HD - IHEP 96 - 17

Das Kalibrationssystem CAM für das neue Kalorimeter SpaCal des Detektors H1 bei HERA und Analyse erster Daten

INAUGURAL - DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlich - Mathematischen

Gesamtfakultät

der

Ruprecht - Karls - Universität

Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Joachim Janoth
aus Gelsenkirchen-Buer
Tag der mündlichen Prüfung: 28.11.1996

Gutachter: Prof. Dr. Karlheinz Meier

Prof. Dr. Franz Eisele

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung **1**

2. Grundlagen zur theoretischen Beschreibung der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung **3**

2.1. Kinematische Variablen 3

2.1.1. Definition der kinematischen Variablen 3

2.1.2. Rekonstruktion der Ereigniskinematik 5

2.2. Wirkungsquerschnitte für die tiefinelastische Positron-Proton-Streuung und die Strukturfunktionen des Protons 8

2.3. Das Quark-Parton-Modell 9

3. Der experimentelle Aufbau **11**

3.1. Die Speicherringanlage HERA 11

3.2. Physik bei HERA 12

3.3. Der Detektor H1 13

3.3.1. Der Detektors H1 in den Datennahmeperioden 1992-1994 13

3.3.2. Die Änderungen am Detektors H1 nach der Datennahmeperiode 1994 16

3.4. Physikalische Motivation zur Erneuerung der rückwärtigen Region des Detektors H1 19

3.5. Der Trigger 23

3.5.1. Der Trigger des SpaCals 25

3.6. Datenauslese und Rekonstruktion 26

3.6.1. Datenauslese 26

3.6.2. Rekonstruktion 27

3.6.3. Klassifizierung von Ereignissen 29

3.7. Simulation von Ereignissen 30

3.7.1. Die Generatoren 30

3.7.2. Das Simulationspaket H1SIM 30

4. Das SpaCal **31**

4.1. Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie 31

4.1.1. Elektromagnetische Schauer 31

4.1.2. Hadronische Schauer 34

4.2. Aufbau des SpaCals 35
4.2.1. Das technische Design des SpaCals 35
4.2.2. Kalorimetrische Messung der Teilchenenergie 39
4.2.3. Die Energieauflösung des SpaCals 40
4.2.4. Die Ortsauflösung des SpaCal 40
4.3. Photomultiplier 41

5. Das Kalibrationssystem CAM 45
5.1. Zielsetzung bei der Entwicklung des CAM-Systems 45
5.2. Übersicht über das CAM-System 46
5.3. Aufbau des CAM-Systems 47
5.3.1. Aufbau eines einzelnen CAM-Moduls 47
5.3.2. Aufbau des CAM-Systems im Detektor H1 49
5.4. Funktionsmöglichkeiten des CAM-Systems 51
5.4.1. Adressieren der CAM Module 51
5.4.2. Wahl des LED Musters 52
5.4.3. Wahl der Pulslänge 53
5.4.4. Wahl der anliegenden LED-Spannung 55
5.4.5. Wahl der Pulsrate 56
5.5. Die Elektronik des CAM-Systems 57
5.5.1. Ansteuerung und Betrieb des CAM-Systems 57
5.5.2. Die Ausleseelektronik 61
5.5.3. Elektronische Kalibration und Linearität der Ausleseelektronik 64
5.6. Redundanz, Rate und Berechnung der CAM-Korrekturfaktoren 64
5.6.1. Redundanz 64
5.6.2. Berechnung der CAM-Korrekturfaktoren 65
5.7. Speicherung der CAM-Korrekturfaktoren 70
5.8. Zeitlicher Abgleich der CAM-Module 72
5.9. Stabilität des CAM-Systems 76
5.9.1. Stabilität des optischen Systems 76
5.9.2. Stabilität der Photomultiplier 79
5.10. Die Anwendung der CAM-Daten auf physikalische Ereignisse 82
5.10.1. Korrektur einzelner Detektorzellen 82
5.10.2. Korrektur physikalischer Ergebnisse 84
5.11. Spezielle Anwendungen des CAM-Systems 85
5.11.1. Funktionstests des SpaCals 85
5.11.2. Die erste Vorkalibration des SpaCals 86
5.11.3. Präzise Messung der Hochspannungsveränderungen an den Photomultipliern 86

6. Kalibration des SpaCals **87**

6.1. Konzept der Kalibration 88

6.2. Relativer Zellenabgleich 89

6.2.1. Kalibration mit dem CAM-System 89

6.2.2. Kalibration mit kosmischen Myonen 91

6.2.3. Kalibration mit Halo-Myonen des Protonenstrahls 94

6.3. Absolute Energiekalibration 96

6.3.1. Prinzip und Durchführung der Kalibration 96

6.3.2. Ergebnis der absoluten Kalibration 99

6.4. Kombination der Kalibrationsmethoden 101

6.5. Korrelation der verschiedenen Kalibrationsmethoden 104

6.6. Überprüfung der Kalibration 108

6.7. Ergebnis und Zusammenfassung der Kalibration 110

7. Analyse von Ereignissen aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung mit dem SpaCal 111

7.1. Die Datennahmeperiode 1995 111

7.2. Effizienz des SpaCal-Triggers 111

7.3. Selektion der Ereignisse 113

7.4. Effizienz der Selektionsschnitte 125

7.4.1. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf r_{Cl} 125

7.4.2. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf d_{BDC} 126

7.4.3. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf E_{had} 127

7.4.4. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf E_{Zyl} 127

7.4.5. Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf Σ_z 127

7.4.6. Zusammenfassung der Effizienzen der Schnitte 128

7.5. Bestimmung des Wirkungsquerschnitts aus tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung 129

7.6. Ausblick auf zukünftige Ergebnisse 134

7.7. Zusammenfassung der Analyse 134

8. Zusammenfassung **135**

Anhänge **137**

Anhang A) Schaltplan eines CAM-Moduls 137

Anhang B) Datenbänke des CAM-Systems 140

Anhang C) Numerierungsschemata des CAM-Systems und des SpaCals 142

Literaturverzeichnis **145**

Danksagung **149**

1. Einleitung

Die Elementarteilchenphysik versucht zu ergründen, welches die kleinsten Bausteine der Materie sind und welche Wechselwirkungen sie miteinander eingehen. Ein Weg zur Beantwortung dieser Fragen sind Streuexperimente, die seit dem Versuch Rutherfords 1911 [Rut 11] durchgeführt werden. Rutherford beschoß eine dünne Goldfolie mit α-Teilchen und entdeckte, daß das Atom aus einem positiv geladenen Kern, der fast die gesamte Masse des Atoms in sich vereinigt, und einer negativ geladenen Elektronenhülle besteht. Mit Hilfe seiner Versuche konnte Rutherford ein neues Atommodell aufstellen, in dem zum ersten Mal von einem Atomkern gesprochen werden konnte.

Später konnte gezeigt werden, daß auch der Kern des Atoms eine Struktur besitzt und aus Protonen und Neutronen, den Nukleonen, aufgebaut ist. Im Jahr 1964 sagten Gell-Mann et al. [Gel 64] und Zweig [Zwe 64] unabhängig voneinander die Existenz subnuklearer Teilchen, der Quarks, aus denen das Proton und das Neutron aufgebaut sind, voraus. Diese konnten einige Zeit später an der Beschleunigeranlage SLAC, dem **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter, in einem Elektron-Nukleon-Streuexperiment indirekt nachgewiesen werden. Dabei sind die Elektronen auf ein ruhendes Target geschossen worden.

Im Gegensatz dazu werden bei Streuexperimenten an Speicherringanlagen nicht nur die Geschoßteilchen, sondern auch das Target beschleunigt, so daß sich eine wesentlich höhere Schwerpunktsenergie bei der Kollision der Teilchen ergibt. Bei der Speicherringanlage HERA werden nicht nur die Positronen, die Antiteilchen der Elektronen, sondern auch das Target, die Protonen, beschleunigt und zur Kollision gebracht. Auf diese Weise wird ein großer, bisher nicht erreichbarer kinematischer Bereich zugänglich, in dem die Gesetzmäßigkeiten der Physik überprüft werden können.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Erneuerung der rückwärtigen Region des Detektors H1 an der Speicherringanlage HERA. Im Winter 1994/1995 ist ein neues Kalorimeter in den Detektor H1 eingebaut worden, das mit Photomultipliern ausgelesen wird.

Ziel dieser Arbeit ist es, ein Kalibrationssystem zu entwickeln und zu betreiben, das die Veränderung der Verstärkung der verwendeten Photomultiplier mißt, die gemessenen Daten so abspeichert, daß sie zur Korrektur der mit dem Kalorimeter gewonnenen physikalischen Observablen eingesetzt werden können. Ziel ist es, die Energieskala des Kalorimeters mit einer Genauigkeit von 0,5% konstant zu halten. Nur eine permanente Kontrolle der Stabilität der Verstärkung der Photomultiplier garantiert eine präzise Energiemessung durch das neue Kalorimeter.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Zunächst werden im anschließenden Kapitel 2 theoretische Grundlagen zum Verständnis der Positron-Proton-Streuung erläutert. Kapitel 3 beschreibt den experimentellen Aufbau der Speicherringanlage HERA. Ferner wird der Aufbau des Detektors H1 vor und nach dem Umbau im rückwärtigem Bereich im Winter 1994/1995 dargestellt. Bei diesem Umbau sind das rückwärtige Kalorimeter und die rückwärtige Drahtkammer ausgetauscht worden. Es wird anhand der erzielbaren physikalischen Ergebnisse die Motivation für den Umbau des Detektors H1 in der rückwärtigen Region gegeben. Hierbei wird der Schwerpunkt auf die Möglichkeiten der beiden Kalorimeter gesetzt. Das neue rückwärtige Kalorimeter des Detektors H1 wird in Kapitel 4 vorgestellt und dessen Aufbau und Eigenschaften detailliert beschrieben. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Kali-

brationssystem wird eingehend in Kapitel 5 beschrieben. Es wird gezeigt, wie die Daten physikalisch interessanter Ereignisse mit Hilfe dieses Systems aufbereitet und korrigiert werden. Kapitel 6 beschäftigt sich mit der Kalibration des neuen rückwärtigen Kalorimeters des Detektors H1 vor und während der Datennahmeperiode im Jahr 1995. Die zur Kalibration verwendeten Methoden, deren Kombination und die Ergebnisse werden präsentiert. Die in dieser Periode genommen Daten werden unter Berücksichtigung des neuen rückwärtigen Kalorimeters für tiefinelastische Positron-Proton-Steuung in Kapitel 7 untersucht. Dabei wird erstmals ein bisher unzugänglicher kinematischer Bereich erschlossen, in dem die Kinematik der Ereignisse aus Positron-Proton-Streuung untersucht wird. Eine Zusammenfassung dieser Arbeit mit ihren wichtigsten Ergebnissen ist in Kapitel 8 gegeben.

2. Grundlagen zur theoretischen Beschreibung der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung

Nach heutigen Erkenntnissen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik ist die gesamte Materie aus Fermionen aufgebaut. Die Fermionen unterteilen sich in zwei Klassen, die Leptonen und die Quarks. Abbildung 2.1. gibt einen Überblick über diese Klassen.

Leptonen Quarks

$$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}\ \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix}\ \begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}\ \begin{pmatrix}s\\ c\end{pmatrix}\ \begin{pmatrix}b\\ t\end{pmatrix}$$

Abbildung 2.1.: Die beiden Klassen der elementaren Fermionen in ihren drei Generationen.

Alle Fermionen mit Ausnahme des ν_τ sind direkt nachgewiesen worden, nachdem 1994 auch das Top-Quark *t* nachgewiesen werden konnte [Abe 94]. Das ν_τ ist bislang nur indirekt nachgewiesen worden, ist jedoch für das Standardmodell zwingend erforderlich.

Quarks existieren anders als die Leptonen nur in gebundenen Zuständen, den Hadronen. Erkenntnisse über die Quarks und deren Wechselwirkungen lassen sich mit der Erforschung der Struktur der Hadronen gewinnen. Die Struktur des Protons kann mit Hilfe der Lepton-Proton-Streuung bestimmt werden. Die Speicherringanlage HERA bietet die einzigartige Möglichkeit, die Strukturfunktion des Protons über einen weiten kinematischen Bereich zu messen. Insbesondere erlaubt sie die Vermessung in dem bisher unzugänglichen kinematischen Bereich, bei denen das gestreute Quark nur einen kleinen Bruchteil des Protonimpulses trägt. In diesem kinematischen Bereich stimmen die verschiedenen theoretischen Modelle zur Beschreibung der Strukturfunktion des Protons nicht überein.

2.1. Kinematische Variablen

Im folgenden werden die für die Behandlung der betrachteten Prozesse gebräuchlichen kinematischen Variablen definiert und anschließend anhand des Koordinatensystems im Detektor H1 aus den verschiedenen meßbaren Größen berechnet.

2.1.1. Definition der kinematischen Variablen

Der Prozeß der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung ist in Abbildung 2.2. dargestellt und kann folgendermaßen beschrieben werden. Das einlaufende Positron mit dem Viererimpuls *k* emittiert ein virtuelles Photon oder ein Z°-Boson und besitzt als gestreutes Positron den Viererimpuls *k'*. Der Austausch des virtuellen Photons oder des Z°-Boson mit dem einlaufenden Proton, das einen Viererimpuls *p* trägt, überträgt den Viererimpuls $q = k - k'$ und führt meist zur Zerstörung des Protons, so daß seine Bestandteile gebündelt in mehrere sogenannte Jets hadronisieren und als hadronischer Endzustand *X* bezeichnet werden. Der hier beschriebenen Prozeß wird aufgrund seines neutralen Austauschteilchens auch als Prozeß der neutralen

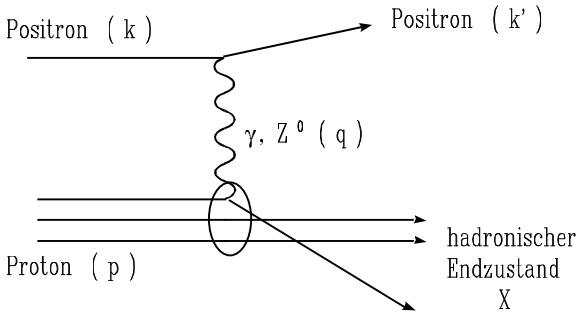

Abbildung 2.2.: Tiefinelastische Positron-Proton-Steuung in niedrigster Ordnung der QED[1] und QCD[2]. Für jedes Teilchen ist der Viererimpuls in Klammern angegeben.

Ströme bezeichnet. Andere Prozesse, in denen ein $W^{+/-}$-Boson ausgetauscht wird, werden entsprechend als Prozesse geladener Ströme bezeichnet. Diese Prozesse werden jedoch in dieser Arbeit nicht untersucht und aus diesem Grund nicht näher beschrieben.

Zur Beschreibung der Ereigniskinematik in der tiefinelastischen Positron-Proton-Steuung werden folgende lorentzinvariante Größen definiert:

- Der Betrag des Quadrats des Viererimpulsübertrags Q^2, der zur Vereinfachung im weiteren als Impulsübertrag bezeichnet wird:

(2.1) $$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$$

- Die Bjorkensche Skalenvariable x_B, die einen Wertebereich von $0 \le x_B \le 1$ hat und unter Vernachlässigung aller Teilchenmassen nach dem naiven Quark-Parton-Modell, das im Verlauf dieses Kapitels noch näher beschrieben wird, als der Bruchteil des Protonimpulses angesehen werden kann, den das gestreute Quark vor dem Streuprozeß getragen hat:

(2.2) $$x_B = \frac{Q^2}{2pq}$$

- Die Skalenvariable y, die ebenfalls einen Wertebereich von $0 \le y \le 1$ besitzt und als Inelastizitätsparameter bezeichnet wird, gibt das Verhältnis zwischen der Energie des ausgetauschten Photons zur Energie des einlaufenden Positrons an:

(2.3) $$y = \frac{pq}{pk}$$

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie s:

(2.4) $$s = (p + k)^2$$

Die so definierten vier Größen sind nicht unabhängig voneinander, sondern über die folgende Beziehung miteinander verknüpft:

(2.5) $$Q^2 = x_B \cdot y \cdot s$$

---

[1] QED steht als Abkürzung für **Q**uante**n**elektro**d**ynamik.

Aufgrund dieser Verknüpfung kann bei gegebener Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ aus der Messung von nur zwei der drei kinematischen Größen die dritte eindeutig bestimmt werden.

2.1.2. Rekonstruktion der Ereigniskinematik

Zur experimentellen Bestimmung der im vorherigen Abschnitt eingeführten Größen lassen sich verschiedene Methoden benutzen. Alle Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik sind in [Kle 91] beschrieben und untereinander verglichen.

Die Ausnutzung der verschiedenen Methoden liefert redundante Ergebnisse, so daß eine Abschätzung über systematische Unsicherheiten gegeben werden kann. Weiterhin ist die Auflösung der kinematischen Variablen für verschiedene Methoden ihrer Rekonstruktion in unterschiedlichen Wertebereichen einer Variablen unterschiedlich gut, so daß es Sinn macht, zwei Methoden zu kombinieren.

Im folgenden werden die im Experiment H1 benutzten Methoden dargestellt und ihr Auflösungsvermögen betrachtet:

Methode 1: Die Elektronmethode

Die Rekonstruktion der Ereigniskinematik beruht bei dieser Methode auf der Messung der Energie und des Polarwinkels des gestreuten Positrons. Sie wird allgemein als Elektronmethode bezeichnet, da nur Informationen des gestreuten Elektrons bzw. Positrons verwendet werden, um die Ereigniskinematik zu rekonstruieren. Die Skalenvariable y ergibt sich nach der Elektronmethode zu:

$$y_e = 1 - \frac{E}{E_{ein}} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{2.6}$$

Dabei ist E_{ein} die Energie des einlaufenden bzw. E die Energie des um den Winkel θ gestreuten Positrons, bezogen auf die Flugrichtung des einlaufenden Protons.

Die Größe Q^2 ist gegeben durch:

$$Q_e^2 = 4\, E\, E_{ein} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{2.7}$$

Mit der Bestimmung dieser beiden Größen ist die Ereigniskinematik vollständig gegeben. Die Bjorkensche Skalenvariable kann aus ihnen bestimmt werden durch:

$$x_{B,e} = \frac{Q_e^2}{s y_e} \tag{2.8}$$

Die experimentelle Auflösung für die aus der Messung berechneten Größen y und Q^2 ergibt sich zu [Kle 91]:

[2] QCD steht als Abkürzung für **Q**uanten**c**hromo**d**ynamik

(2.9)
$$\left(\frac{\sigma_{y_e}}{y_e}\right)^2 = \left(\left(1-\frac{1}{y_e}\right)\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 + \left(\left(1-\frac{1}{y_e}\right)\cot\left(\frac{\theta}{2}\right)\sigma_\theta\right)^2$$

(2.10)
$$\left(\frac{\sigma_{Q_e^2}}{Q_e^2}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 + \left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\sigma_\theta\right)^2$$

Die Auflösung von y verschlechtert sich bei der Elektronmethode zunehmend bei kleiner werdenden Werte von y.

Methode 2: Die Methode von Jaquet und Blondel

Diese Methode nutzt allein den hadronischen Endzustand zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik aus. Mit Hilfe der Energie- und Impulserhaltung ergibt sich:

(2.11)
$$y_{JB} = \frac{\sum_{l=1}^{N_{Hadronen}}\left(E_l - p_{z,l}\right)}{2E_{ein}}$$

(2.12)
$$Q_{JB}^2 = \frac{\sum_{l=1}^{N_{Hadronen}}\left(p_{x,l}^2 + p_{y,l}^2\right)}{1-y_{JB}}$$

und

(2.13)
$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{sy_{JB}}$$

Dabei laufen die Summen über alle nachgewiesenen Teilchen des hadronischen Endzustandes. $p_{j,l}$ bezeichnet die Komponente j des Impulses des Teilchens l und E_l dessen Energie. Das rechtshändige Koordinatensystem zeigt mit der z-Achse in Richtung der Protonenflugrichtung und mit seiner x-Achse im nominellen Wechselwirkungspunkt des Detektors H1 auf den Mittelpunkt der Speicheranlage HERA. Zur Messung von y_{JB} und Q_{JB}^2 tragen im allgemeinen viele verschiedene Detektorkomponenten bei. Aus diesem Grunde ist es nicht möglich, einheitliche Formeln zur Bestimmung der Auflösungen $\sigma_{y_{JB}}$ und $\sigma_{Q_{JB}^2}$ anzugeben [Ben 91].

Methode 3: Die gemischte Methode

Da einerseits Methode 2 im Bereich kleiner Werte von y_{JB} eine bessere Rekonstruktion von y ermöglicht als Methode 1, andererseits Q^2 mit der Methode 1 genauer bestimmt werden kann, können Methode 1 und Methode 2 wie folgt miteinander kombiniert werden:

(2.14)
$$y_g = y_{JB}$$

(2.15)
$$Q_g^2 = Q_e^2$$

und

Offending Command = 43htung
Error = nametype : undefined
this name is not defined in a dictionary
Stack =
436
73
1674
Wirkungsquerschnitte f r die 7 (F) 17 SB gr g4T410 SngsqSB 165urf1 SBi5 CB