffizienz
0.50	100.00	95.06
0.60	92.11	97.29
0.70	82.18	98.23
0.80	63.49	98.64
0.85	44.94	98.79
0.90	26.53	98.29
0.95	9.89	98.62
0.975	2.27	98.00

Tabelle 4.7: Akzeptanz und Effektivität der Pion-Elektron-Trennung

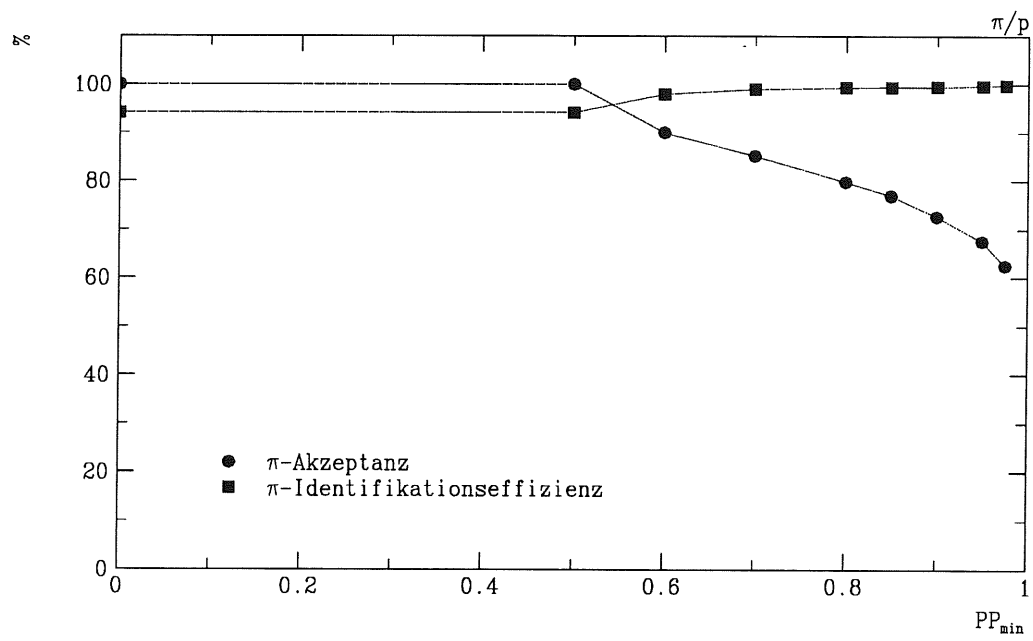


Abbildung 4.21: Spur-Akzeptanz und Pion-Identifikations-Wahrscheinlichkeit als Funktion der Meßgröße PP für die Pion-Proton-Trennung

### 4.5.3 Effektivität der Elektron-Identifikation

Um auch einen Eindruck davon geben zu können, welche Möglichkeiten bestehen, bei einem Impuls von etwa 0,5 GeV Elektronen von Pionen unterscheiden zu können, dem Bereich also, wo der Energieverlust des Elektrons sich am deutlichsten von denen anderer Teilchen unterscheidet, bietet sich folgendes Vorgehen an.

Aus den Daten des Jahres 1992 wurden die Ereignisse ausgefiltert, in denen das gestreute Strahl-Elektron unter so hohem Winkel die Wechselwirkungszone verläßt, daß es in den Spurenkammern eine deutliche Spur hinterläßt, die zusätzlich eine gute Verbindung mit einer sehr hohen Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter aufweist [MERZ94].

Auf diese Weise konnten 82 eindeutig auf ein Elektron zurückzuführende Spuren gefunden werden.

Auch wenn diese Elektronen unterschiedliche Impulse im Bereich 10 GeV bis 30 GeV haben, ist es für die folgende Untersuchung erlaubt, diesen als 0,5 GeV anzunehmen, da sich der Energieverlust des Elektrons - wie bereits erwähnt - ab etwa 0,1 GeV kaum noch verändert (Fermi-Plateau).

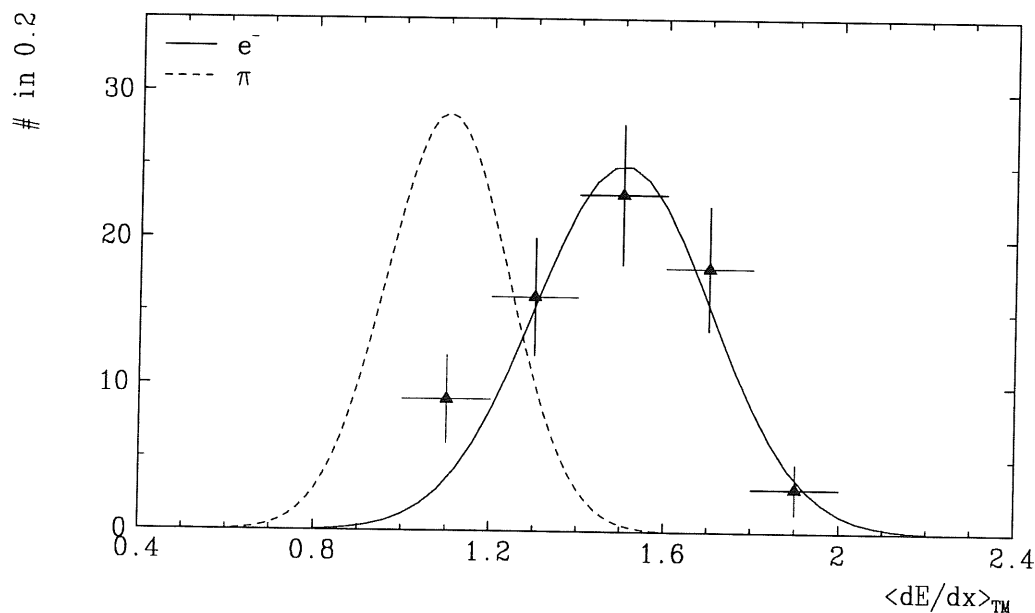


Abbildung 4.22: Verteilung der gemessenen  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$  der gestreuten Elektronen (mit Gauss-Anpassung) und erwartete Verteilung minimal ionisierender Pionen

In Abbildung 4.22 ist die Verteilung der gemessenen  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ -Werte der Elektronspuren mit einer Gauss-Anpassung dargestellt. Zusätzlich ist eine Verteilung skizziert, die den

zu erwartenden  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ -Messungen von Pionen bei einem Impuls von 0,5 GeV (minimal ionisierend) entspricht.

Trotz erheblicher Überlagerung beider Verteilungen ließen sich aber auch hier - abhängig von der geforderten Massen-Wahrscheinlichkeit  $PP$  - Elektronen erkennen.

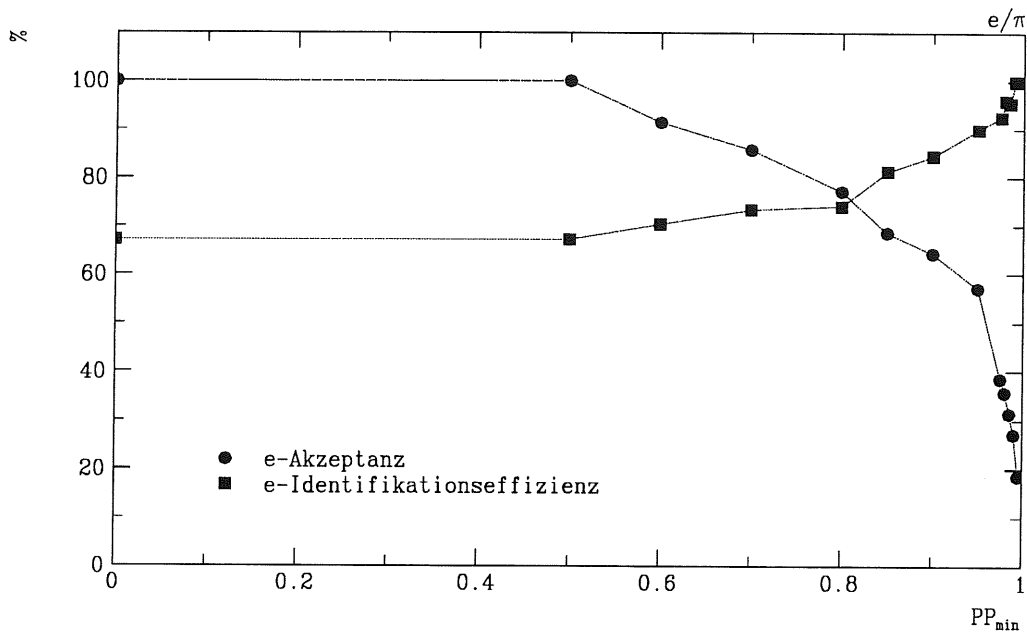


Abbildung 4.23: Spur-Akzeptanz und Elektron-Identifikations-Wahrscheinlichkeit als Funktion der Meßgröße  $PP$

Wie Abbildung 4.23 zeigt, läßt die beschriebene Methode eine Effektivität der Elektron-Erkennung bei einem Impuls von  $p = 0,5$  GeV von besser als 90% zu, wenn als Massenwahrscheinlichkeit ein Minimalwert von 0,95 gefordert wird; der mit dieser starken Forderung einhergehende Spurakzeptanzverlust liegt jedoch bei etwa 40%.

## Teil III

# Inklusive Teilchenspektren bei H1

Gegenstand der folgenden Untersuchungen sind inklusive Teilchenspektren, wie sie aus der Analyse der 1992 am Elektron-Proton-Speicherring HERA in Hamburg aufgezeichneten Ereignisse resultieren. Sie bieten u.a. die Möglichkeit, die Teilchenidentifikation mit Hilfe der zentralen Driftkammern durch die Energieverlustmessung, wie sie im vorherigen Teil vorgestellt wurde, einem ersten Test zu unterwerfen und ihre Funktionalität zu prüfen.

Eine kleine Einleitung über bisherige Forschungen auf dem Gebiet der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung steht am Anfang dieser Untersuchungen. Auf die Vorstellung, auf welche Weise Simulationsergebnisse Abschätzungen über die Fehler der Messungen geben können, folgt eine Zusammenstellung dieser Meßergebnisse.

# Kapitel 5

## Motivation und Definitionen

### 5.1 Einführung

Das zu Beginn dieses Jahrhunderts von Rutherford ausgeführte Experiment zur Streuung von  $\alpha$ -Strahlen an dünnen Goldfolien führte nicht nur zu bedeutenden Erkenntnissen im Verständnis des atomaren Aufbaus der Natur sondern begründete auch eine Versuchstechnik, die wegweisend wurde für die Hochenergiephysik des 20. Jahrhunderts. Die Streuung von vermeintlich punktförmigen Objekten an dem zu untersuchenden Gegenstand bei hohen Energien sowie die nachfolgenden Interpretationen der Meßergebnisse halfen damals Einblick in Größe und Struktur des Atomkerns zu gewinnen; auf nahezu analoge Weise wurden mit dieser Technik etwa fünfzig Jahre später die ersten Experimente initiiert, die helfen sollten, Struktur und Größe der Nukleonen näher verstehen zu lernen.

Die ersten Ergebnisse des Elektron-Proton-Streuexperimentes am Linearbeschleuniger in Stanford [BREI69], die - so wie Rutherford - lediglich noch nur Energie- und Winkelverteilung des gestreuten Elektrons untersuchten, zeigten wie bei dem berühmten Vorgängerexperiment eine 'körnige' Struktur des untersuchten Objekts - hier des Protons. In Folge dieser überraschenden Ergebnisse wurden zahlreiche Versuche unternommen, das von Feynman zur Erklärung der beobachteten Phänomene vorgeschlagene Parton-Modell [FEYN69] zu stützen.

### 5.2 Das Quark-Parton-Modell

In diesem Modell wechselwirkt das bei der Streuung ausgetauschte virtuelle Photon nicht mit dem Proton als Ganzem, sondern nur mit einem der das Proton konstituierenden Partonen (vgl. Abbildung 5.1).

Das virtuelle Photon überträgt den Viererimpuls  $Q^2$ , der dem Quadrat der Viererimpulsdifferenz von einlaufendem ( $p_e$ ) und auslaufendem Elektron ( $p_l$ ) entspricht:

$$Q^2 = -q^2 = -(p_e - p_l)^2$$



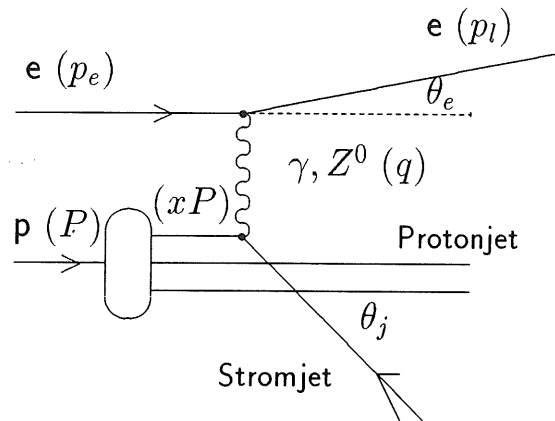


Abbildung 5.1: Feynman-Diagramm des neutralen Stroms in der tief inelastischen  $e - p$ -Streuung (aus [MWSC93])

Neben diesem Viererimpulsübertrag muß zur vollständigen Beschreibung der Ereignisnematik eine der beiden ebenfalls lorentzinvarianten Variablen

$$x_B = \frac{Q^2}{2 \cdot P \cdot q}$$

oder

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot p_e}$$

bekannt sein, wobei  $P$  den Viererimpuls des einlaufenden Protons bezeichnet.

Die Meßergebnisse zur inelastischen Elektron-Proton-Streuung zeigten einen von  $Q^2$  unabhängigen Wirkungsquerschnitt; dieses Verhalten ließ sich nur unter der Annahme interpretieren, daß die Streuung des Elektrons nicht an einem punktförmigen Proton erfolgt, sondern an ihrerseits punktförmigen Streuzentren innerhalb des Protons.

Weitere Untersuchungen der Proton-Strukturfunktionen  $F_1(x_B)$  und  $F_2(x_B)$  sowie der Callan-Gross-Relation ([CAGR69])

$$2 \cdot x \cdot F_1(x_B) = F_2(x_B)$$

zeigten, daß diese Partonen Teilchen mit Spin  $\frac{1}{2}$  sein mußten.

Mit diesen Spin- $\frac{1}{2}$ -Partonen konnten dann in der Folgezeit die von Gell-Mann und Zweig ([GELL64] und [ZWEI64]) im Rahmen ihrer Untersuchungen zur  $SU(3)$ -Symmetrie postulierten 'Quarks' identifiziert werden.

### 5.3 Hadronisation

In den dann später folgenden Experimenten wurden zunehmend auch Energie- und Winkelverteilungen der bei der inelastischen Streuung entstandenen Hadronen untersucht.

Nach den Annahmen des einfachen Quark-Parton-Modells sollte die Umwandlung eines Quarks in freie Hadronen ('Hadronisation') ein von der Ereigniskinetik unabhängiger Prozeß sein (vgl. z. B. [ELTU73] und [SEGH77]).

Die Produktion von Hadronen in tief inelastischen Lepton-Nukleon-Streuexperimenten ließe sich demnach in der Form

$$\frac{1}{\sigma(x_B, Q^2)} \cdot \frac{d\sigma(z, x_B, Q^2)}{dz} = \frac{1}{N^h} \cdot \frac{dN_{ep}}{dz} = \frac{\sum_i e_i^2 \cdot q_i(x_B) \cdot D_i^h(z)}{\sum_i e_i^2 \cdot q_i(x_B)} \quad (5.1)$$

darstellen.

Dabei beschreibt

$e_i$  die Ladung des Quarks  $i$ ,

$q_i(x_B)$  Impulsverteilungsfunktion des Quarks  $i$ ,

$D_i^h(z)$  die Wahrscheinlichkeit, daß ein Quark  $i$  in ein Hadron des Typs  $h$  fragmentiert.

$N^h$  die Anzahl der beobachteten Hadronen pro Event und

$N_{ep}$  die Gesamtanzahl der betrachteten Ereignisse.

Die Fragmentierungsfunktion  $D_i^h(z)$  ist dem einfachen Quark-Parton-Modell zufolge nur abhängig von der sogenannten 'skalierten Hadronenergie'  $z$ :

$$z = \frac{P \cdot h}{P \cdot q}$$

( $h$  bezeichnet den Viererimpuls des betrachteten Hadrons.)

Im Ruhesystem des Protons, das bei den bisherigen Experimenten, die die Hadronisation von Quarks untersuchten, mit dem Laborsystem zusammenfiel<sup>1</sup>, wird dann

$$z = \frac{E_h}{\nu} = \frac{E_h}{y \cdot \nu_{max}}$$

mit  $\nu_{max} = \frac{s}{2 \cdot m_p}$  (maximaler Energietransfer).

Hier ist  $z$  also das Maß für die Hadronenergie bezogen auf die Energie  $\nu$  des den Streuprozeß vermittelnden virtuellen Photons.

Zu beachten sind in obiger Darstellung (Gleichung 5.1), daß

1. die differentiellen Multiplizitäten  $\frac{dN_{ep}}{dz}$  unabhängig sind von  $Q^2$  und
2. faktorisieren in

---

<sup>1</sup>In der vorliegenden Analyse wird deshalb die Hadronenergie nach einer Transformation des Bezugssystems in das Proton-Ruhesystem berechnet.

- eine Funktion, die nur vom Impulsbruchteil  $x_B$  des gestreuten Quarks abhängt und
- einen lediglich von der dimensionslosen Größe  $z$  bestimmten Faktor.

$Q^2$ -Unabhängigkeit (‘scaling’) der Gleichung einerseits und die Faktorisierung in Quarkladung, Impulsverteilungsfunktion und Fragmentierungsfunktion (‘factorization’) andererseits sind Eigenschaften, die beide Gegenstand umfangreicher experimenteller Untersuchung wurden. Stellvertretend für die zahlreichen Experimente (E665, CHIO etc.) sollen im folgenden die Ergebnisse der European Muon Collaboration (EMC) vorgestellt werden, die für die vorliegende Arbeit von besonderem Interesse sind.

## 5.4 Ergebnisse von EMC

Die Analyse der inklusiven Hadronspektren am EMC-Experiment (vgl. z. B. [AUBE82], [ARNE85], [ARNE85], [AUBE86] und [ASHM91]) konnte die im einfachen Quark-Parton-Modell gemachten Annahmen nur bedingt bestätigen.

Die im vorigen Abschnitt hervorgehobenen Eigenschaften ‘factorization’ und ‘scaling’ der differentiellen Teilchenmultiplizitäten

$$\frac{1}{N^h} \cdot \frac{dN_{ep}}{dz} = \frac{\sum_i e_i^2 \cdot q_i(x_B) \cdot D_i^h(z)}{\sum_i e_i^2 \cdot q_i(x_B)}$$

sollten nahezu unabhängig sein sowohl von  $Q^2$  als auch von  $x_B$ .

Im Gegensatz zu diesen Erwartungen konnte die EMC-Kollaboration

1. eine - wenn auch schwache - systematische Abnahme der Multiplizitäten mit  $Q^2$  (vgl. Abbildung 5.2) und
2. einen deutlichen Anstieg mit  $x_B$  (vgl. Abbildung 5.3)

feststellen.

Es zeigte sich, daß diese Beobachtungen im Rahmen des einfachen Quark-Parton-Modells nicht zu erklären waren, auch nicht unter Einbeziehung der schwereren ‘charm’- und ‘strange’-Quarks. Erst QCD-Berechnungen im Rahmen der ‘Leading Logarithm Approximation’ (vgl. [ALPA77]) konnten die  $Q^2$ -Abhängigkeit in den Meßergebnissen erklären - jedoch nicht die beobachtete  $x_B$ -Abhängigkeit. Dies wurde schließlich erst durch Rechnungen mit Korrekturen in Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_S)$  erzielt (vgl. [ALPA79]).

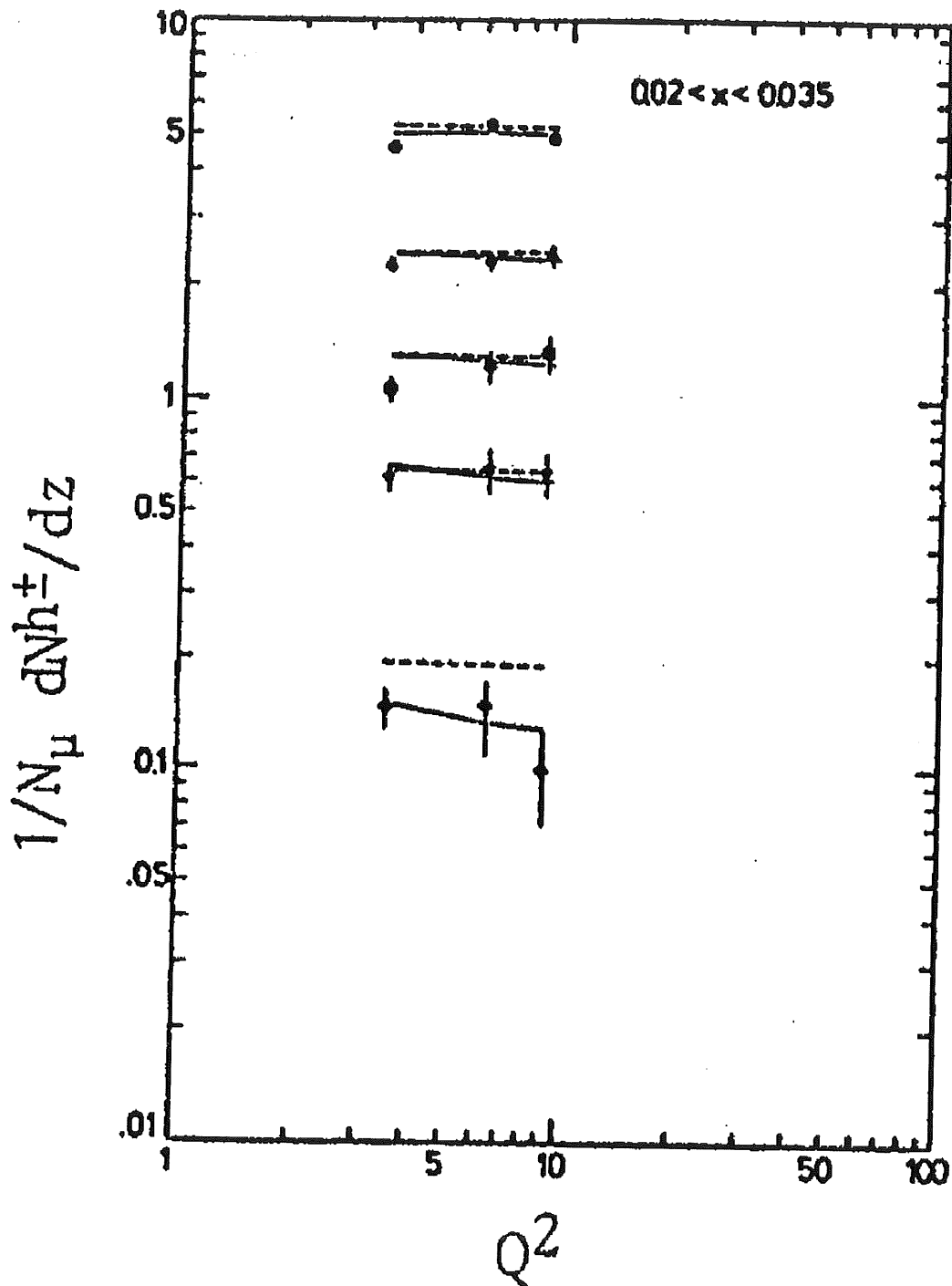


Abbildung 5.2: EMC-Ergebnisse der skalierten Energiespektren als Funktion von  $Q^2$  (aus [ASHM91])

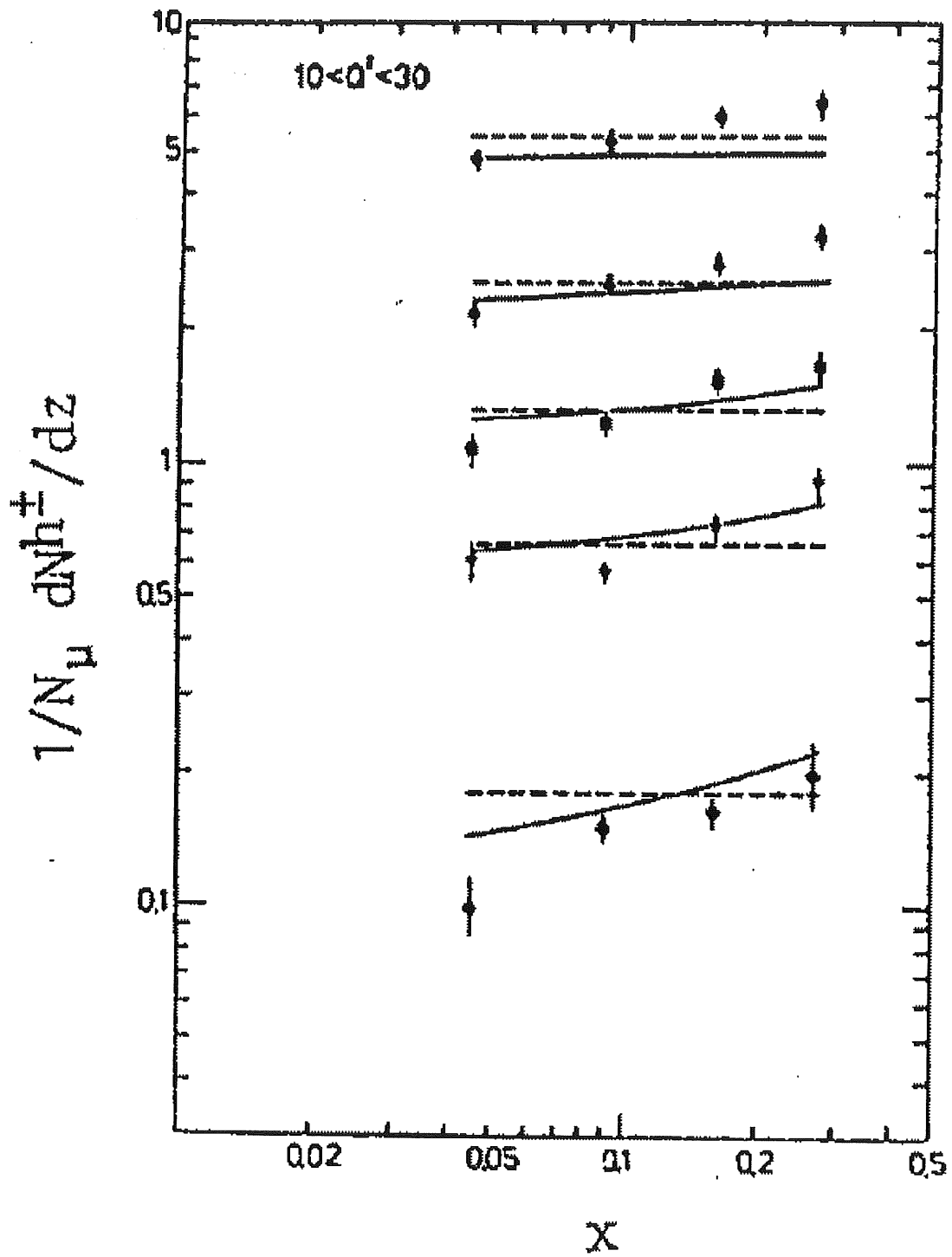


Abbildung 5.3: EMC-Ergebnisse der skalierten Energiespektren als Funktion von  $x_B$  (aus [ASHM91])

## 5.5 Erweiterung bei H1

Die zu erwartenden Ereignisse der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung im H1-Detektor (vgl. Abbildung 5.4) liegen in der kinematischen Ebene bei etwa

$$10 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 50 \text{ GeV}^2$$

und

$$10^{-3,5} \leq x_B \leq 10^{-2}$$

und bieten damit die Möglichkeit, die von dem EMC-Experiment festgestellten Abweichungen vom Quark-Parton-Modell hinsichtlich folgender Fragen zu überprüfen:

1. Kann die leichte systematische Abnahme der Multiplizitäten mit  $Q^2$  auch bei HERA verifiziert werden?
2. Wie stark ist die systematische Abnahme der Multiplizitäten mit kleiner werdendem  $x_B$ ?

Die Beantwortung dieser Fragen steht im Mittelpunkt der folgenden Kapitel.

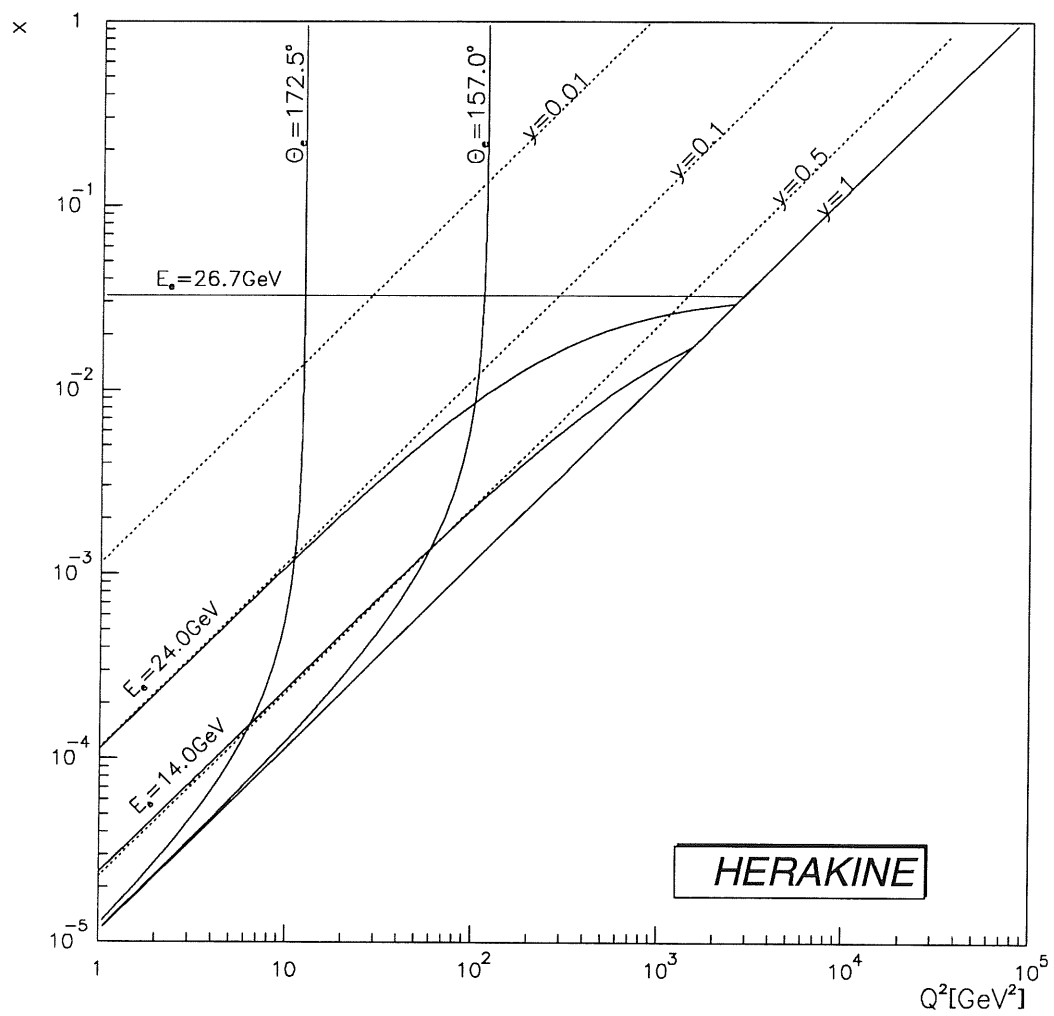


Abbildung 5.4: Kinematischer Bereich der Elektron-Proton-Streuung bei HERA

# Kapitel 6

## Simulation der Ereignisse im H1-Detektor

Um Akzeptanz und Effektivität sowohl des Detektors als auch der Meßdatennalyse abschätzen zu können, bedient sich die vorliegende Arbeit einer Monte-Carlo-Simulation, die sich der Sache entsprechend in zwei aufeinanderfolgende Schritte aufteilt:

- die Ereignis-Simulation und
- die Simulation der Teilchenausbreitung.

Diese beiden Simulationsschritte werden im folgenden kurz skizziert.

### 6.1 Ereignis-Simulation

Zur Beschreibung quantenchromodynamischer Prozesse auf Parton-Ebene werden bei H1 zur Zeit verschiedene Modelle untersucht ([HERA91]):

**ME(PS)** Dieses Modell basiert auf den QCD-Matrixelementen erster Ordnung (ME), die die Emission von Gluonen vor oder nach dem Photon-Quark-Vertex beschreiben; Beiträge höherer Ordnungen können in der Emission von Parton-Schauern (PS) berücksichtigt ('leading-log-approximation' [LLA]) werden.

**HERWIG** Auf der Basis von Parton-Schauern alleine arbeitet dieses Modell ohne explizite Abhängigkeit von den QCD-Matrixelementen  $\mathcal{O}(\alpha_S)$ .

**CDM** Einen anderen Ansatz verfolgt das 'Color Dipole Model': Gluon-Emission wird hier beschrieben durch eine Kette von Farb-Dipolen, ausgelöst durch den ursprünglichen Dipol zwischen gestreutem Quark und den Zuschauer-Quarks.



Bis auf das HERWIG-Modell wird die Fragmentation im Rahmen des 'LUND-string-model' ([SJOE87]) beschrieben.

Erfahrungen mit ersten H1-Daten ([H1C94B]) haben gezeigt, daß Ereignisstruktur und -topologie am besten durch den CDM-Generator mit der Proton-Strukturfunktion  $D$ - ([MRS-93]) beschrieben werden. Auf der Basis so simulierter Ereignisse im H1-Detektor wird im folgenden versucht, fehlende und ineffektive Akzeptanzbereiche sowohl des Detektors als auch der Analyseketten zu verstehen, abzuschätzen und schließlich in der Messung zu korrigieren.

## 6.2 Simulation der Teilchenausbreitung

Bei der Bestimmung der skalierten Hadronenergie wird - im Gegensatz zur häufig auch verwendeten Variablen  $x_F$  - die **Energie** des betrachteten Hadrons berücksichtigt. Daher muß für eine vollständige Simulation des bei der Hadronisation entstandenen Teilchens nicht nur dessen Impuls, sondern auch seine Masse in Betracht gezogen werden.

### 6.2.1 Simulation des Teilchenimpulses

Auf der Basis der Impulskomponenten des in dem Ereignis bei der Hadronisation generierten Teilchens wird dessen Bahn im H1-Detektor räumlich berechnet. Abhängig vom Spürwinkel  $\vartheta$  werden in der x-y-Ebene - aufgrund des äußeren Magnetfelds parallel zur Proton-Strahlrichtung - bei einem festen Gesamtimpuls verschieden große Kreisbahnen simuliert. Dies hat zur Folge, daß Teilchen mit gleichem Impuls je nach Spürwinkel  $\vartheta$  eine unterschiedliche Anzahl von Driftkammerzellen durchlaufen können.

In der Stufe der Ereignissimulation werden nicht nur Masse und Impulskomponenten des Teilchens gespeichert sondern auch die Angabe, welche Drähte Signale dieser Spur hätten prinzipiell registrieren müssen. Zusätzlich werden für jeden einzelnen dieser Drähte

- Eintritts- und Austrittsordinate der Spur in den bzw. aus dem sensiblen Ionisationsbereich und
- die aus dem Abstand der Spur zum Signaldraht in der x-y-Ebene erwartete Driftzeit der Primärelektronen, künstlich 'verschmiert' um die endliche Ortsauflösung der Driftkammer,

berechnet und gespeichert.

Da die Bestimmung der z-Koordinate in der CJC auf dem Vergleich der gemessenen Ladungsmengen an beiden Signaldrahtenden beruht (Ladungsteilung), soll deren Simulation im Zusammenhang mit der Beschreibung der Energieverlust-Simulation erfolgen.

## 6.2.2 Simulation des Energieverlusts

Aufbauend auf der bisher beschriebenen Simulation der Ereigniskinetik und der Ausbreitung der produzierten Teilchen - in Impuls und Richtung <sup>-1</sup> wird in der folgenden Analyse zusätzlich ein Energieverlust des Teilchens in der CJC simuliert, der entsprechende Signale auf den Anodendrähten der Kammer induziert.

Ausgangspunkt der Simulation des Energieverlusts des generierten Teilchens in einer einzelnen Signaldrahtzelle sind die Landau-Verteilungen der einzelnen Driftkammern CJC1 und CJC2 einerseits, wie sie für minimal ionisierende negative Pionen in der Meßphase 31004 gemessen wurde (vgl. Abschnitt 4.1 und Abbildung 4.4), und andererseits die gemessene Geschwindigkeitsabhängigkeit der mittleren Ionisation (vgl. Abschnitt 4.3.5 und Abbildung 4.8).

Danach wird aus den erwarteten Ein- und Austrittskordinaten der Spur im Ionisationsbereich des Signaldrahts die Gesamtionisationsstrecke berechnet. Auf der Basis der auf einen Zentimeter Ionisationsweglänge normierten gemessenen Landau-Spektren wird ein Energieverlustwert ausgelost und mit der aktuellen Gesamtionisationsstrecke multipliziert.

Schließlich wird die Geschwindigkeit des Teilchens - genauer der Lorentz-Faktor  $\beta\gamma$  - aus Impuls und Masse berechnet und über die gemessene Parametrisierung der Bethe-Bloch-Funktion die erwartete Ionisationsmenge relativ zu minimal ionisierenden Teilchen bestimmt. Mit diesem Faktor wird der ausgeloste und um die Ionisationsstrecke korrigierte Energieverlust abschließend multipliziert.

Da in der CJC die Signaldrähte beidseitig ausgelesen werden und diese beiden Informationen zur Bestimmung der z-Koordinate benutzt werden, muß die erwartete deponierte Ladung entsprechend auf die beiden Drahtseiten aufgeteilt werden. Hierbei wird die gemessene ladungsabhängige Auflösung dieser Meßtechnik zur z-Koordinatenbestimmung (vgl. [MWSC93]) berücksichtigt.

Aufgrund dieser Abhängigkeit erzeugen niederenergetische - und damit hochionisierende Teilchen - eine Spur, die eine gute Rekonstruktion in der r-z-Ebene erlauben, im Gegensatz z. B. zu minimal ionisierenden Teilchen, deren z-Koordinate wegen der geringen deponierten Ladung nur ungenau bestimmt werden kann. Abbildung 6.1 zeigt ein Beispiel für zwei solche simulierte Spuren, um diesen Effekt zu verdeutlichen.

---

<sup>1</sup>Die Ereignissimulation erfolgt im Rahmen des Programmpakets *HIGEN* und die Simulation der Teilchenausbreitung innerhalb *HISIM*.

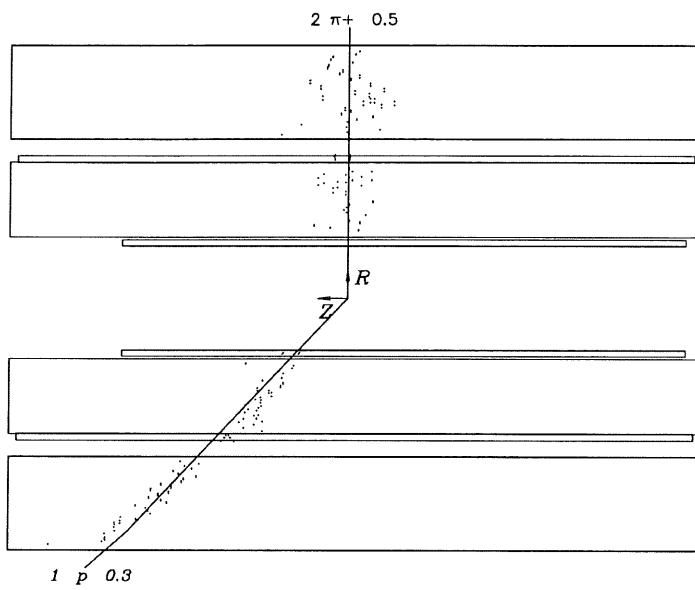


Abbildung 6.1: Simulation einer Pion- und einer Protonspur (r-z-Projektion)

Das negative minimal ionisierende Pion ( $p = 0,5 \text{ GeV}$ ; Spur Nr. 2) wurde unter einem Spurwinkel von  $\vartheta = 90^\circ$  simuliert, das hochionisierende Proton ( $p = 0,3 \text{ GeV}$ ; Spur Nr. 1) dagegen unter einem Spurwinkel von  $\vartheta = 35^\circ$ , um die erzeugte Gesamtladung zusätzlich noch zu erhöhen. Deutlich zu erkennen ist die wesentlich genauere  $z$ -Koordinatenmessung bei dem niederenergetischen Proton.

Um einen Eindruck davon zu vermitteln, wie gut die hier angestellte Simulation die Daten innerhalb der hier betrachteten Meßphase (Herbst 1992) wiedergibt, ist in Abbildung 6.2 das Landau-Spektrum **aller** negativen minimal ionisierender Pionen verglichen mit der der Simulation zugrundeliegenden Landau-Verteilung.

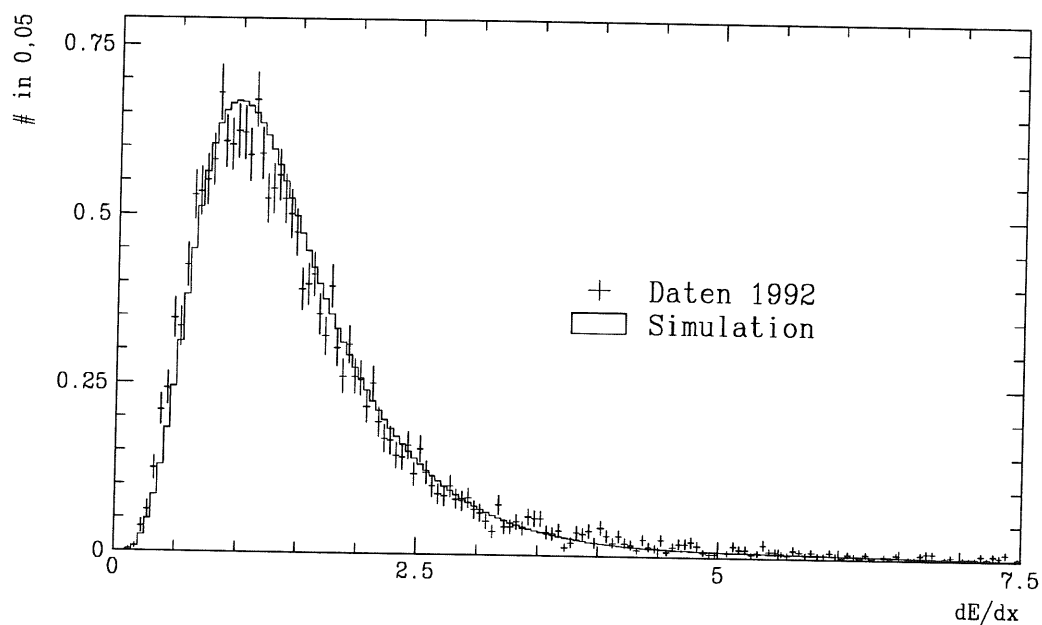


Abbildung 6.2: Vergleich der simulierten Landau-Verteilung minimal ionisierender Pionen mit dem gemessenen Landau-Spektrum

# Kapitel 7

## Bestimmung und Fehler der skalierten Hadronenergie $z$

Da entsprechend der Definition der skalierten Hadronenergie  $z$  (vgl. Abschnitt 5.3) der relative Fehler von  $z$  sich über die quadratische Addition der relativen Fehler der Ereignisvariable  $y$  einerseits und des relativen Fehlers der Hadronenergie andererseits ergibt, bietet sich eine separate Diskussion beider Fehler an, wie es in den folgenden Abschnitten geschieht.

### 7.1 Ereignis Selektion

Die Auswahl der zu untersuchenden Ereignisse der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung basiert auf den etwa einer halben Millionen im Jahr 1992 im H1-Detektor registrierten Wechselwirkungen zwischen Elektron- und Protonstrahl des HERA-Speicherrings. Diese Auswahl folgt im wesentlichen den Kriterien, die innerhalb der H1-Kollaboration gewählt wurden und zu ersten Ergebnissen der Proton-Strukturformfunktionsmessung führten ([H1C93A] und [H1C94A]).

- Es werden die Ereignisse betrachtet, bei denen die Datennahme durch ein Signal des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters **BEMC** ausgelöst wurde. Um eventuelle Untergrundereignisse durch Proton-Wechselwirkungen mit Restatomen des Vakuums im Strahlrohr auszuschliessen, wird an diese Ereignisse zusätzlich die Forderung gestellt, daß gleichzeitig kein ‘Veto-Signal’ des Flugzeit-Meßsystems **ToF** vorliegt.
- Photoproduktionsereignisse werden weitgehend aus der Datenmenge ausgeschlossen, indem gefordert wird, daß die Energie des ‘BEMC-Clusters’ mindestens 14 GeV/c beträgt.
- Eine gute Winkelrekonstruktion des gestreuten Elektrons wird dadurch erreicht, daß zusätzlich zum gemessenen ‘BEMC-Cluster’ ein Signal der rückwärtigen Proportio-

nalkammer **BPC** vorliegt, dessen rekonstruierter Raum-Punkt vom Schwerpunkt des Kalorimeter-‘Clusters’ weniger als 5 cm abweicht.

- Die Messung der Energie des gestreuten Elektrons ist für die Ereignisrekonstruktion von entscheidender Bedeutung; um sicherzustellen, daß das Kalorimeter die vollständige Energieinformation enthält, wird an den Spurwinkel die Forderung gestellt, daß er kleiner als  $172,5^\circ$  und größer als  $157^\circ$  ist.
- Aus der Messung der bei der Hadronisation entstandenen Teilchenspuren wird ein Ereigniswechselwirkungspunkt (‘Vertex’) rekonstruiert, der aufgrund der Ausdehnung des Proton-Strahlpakets ( $\sigma_z = 25$  cm) nicht immer am nominellen Wechselwirkungspunkt ( $z = 0$ ) liegen muß; es wird weiterhin gefordert, daß der rekonstruierte Ereignis-‘Vertex’ von diesem nominellen maximal 50 cm abweichen darf, um weiterhin verbliebene Untergrundereignisse ausschliessen zu können.

Von den ursprünglich im Jahre 1992 gemessenen Ereignissen verbleiben nach diesen Schnitten 885 tief inelastische Ereignisse, in denen der Untergrund durch Photoproduktions-, Restgas- und Strahlwandwechselwirkungen weniger als 1% beträgt. Eins dieser verbleibenden Ereignisse ist exemplarisch in den Abbildungen 7.1 und 7.2 dargestellt.

Die kinematischen Bereiche der verbleibenden Ereignisse sind in Abbildung 7.4 und 7.3 gezeigt und liegen bei etwa

- $8 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2$  und
- $10^{-4} < x_B < 10^{-2}$ .

Die Verteilung dieser Größen entspricht der durch Simulation erwarteten Form.

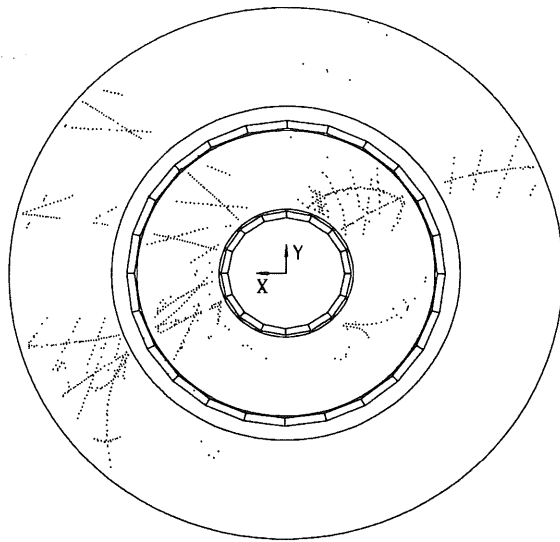


Abbildung 7.1: Ereignis der tief inelastischen e-p-Streuung im H1-Detektor ( $r-\varphi$ -Ebene)

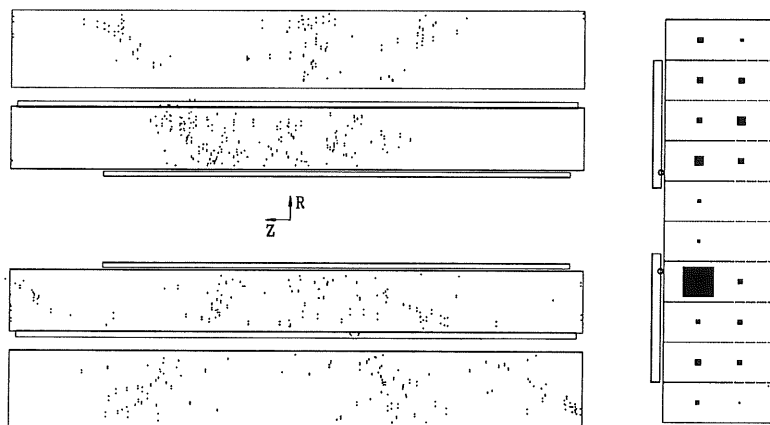


Abbildung 7.2: Ereignis der tief inelastischen e-p-Streuung im H1-Detektor ( $r-z$ -Ebene)

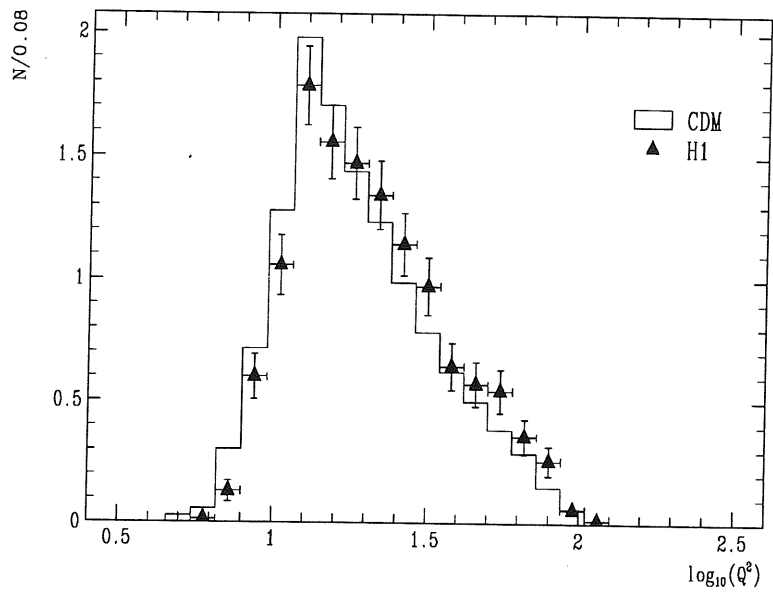


Abbildung 7.3: Normierte Verteilung erwarteter und gemessener  $Q^2$ -Werte

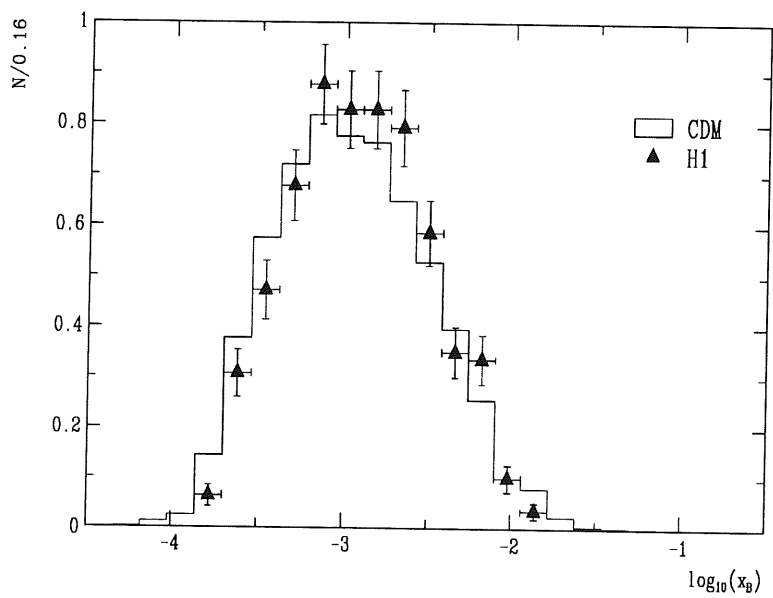


Abbildung 7.4: Normierte Verteilung erwarteter und gemessener  $x_B$ -Werte



## 7.2 Bestimmung und Fehler von $y$

Zur Bestimmung der Ereignisvariablen  $y$  für die ausgewählten Ereignisse bieten sich im H1-Detektor verschiedene Methoden an, die vielfach analysiert und diskutiert wurden ([HERA87] und [HERA91]).

Ausgehend von der Definition (vgl. Seite 58)

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot p_e}$$

beschreibt diese Ereignisvariable den relativen Energieübertrag vom Elektron auf das Quark durch das virtuelle Photon - gemessen im Ruhesystem des Protons.

Im H1-Laborsystem läßt sich  $y$  berechnen aus Energie und Winkel des gestreuten Elektrons:

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \cdot \sin^2 \frac{\vartheta_e}{2}$$

Die Genauigkeit der Bestimmung von  $y$  ist damit direkt abhängig nur von der Genauigkeit in der Energie- und Winkelmessung des gestreuten Elektrons ( $E'_e$  bzw.  $\vartheta$ ).

Die Genauigkeit der  $y$ -Messung wird aber mit zunehmender Energie des gestreuten Elektrons in der Nähe des 'kinematischen Peaks' (bei  $E'_e = E_e$ ) zunehmend schlechter (vgl. Abbildung 7.5). Ähnlich zeigt Abbildung 7.6, daß die Rekonstruktion des  $y$  zunehmend schlechter wird, je weniger das gestreute Elektron von seiner Ursprungsrichtung abweicht.

Gerade für die Untersuchung der Proton-Strukturfunktion bei kleinem  $x_B$  ([H1C93A]) mußte deshalb nach Wegen gesucht werden, diese kinematische Variable anders als aus dem gestreuten Elektron zu bestimmen. Dazu bietet sich bei H1 die Möglichkeit den hadronischen Endzustand direkt zu vermessen. Über den Zusammenhang

$$y_h = \sum_h \frac{E_h - p_{z,h}}{2 \cdot E_e}$$

kann so die Ereignisvariable  $y$  unabhängig von Energie und Winkel des gestreuten Elektrons bestimmt werden ([BLJA79]). Hier werden nur alle Hadronimpulse im Endzustand betrachtet.

Diese Methode  $y$  zu bestimmen ist aber nur bei sehr kleinen Werten von  $y$  der Messung über die Elektronvariablen überlegen. Ab etwa  $y = 0,05$  sind die Meßfehler beider Methoden etwa gleich groß und ab etwa  $y = 0,1$  ist die  $y$ -Bestimmung mit Hilfe von Energie- und Winkelbestimmung des gestreuten Elektrons wesentlich besser (vgl. Abbildungen 7.7 und 7.8).

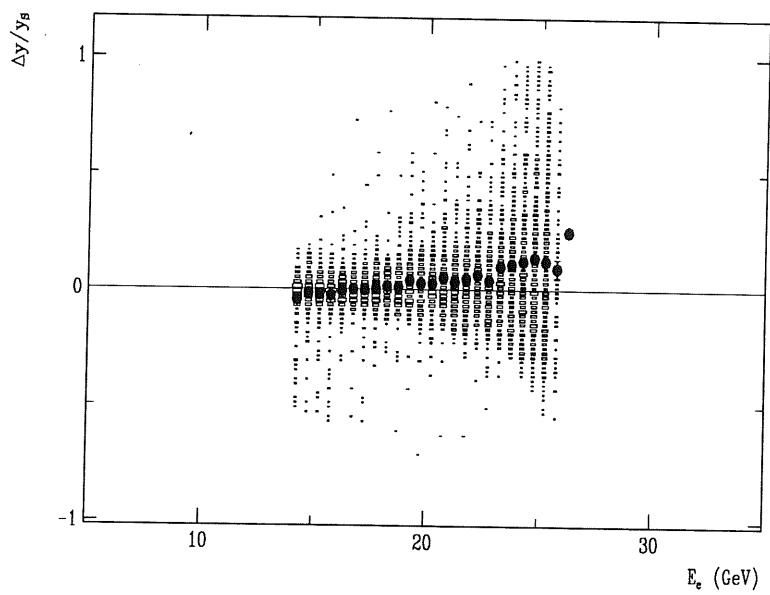


Abbildung 7.5: Genauigkeit der  $y$ -Messung als Funktion der Energie des gestreuten Elektrons

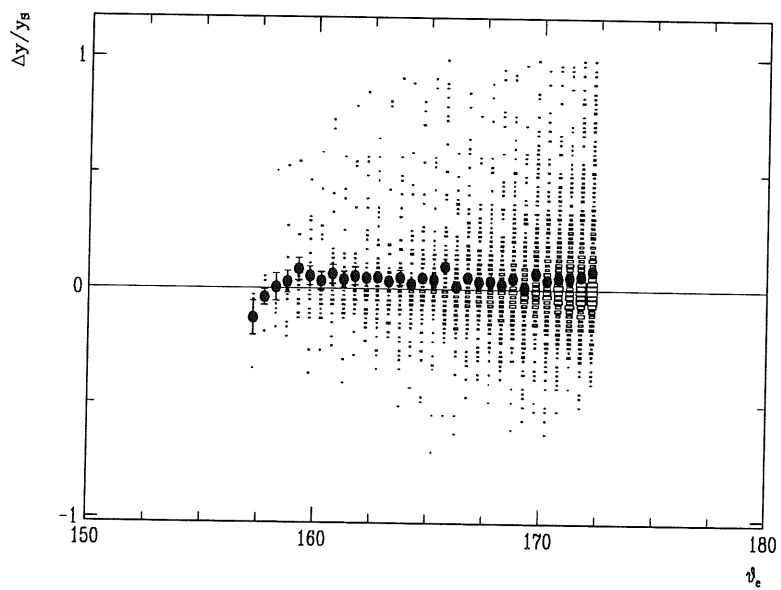


Abbildung 7.6: Genauigkeit der  $y$ -Messung als Funktion des Elektron-Streuwinkels  $\vartheta$

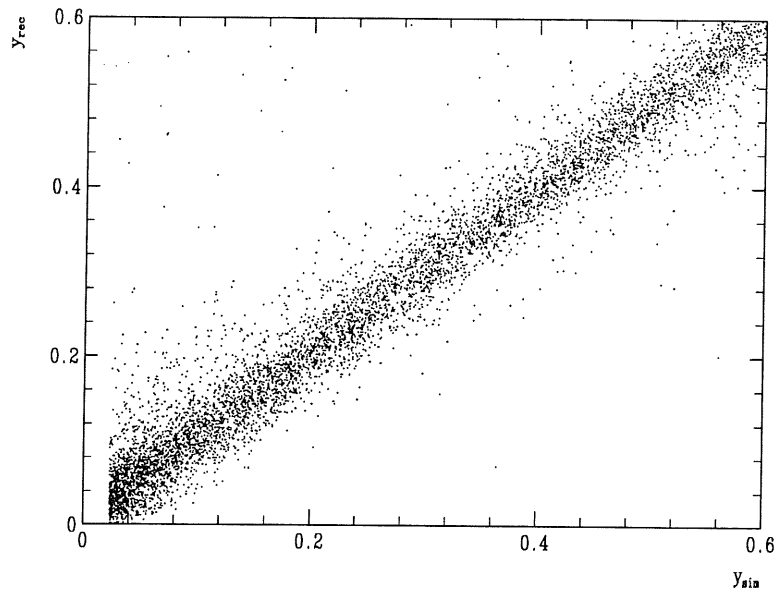


Abbildung 7.7: Genauigkeit der  $y$ -Rekonstruktion mit Hilfe des gestreuten Elektrons

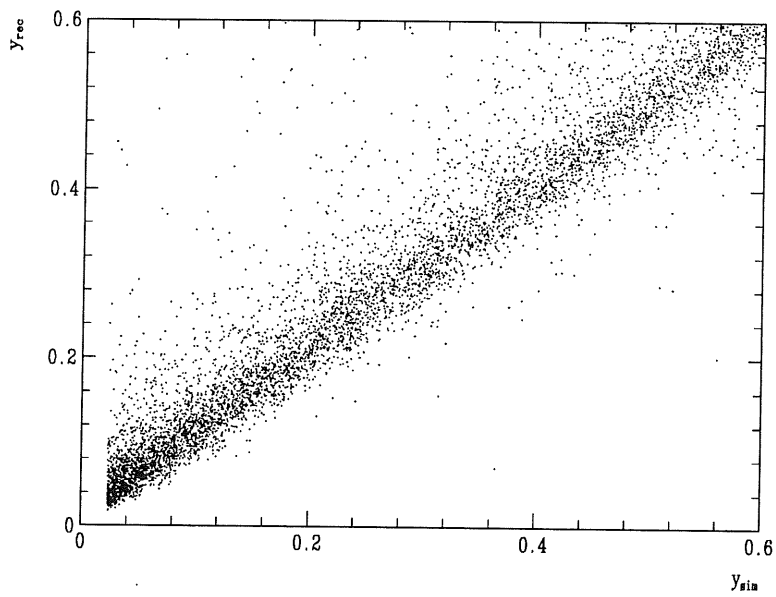


Abbildung 7.8: Genauigkeit der  $y$ -Rekonstruktion mit Hilfe der gemessenen Hadronen

Aus diesen Gründen ist es für die vorliegende Arbeit hinreichend, die  $y$ -Bestimmung mit Hilfe der Messung des gestreuten Elektrons vorzunehmen und in die Analyse nur die Ereignisse einzubeziehen, deren  $y$  einen Wert von  $y = 0,1$  übersteigt.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß der oben beschriebene Schnitt für die minimale Energie des gestreuten Elektrons ( $E'_e \geq 14\text{GeV}$ ) zwangsläufig auch eine obere Grenze für  $y$  setzt, und zwar bei  $y = 0,5$ .

Der für diesen ausgewählten  $y$ -Bereich [ $0,1 \leq y \leq 0,5$ ] verbleibende relative Fehler ist nach Abbildung 7.9 etwa 7%.

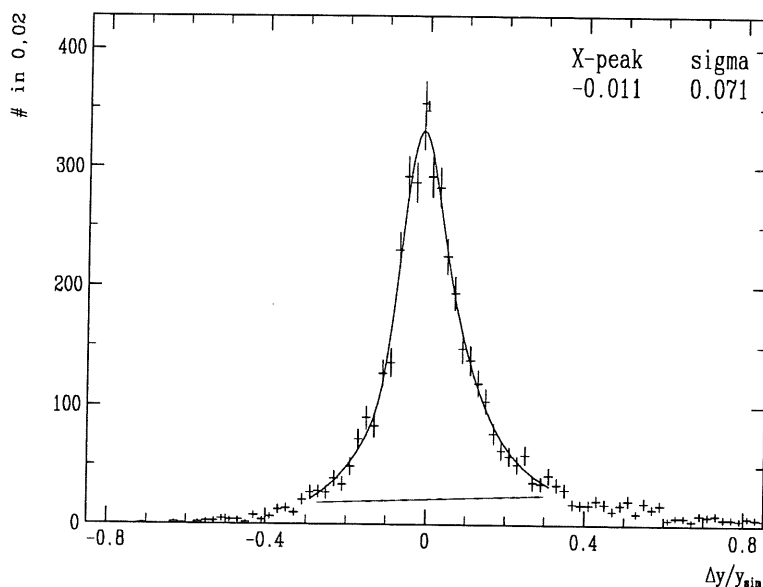


Abbildung 7.9: Relativer Fehler der  $y$ -Messung

Die Genauigkeit der  $y$ -Bestimmung durch die hier gewählte Methode wird zusätzlich zur endlichen Auflösung des BEMC weiterhin beeinflusst durch Abstrahlung weicher Photonen vom Elektron vor und nach der eigentlichen Wechselwirkung ('initial' und 'final state radiation'). Dadurch wird die Energie des einlaufenden bzw. des auslaufenden Elektrons falsch angenommen. Es konnte gezeigt werden (vgl. [H1C94B]), daß dieser Effekt besonders in den kinematischen Bereichen zum Tragen kommt, die in der vorliegenden Untersuchung ausgeschlossen wurden, und dort entsprechend korrigiert werden muß (Strahlungskorrektur). Für die hier untersuchten Zusammenhänge wurde der Einfluß der nicht erfolgten Strahlungskorrekturen mit Hilfe von Monte-Carlo-Studien zu unter 5% abgeschätzt.

Abschließend verbleibt damit eine Genauigkeit der  $y$ -Bestimmung von etwa

$$\frac{dy}{y} = 8\%$$

## 7.3 Bestimmung und Fehler der Hadronenergie

Da die Energie eines Teilchens sich aus Impuls und Masse des Teilchens quadratisch additiv berechnet und die Bestimmung dieser Größen auf unterschiedlichem Weg erfolgt, bietet sich eine separate Diskussion deren Fehler an.

### 7.3.1 Impuls

Der Impuls seinerseits wird bestimmt aus unabhängigen Messungen des Transversalimpulses  $p_t$  und des Spurwinkels  $\vartheta$ .

**Transversalimpuls** Fehler in der Bestimmung des Transversalimpulses sind im wesentlichen beeinflusst von der Ortsauflösung der Driftkammer und der endlichen Zahl der Meßpunkte, die bei der Anpassung der einzelnen rekonstruierten Raumpunkte an eine Kreisbahn eingehen (vgl. [MWSC93]).

Untersuchungen mit kosmischen Myonen und mit Zerfällen des neutralen Kaons haben gezeigt (vgl. [H1C93B]), daß für die hier betrachtete Datennahmeperiode eine Auflösung von etwa

$$d\kappa = 3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$$

angenommen werden kann<sup>1</sup>.

**Spurwinkel** Zur Spurwinkelrekonstruktion dient einerseits die  $z$ -Koordinaten-Bestimmung der CJC mit Hilfe der Ladungstrennung zu beiden Seiten des Signaldrahts. Zusätzlich kann die Spurwinkelbestimmung verbessert werden, wenn die Information der speziell für diese Aufgabe installierten  $z$ -Kammern (CIZ und COZ) hinzugezogen wird.

Die über den hier betrachteten Meßbereich gemittelte Auflösung der Spurwinkelbestimmung nur mit Hilfe der CJC beträgt

$$d\vartheta = 1,2^\circ$$

Abschließend bleibt - gemittelt über alle erwarteten Krümmungsradien und Spurwinkel - eine mittlere Impulsauflösung von etwa (vgl. [H1C93B])

$$dp = 1\% \cdot p^2$$

Das Impulsspektrum der hier betrachteten Spuren zeigt Abbildung 7.10.

---

<sup>1</sup> $\kappa$  bezeichnet den inversen Radius der in der  $r - \varphi$ -Ebene angepassten Kreisbahn.

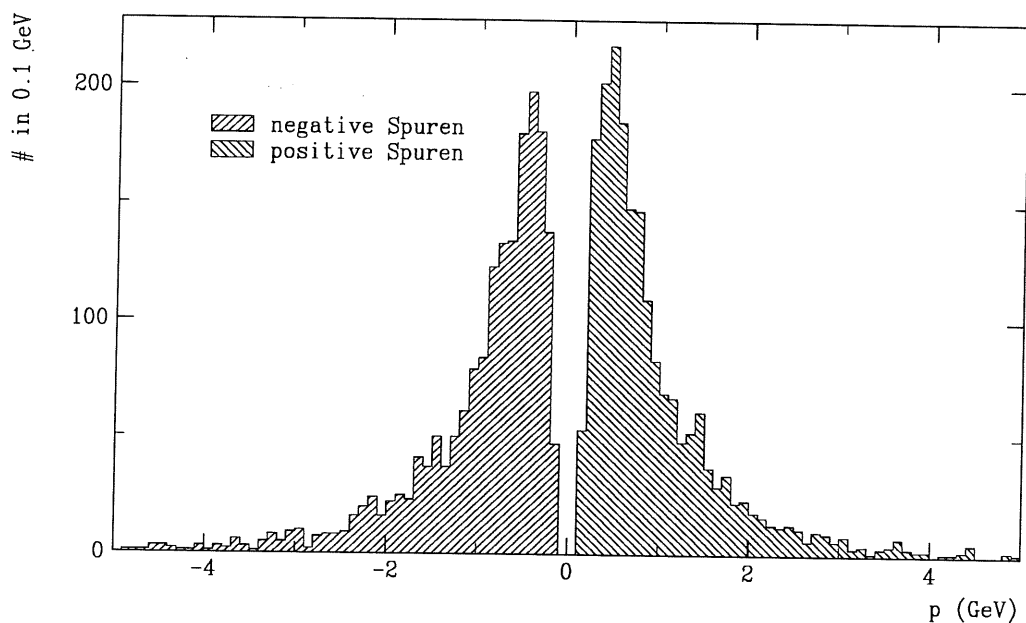


Abbildung 7.10: Impulsspektrum der analysierten Spuren

### 7.3.2 Masse

Um zu einer abschließenden Abschätzung des Meßfehlers in der Hadronenergie zu gelangen, muß der Vergleich zwischen dem Impulsfehler und dem Fehler der Massenhypothese angestellt werden. Der hier gemachte Fehler ist jedoch kein stetiger und ist abhängig von der gesetzten Massenhypothese.

Da die meisten Spuren in tief inelastischen Ereignissen von Pionen herrühren (vgl. Tabelle 4.6), wäre es naheliegend, in einem ersten Ansatz für jede gemessene Spur die Pion-Hypothese anzusetzen. Dies würde in etwa 80% der Spuren sicherlich - im Rahmen der Impuls- und  $y$ -Auflösung - zu einem korrekt gemessenen  $z$  führen, hätte aber für die verbleibenden 20% der Spuren eine nicht vertretbare Fehlbestimmung von  $z$  zur Folge.

Abbildung 7.11 versucht diesen Zusammenhang zu verdeutlichen.

Bei einem Ereignis mit  $y = 0,15$  wird eine Spur mit einem Impuls von  $p = 0,6$  GeV betrachtet. Aufgrund der Definition von  $E_h^*$  als Funktion des Transversalimpulses, des Spurwinkels und der Masse stellt sich der gezeigte Verlauf des berechneten  $z$  ein. Je nach Massenhypothese für die Spur würden nun unterschiedliche  $z$  berechnet und zwar für eine Spur senkrecht zur Orientierung der Signaldrähte ( $\vartheta = 90^\circ$ ) und bei einer Massenzuordnung

**Pion**  $z = 0,08$

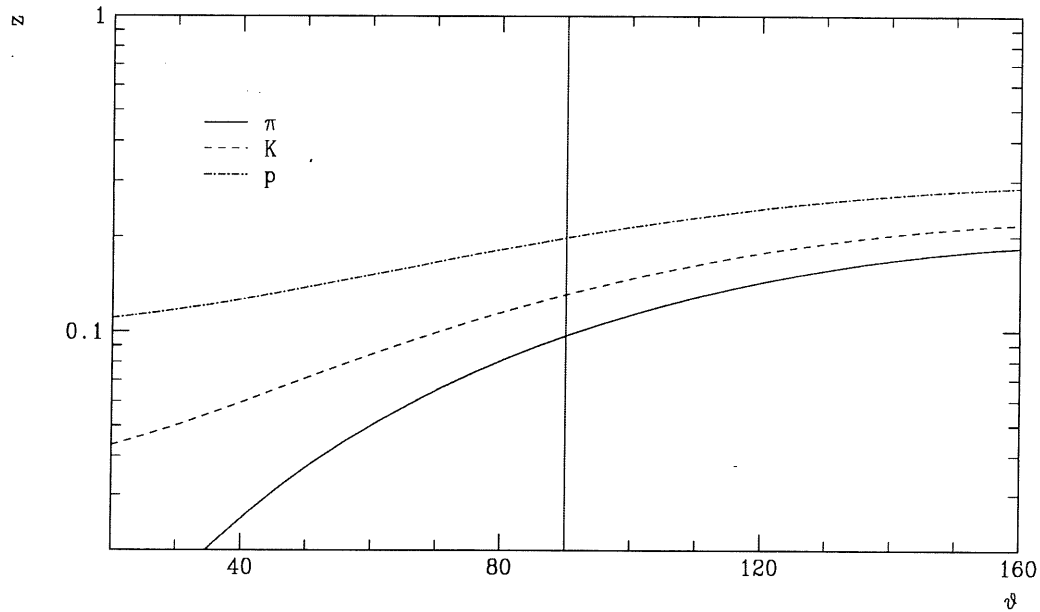


Abbildung 7.11: Abhängigkeit der skalierten Hadronenergie  $z$  bei  $y = 0,15$  von Masse und Spurwinkel eines Teilchens mit einem Impuls von  $p = 0,6$  GeV

**Kaon**  $z = 0,12$

**Proton**  $z = 0,20$

Selbst bei der später erfolgenden Einteilung der gemessenen  $z$ -Werte in sechs unterschiedliche Bereiche würde der hier vorgestellte Fehler in  $z$  aufgrund der teilweise falschen Massenannahme dazu führen zu kleine  $z$ -Werte anzunehmen. Um diesen Fehler der  $z$ -Bestimmung zu vermeiden ist eine gute Massenbestimmung notwendig.

## 7.4 Spurselektion

Wie bereits bei der Ereignisselektion werden auch an die in einem Ereignis nachgewiesenen Spuren Qualitätskriterien gestellt, die sicherstellen sollen, daß in Anbetracht der oben beschriebenen Meßfehler der Impuls der gemessenen Spur hinreichend genau gemessen werden kann.

Diese Schnitte sind analog zu den Bezeichnungen in Abschnitt 4.1:

- $22^\circ < \text{THT} < 158^\circ$
- $10 < \text{NHT}$

- $3 > \text{DCA}$
- $30 > \text{RDA}$
- $20 > \text{AZ0}$

Zusätzlich wird vom rekonstruierten Transversalimpuls gefordert, daß er in dem Bereich  $0,15 \text{ GeV} < p_t < 10 \text{ GeV}$  liegt, um verbleibende schlecht rekonstruierte Spuren ausschließen zu können.

Abschließend muß zur Bestimmung der Hadronmasse auch ein Schnitt an das gemessene **PP** (vgl. Abschnitt 4.5.1) angelegt werden, um die Qualität der Massenhypothese sicherzustellen. Da bei der vorliegenden Untersuchung als Teilchenhypothesen Pion, Kaon und Proton zugelassen werden, wird dieser Schnitt bei

$$\mathbf{PP} > 0,5$$

gewählt.

Die Spuren, die diesem zusätzlichen Kriterium genügen (etwa 64%), haben Impulse im Bereich bis zu 2 GeV. Entsprechende Simulationen zeigen, daß von diesen verbleibenden Spuren ca. 88% richtig identifiziert wurden.

Unterschiedlich zeigt sich jedoch der Impulsbereich der Spuren mit richtig bestimmter Masse (vgl. die Abbildungen 7.12 bis 7.14): durch die Überschneidung der einzelnen Energieverlustkurven dieser Teilchen (vgl. Abbildung 4.1) können Pionen nur bis 1 GeV, Protonen und Kaonen dagegen bis 1,5 GeV bzw. 2 GeV identifiziert werden.

Von allen simulierten Hadronen konnten insgesamt

- 88% der Pionen,
- 50% der Kaonen und
- 70% der Protonen

identifiziert werden.



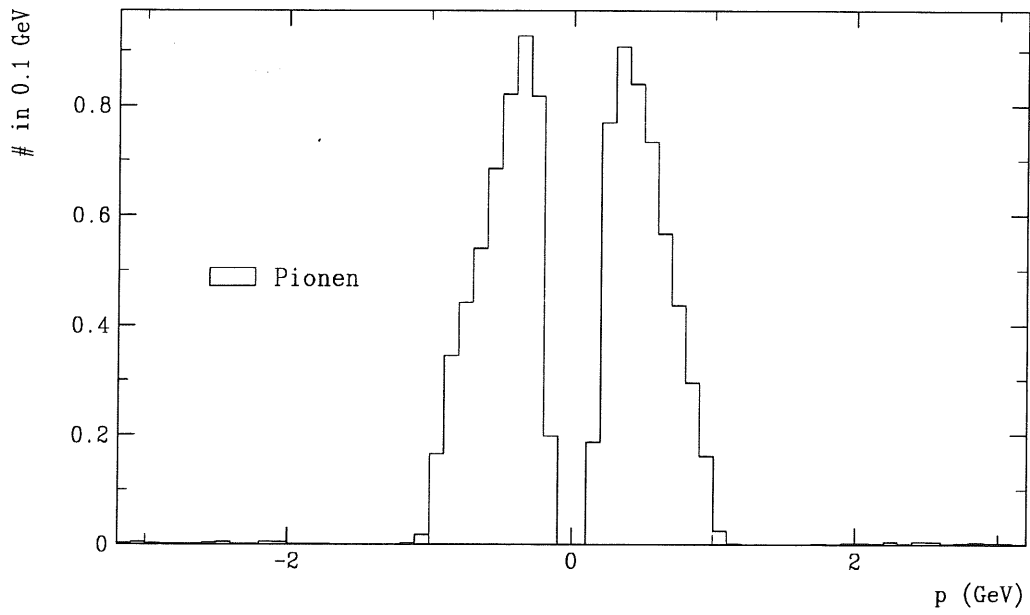


Abbildung 7.12: Impulsspektrum identifizierter Pionen

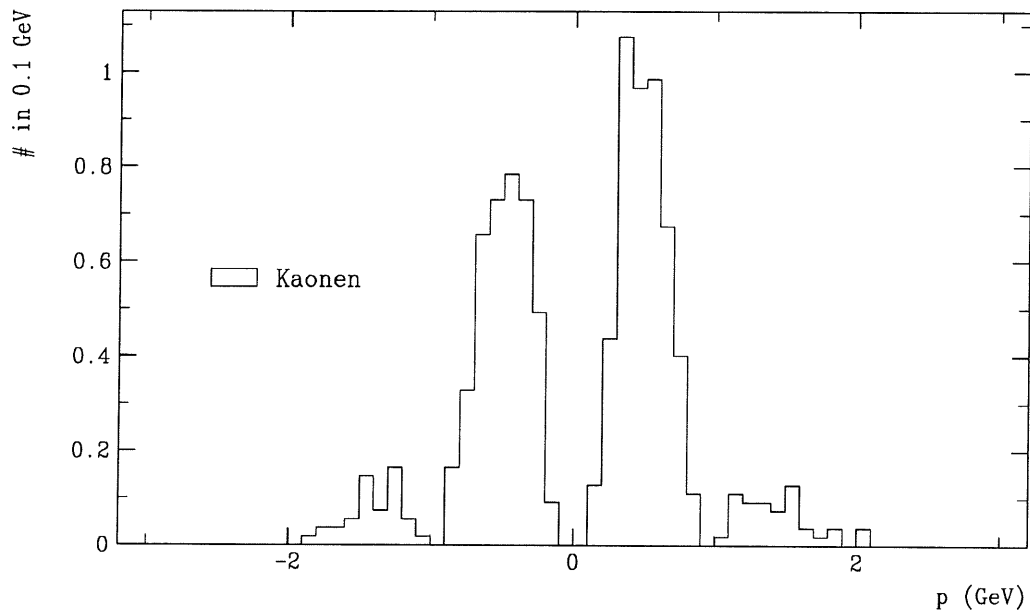


Abbildung 7.13: Impulsspektrum identifizierter Kaonen

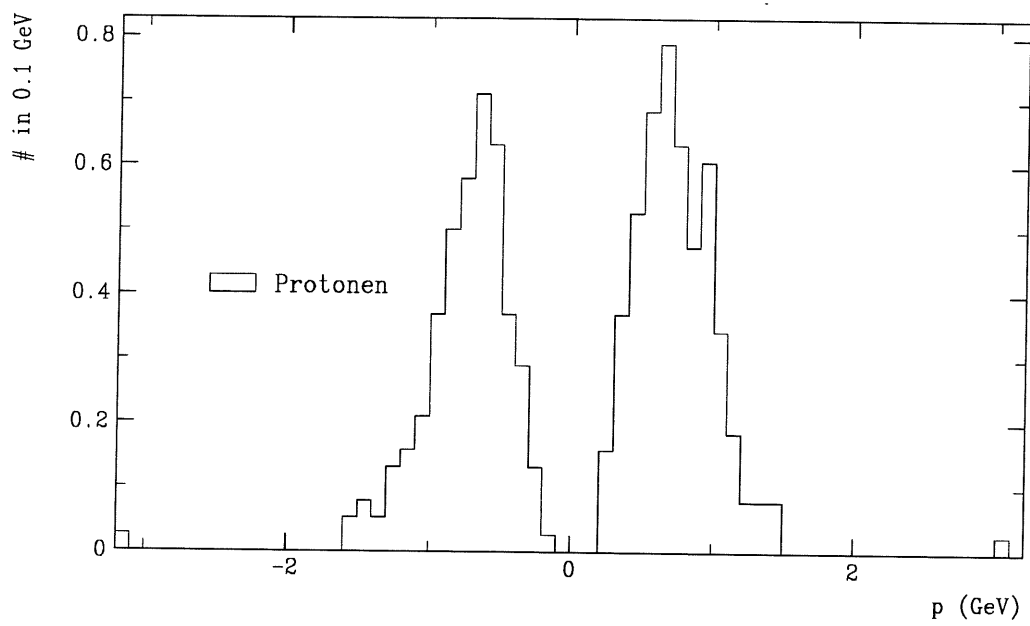


Abbildung 7.14: Impulsspektrum identifizierter Protonen

## 7.5 Fehler von $z$

Um eine abschließende Abschätzung zur Güte der  $z$ -Messung abgeben zu können, soll gezeigt werden, wie sich die Rekonstruktion der korrekten Masse auf den Fehler von  $z$ , der sich allein schon aus den Ungenauigkeiten der Impuls-, Spurwinkel- und  $y$ -Messung ergibt, auswirkt.

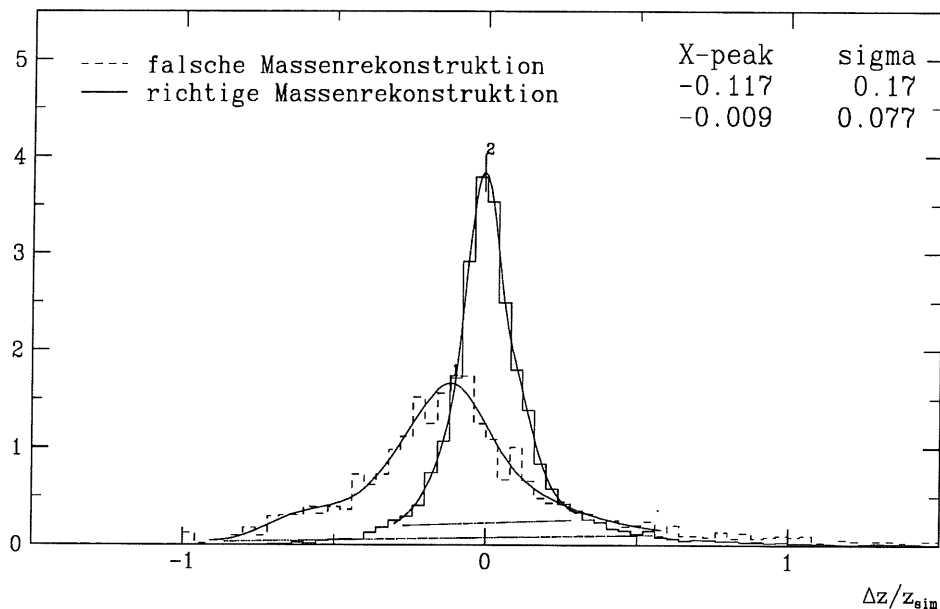


Abbildung 7.15: Auswirkung einer falschen Teilchenidentifikation auf die Genauigkeit der  $z$ -Messung

In Abbildung 7.15 ist die Abweichung des rekonstruierten vom simulierten Wert für  $z$  gezeigt für die Teilchen, die den oben gestellten Spurkriterien genügen. Es ist deutlich ersichtlich, daß für die Spuren, bei denen die Masse falsch rekonstruiert wurde

1. die Verteilung unsymmetrisch um Null hin zu negativen Werten liegt. Hier zeigt sich die bereits weiter oben (vgl. Seite 80) erwartete Falschmessung von  $z$ .
2. die Verteilung sehr breit und damit  $z$  ungenau bestimmt ist.

Im Gegensatz dazu zeigt die Verteilung der Spuren, bei denen die Masse richtig rekonstruiert wurde, eine scharfe und um Null symmetrisch angeordnete Form.

Der verbleibende Fehler der  $z$ -Messung beträgt (vgl. Abbildung 7.16) etwa 8,1%.

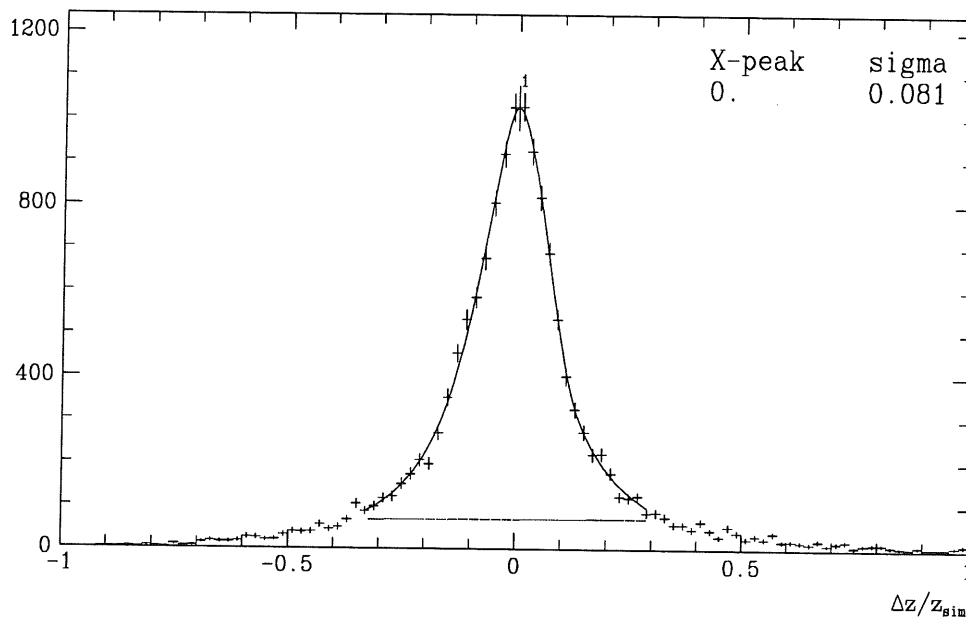


Abbildung 7.16: Genauigkeit der z-Messung

# Kapitel 8

## Erste Ergebnisse von H1 im Vergleich zu EMC

Die Darstellung der Ergebnisse, die basierend auf den Ereignissen des Herbstes 1992, hier vorgestellt werden können, gliedert sich im wesentlichen in drei Teile:

1. Inklusive Teilchenspektren

$$N \cdot \frac{1}{N_{ep}}$$

als Funktion der Ereignisvariablen  $Q^2$  und  $x_B$  und

2. differentielle Spektren der skalierten Hadronenergie

$$\frac{dN}{dz} \cdot \frac{1}{N_{ep}}$$

3. ebenfalls auch als Funktion der Ereignisvariablen  $Q^2$  und  $x_B$ .

Für die Untersuchung geladener Spuren pro Ereignis als Funktion von  $Q^2$  und  $x_B$  wurden die Spuranforderungen gestellt, die in Abschnitt 7.4 vorgestellt wurden. Für alle anderen Analysen wurde zusätzlich gefordert, daß die einer Spur zugeordnete Teilchenhypothese einen Minimalwert von

$$\mathbf{PP} > 0,5$$

erreicht (vgl. Abschnitt 7.4). Als potentielle Kandidaten wurden Pion, Kaon und Proton zugelassen.

In allen Verteilungen sind die Ergebnisse entsprechend der aus Simulationsrechnungen gewonnen Akzeptanzfaktoren korrigiert. Diese Korrektur der hier vorgestellten Ergebnisse des H1-Experiments verläuft wie folgt:

1. Auf der Basis von Ereignissen aus Monte-Carlo-Simulationen wird innerhalb **aller** Schnitte (Ereignis- und Spur-Schnitte) der erwartete Meßwert  $M_{sim}$  berechnet.
2. Dieselben Ereignisse werden mit dem vollständigen Rekonstruktionsprogramm, das später auch auf reale Ereignisse angewendet wird, analysiert.
3. Das Verhältnis von dem nach der Rekonstruktion der simulierten Ereignissen gewonnenen Meßwert  $M_{rec}$  zu  $M_{sim}$  ergibt den für diesen Meßwert anzuwendenden Korrekturfaktor:

$$k = \frac{M_{rec}}{M_{sim}}$$

4. Der aus den Daten gewonnene Meßwert  $M_{dat}$  wird schließlich durch diesen Korrekturfaktor dividiert:

$$M_{kor} = \frac{M_{dat}}{k}$$

5. Diese korrigierten Meßwerte  $M_{kor}$  sind in den folgenden Darstellungen mit den erwarteten Werten  $M_{sim}$  verglichen.

Bei der Untersuchung geladener Spuren ergeben sich Korrekturfaktoren im Bereich von 95% - 97%, die im Einklang mit anderen Analysen (vgl. z. B. [H1C94B] und [H1C94C]) ein Maß für die Effektivität der Spurrekonstruktion darstellen.

Spektren identifizierter Hadronen enthalten Korrekturfaktoren im Bereich von

50%	Kaonen
60%	Protonen
65%	Pionen

die die endlichen Möglichkeiten der Massenidentifikation mit Hilfe der zentralen Spurenkammern (vgl. Abschnitt 7.4) wiedergeben.

## 8.1 Teilchenspektren vs $x$ und $Q^2$

In den Abbildungen 8.1 und 8.2 sind die Ergebnisse hinsichtlich der Zahl der geladenen Spuren pro Ereignis als Funktion der Ereignisvariablen  $Q^2$  und  $x_B$  dargestellt<sup>1</sup>.

Generell fällt auf, daß nur etwa 85% der vom Monte-Carlo erwarteten Spuren auch gemessen wurden. Dies liegt in der Tatsache begründet, daß in der betrachteten Meßphase Teile der äußeren zentralen Driftkammer (CJC2) aufgrund technischer Probleme nicht sensitiv waren. Dieser Effekt, der in gleicher Größenordnung bereits mehrfach beobachtet wurde (vgl. [H1C94B]), wurde in der hier angestellten Simulation nicht berücksichtigt.

---

<sup>1</sup>Das Primärelektron wird aus der Analyse ausgeschlossen.

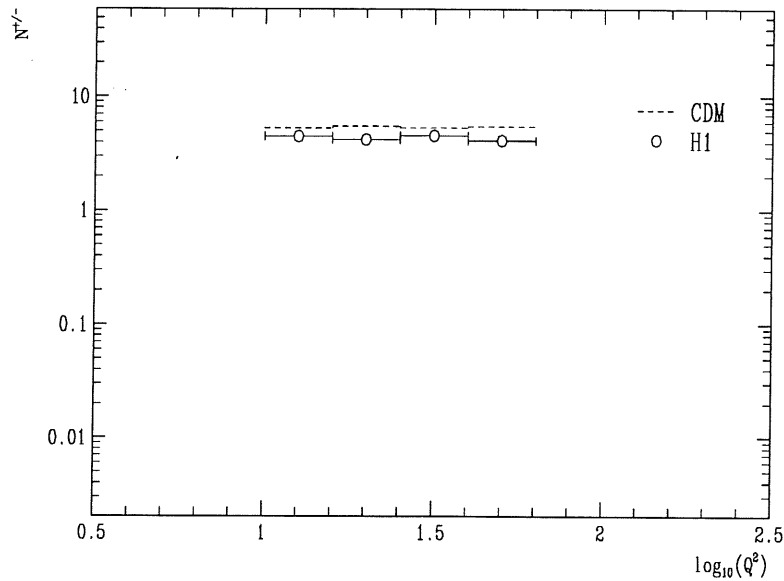


Abbildung 8.1: Anzahl der geladenen Spuren pro Ereignis als Funktion von  $Q^2$

Desweiteren ist zu erwähnen, daß die gemessene Zahl der geladenen Spuren pro Ereignis nahezu unabhängig von  $Q^2$  etwa 4,4 beträgt<sup>2</sup>; dagegen ist eine deutliche Abnahme dieser Anzahl von 5,5 bis 3,3 mit größer werdendem  $x_B$  zu beobachten. Die invariante Masse des hadronischen Schwerpunktsystems  $W^2$  fällt mit steigendem  $x_B$  über die Beziehung

$$W^2 = M^2 + Q^2 \cdot \frac{1}{x_B} - 1$$

und stellt damit weniger Energie zur Produktion von Hadronen zur Verfügung.

---

<sup>2</sup>Dieses Ergebnis steht in Übereinstimmung mit der Untersuchung [H1C94B], in der integriert über den  $x_F$ -Bereich im Mittel 4,4 Teilchen gemessen wurden.

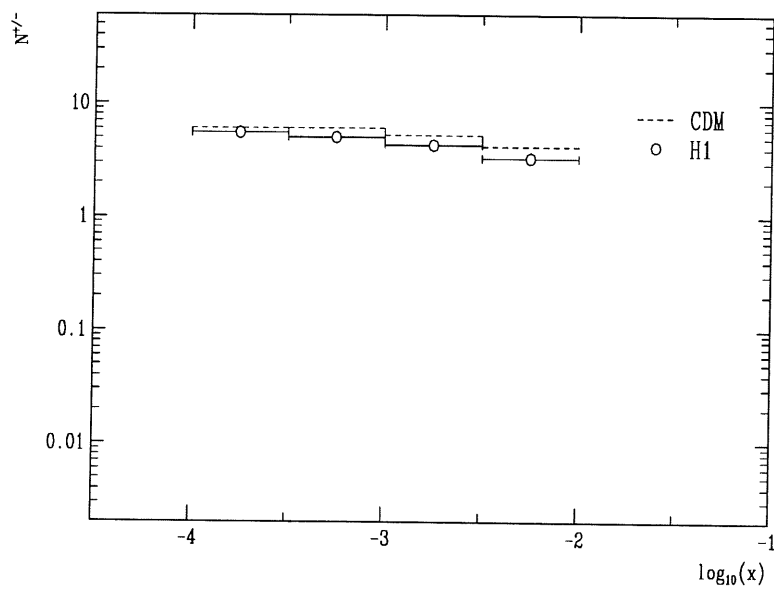


Abbildung 8.2: Anzahl der geladenen Spuren pro Ereignis als Funktion von  $x_B$



Aufgeteilt nach den drei Hadronen Pion, Kaon und Proton stellt sich folgendes Bild dar (vgl. Abbildung 8.3 bis 8.8):

- Aufgrund der Simulation erwartet man für alle Teilchen nur geringe Abhängigkeiten der Multiplizitäten als Funktion von  $Q^2$ . In den Daten dagegen ist eher eine schwache Abnahme der Pion- und eine Zunahme der Kaon-Produktion mit größer werdendem  $Q^2$  festzustellen.
- Die oben erwähnte Abhängigkeit der produzierten Teilchen pro Ereignis von der kinematischen Variablen  $x_B$  wird im wesentlichen nur von Pion und Proton getragen<sup>3</sup>; die Produktion von Kaonen dagegen erweist sich als unabhängig von  $x_B$ .
- Deutlich ist ebenfalls zu erkennen, daß die Produktionen von Kaonen hinter den Erwartungen der Simulation um etwa 20% zurückbleibt.

---

<sup>3</sup>Mögliche Fehler der Proton-Multiplizitäten durch nicht erkannte Untergrundereignisse aufgrund von Wechselwirkungen des Protonstrahls mit Restatomen des Strahlvakuums liegen unter 1% und können damit aufgrund des hohen statistischen Fehlers vernachlässigt werden.

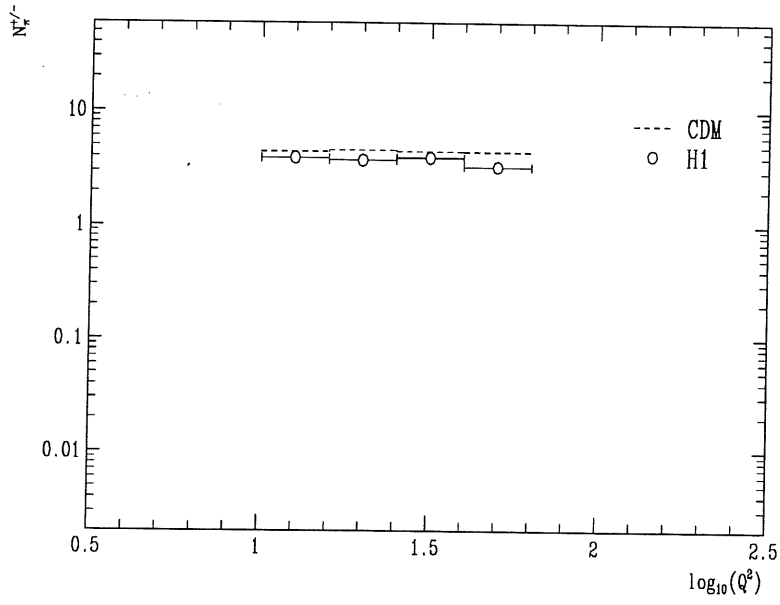


Abbildung 8.3: Anzahl der Pionen pro Ereignis als Funktion von  $Q^2$

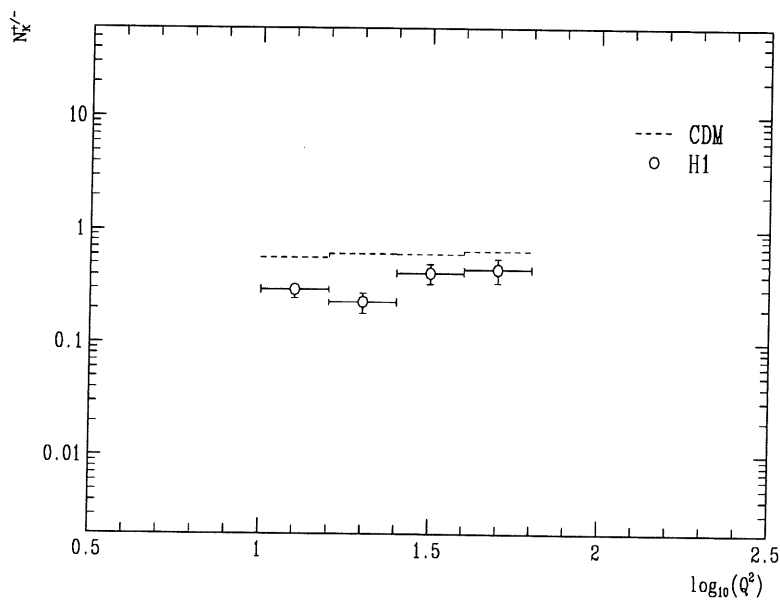


Abbildung 8.4: Anzahl der Kaonen pro Ereignis als Funktion von  $Q^2$

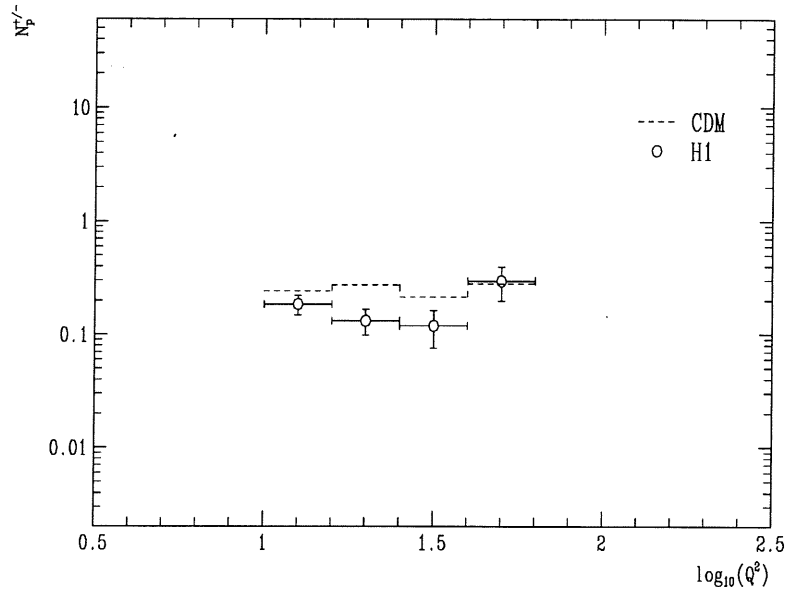


Abbildung 8.5: Anzahl der Protonen pro Ereignis als Funktion von  $Q^2$

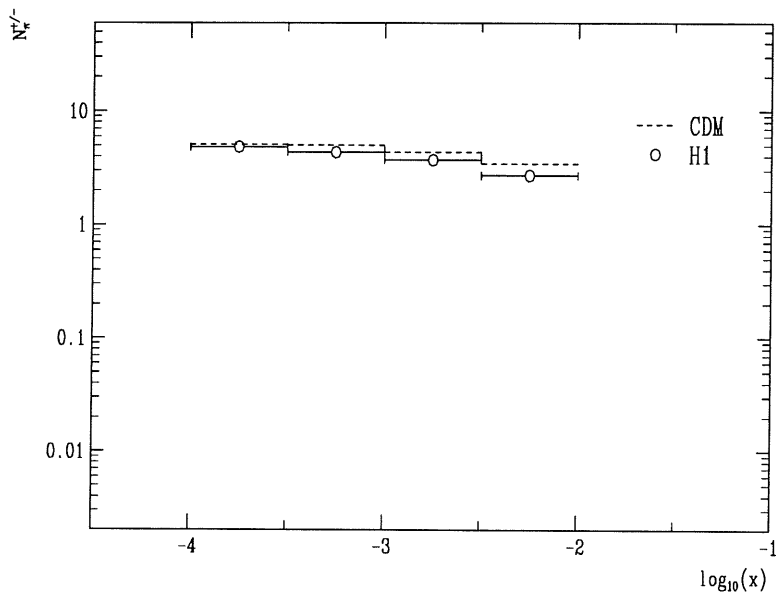


Abbildung 8.6: Anzahl der Pionen pro Ereignis als Funktion von  $x_B$

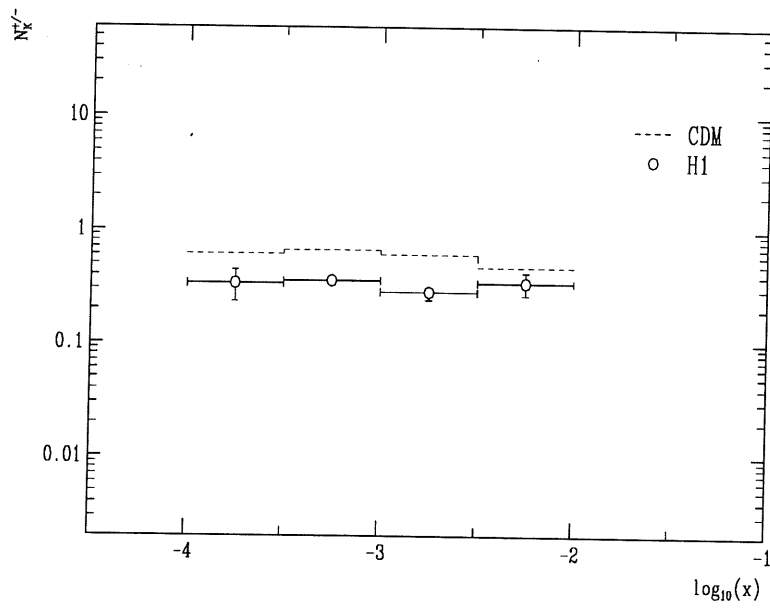


Abbildung 8.7: Anzahl der Kaonen pro Ereignis als Funktion von  $x_B$

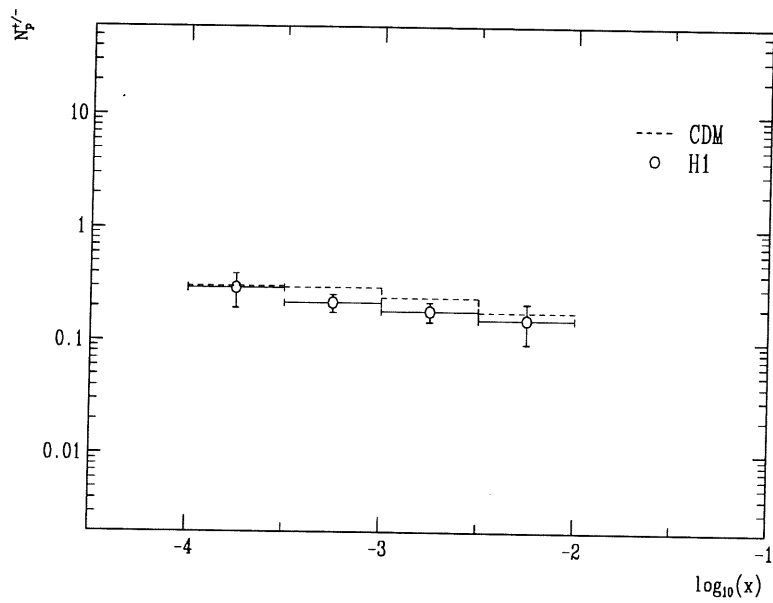


Abbildung 8.8: Anzahl der Protonen pro Ereignis als Funktion von  $x_B$

## 8.2 dN/dz

Die Untersuchung der differentiellen Spektren  $dN/dz$  erfolgt in Intervallen, die denen der EMC-Analyse angelehnt sind (vgl. [ASHM91]):

0	$\leq$	$z_1$	$<$	0,1
0,1	$\leq$	$z_2$	$<$	0,15
0,15	$\leq$	$z_3$	$<$	0,25
0,25	$\leq$	$z_4$	$<$	0,35
0,35	$\leq$	$z_5$	$<$	0,45

Tabelle 8.1: Definition der untersuchten  $z$ -Intervalle

Aussagen über höhere  $z$ -Bereiche sind bei der vorliegenden Datenmenge aus Gründen der geringen Statistik nicht möglich.

### 8.2.1 dN/dz als Funktion von $z$

Auch hier erfolgt die Darstellung der Ergebnisse wie im vorherigen Abschnitt zuerst für alle identifizierten Teilchen und danach für Pionen, Kaonen und Protonen separat (siehe Abbildung 8.9 und 8.10 bis 8.12).

Vergleicht man das differentielle  $z$ -Spektrum mit der Erwartung des CDM stellt man einen wesentlich steileren Abfall des gemessenen Spektrums fest. Auch im Vergleich mit den Ergebnissen des EMC-Experiments (hier dargestellt bei  $\langle x \rangle = 0,032$  und  $\langle Q^2 \rangle = 11,9 \text{ GeV}^2$ ) sind bei größer werdenden  $z$ -Werten deutliche Differenzen festzustellen; die H1-Messungen erreichen bei  $0,35 < z < 0,45$  nur etwa 10% der EMC-Resultate, ein Ergebnis, das ähnlich bereits bei einer anderen Untersuchung geladener Spuren festgestellt wurde ([H1C94B])<sup>4</sup>, und als Anzeichen einer Skalenverletzung zu werten ist.

Die Form des Spektrums ist in verschiedenen Abschnitten bestimmt durch die Einzelspektren von Pion, Kaon und Proton, wie die Abbildungen 8.10 bis 8.12 zeigen. Der starke Abfall des Spektrums bei kleinen  $z$ -Werten ist im wesentlichen verursacht durch die Produktion der leichten Pionen; die Spektren von Kaon und Proton weisen dagegen aufgrund ihrer höheren Masse einen nicht so starken Abfall auf und bestimmen die Form im größeren  $z$ -Bereich. Im Bild des QPM ist dies leicht zu verstehen: am Ende der Hadronisationskette des gestreuten Quarks steht nur noch wenig Energie zur Formation neuer Hadronen zur Verfügung. Schwere Teilchen können dann nicht mehr produziert werden, die verbleibende Energie reicht nur noch zur Produktion der leichtesten Hadronen - der Pionen - aus.

---

<sup>4</sup>In dieser Analyse wurden bei  $x_F$  größer 0,5 Abweichungen bis zu 50% festgestellt.

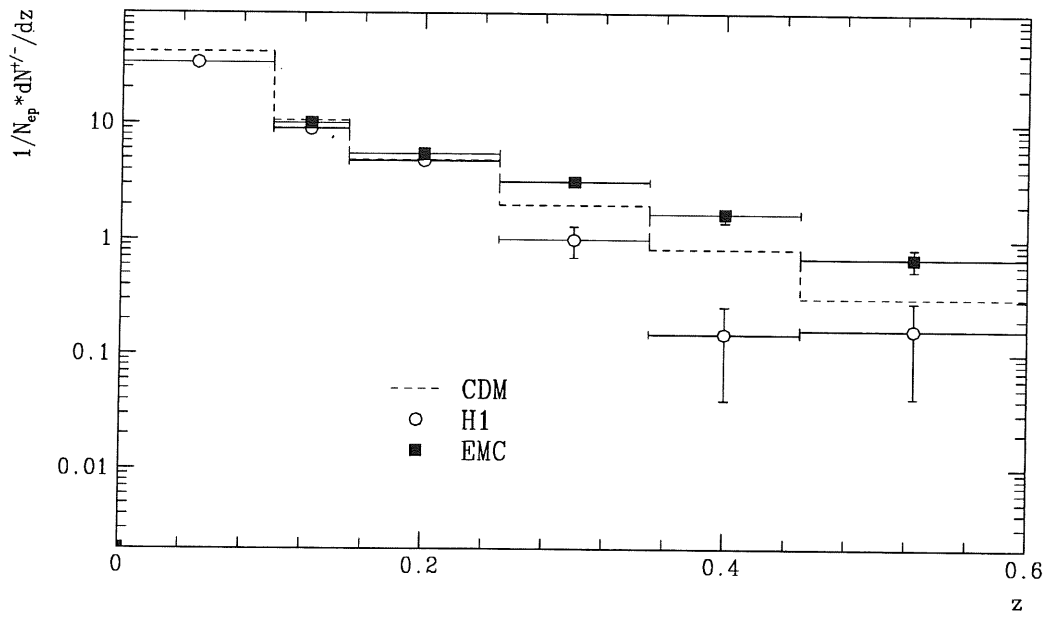


Abbildung 8.9: Differentielles  $z$ -Spektrum aller geladenen Hadronen ( $\langle x_B \rangle = 10^{-3}$  und  $\langle Q^2 \rangle = 30$  GeV)

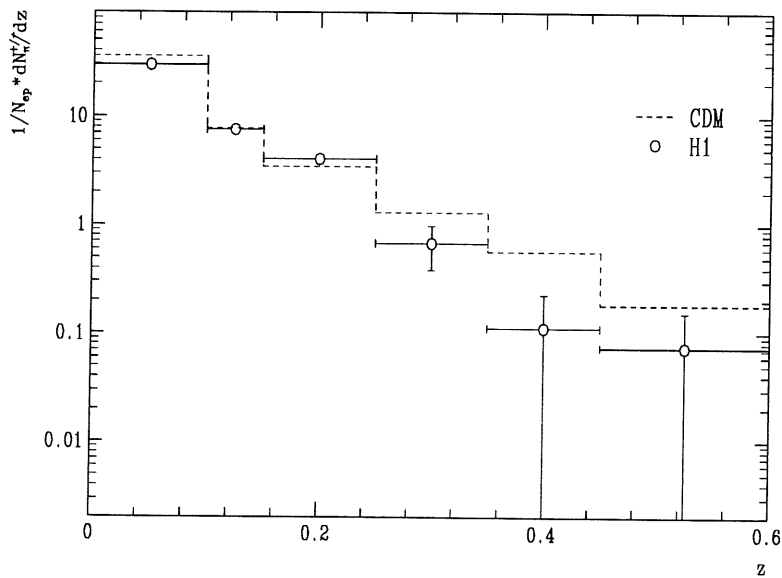


Abbildung 8.10: Differentielle  $z$ -Spektren für Pionen

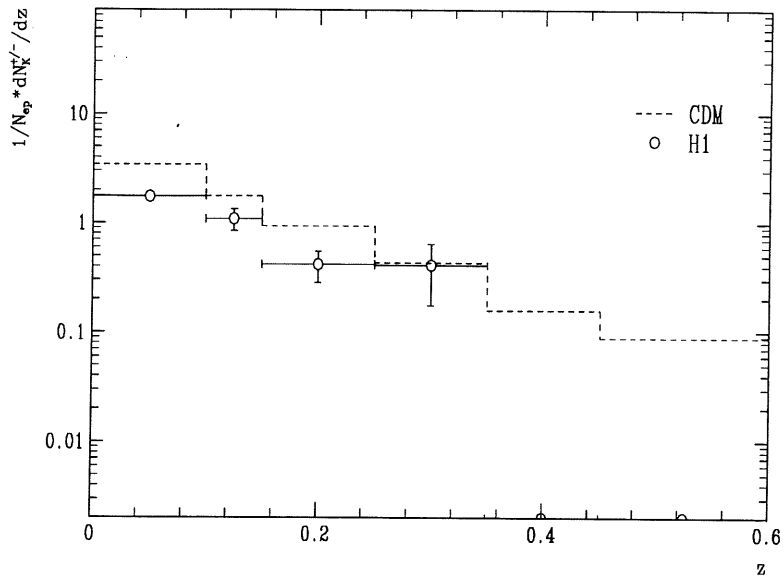


Abbildung 8.11: Differentielle  $z$ -Spektren für Kaonen

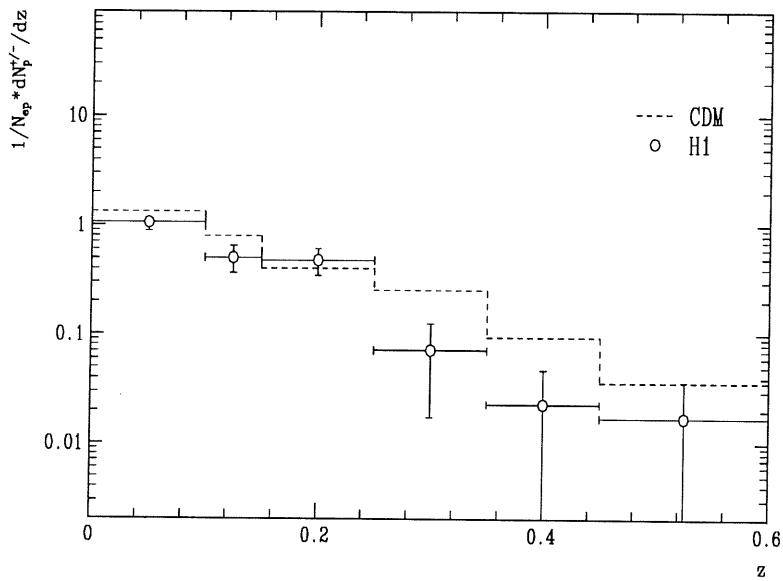


Abbildung 8.12: Differentielle  $z$ -Spektren für Protonen

### 8.2.2 $dN/dz$ als Funktion von $Q^2$ und $x_B$

Betrachtet man die ersten drei  $z$ -Intervalle

1.  $0 < z < 0,10$
2.  $0,10 < z < 0,15$
3.  $0,15 < z < 0,25$

als Funktion von  $Q^2$  und  $x_B$ , so sollten sich hier die vom EMC-Experiment beobachteten Abweichungen vom Skalierungs- und Faktorisierungsverhalten der differentiellen  $z$ -Spektren zeigen (vgl. Abschnitt 5.3).

Abbildung 8.13 kann diese Beobachtung nicht stützen. Dies liegt darin begründet, daß Abhängigkeiten der differentiellen  $z$ -Spektren von  $Q^2$  erst deutlich sichtbar werden bei  $z$ -Werten größer als  $z = 0,5$  (vgl. Abbildung 5.2); dieser  $z$ -Bereich kann in der vorliegenden Arbeit jedoch aus Gründen mangelnder Statistik nicht untersucht werden.

Wesentlich deutlicher als in der EMC-Analyse dagegen zeigt sich in Abbildung 8.14 die Abhängigkeit des differentiellen  $z$ -Spektrums von  $x_B$  (Brechung der Faktorisierung), da bei H1 erstmals neue kinematische Bereiche bei kleinen  $x_B$  erschlossen werden können: unverkennbar ist, daß mit kleiner werdendem  $x_B$  die  $z$ -Spektren 'weicher' werden, d. h. , daß kleinere  $z$ -Werte bevorzugt werden vor größeren. Im Bild des QPM läßt sich dieser Sachverhalt auch so formulieren, daß die Hadronisation des gestreuten Quarks mit kleiner werdendem  $x_B$  zunehmend in Form niederenergetischerer und weniger massiver Teilchen erfolgt.



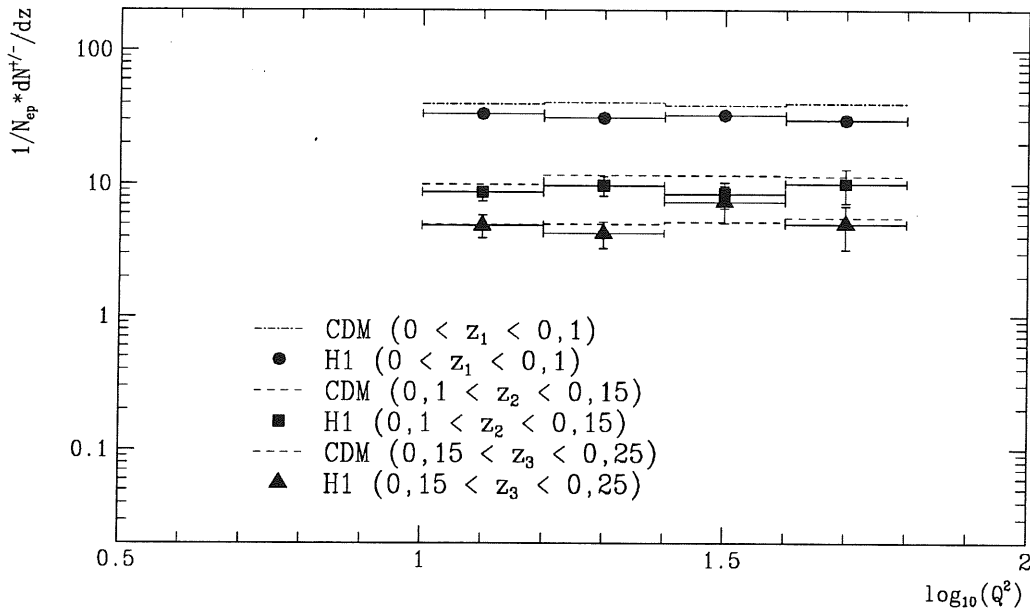


Abbildung 8.13: Differentielle skalierte Hadronmultiplizitäten als Funktion von  $Q^2$

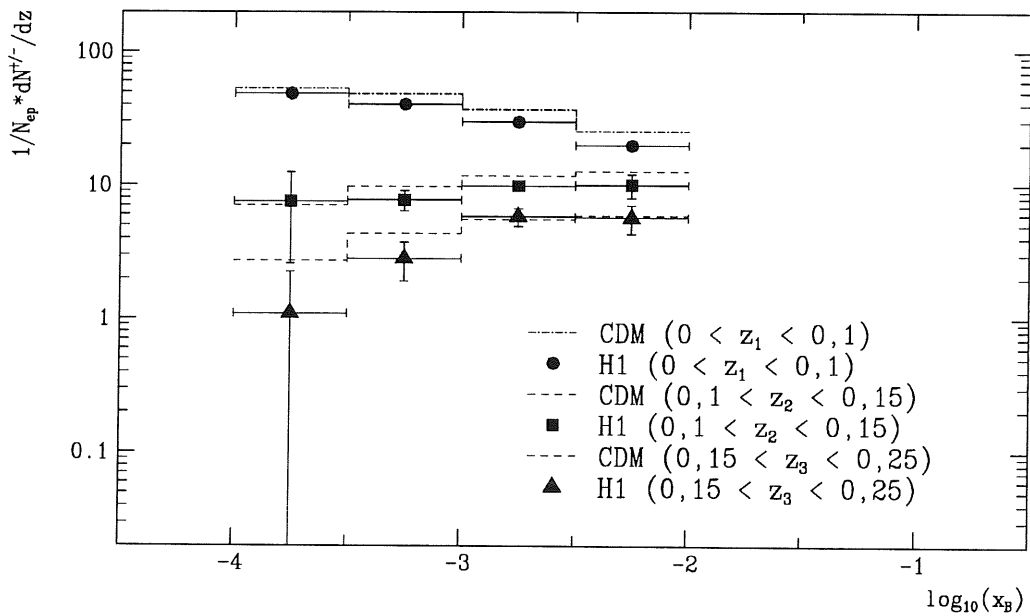


Abbildung 8.14: Differentielle skalierte Hadronmultiplizitäten als Funktion von  $x_B$

# Zusammenfassung und Ausblick

Mit dem Betrieb des Detektors H1 am Elektron-Proton-Speicherring HERA hat die physikalische Grundlagenforschung in vielfältiger Hinsicht bisher unerforschtes Gebiet beschritten.

Die vorliegende Arbeit konnte zeigen, daß die Analyse der Daten aus den zentralen Spurenkammern des Experiments nicht nur geeignet sind, Impuls und Richtung der bei der Wechselwirkung erzeugten Teilchen zu bestimmen, sondern auch in der Lage sind, unter bestimmten Bedingungen eine gute Massenhypothese zu liefern.

Mit Hilfe der in dieser Arbeit definierten Hypothesengüte  $PP$  ist die Identifikation einzelner Elementarteilchen im Impulsbereich unter  $p = 1,5$  GeV möglich. Elektronen mit einem Impuls von  $0,5$  GeV lassen sich mit einer Effektivität von  $90\%$  erkennen bei jedoch einem gleichzeitigen Spurakzeptanzverlust von etwa  $40\%$ .

Diese Methode erlaubte die Untersuchung der Multiplizitäten von Pionen, Kaonen und Protonen und ihre Abhängigkeit von den Ereignisvariablen  $Q^2$  und  $x_B$ . Als Funktion von  $Q^2$  zeigte sich ein schwacher Trend in der Richtung, daß mit wachsendem  $Q^2$  die Produktion der schwereren Hadronen bevorzugt wird. Der mit kleiner werdendem  $x_B$  beobachtete Anstieg der Hadronmultiplizitäten wird durch die zusätzliche Produktion von Pionen und Protonen getragen, die Multiplizität von Kaonen erwies sich als unabhängig von  $x_B$ .

Das skalierte Energiespektrum aller identifizierten Hadronen weist bei hohen Hadronenergien Abweichungen im Bereich von  $90\%$  von den Messungen am EMC-Experiment auf, ein Hinweis auf Skalenverletzungen in den analysierten kinematischen Bereichen  $\langle x_B \rangle \approx 10^{-3}$ , die bisherigen Experimenten nicht zugänglich waren.

Die vom EMC-Experiment beobachteten Abweichungen der Unabhängigkeit der differentiellen skalierten Hadronspektren von  $Q^2$  ('scaling') und  $x_B$  ('factorization') konnten durch die H1-Messung nur teilweise bestätigt werden: mit kleiner werdendem  $x_B$  zeigen sich diese Spektren zunehmend 'weicher', die Produktion niederenergetischer Hadronen wird bevorzugt.

Die vorliegende Arbeit konnte aufgrund der geringen Datenmenge nur einen qualitativen Einblick in den Mechanismus der Hadronisation des gestreuten Quarks bei der tief inelastischen Elektron-Streuung in den bisher unerforschten kinematischen Gebieten vermitteln. Die weitere Datennahme des H1-Experiments - bei gesteigerter Luminosität - wird genauere quantitative Aussagen zu den hier betrachteten Fragestellungen erlauben.

Weiterführende Analysen hinsichtlich der Bedeutung der Produktion von Quarks der zweiten und dritten Generation als auch der Ladungsasymmetrie der beobachteten Hadronen bleiben späteren Untersuchungen vorbehalten.

# Anhang

## Parametrisierung der Bethe-Bloch-Funktion

In Anlehnung an die Analyse des JADE-Experiments (vgl. [AMBR86]) wird in der vorliegenden Arbeit die Bethe-Bloch-Funktion durch fünf freie Parameter beschrieben:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{TM} = \xi \cdot \frac{1}{\beta^p} \cdot (K + \ln(\beta\gamma)^2 - \beta^2 - \delta(\beta, X_a, a))$$

Hier bedeuten

$\beta$ :  $v/c$

$\gamma$ :  $1/\sqrt{1-\beta^2}$

$\delta(\beta, X_a, a)$ : Dichtekorrekturfunktion

$\xi, K, X_a, a, p$ : freie Parameter

Die Dichtekorrekturfunktion  $\delta$  wird folgendermaßen parametrisiert (vgl. [STER52]):

$$\begin{array}{ll} \delta = 0 & \text{für } X < X_0 \\ \delta = 2 \cdot \ln 10 \cdot (X - X_a) + a \cdot (X_1 - X)^3 & \text{für } X_0 \leq X \leq X_1 \\ \delta = 2 \cdot \ln 10 \cdot (X - X_a) & \text{für } X_1 < X \end{array}$$

mit

$$\begin{aligned} X &= \log_{10}(\beta\gamma) \\ X_0 &= X_a - \frac{a}{2 \cdot \ln 10} \cdot (X_1 - X_0)^3 \\ X_1 - X_0 &= \sqrt{\frac{2 \cdot \ln 10}{3 \cdot a}} \end{aligned}$$

# Literaturverzeichnis

- [ADER74] M. Aderholz et al.,  
High Resolution Measurement in the Region of the Relativistic Rise,  
Nuclear Instruments and Methods 118 (1974), p. 419
- [AHLE80] Steven P. Ahlen,  
Theoretical and Experimental Aspects of the Energy Loss of Heavily Ionizing Particles,  
Reviews of Modern Physics, Vol. 52, No. 1 (1980), p. 121
- [ALCO80] W.W.M. Allison and J.H. Cobb,  
Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss,  
Annual Review of Nuclear Particle Science, Vol. 30 (1980), p. 253
- [ALPA77] G. Altarelli and G. Parisi,  
Asymptotic Freedom in Parton Language,  
Nucl. Phys. B126 (1977) 298
- [ALPA79] G. Altarelli and G. Parisi,  
Nucl. Phys. B160 (1979) 301
- [AMBR86] Karl Ambrus,  
Suche nach abnormal ionisierenden Teilchen bei JADE,  
Dissertation Hamburg 1986
- [ARNE85] M. Arneodo et al.,  
Studies of Quark and Diquark Fragmentation into Identified Hadrons in Deep Inelastic Muon-Proton-Scattering,  
Phys. Lett. 150B (1985) 458
- [ARNE85] M. Arneodo et al.,  
Hadron Multiplicity Variation with  $Q^2$  and Scale Breaking of the Hadron Distribution in Deep Inelastic Muon-Proton-Scattering,  
Phys. Lett. 165B (1985) 222
- [ASHM91] J. Ashman et al.,  
Forward Produced Hadrons in mu-p and mu-d Scattering and Investigation of the Charge Structure of Matter,  
Z. Phys. C52 (1991) 361

- [AUBE82] J. J. Aubert et al.,  
Measurement of the  $Q^2$ ,  $x$  and  $W^2$  Dependence of Single Hadron Production  
in Deep Inelastic Muon Scattering,  
Phys. Lett. 114B (1982) 373
- [AUBE86] J. J. Aubert et al.,  
A Comparison of the Energy Distribution of Hadrons Produced in Deep  
Inelastic Scattering of Myons on Hydrogen and Deuterium Targets,  
Z. Phys. C31 (1986) 175
- [BLJA79] A. Blondel and F. Jaquet,  
Proceedings of the Study of an  $ep$  Facility for Europe, ed. U. Amaldi, DESY  
79/48 (1979) 394
- [BLOC33] F. Bloch,  
Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie,  
Annalen der Physik, Folge 5, Band 16 (1933), S. 285
- [BREI69] M. Breidenbach et al.,  
Observed Behaviour of Highly Inelastic Electron-Proton-Scattering,  
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 935
- [BREU87] Horst Breuker et al.,  
Particle Identification with the OPAL Jet Chamber in the Region of the  
Relativistic Rise,  
CERN-EP-87-97, Nuclear Instruments and Methods A260 (1987), p. 260
- [BUER93] Jochen Bürger et al.,  
The Silicon Tracking Detector System of H1,  
IEEE Nuclear Science Symposium 1993, San Francisco, California
- [CAGR69] C. G. Callan and P. J. Gross,  
High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Cur-  
rent,  
Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156
- [CHEN78] C. K. Chen et al.,  
Charged Hadron Multiplicities and Inclusive  $\pi^-$  Distributions in Inelastic  
 $ep$  Scattering,  
Nuclear Physics B133 (1978) 13-37
- [CDF-94] CDF Collaboration  
Evidence for Top Quark Production in  $p\bar{p}$ -Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$   
FERMILAB-PUB-94/097-E
- [ELTU73] R. McElhaney and S. F. Tuan,  
Some Consequences of a Modified Kutli-Weisskopf Quark-Parton-Model,  
Phys. Rev. D8 (1973) 2267

- [FEYN69] Richard P. Feynman,  
Very High-Energy Collisions of Hadrons,  
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415
- [FLEI94] Manfred Fleischer,  
Untersuchung radiativer Ereignisse in der tief inelastischen  $ep$ -Streuung mit  
dem H1-Detector bei HERA,  
Dissertation Hamburg 1994
- [GELL64] M. Gell-Mann,  
A Schematic Model of Baryons and Mesons,  
Phys. Lett. 8 (1964) 214
- [H1C93A] H1-Collaboration,  
Measurement of the Proton Structure Function  $F_2(x, Q^2)$  in the Low  $x$  Re-  
gion at HERA,  
Nucl. Phys. B407 (1993) 515
- [H1C93B] H1-Collaboration,  
The H1 Detector at HERA,  
DESY 93-103 (1993)
- [H1C94A] H1-Collaboration,  
Scaling Violations of the Proton Structure Function  $F_2$  at Small  $x$ ,  
Phys. Lett. 321B (1994) 161
- [H1C94B] H1-Collaboration,  
Energy Flow and Charged Particle Spectra in Deep Inelastic Scattering at  
HERA,  
DESY 94-033, Z. Phys. C (wird veröffentlicht)
- [H1C94C] H1-Collaboration,  
Inclusive Charged Particle Cross-Sections in Photoproduction at HERA,  
H1 Collaboration (I. Abt et al.),  
Phys. Lett. B328:176-186, 1994.
- [HAUS91] Michael Hauschild et al.,  
Particle identification with the OPAL jet chamber,  
CERN-PPE-91-130, Nuclear Instruments and Methods A314 (1992), p. 74
- [HERA87] Proceedings of the HERA Workshop,  
Hamburg 1987
- [HERA91] Physics at HERA,  
Proceedings of the Workshop,  
Hamburg 1991
- [JOHA94] Karen Johannsen,  
Dissertation Hamburg (in Arbeit)

- [KLAE92] Helmut Klär,  
private Mitteilung
- [LUBI92] V. Lubimov  
private Mitteilung
- [LEHR78] I. Lehraus et al.,  
Performance of a Large Scale Multilayer Ionization Detector and its Use  
for the Measurements of the Relativistic Rise in the Momentum Range of  
20-110 GeV/c  
Nuclear Instruments and Methods 153 (1978), p. 347
- [MERZ94] Thomas Merz,  
Messung der Proton-Strukturfunktion  $F_2$  bei hohen Impulsüberträgen mit  
dem H1-Detektor,  
Dissertation Hamburg 1994
- [MRS-93] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling  
Phys. Rev. D47 (1993) 867
- [MWSC93] Markus W. Schulz,  
Untersuchung von Methoden zur Kalibrierung der H1-Jetkammer,  
Dissertation Hamburg 1993
- [MWSC94] Markus W. Schulz,  
private Mitteilung
- [PREL92] Sören Prell,  
Z-Kalibration und dE/dx-Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-  
Detektors,  
Hamburg 1992
- [SCHE90] Eduard Schenit,  
Xenon-Ethan Gase in Driftkammern,  
(Untersuchungen zum Bau einer hochauflösenden Jetkammer),  
Dissertation Hamburg 1990
- [SEGH77] L. M. Seghal,  
Hadron Production by Leptons,  
Proceedings of the International Symposium on Lepton and Photon Inter-  
actions (Hamburg 1977) 837
- [SJOE87] T. Sjöstrand,  
The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and  $e^+e^-$ -Physics - JETSET  
Version 6.2,  
Comp. Phys. Comm. 39 (1987) 367



- [STER52] R. M. Sternheimer,  
The Density Effect for the Ionization Loss in Various Materials,  
Physical Review 88 (1952), p. 851
- [TESC91] Norbert Tesch,  
Bestimmung der Impulsverteilungen geladener Hadronen aus  $Z^0$ -Zerfällen  
mittels dE/dx-Messungen in der Jetkammer des OPAL-Detektors,  
BONN-IR-91-69, Diplomarbeit Bonn 1991
- [VICK88] Rainer Vick,  
Untersuchungen zur  $e/\pi$ -Trennung in der H1-Jetkammer,  
Hamburg 1988
- [VICK90] Rainer Vick et al.,  
Energy Loss Measurements in a Prototype Drift Chamber for the H1-CJC  
with Various Noble Gas Mixtures,  
DESY FH1T-90-01
- [VAVR82] J. Va'vra et. al.,  
Energy Loss Measurement in a Jet Chamber,  
Nuclear Instruments and Methods 203 (1982), p. 109
- [WALE81] A. H. Walenta,  
Performance and Development of dE/dx Counters,  
Physica Scripta, Vol. 23 (1981), p. 354
- [ZWEI64] G. Zweig,  
An  $SU(3)$  Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking,  
CERN Report Nr. TH 401 und TH 412 (1964)

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Aufbau des HERA-Experiments	5
2.1	Der H1-Detektor in perspektivischer Darstellung (aus [FLEI94])	8
2.2	Die Spurenkammern des H1-Detektor in der r-z-Projektion	9
2.3	Querschnitt durch die zentralen Spurenkammern des H1-Experiments (aus [MWSC93])	12
2.4	Ein Ereignis der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung	14
2.5	Ein digitalisiertes Driftkammersignal	15
3.1	Der mittlere Energieverlust eines geladenen Teilchens als Funktion von $\beta\gamma$	19
3.2	Der mittlere Energieverlust eines geladenen Teilchens als Funktion von $\beta\gamma$ in der Jetkammer des JADE-Experiments (nach [AMBR86]).	20
3.3	Der mittlere Energieverlust als Funktion von $\beta\gamma$ in reinem Argon (aus [ALCO80])	21
3.4	Der mittlere Energieverlust von Elektron und Pion als Funktion des Impulses in Argon/Äthan (50/50)	22
3.5	Nach dem PAIM berechnete Landau-Verteilungen von Elektron und Pion bei einem Impuls von $p = 0,5$ GeV in Argon/Äthan (50/50)	23
3.6	Vergleich zwischen arithmetischem Mittelwert und dem Mittelwert der Verteilung der 'Truncated-Mean'	24
4.1	Messung der $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ als Funktion des reduzierten Impulses aus der Meßphase 31004	26
4.2	Skizze zur Definition von $\beta$ und $\vartheta$	27
4.3	Impulsspektrum aller Spuren der Meßphase 31004	28
4.4	Landau-Spektren negativer minimal ionisierender Pionen	29
4.5	Verteilung der $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ minimal ionisierender Pionen	31
4.6	Verteilung der $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ negativer minimal ionisierender Pionen als Funktion der Zahl der Einzeldrahtmessungen	32

4.7	Durchgang eines kosmischen Myons durch die CJC . . . . .	34
4.8	Anpassung der Bethe-Bloch-Funktion an die Messung der $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ als Funktion von $\beta\gamma$ . . . . .	36
4.9	Gemessene Verteilung der $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ bei einem Impuls von $p/q = 0,4$ GeV und die Erwartung gemäß der Bethe-Bloch-Funktion . . . . .	37
4.10	Mittelwerte (Truncated Mean) der Einzeldrahtionisation als Funktion der Driftstrecke in CJC1 und CJC2 . . . . .	38
4.11	Mittelwerte (Truncated Mean) der Einzeldrahtionisation als Funktion des Spurwinkels $\vartheta$ in CJC1 und CJC2 . . . . .	39
4.12	Mittelwerte (Truncated Mean) der Einzeldrahtionisation als Funktion des Spurwinkels $\beta$ relativ zur Driftrichtung in CJC1 und CJC2 . . . . .	40
4.13	FADC-Maxima von negativen Pionen und Protonen bei einem Impuls von $p/q = 0,4$ GeV . . . . .	42
4.14	Korrelation zwischen FADC-Maxima und FADC-Integral aller Spuren im Winkelbereich $82^\circ < \vartheta < 98^\circ$ . . . . .	43
4.15	Skizzen zur Definition der wahrscheinlichsten Masse . . . . .	44
4.16	Impulsspektrum der aus Kaon-Zerfällen entstandenen Pionen . . . . .	47
4.17	Pion-Identifikations-Wahrscheinlichkeit als Funktion des Impulses . . . . .	48
4.18	Spur-Akzeptanz und Pion-Identifikations-Wahrscheinlichkeit als Funktion der Meßgröße PP . . . . .	49
4.19	Spur-Akzeptanz und Pion-Identifikations-Wahrscheinlichkeit als Funktion der Meßgröße PP für die Pion-Elektron-Trennung . . . . .	50
4.20	Spur-Akzeptanz und Pion-Identifikations-Wahrscheinlichkeit als Funktion der Meßgröße PP für Pion-Kaon-Trennung . . . . .	51
4.21	Spur-Akzeptanz und Pion-Identifikations-Wahrscheinlichkeit als Funktion der Meßgröße PP für die Pion-Proton-Trennung . . . . .	52
4.22	Verteilung der gemessenen $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ der gestreuten Elektronen (mit Gauss-Anpassung) und erwartete Verteilung minimal ionisierender Pionen . . . . .	53
4.23	Spur-Akzeptanz und Elektron-Identifikations-Wahrscheinlichkeit als Funktion der Meßgröße PP . . . . .	54
5.1	Feynman-Diagramm des neutralen Stroms in der tief inelastischen $e - p$ -Streuung (aus [MWSC93] ) . . . . .	58
5.2	EMC-Ergebnisse der skalierten Energiespektren als Funktion von $Q^2$ (aus [ASHM91] ) . . . . .	61
5.3	EMC-Ergebnisse der skalierten Energiespektren als Funktion von $x_B$ (aus [ASHM91] ) . . . . .	62

5.4	Kinematischer Bereich der Elektron-Proton-Streuung bei HERA . . . . .	64
6.1	Simulation einer Pion- und einer Protonspur ( $r$ - $z$ -Projektion) . . . . .	68
6.2	Vergleich der simulierten Landau-Verteilung minimal ionisierender Pionen mit dem gemessenen Landau-Spektrum . . . . .	69
7.1	Ereignis der tief inelastischen e-p-Streuung im H1-Detektor ( $r - \varphi$ -Ebene)	72
7.2	Ereignis der tief inelastischen e-p-Streuung im H1-Detektor ( $r - z$ -Ebene)	72
7.3	Normierte Verteilung erwarteter und gemessener $Q^2$ -Werte . . . . .	73
7.4	Normierte Verteilung erwarteter und gemessener $x_B$ -Werte . . . . .	73
7.5	Genauigkeit der $y$ -Messung als Funktion der Energie des gestreuten Elek- trons . . . . .	75
7.6	Genauigkeit der $y$ -Messung als Funktion des Elektron-Streuwinkels $\vartheta$ . . .	75
7.7	Genauigkeit der $y$ -Rekonstruktion mit Hilfe des gestreuten Elektrons . . .	76
7.8	Genauigkeit der $y$ -Rekonstruktion mit Hilfe der gemessenen Hadronen . .	76
7.9	Relativer Fehler der $y$ -Messung . . . . .	77
7.10	Impulsspektrum der analysierten Spuren . . . . .	79
7.11	Abhängigkeit der skalierten Hadronenergie $z$ bei $y = 0,15$ von Masse und Spurwinkel eines Teilchens mit einem Impuls von $p = 0,6$ GeV . . . . .	80
7.12	Impulsspektrum identifizierter Pionen . . . . .	82
7.13	Impulsspektrum identifizierter Kaonen . . . . .	82
7.14	Impulsspektrum identifizierter Protonen . . . . .	83
7.15	Auswirkung einer falschen Teilchenidentifikation auf die Genauigkeit der $z$ -Messung . . . . .	84
7.16	Genauigkeit der $z$ -Messung . . . . .	85
8.1	Anzahl der geladenen Spuren pro Ereignis als Funktion von $Q^2$ . . . . .	88
8.2	Anzahl der geladenen Spuren pro Ereignis als Funktion von $x_B$ . . . . .	89
8.3	Anzahl der Pionen pro Ereignis als Funktion von $Q^2$ . . . . .	91
8.4	Anzahl der Kaonen pro Ereignis als Funktion von $Q^2$ . . . . .	91
8.5	Anzahl der Protonen pro Ereignis als Funktion von $Q^2$ . . . . .	92
8.6	Anzahl der Pionen pro Ereignis als Funktion von $x_B$ . . . . .	92
8.7	Anzahl der Kaonen pro Ereignis als Funktion von $x_B$ . . . . .	93
8.8	Anzahl der Protonen pro Ereignis als Funktion von $x_B$ . . . . .	93

8.9	Differentielles $z$ -Spektrum aller geladenen Hadronen ( $\langle x_B \rangle = 10^{-3}$ und $\langle Q^2 \rangle = 30$ GeV) . . . . .	95
8.10	Differentielle $z$ -Spektren für Pionen . . . . .	95
8.11	Differentielle $z$ -Spektren für Kaonen . . . . .	96
8.12	Differentielle $z$ -Spektren für Protonen . . . . .	96
8.13	Differentielle skalierte Hadronmultiplizitäten als Funktion von $Q^2$ . . . . .	98
8.14	Differentielle skalierte Hadronmultiplizitäten als Funktion von $x_B$ . . . . .	98

# Tabellenverzeichnis

1.1	Überblick über Lepton-Proton-Streuexperimente mit Nachweismöglichkeiten des hadronischen Endzustands . . . . .	4
1.2	Design und im Herbst 1992 erreichte Parameter von HERA . . . . .	5
1.3	Kinematische Bereiche von H1 und EMC im Vergleich . . . . .	6
4.1	Tabelle mit Schnitten . . . . .	28
4.2	Ergebnisse der Gauss-Anpassungen an die Verteilungen der $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{TM}$ von minimal ionisierenden Pionen . . . . .	31
4.3	Übersichtstabelle mit Schnitten zur Spurselektion . . . . .	35
4.4	Zusammenstellung der Anpassungsparameter der Bethe-Bloch-Funktion . . . . .	35
4.5	Tabelle mit Schnitten für die Pionen aus Kaon-Zerfällen . . . . .	46
4.6	Ergebnisse zur Pion-Identifikations-Wahrscheinlichkeit . . . . .	50
4.7	Akzeptanz und Effektivität der Pion-Elektron-Trennung . . . . .	51
8.1	Definition der untersuchten $z$ -Intervalle . . . . .	94