

Interner Bericht  
DESY F35D-94-09  
Juli 1994



# Nachweis von Elektronen aus der e-p Streuung mit dem Hadron-Elektron-Separator im ZEUS-Experiment

von

I. Fleck

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

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

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

**Nachweis von Elektronen  
aus der e-p Streuung  
mit dem  
Hadron-Elektron-Separator  
im  
ZEUS-Experiment**

**Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg**

vorgelegt von

**Ivor Fleck** ✓  
aus Hannover

**Hamburg 1994**

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. E. Lohrmann  
Prof. Dr. V. Blobel

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. E. Lohrmann  
Prof. Dr. W. Bartel

Datum der Disputation : 14.07.1994

Sprecher des  
Fachbereichs Physik und  
Vorsitzender des  
Promotionsausschusses : Prof. Dr. E. Lohrmann

Für meine Mutter und meinen Vater

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden die ersten mit dem Hadron-Elektron-Separator (HES) genommenen Daten beschrieben. Der HES ist ein großflächiger Siliziumdetektor ( $10 \text{ m}^2$ ) und besteht aus 10.048 einzelnen Dioden, die als Halbleiterzähler eingesetzt werden. Er befindet sich innerhalb des rückwärtigen Kalorimeters des ZEUS-Detektors in einer Tiefe von 3,3 Strahlungslängen. Die einzelnen Dioden haben eine Größe von  $3 \times 3,3 \text{ cm}^2$  und eine Dicke von  $400 \mu\text{m}$ . Die Elektron-Hadron-Trennung wird durch die Messung der Energiedeposition in den Dioden vorgenommen. Die deponierte Energie ist proportional zu der Anzahl der in einem elektromagnetischen oder hadronischen Schauer enthaltenen Teilchen, so daß die beiden verschiedenen Arten von Schauern aufgrund der unterschiedlichen Schauerentwicklung von einander unterschieden werden können.

Im Jahr 1992 waren 2012 Dioden in der Nähe des Strahlrohrs installiert. Mit diesen Dioden, die alle in die Ausleseketten integriert waren, wurden systematische Überprüfungen der Funktionsweise des HES durchgeführt.

Es wurde ein Algorithmus zur Identifikation von Elektronen und zur Berechnung eines Schauer-schwerpunkts entwickelt. Durch die kleineren Dimensionen der HES-Dioden im Vergleich zu den Kalorimeterzellen konnte eine verbesserte Positionsauflösung erreicht werden. Zusätzlich wurde mit dem HES eine Abschätzung der Effizienz für die Elektronenerkennung auf der Basis eines Vergleichs mit anderen Elektronenerkennungsmethoden durchgeführt. Es war weiterhin möglich, neutrale Pionen im Energiebereich von 2 bis 7 GeV durch ihren Zerfall in zwei Photonen nachzuweisen.

Schon die geringe Statistik des Jahres 1992 war ausreichend, um mit dem HES einen Datensatz mit Elektronen aus der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung zu selektieren. Mit diesem Datensatz wurden Messungen der Protonstrukturfunktion  $F_2$  durchgeführt. Die mit dem HES durchgeführte Analyse ging über die Analysen der ZEUS-Kollaboration hinaus und erweiterte den Meßbereich zu kleineren Werten von  $x$  und  $Q^2$  hin. In der Zwischenzeit sind alle 10.048 Dioden installiert worden.

## Abstract

This thesis describes results from the first operation of the Hadron Electron Separator (HES). It is a large area ( $10 \text{ m}^2$ ) silicon detector consisting of 10,412 silicon diodes used as particle detectors. It is situated inside the ZEUS Rear Calorimeter. The individual diodes have a size of  $3 \times 3.3 \text{ cm}^2$  and a thickness of  $400 \mu\text{m}$ . Distinguishing electrons and hadrons is possible by measuring the energy deposit in the individual diodes. As the deposited energy is proportional to the number of particles contained in an electromagnetic or hadronic shower, these two types of showers can be distinguished by their different showering behaviour. The HES is situated at a depth of 3.3 radiation units inside the calorimeter.

During the year 1992, 2,016 HES diodes had been installed in an area close to the beampipe. All of these diodes were included in the readout chain and systematic checks of the performance were made with the first data.

An algorithm was developed to identify electrons and to calculate the center of gravity of an electromagnetic shower. Due to the smaller granularity of the HES compared to the calorimeter cells an improved position resolution was achieved. In addition, the HES provided an estimate of the efficiency of electron recognition by comparison with other methods of electron identification.

Clear signals for electrons were seen and it was also possible to detect neutral pions in the energy range from 2 to 7 GeV by their decay into two photons.

Even with the limited statistics in 1992, it was already possible to select a sample of electrons originating from deep inelastic scattering. This sample was used to determine the proton structure function  $F_2$  and the analysis done with the HES extends the analyses published by the ZEUS collaboration to lower values of  $x$  and  $Q^2$ . In the meantime all 10,048 diodes have been installed.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>Möglichkeiten der Physik mit dem HERA Speicherring</b>	<b>8</b>
2.1	Die Speicherringanlage HERA	8
2.2	Überblick über die physikalischen Prozesse bei HERA	10
2.2.1	Tiefunelastische Elektronstreuung	11
2.2.2	Photoproduktion	15
2.2.3	Exotische Prozesse	17
<b>3</b>	<b>Der ZEUS-Detektor</b>	<b>18</b>
3.1	Die Spurkammern	20
3.2	Das hochauflösende Kalorimeter	21
3.3	Das äußere Kalorimeter	24
3.4	Die Myonenkammern	24
3.5	Der Luminositätsdetektor	25
<b>4</b>	<b>Der Hadron-Elektron-Separator (HES)</b>	<b>26</b>
4.1	Bedeutung des HES	28
4.1.1	Elektromagnetische Schauer	28
4.1.2	Hadronische Schauer	31
4.1.3	Signal eines minimalionisierenden Teilchens	33
4.1.4	Positionswahl des HES	35
4.2	Experimenteller Aufbau	37
4.2.1	Die Siliziumdioden	37
4.2.2	Die Diodenkarten	38
4.2.3	Die Vielschichtleiterplatten	39

## INHALTSVERZEICHNIS

4.2.4	Die Ausleseelektronik	44
<b>4.3</b>	<b>Die Signalverarbeitung</b>	<b>45</b>
4.3.1	Der Vorverstärker	47
4.3.2	Die Analogkarten	48
4.3.3	Die Digitalkarte	51
<b>4.4</b>	<b>Signalrekonstruktion</b>	<b>53</b>
4.4.1	Korrektur aufgrund der Signalspeicherung	53
4.4.2	Rekonstruktionsalgorithmus	57
4.4.3	Überprüfung des Rekonstruktionsalgorithmus	60
<b>5</b>	<b>Analyse der HES-Daten</b>	<b>63</b>
5.1	Funktionalitätstests	63
5.1.1	Elektronensignale	63
5.1.2	Hadronensignale	68
5.1.3	Myonensignale	72
5.2	Positionsrekonstruktion	73
5.3	Beobachtung neutraler Pionen	78
<b>6</b>	<b>Elektronenidentifikation</b>	<b>83</b>
<b>7</b>	<b>Bestimmung der Protonstrukturfunktion <math>F_2</math></b>	<b>94</b>
7.1	Grundlagen	94
7.2	Rekonstruktionsmethoden	96
7.3	Selektion der Ereignisse	98
7.3.1	Vorselektion	98
7.3.2	Endgültige Selektion	99
7.4	Überprüfung der Rekonstruktion	100
7.5	Entfaltung	107
7.6	Inversion der Transfermatrix	109
7.7	Korrektur der Daten	110
7.7.1	Untergrund	111
7.7.2	Effizienz des Elektronennachweises	112
7.8	Fehlerbetrachtung	113
7.8.1	Statistische Fehler	113

INHALTSVERZEICHNIS	5
7.8.2 Systematische Fehler	114
7.9 Auswertung	116
8 Zusammenfassung	123

## Kapitel 1

### Einleitung

Mit der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA wird zum ersten Mal ein Speicherring betrieben, bei dem Elektronen und Protonen gespeichert und zur Kollision gebracht werden. Ziel dieser Anlage ist, ein besseres Verständnis über den Aufbau des Protons und insbesondere über das Verhalten seiner Konstituenten bei hohen Impulsüberträgen zu erlangen. Es wird möglich sein, in einen kinematisch noch vollkommen unerschlossenen Bereich vorzudringen und Strukturen des Protons bzw. seiner Konstituenten bis zu einer Ausdehnung von  $3 \cdot 10^{-18}$  cm zu untersuchen. Auch die Beobachtung des Impulsspektrums der Konstituenten kann in einen hundertfach kleineren Bereich ausgedehnt werden. Es bieten sich noch weitere Untersuchungsfelder, wie z.B. ein Einblick in die Struktur des Photons und die Suche nach bisher unentdeckten Teilchen.

Die Identifikation von Elektronen ist bei den bei HERA stattfindenden Prozessen von besonderer Bedeutung, sei es in den Prozessen der tiefinelastischen Streuung im Bereich kleiner Werte von  $x$  und  $Q^2$ , die neuerdings von großem theoretischen Interesse sind, und im semileptonischen Zerfall eines schweren Quarks, wie er beim Zerfall von B-Mesonen auftritt. Hierbei treten Schwierigkeiten auf, weil die Abtrennung von der Photoproduktion und von den Teilchen aus hadronischen Jets eine große Unterdrückung von Hadronen verlangt. Um die Identifikation von Elektronen im Kalorimeter zu verbessern, wurde eine zusätzliche Komponente, der Hadron-Elektron-Separator (HES), gebaut.

Der HES besteht aus einer Lage von Siliziumdioden mit einer aktiven Fläche von  $3 \times 3,3$  cm<sup>2</sup> und einer Dicke von 400  $\mu$ m. Insgesamt wird eine Fläche von 10 m<sup>2</sup> innerhalb des rückwärtigen Kalorimeters bei ZEUS mit diesen Dioden bestückt. Im Jahr 1992, dem ersten Jahr der Datennahme bei HERA, waren 2 m<sup>2</sup>, entsprechend 2.012 Dioden, installiert. Die Dioden werden als Halbleiterzähler benutzt, so daß mit der in den Dioden deponierten Energie auf die Anzahl der Teilchen zurückgeschlossen werden kann, die die Dioden durchquert haben. Der HES ist in der Nähe des Schauermaximums eines elektromagnetischen Schauers innerhalb des Kalorimeters untergebracht. Da Hadronen eine wesentlich größere Wechselwirkungslänge als Elektronen besitzen, beginnt die Mehrzahl der hadronischen Schauer erst hinter der Ebene des HES. Deshalb wird in den Dioden dann nur das Signal eines einzigen Teilchens registriert. Somit wird eine gute Trennung von Elektronen und Hadronen erreicht.

Mit den im Jahr 1992 genommenen Daten wurde zunächst eine Funktionsprüfung des HES durchgeführt. Die geringe Luminosität war bereits ausreichend, um eine erste Messung der tiefinelastischen Streuung durchzuführen.

Zunächst wird ein Überblick über HERA und die wichtigsten physikalischen Prozesse in der Elektron-Proton-Streuung unter besonderer Berücksichtigung der tiefinelastischen Streuung gegeben. Im Anschluß findet eine Beschreibung des ZEUS-Detektors im allgemeinen und des HES im besonderen statt. Dazu werden der genaue mechanische Aufbau, die Erzeugung der Signale in den Dioden und die Signalverarbeitung in der Auslekette beschrieben. Das folgende Kapitel enthält die Analysen der mit dem HES genommenen Daten, einen Algorithmus zur Berechnung des Schwerpunktes eines elektromagnetischen Schauers und Untersuchungen an neutralen Pionen. Im Anschluß daran wird die Erkennung von Elektronen mit dem HES ausführlich erläutert und die Resultate werden mit denen des Kalorimeters verglichen. Das letzte Kapitel enthält die Messung der Strukturfunktion  $F_2$ . Es werden zwei verschiedene Methoden vorgestellt, um aus den gemessenen Daten Werte für  $F_2$  zu erhalten. Die Ergebnisse werden mit den Veröffentlichungen von H1 und ZEUS und den theoretischen Vorhersagen verglichen, und die Bedeutung der Ergebnisse wird diskutiert.

## Kapitel 2

# Möglichkeiten der Physik mit dem HERA Speicherring

So laßt uns jetzt mit Fleiß betrachten,  
Was durch die schwache Kraft entspringt:

F. Schiller, *Das Lied von der Glocke*

### 2.1 Die Speicherringanlage HERA

HERA (Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage) ist der erste Speicherring, bei dem Protonen und Elektronen gespeichert und zur Kollision gebracht werden. Die in den Jahren 1992 und 1993 benutzten Energien betragen 26,7 GeV für die Elektronen und 820 GeV für die Protonen, entsprechend einer Schwerpunktsenergie von 296 GeV bzw. einer kinetischen Energie des Elektrons von 46,7 TeV im Ruhesystem des Protons. HERA befindet sich am DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg und reicht mit seinen 6,3 km Umfang weit über das Gelände des DESY hinaus. Ein Lageplan von HERA ist in Abbildung 2.1 dargestellt. HERA wurde in den Jahren 1984 bis 1989 in einer Tiefe von 10 – 20 m gebaut, und es existieren insgesamt vier Hallen für die Aufnahme von Experimenten.

In diesen Experimentierhallen können die Teilchenstrahlen, die sich außerhalb der Hallen in getrennten Vakuumrohren befinden, unter einem Winkel von 0 mrad zur Kollision gebracht werden. Bei den Teilchenstrahlen handelt es sich nicht um kontinuierliche Strahlen, sondern sowohl die Elektronen als auch die Protonen sind in Paketen mit bis zu  $0,3 \cdot 10^{11}$  bzw.  $1,0 \cdot 10^{11}$  Teilchen untergebracht. Die einzelnen Pakete haben einen Abstand von 28,8 m zueinander. Es ist vorgesehen bis zu 210 Pakete von jeder Teilchensorte auf den 6,3 km Umfang zu speichern. Bisher wurde jedoch mit maximal 90 Paketen je Teilchensorte gearbeitet. Der Abstand zwischen den einzelnen Teilchenpaketen entspricht einem Zeitintervall von nur 96 ns zwischen der Ankunftszeit zweier aufeinanderfolgender Pakete im Detektor. Es ist deshalb nicht mehr möglich, eine Triggerentscheidung durchzuführen, bevor die nächste Wechselwirkung stattfinden könnte. Stattdessen wird eine vorläufige Speicherung aller Daten bis zur Entscheidung eines Triggers nach einigen  $\mu$ s durchgeführt.

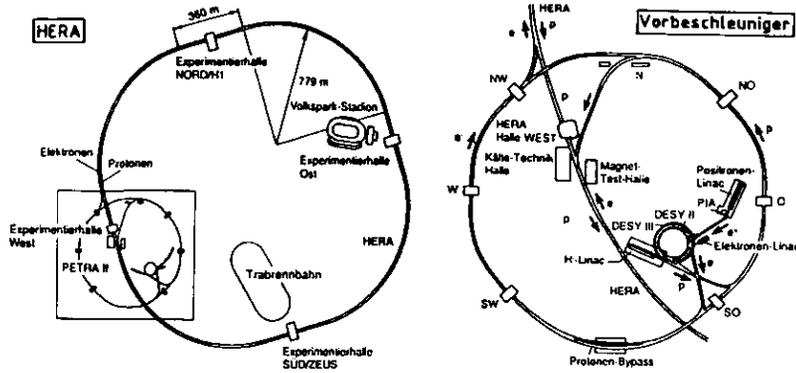


Abbildung 2.1: Ansicht von HERA und den Vorbeschleunigern (aus [Sch90])

Auch beim Betrieb mit weniger als der vorgesehenen Anzahl von Teilchenpaketen sind diese nicht gleichmäßig über HERA verteilt, sondern in Gruppen von jeweils 10 Paketen zusammengefaßt. Zwischen diesen einzelnen Paketen besteht dann der nominelle Abstand von 96 ns.

Aufgrund der unterschiedlichen kinetischen Energien von Elektronen und Protonen wurden zwei getrennte Ringsysteme gebaut. Um die hohen Feldstärken in den Ablenkmagneten für die Protonen zu erreichen, werden bei HERA supraleitende Magnete verwandt. Ebenso wird für die zur Beschleunigung der Elektronen dienenden Kavitäten supraleitendes Material benutzt. Damit hat HERA einen neuen Weg im Beschleunigerbau beschritten.

Eine Kreuzung wurde bisher an zwei Stellen, der nördlichen und der südlichen Experimentierhalle realisiert. In der Halle Nord befindet sich das Experiment H1, in der Halle Süd das Experiment ZEUS. Diese beiden Experimente bestehen aus Vielzweckdetektoren, die alle auftretenden Prozesse in der Elektron-Proton-Wechselwirkung messen sollen. In Kapitel 3 werde ich eine Beschreibung des ZEUS-Experimentes geben. Eine Beschreibung des Experimentes H1 befindet sich z.B. in [H1 93b], und eine ausführliche Darstellung des mit flüssigem Argon betriebenen Kalorimeters in [H1 93c].

Zur Zeit noch im Aufbau befindet sich das Experiment HERMES, das in der Halle Ost untergebracht ist. Bei HERMES wird der Elektronenstrahl nicht mit dem Protonenstrahl, sondern mit einem polarisierten Target zur Kollision gebracht. Ziel ist die Messung von Spin-Strukturfunktionen von Proton und Neutron, so daß der Elektronenstrahl ebenfalls polarisiert sein muß. Bei HERA wurde bereits eine maximale Polarisation des Elektronenstrahls von nahezu 70% [Bar94] erreicht.

Die geplante spezifische Luminosität wurde bereits während des Jahres 1993 übertroffen. Der erzielte maximale Wert betrug  $6 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ mA}^{-2}$  und die integrierte Luminosität des Jahres 1993 mehr als  $1 \text{ pb}^{-1}$ . Für die folgenden Jahre ist eine weitere Erhöhung der Anzahl der Teilchenpakete geplant. Eine genaue Beschreibung von HERA wird in [Wii92] gegeben.

## 2.2 Überblick über die physikalischen Prozesse bei HERA

Für die Beschreibung der Prozesse der Elektron-Proton-Streuung sind folgende Größen gebräuchlich:

$Q^2 = -q^2 = -(p_e - p_l)^2$	negatives Quadrat des Viererimpulsübertrags
$s = (P + p_e)^2$	Quadrat der Schwerpunktsenergie
$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$	Bjorken SkalenvARIABLE
$\nu = \frac{P \cdot q}{m_p}$	absoluter Energieübertrag an das Proton im Ruhesystem des Protons
$\nu_{\max} = \frac{s}{2m_p}$	maximaler absoluter Energieübertrag an das Proton im Ruhesystem des Protons
$y = \frac{\nu}{\nu_{\max}} = \frac{P \cdot q}{P \cdot p_e}$	relativer Energieübertrag im Ruhesystem des Protons
$W^2 = (P + q)^2$	Quadrat der Masse des erzeugten hadronischen Endzustands

mit

- $P$  Viererimpuls des einlaufenden Protons
- $p_e$  Viererimpuls des einlaufenden Elektrons
- $p_l$  Viererimpuls des auslaufenden Leptons (Elektron oder Elektronneutrino)
- $m_p$  Protonmasse
- $m_e$  Elektronmasse
- $m_l$  Masse des auslaufenden Leptons

Bei dem auslaufenden Lepton kann es sich entweder um ein Elektron oder ein Elektronneutrino handeln. Die oben angegebenen Formeln für  $x$  und  $y$  sind jedoch nur Näherungen für den Fall kleiner Massen im Verhältnis zur kinetischen Energie ( $m_e/E_e \ll 1$ ,  $m_p/E_p \ll 1$ ,  $m_l/E_l \ll 1$ ) und großer Werte für  $Q^2$  ( $m_x/Q^2 \ll 1$ ,  $m_h/Q^2 \ll 1$ ). Dabei ist  $m_x$  die Masse des einlaufenden Partons und  $m_h$  die Masse des auslaufenden.

Bei den bei HERA benutzten Strahlenergien sind die Bedingungen für die Massen von Proton, Elektron und auslaufendem Lepton stets erfüllt. Für die Partonmassen hingegen ist die Bedingung nur bei hinreichend großem  $Q^2$  ( $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ ) erfüllt.

Unter der Annahme eines sehr kleinen Kreuzungswinkels der beiden Strahlen ergibt sich

$$s = 4 E_p E_e \quad (2.1)$$

In der tiefunelastischen Streuung hat die Variable  $x$  folgende anschauliche Bedeutung: Betrachtet man das Bjorken Limit mit  $Q^2 \rightarrow \infty$  und  $\nu \rightarrow \infty$ , wobei  $x$  festgehalten wird, so läßt sich  $x$  mit dem Impulsbruchteil des gestreuten Konstituenten am Protonimpuls gleichsetzen.

$$P_x = xP \quad (2.2)$$

$y$  ist ein Maß für die Energieabgabe des einlaufenden Elektrons. Im Ruhesystem des Protons gilt:

$$y = (E_e - E_f)/E_e \quad (2.3)$$

Somit ist  $y$  der relative Energieübertrag des Elektrons an das Proton im Ruhesystem des Protons. Die Variablen  $Q^2, x, y, s$  sind jedoch nicht unabhängig voneinander, sondern über die Beziehung

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s \quad (2.4)$$

miteinander verknüpft. Da  $s$  durch die Strahlenergien und den Kreuzungswinkel der Strahlen vorgegeben ist, gibt es nur zwei unabhängige Meßgrößen.

Die folgenden Arten von Prozessen sind interessant:

- tiefunelastische Elektronstreuung (entspricht großen Werten von  $Q^2, Q^2 \gg m_p^2$ )
- quasi reelle Photoproduktion (entspricht sehr kleinen Werten von  $Q^2$ ); dabei sind unter anderem interessant die Produktion schwerer Quarks, Jetproduktion und der Photonformfaktor
- exotische Prozesse (Erzeugung neuer Teilchen, wie z.B. Leptoquarks, angeregte oder supersymmetrische Elektronen und schwere Neutrinos)

### 2.2.1 Tiefunelastische Elektronstreuung

Bei der Streuung des Elektrons am Proton unterscheidet man zwei verschiedene Arten, die elastische Streuung, bei der gilt:

$$W^2 = m_p^2 \quad (2.5)$$

und die unelastische Streuung mit

$$W^2 \gg m_p^2. \quad (2.6)$$

Bei der elastischen Streuung bleibt also das Proton erhalten, während bei der unelastischen Streuung das Proton aufbricht. Man bezeichnet die Reaktion als tiefunelastisch, wenn gleichzeitig auch ein sehr großer Viererimpulsübertrag stattfindet:

$$Q^2 \gg m_p^2. \quad (2.7)$$

Bei der tiefunelastischen Streuung<sup>1</sup> kann die Wechselwirkung zwischen dem Elektron und dem Proton durch den Austausch eines Photons, eines  $Z^0$  oder eines  $W^\pm$  vermittelt werden. Handelt es sich um ein ungeladenes Austauschteilchen, so spricht man vom neutralen Strom<sup>2</sup>, ansonsten vom geladenen Strom<sup>3</sup>. Bei dem auslaufenden Lepton handelt es sich entweder um ein Elektron, im Falle des neutralen Stroms, oder um ein Elektronenneutrino, im Falle des geladenen Stroms.

<sup>1</sup>Deep Inelastic Scattering, DIS

<sup>2</sup>Neutral Current, NC

<sup>3</sup>Charged Current, CC

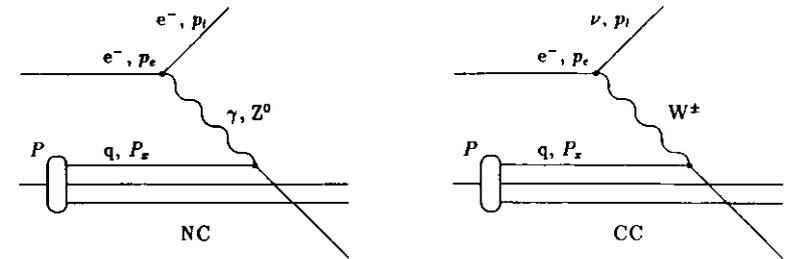


Abbildung 2.2: Prozeß der tiefunelastischen Streuung für geladenen und neutralen Strom in niedrigster Ordnung.

Bei einem Wert von  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  können Werte von  $x$  bis zu  $1,15 \cdot 10^{-4}$  erreicht werden. Deshalb können wir den Bereich sehr kleiner Impulse im Impulsspektrum beobachten.

Das Interessante am Bereich kleiner Werte von  $x$  ist die erwartete Zunahme der Dichte von Gluonen und Seequarks. Um diese Zunahme zu beobachten, muß man geeignete Meßgrößen finden. In der tiefunelastischen Streuung wird das Matrixelement für die Streuung durch das Produkt eines leptonischen und eines hadronischen Tensors festgelegt. Da der leptonische Tensor genau bekannt ist, kann man aus der Messung eines Wirkungsquerschnittes auf die Größen des hadronischen Tensors zurückschließen. Lorenzinvarianz und Stromerhaltung reduzieren die Zahl der linear unabhängigen Elemente des hadronischen Tensors auf drei unbekannte Funktionen, die man mit  $F_1, F_2$  und  $F_3$  bezeichnet. Diese Funktionen werden auch als Strukturfunktionen des Protons bezeichnet.  $F_1$  und  $F_2$  beschreiben die paritätserhaltenden Terme,  $F_3$  beinhaltet die paritätsverletzenden Terme.

Die Strukturfunktion  $F_2$  ist eine Funktion von  $x, Q^2$  und der Renormalisierungsskala  $\mu$ . Im DIS-Schema wird  $\mu = Q^2$  gesetzt, so daß  $F_2$  nur noch eine Funktion von  $x$  und  $Q^2$  ist. Im naiven Partonmodell, in dem man die Photon-Proton-Wechselwirkung als inkohärente Streuung des Photons mit einem Parton beschreibt, läßt sich  $F_2$  mit der gewichteten Summe der Quarkdichten gleichsetzen. Es gilt dann unter Vernachlässigung der  $Z$ -Austauschterme:

$$F_2(x, Q^2) = x \cdot \sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2). \quad (2.8)$$

mit:

- $e_f$  Ladung des Quarks der Sorte  $f$
- $q_f$  Wahrscheinlichkeit, ein Quark der Sorte  $f$  mit einem Impulsbruchteil  $x$  bei einem Impulsübertrag  $Q^2$  im Proton vorzufinden
- $f$  Sorte des Quarks, dabei tragen sowohl Quarks als auch Antiquarks bei

Die Callan-Gross-Gleichung besagt, daß  $F_2 - 2xF_1 = 0$  ist für die Streuung an punktförmigen, masselosen Spin-1/2 Teilchen, die keinen transversalen Impulsanteil besitzen. Besitzen die Teilchen einen transversalen Impuls, so ist die Callan-Gross-Gleichung nicht erfüllt. Man führt deshalb eine weitere Strukturfunktion  $F_L$  mit

$$F_L = F_2 - 2xF_1 \quad (2.9)$$

ein, die diese Abweichung beschreibt. Der effektive Transversalimpuls des Partons, an das das Photon koppelt, ist nur dann größer null, wenn es zuvor ein Gluon abgestrahlt hat, so daß die Messung von  $F_L$  Aufschluß über die Gluondichte ergibt.

Die Wirkungsquerschnitte für die beiden verschiedenen Prozesse in der tiefunelastischen Streuung lassen sich durch die Messung zweier der kinematischen Variablen  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$  bestimmen. Eine mögliche Darstellung ist:

$$\frac{d^2\sigma^{NC}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{1}{x} \cdot [(1-y)F_2(x, Q^2) + y^2 x F_1(x, Q^2) + (y-y^2/2)x F_3(x, Q^2)] \quad (2.10)$$

$$\frac{d^2\sigma^{CC}}{dx dQ^2} = \frac{\pi\alpha^2}{4 \sin^4 \theta_W} \cdot \frac{1}{(Q^2 + M_W^2)^2} \cdot \frac{1}{x} \cdot [(1-y)F_2(x, Q^2) + y^2 x F_1(x, Q^2) + (y-y^2/2)x F_3(x, Q^2)] \quad (2.11)$$

Dabei sind  $M_W$  die Masse des W-Bosons,  $\theta_W$  der schwache Mischungswinkel und  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante. Es wird deutlich, daß die Ereignisrate für die neutralen Ströme mit  $1/Q^4$  abnimmt, während für die geladenen Ströme die Abnahme mit  $1/(Q^2 + M_W^2)^2$  erfolgt. Für  $Q^2 \ll M_W^2$  ist die Ereignisrate der geladenen Ströme deshalb nicht von  $Q^2$  abhängig und sehr klein gegen die Rate für neutrale Ströme. Erst für  $Q^2 \approx 10^4$  GeV<sup>2</sup> haben die beiden Raten die gleiche Größenordnung erreicht. Deshalb wird der Bereich kleiner Werte von  $Q^2$  aus Gründen der noch beschränkten Statistik zunächst mit den neutralen Strömen untersucht werden. Nach Gleichung 2.4 bedeutet das ebenfalls kleine Werte für  $x$  ( $x < 10^{-3}$ ).

Die dynamische Entwicklung der Quarkdichtefunktionen  $q_f$  mit  $Q^2$  wird durch die Integro-Differentialgleichungen beschrieben, die als Altarelli-Parisi-Gleichungen (AP) [Alt77] bezeichnet werden.

$$\frac{\partial q_f(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \cdot \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ P_{ff} \left( \frac{x}{y} \right) q_f(y, Q^2) + P_{fg} \left( \frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \right]. \quad (2.12)$$

Dabei sind die  $P_{ff}$  und  $P_{fg}$  die sogenannten 'splitting functions', die für jede Quarksorte  $f$  getrennt berechnet werden.  $P_{ff}(\frac{x}{y})$  kann als die Wahrscheinlichkeit interpretiert werden, daß ein Quark mit einem Impulsbruchteil  $y$  durch Aussendung eines Gluons in ein Quark mit dem Impulsbruchteil  $x$  übergeht.  $P_{fg}(\frac{x}{y})$  ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Gluon mit Impulsbruchteil  $y$  in ein Quark-Antiquarkpaar übergeht und das Quark den Impulsbruchteil  $x$  erhält.

Mit den AP Gleichungen läßt sich die Änderung von  $F_2$  mit  $Q^2$  berechnen; der absolute Wert von  $F_2$  kann nur durch die Messung an einem Referenzwert für  $Q^2$  erhalten werden und kann nicht ab initio berechnet werden.

Schon bei Werten von  $x < 0,2$  übersteigt die Gluondichte die Quarkdichten. Um einen Zugang zu den Quarkdichten bei kleinem  $x$  zu bekommen, ist es vorteilhaft, zunächst nur die Gluondichte zu betrachten und anschließend die Seequarkdichten daraus zu bestimmen. Dafür gibt es verschiedene theoretische Ansätze.

Eine Vorhersage für die Gluondichte wird durch die erweiterte Form der Altarelli-Parisi-Gleichungen gegeben. Diese Gleichung wurde von mehreren Gruppen entwickelt und wird mit DGLAP

(Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi [Alt77], [Dok77], [Gri72]) bezeichnet. Sie sagt ein Verhalten von

$$x \cdot g(x, Q^2) \sim \exp \left( \frac{48}{b_0} \cdot \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \cdot \ln \frac{1}{x} \right)^{1/2} \quad (2.13)$$

voraus. Danach wächst  $x \cdot g(x, Q^2)$  für  $x \rightarrow 0$  schneller als jede Potenz von  $\ln(\frac{1}{x})$ . Dies führt zu einer Verletzung der Unitarität bei hinreichend kleinem  $x$ , so daß diese Gleichung nicht für beliebig kleine Werte von  $x$  korrekt sein kann.

Alternativ dazu wurde die BFKL-Gleichung (Balitskii-Fadin-Kuraev-Lipatov, [Bal78], [Kur76]) entwickelt, die ein Anwachsen der Gluondichte mit

$$x \cdot g(x, Q^2) \sim x^{-\lambda} \quad \text{mit } \lambda \approx 0,5 \quad (2.14)$$

vorhersagt. Nach dieser Gleichung wächst die Gluondichte mit kleiner werdendem  $x$  sogar noch schneller als in Gleichung 2.13, so daß auch diese Vorhersage nur bis zu einem gewissen Wert von  $x$  ihre Gültigkeit behält.

Eine dritte Regge-artige Vorhersage beschreibt die Gluondichte als

$$x \cdot g(x, Q^2) \sim x^0. \quad (2.15)$$

Da jedem Parton eine Größe nach

$$r(Q^2) \sim 2/Q$$

zugewiesen werden kann, bedeutet der schnelle Anstieg der Gluondichte, daß bei einem bestimmten  $x = x_{\text{krit}}$  das gesamte Volumen des Protons ausgefüllt ist. Betrachtet man noch kleinere Werte von  $x$ , so bedeutet das, daß die einzelnen Partonen überlappen müssen, da das Volumen des Protons begrenzt ist. Tritt diese Überlappung ein, so werden Abschirmungseffekte zwischen den einzelnen Partonen auftreten. Es werden verschiedene Gluonleitern zu einer einzigen rekombinieren, wie es durch komplizierte mehrfach Fächerdiagramme<sup>4</sup> beschrieben wird. Dadurch wird ein uneingeschränktes Anwachsen der Anzahl der Gluonen vermieden. Theoretisch beschrieben wird dieser Prozeß der Abschirmung durch die GLR-Gleichung (Gribov-Levin-Ryskin) [Gri83]:

$$\frac{\partial}{\partial \ln \frac{1}{x}} \left( Q^2 \frac{\partial}{\partial Q^2} xg(x, Q^2) \right) = K \otimes \left( Q^2 \frac{\partial}{\partial Q^2} xg(x, Q^2) \right) - \frac{81\alpha_s^2(Q^2)}{16Q^2 R^2} (xg(x, Q^2))^2. \quad (2.16)$$

Dabei kann  $K$  entweder der Kern aus den Altarelli-Parisi- oder aus der BFKL-Gleichung sein. Damit erhält die GLR-Vorhersage für große Werte von  $x$  das Aussehen von AP oder BFKL. Bei sehr kleinen Werten von  $x$  dominieren jedoch die Abschirmungseffekte, so daß der Anstieg gebremst wird. Der Parameter  $1/R$  ist dimensionsbehaftet und wird typischerweise zwischen 2 und 5 GeV gewählt.  $1/R$  ist dabei ein Maß dafür, ob eine gleichmäßige Verteilung der Partonen innerhalb des Protons vorliegt, oder ob sich sogenannte 'hot spots' bilden. 'hot spots' sind Anhäufungen von Partonen, die sich möglicherweise um ein Valenzquark bilden können. Liegt eine solche ungleichförmige Verteilung

<sup>4</sup>fan diagram

der Partonen vor, so werden die Abschirmungseffekte schon bei größeren Werten von  $x$  beobachtet, als wenn eine gleichmäßige Verteilung vorläge. Geht man von der GJR-Gleichung aus, so ergibt sich bei gleichmäßiger Verteilung eine Gluondichte von  $xg(x, Q^2) \sim 6 Q^2$  ( $Q^2$  gemessen in  $\text{GeV}^2$ ), bei der die Abschirmungseffekte meßbare Effekte zeigen. Parametrisierungen, die sich nach den zur Zeit vorliegenden Meßergebnissen orientieren, sagen eine Gluondichte von ungefähr 20 bei  $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$  und  $x = 5 \cdot 10^{-4}$  voraus. Das ist klein im Vergleich zu dem benötigten Wert von 120, so daß bei HERA nur sehr kleine Effekte aufgrund von Abschirmung erwartet werden.

Sollte sich statt einer gleichmäßigen Verteilung der Partonen eine Verdichtung an den Valenzquarks ergeben, so wird die benötigte Gluondichte bei einem größeren Wert von  $x_{\text{krit}}$  erreicht werden. Es ist deshalb mit HERA möglich, 'hot spots' bis zu einer gewissen Dichte zu entdecken oder ein oberes Limit für die Dichte zu setzen.

Eine Beobachtung aller dieser Phänomene ist möglich durch die Messung von Wirkungsquerschnitten. Dazu ist es notwendig, eine genaue Rekonstruktion der kinematischen Variablen durchzuführen. Zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen in der tiefinelastischen Streuung gibt es verschiedene Möglichkeiten. So kann sowohl über die Messung des Winkels und der Energie des gestreuten Elektrons als auch des hadronischen Systems mit Ausnahme des Protonrestjets eine vollständige Rekonstruktion vorgenommen werden. Im Falle eines CC-Ereignisses ist nur letztere Methode anwendbar, da das Neutrino nicht beobachtet werden kann. Die Variablen des hadronischen Systems werden mit der Jacquet-Blondel-Methode berechnet. Für die neutralen Ströme gibt es auch die Möglichkeit der Messung des Winkels des gestreuten Elektrons und des Winkels des hadronischen Systems. Diese Methode wird Doppelwinkelmethode genannt und hat den Vorteil, daß sie in erster Näherung von einer absoluten Kalibration der Energiemessung unabhängig ist, da sie nur Verhältnisse von Energien betrachtet. Die Formeln für die Rekonstruktion werden in Kapitel 7 gegeben.

### 2.2.2 Photoproduktion

In der Elektron-Proton-Streuung wird die Wechselwirkung in den meisten Fällen durch den Austausch eines Photons vollzogen. Ist das Quadrat des Viererimpulsübertrags in der Nähe von null, so befindet sich das Photon beinahe auf der Massenschale und wird als quasi reelles Teilchen bezeichnet. Die Energie des Photons ist die Differenz der Energie des einlaufenden Elektrons und der des auslaufenden.

In guter Näherung wird die Photoproduktion durch das Vektordominanzmodell beschrieben. Danach kann das Photon kurzfristig in ein leichtes Vektormeson ( $\rho^0$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ) übergehen. Die beobachtete Reaktion ist dann wie eine rein hadronische Wechselwirkung, bei der das Vektormeson mit dem Proton reagiert. Damit bietet sich bei HERA die einzigartige Möglichkeit, außerhalb von  $p\bar{p}$ -Reaktionen rein hadronische Reaktionen oberhalb einer Schwerpunktsenergie von 100 GeV zu beobachten.

Bei den harten Prozessen findet eine Reaktion zwischen einem Quark des Vektormesons und einem Quark des Protons statt, und es kommt dadurch zur Ausbildung von Teilchenbündeln (Jets) mit großem Querimpuls. In der niedrigsten Ordnung der Störungsrechnung entsteht jeweils ein Jet aus den beiden an der Streuung beteiligten Quarks, ein Jet aus den beiden verbleibenden Quarks des Protons und ein Jet aus dem verbleibenden Quark des Vektormesons. Letzterer wird Photonrestjet genannt.

Bei der sogenannten direkten Photoproduktion kann die Kopplung entweder an ein Valenzquark oder

an ein Seequark erfolgen. Im ersten Fall bekommt man in niedrigster Ordnung ein Quark und ein Gluon im Ausgangszustand. Dieser Prozeß wird QCD-Compton-Streuung genannt. Im anderen Fall, der Photon-Gluon-Fusion (PGF), erhält man ein Quark-Antiquarkpaar im Ausgangskanal. Dieses Quark-Antiquarkpaar koppelt an ein Gluon, so daß die PGF von der Gluondichte des Protons abhängt. Es können bei diesem Prozeß alle Quarkarten (mit Ausnahme des top) auftreten, so daß auch Untersuchungen an schweren Mesonen, sowohl mit  $c$ - als auch  $b$ -Quarks, durchgeführt werden können.

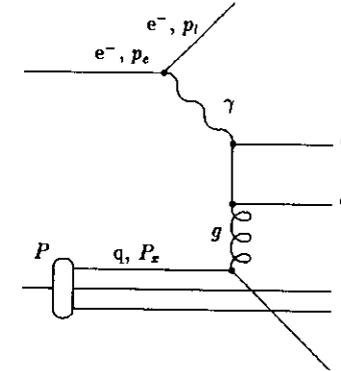


Abbildung 2.3: Photon-Gluon-Fusion in niedrigster Ordnung

Für die Beobachtung dieser Mesonen wird sich der HES als unentbehrlich erweisen. Das im B-Meson enthaltene  $b$ -Quark läßt sich in seinem semileptonischen Zerfallskanal nachweisen. Beschränkt man sich auf solche leptonischen Zerfälle, bei denen ein Elektron (oder Positron) unter den Zerfallsprodukten ist, so beträgt das Verzweigungsverhältnis für diesen Kanal  $(10,7 \pm 0,5)\%$  [PDG92]. Im Vergleich mit Elektronen aus dem semileptonischen Zerfall leichterer Mesonen weisen die Elektronen aus dem Zerfall eines B-Mesons einen höheren transversalen Impuls in bezug zur Jetachse auf. Es ist dadurch möglich, die Elektronen aus dem Zerfall verschiedener Mesonen zu unterscheiden oder zumindest den Untergrund drastisch zu reduzieren. Daher stammt der verbleibende Untergrund fast ausschließlich von Hadronen, die im Kalorimeter schon frühzeitig einen Schauer ausbilden und dadurch ein Elektron vortäuschen. Um diese Hadronen zu diskriminieren, wird eine gute Elektron-Hadron-Trennung benötigt. Der HES muß deshalb zur Identifikation dieser Prozesse eingesetzt werden.

Insgesamt ist der Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion sehr groß, so daß schon in den ersten Wochen der Datennahme mit den Experimenten H1 [H1 93a] und ZEUS [ZEUS92] ein erster totaler Wirkungsquerschnitt gemessen werden konnte.

Neuere Messungen der ZEUS-Kollaboration des totalen Wirkungsquerschnittes bei einer Schwerpunktsenergie von 180 GeV lieferten [ZEUS94]:

$$\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) = 143 \pm 4 \text{ (stat)} \pm 17 \text{ (syst)} \mu\text{b} \quad (2.17)$$

### 2.2.3 Exotische Prozesse

Das zur Zeit favorisierte theoretische Modell in der Elementarteilchenphysik ist das Standardmodell. Da aber das Standardmodell keine Erklärung der fundamentalen Größen, wie z.B. der Teilchenmassen, liefert, gibt es verschiedene Erweiterungen des Standardmodells und auch wesentlich komplexere Theorien, die das Standardmodell mit enthalten. In diesen Modellen werden neue Wechselwirkungen und neue Teilchen vorhergesagt. Es ist deshalb eine der Aufgaben von HERA, nach diesen bisher unentdeckten Phänomenen Ausschau zu halten. Die für die Vervollständigung des Standardmodells noch fehlenden Teilchen, das Higgs und das t-Quark, werden sich mit HERA nicht beobachten lassen, da die unteren Massenschranken von anderen Experimenten (LEP und Fermilab) dieses bereits ausschließen.

Einige mögliche Teilchen, die bei HERA beobachtet werden könnten, werde ich kurz vorstellen.

**Supersymmetrische Teilchen** Eine Erweiterung des Standardmodells ist die Supersymmetrie (SUSY). Diese Theorie sagt für jedes bekannte Teilchen einen supersymmetrischen Partner voraus, der eine größere Masse und einen um  $1/2 \hbar$  verschiedenen Spin als sein normaler Partner besitzen soll.

**angeregte Elektronen** Alle bisherigen Experimente haben keine Struktur des Elektrons feststellen können. Falls das Elektron eine Substruktur besitzt, so sollten auch angeregte Zustände existieren. Das Elektron könnte daher beim Zusammenstoß in einen angeregten Zustand übergehen und durch die Emission eines Photons in den Grundzustand zurückkehren. Durch die Bestimmung der invarianten Masse des Elektrons und des Photons läßt sich ein solcher angeregter Zustand beobachten. Bisher sind solche Teilchen nicht gefunden worden. Für den Zerfallskanal in ein Photon und ein Elektron ist im Massenbereich von 45 bis 296 GeV ein inklusiver Wirkungsquerschnitt von mehr als 180 pb zu 95% ausgeschlossen. Für die Zerfallskanäle des angeregten Elektrons in  $eZ$  und  $\nu W$  sind im Massenbereich von etwa 110 bis 296 GeV inklusive Wirkungsquerschnitte von etwa 400 pb zu 95% ausgeschlossen ([H1 93d] [ZEUS93e]).

**Leptoquarks** Bei HERA findet eine Wechselwirkung von Leptonen mit Hadronen statt, so daß hier eine besonders günstige Möglichkeit zur Erzeugung von Leptoquarks gegeben ist. Leptoquarks sind ein gebundener Zustand aus einem Lepton und einem Quark und können bei HERA als s-Kanal-Resonanz in der Elektron-Quark-Streuung auftreten. Der Prozeß wird sichtbar als eine Resonanz in  $z$  in den Wirkungsquerschnitten der tiefinelastischen Streuung. Bisher konnten von H1 und ZEUS Massen kleiner als 170 GeV bei einer Kopplungsstärke von der Größe von  $\alpha_{em}$  ausgeschlossen werden [H1 93d] [ZEUS93d].

**schwere Neutrinos** Es besteht die Möglichkeit, in das Standardmodell mit dem sogenannten 'see-saw'-Mechanismus schwere Majorana Neutrinos einzuführen. Diese koppeln über ein rechtshändiges W-Boson, das ebenfalls vorhergesagt wird, an das Elektron und können ebenso in ein Positron zerfallen. Dieser Prozeß hat dadurch eine sehr klare Signatur. Die Massen der schweren Neutrinos werden im Bereich einiger zehn bis einiger hundert GeV vermutet; die untere Massengrenze für das rechtshändige W liegt bei 450 GeV [Buc92] [Pol92].

## Kapitel 3

### Der ZEUS-Detektor

So our problem is to explain where symmetry comes from. Why is nature so nearly symmetrical? No one has any idea why. The only thing we might suggest is something like this: There is a gate in Japan, a gate in Neiko, which is sometimes called by the Japanese the most beautiful gate in all Japan; ...

But when one looks closely he sees that in the elaborate and complex design along one of the pillars, one of the small design elements is carved upside down; otherwise the thing is completely symmetrical. If one asks why this is, the story is that it was carved upside down so that the gods will not be jealous of the perfection of man. So they purposely put an error in there, so that the gods would not be jealous and get angry with human beings.

We might like to turn the idea around and think that the true explanation of the near symmetry of nature is this: that God made the laws only nearly symmetrical so that we should not be jealous of His perfection!

R.P. Feynman, *The Feynman Lectures on Physics* Vol. I

Eines der beiden Experimente zur Messung der Prozesse der Elektron-Proton-Streuung bei HERA ist der ZEUS-Detektor. Er ist als Vielzweckdetektor gebaut worden, um alle im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Prozesse messen zu können. Die Abbildungen 3.1 und 3.2 zeigen zwei verschiedene Ansichten des Detektors. Als Bezugssystem wird bei HERA und damit auch bei ZEUS stets der Protonenstrahl benutzt. Daher wird die z-Achse auf den Protonenstrahl gelegt und die positive Richtung der z-Achse mit der Flugrichtung der Protonen gleichgesetzt. Die x-Achse wurde so gewählt, daß sie im Ring stets nach innen zeigt und in der Ebene des Protonenringes liegt. Die y-Achse zeigt dementsprechend nach oben. Im ZEUS-Detektor wird der Azimutalwinkel bezüglich der positiven Richtung der z-Achse gemessen. Daher ergibt sich eine ungewöhnliche Konvention für den Streuwinkel des Elektrons. Erfährt das Elektron keine Ablenkung, so entspricht dieses einem Winkel von  $180^\circ$  in diesem Koordinatensystem. Der Rückwärtsstreuung des Elektrons entspricht folglich ein Winkel von  $0^\circ$ . Vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet wird der Bereich, der sich in der Bewegungsrichtung der Protonen befindet, Vorwärtsbereich genannt. Entprechend wird der entgegengesetzt liegende Bereich Rückwärtsbereich genannt.

In Abbildung 3.1 wird eine Seitenansicht des ZEUS Detektors gezeigt. Es ist deutlich die Asymmetrie des Detektors zu erkennen. Im Vorwärtsbereich wurden die einzelnen Komponenten größer gebaut als im Rückwärtsbereich, um den größeren Energiefluß in Richtung des gestreuten Protons vollständig messen zu können. Außerdem ist die Teilchendichte innerhalb des Protonenrestjets besonders groß, so daß in dieser Richtung eine besonders gute Trennung einzelner Teilchen erreicht werden muß. Abbildung 3.2 stellt eine Durchsicht durch den ZEUS-Detektor in Strahlrichtung dar. Dabei ist der im Polarwinkel  $\varphi$  symmetrische Aufbau des Detektors zu erkennen.

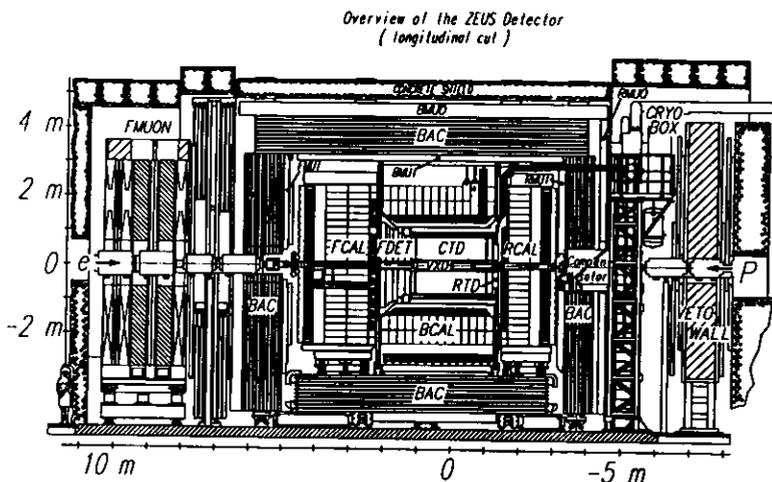


Abbildung 3.1: Der ZEUS Detektor: Seitenansicht

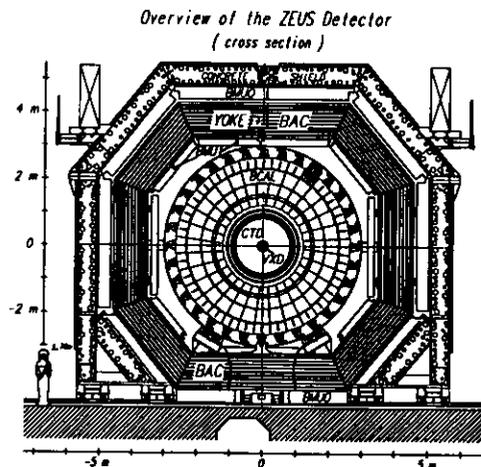


Abbildung 3.2: Der ZEUS Detektor: Durchsicht in Strahlrichtung

Insgesamt wird mit den hier gezeigten Komponenten 99,8% des Raumwinkels in Vorwärtsrichtung und 99,5% in Rückwärtsrichtung abgedeckt. Der Detektor ist aufgebaut aus Spurkammern, dem daran anschließenden Kalorimeter und den alles umgebenden Myonenkammern. Eine genaue Beschreibung des ZEUS-Detektors ist in [ZEUS93c] gegeben.

Es folgt eine kurze Beschreibung der wichtigsten Komponenten:

### 3.1 Die Spurkammern

Der innere Bereich des ZEUS-Detektors ist mit Spurkammern ausgestattet. Die wichtigsten Aufgaben der Kammern sind:

- Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen.
- Unterscheidung von Hadronen und Elektronen aufgrund der  $dE/dx$  Messung.
- Bestimmung des primären Vertex und der sekundären Vertices.

Hierfür werden gasgefüllte Driftkammern eingesetzt. Die Driftzeit ist in allen Kammern mit weniger als 500 ns so kurz gewählt worden, daß ihre Signale mit in den Trigger eingebaut werden können. Der Winkelbereich, der von den einzelnen Kammern abgedeckt wird, beträgt

- 7,5° - 28° für die vordere Spurkammer (Forward Tracking Detector FTD),
- 15° - 164° für die zentrale Spurkammer (Central Tracking Detector CTD) und
- 160° - 170° für die rückwärtige Spurkammer (Rear Tracking Detector RTD).

Dabei ist der Winkel, wie oben beschrieben, gegen die Flugrichtung der Protonen gemessen. Zusätzlich gibt es noch eine Vertexkammer (Vertex Detector VXD) zur Rekonstruktion des primären und sekundären Vertices.

Die FTD besteht aus drei kreisförmigen, planaren Driftkammern, die RTD nur aus einer einzigen. Jede dieser Driftkammern ist aus drei Lagen von Driftzellen aufgebaut. Dabei ist die Orientierung der Drähte von jeweils einer Zelle zur nächsten um 120° gedreht. Dadurch wird eine dreidimensionale Rekonstruktion einer Spur schon mit nur einer Driftkammer möglich. Zusätzlich befinden sich zwischen jeweils zwei der drei Driftkammern der FTD Übergangstrahlungsdetektoren (Transition Radiation Detector TRD) zur Verbesserung der Elektron-Hadron-Trennung. Durch den Zwischenraum zwischen den einzelnen Driftkammern der FTD wird ein großer Hebelarm für die Spurrekonstruktion in Vorwärtsrichtung erreicht. Die FTD und die TRD zusammen bilden den vorderen Spurdetektor (Forward Detector FDET).

Die CTD hat eine zylindrische Form mit einem Außendurchmesser von 170 cm, einem Innendurchmesser von 32 cm und einer Gesamtlänge von 241 cm. Sie befindet sich innerhalb eines Solenoidfeldes, das bisher mit einer Stärke von 1,4 Tesla betrieben wurde und einen maximalen Wert von 1,8 Tesla erreichen kann. Die CTD ist in 9 Superlagen aufgeteilt, von denen jede 8 Lagen von Sensedrähten enthält. In den Superlagen sind die Drähte abwechselnd entweder parallel zur Strahlachse oder unter einem Stereowinkel von 5° angeordnet. Der Stereowinkel wurde so gewählt, daß die Auflösung für den Polar- und Azimutwinkel ungefähr gleich ist. Die so erreichte Positionsauflösung beträgt

100 - 120  $\mu\text{m}$  in der x-y-Ebene und 1 - 1,4 cm für die z-Koordinate. Es können Spuren voneinander getrennt werden, die mehr als 2,5 mm voneinander entfernt sind.

### 3.2 Das hochauflösende Kalorimeter

Das hochauflösende Kalorimeter ist als Sampling-Kalorimeter aus abwechselnden Lagen von Uran und Szintillator gebaut worden. Die Stärken der Uran- und Szintillatorlagen wurden so gewählt, daß das von einem Elektron erzeugte Signal genauso groß ist wie das eines Hadrons mit gleicher Energie. Es wird deshalb auch als kompensierendes Kalorimeter bezeichnet. Das Kalorimeter ist in drei unterschiedliche Bereiche aufgeteilt, das Vorwärtskalorimeter (Forward Calorimeter FCAL), das Barrelkalorimeter (BCAL) und das Rückwärtskalorimeter (Rear Calorimeter RCAL). Der von den einzelnen Bereichen abgedeckte Winkelbereich ist in der folgenden Tabelle aufgelistet.

Kalorimeterbereich	Winkelbereich
FCAL	2,2° - 39,9°
BCAL	36,7° - 129,1°
RCAL	128,1° - 176,5°

Die Frontflächen des FCAL und des RCAL bilden senkrecht zur Strahlachse stehende Ebenen, während die Frontfläche des BCAL einen um die Strahlachse zentrierten Zylinder beschreibt. Ich werde nur für das RCAL eine genaue Beschreibung geben, da allein dieses für die folgenden Analysen benutzt wurde. Die beiden anderen Kalorimeterbaugruppen sind sehr ähnlich aufgebaut. Auf Unterschiede in der Bauart werde ich hinweisen.

Das RCAL hat eine Höhe von 4,60 m, eine Breite von 4,60 m und eine Tiefe von 1,60 m. Es ist über die Breite in einzelne, mechanisch getrennte Baugruppen aufgeteilt. Diese Baugruppen haben eine Breite von 20 cm und werden Modul genannt. Die Höhe der einzelnen Module ist unterschiedlich und beträgt in der Mitte 4,60 m und am Rand 2,20 m. Abbildung 4.1 zeigt eine Ansicht der Oberfläche des RCAL. Die Abnahme der Höhe zum Rand hin ist durch die Form des BCAL zu erklären. Durch die zylinderförmige Anordnung des BCAL ist von einer senkrecht zur Strahlachse stehenden Ebene nur ein kreisförmiger Ausschnitt vom Wechselwirkungspunkt aus zu sehen. Aus diesem Grund wurde die Oberfläche des RCAL durch die Verkürzung der Module zum Rand hin einem Kreis angenähert. Dabei reicht das RCAL über den vom nominellen Wechselwirkungspunkt aus sichtbaren Kreis hinaus, um auch bei einer dichter am RCAL stattfindenden Wechselwirkung eine vollständige Abdeckung des Raumwinkels zu gewährleisten. Außerdem werden hadronische Schauer, die am Rand des BCAL entstehen, nicht vollständig im BCAL absorbiert. Deshalb muß der dahinterliegende Bereich auch vom RCAL abgedeckt werden. Der einzige Bereich, der nicht abgedeckt werden kann, ist das Strahlrohr.

Das Strahlrohr hat einen Durchmesser von 17 cm. Ein quadratischer Bereich von 20×20 cm<sup>2</sup> um das Strahlrohr herum wurde im RCAL ausgespart. In y-Richtung wird zusätzlich ein Bereich von einem Zentimeter oberhalb und unterhalb des Strahlrohres nicht ausgelesen. Dadurch wird die Energiemessung in dieser Region erschwert.

Insgesamt besteht das RCAL aus 23 nebeneinander positionierten Modulen. Zwischen den einzelnen Modulen wurde eine 1 mm dicke Bleifolie angebracht, um insbesondere im mittleren Bereich, in

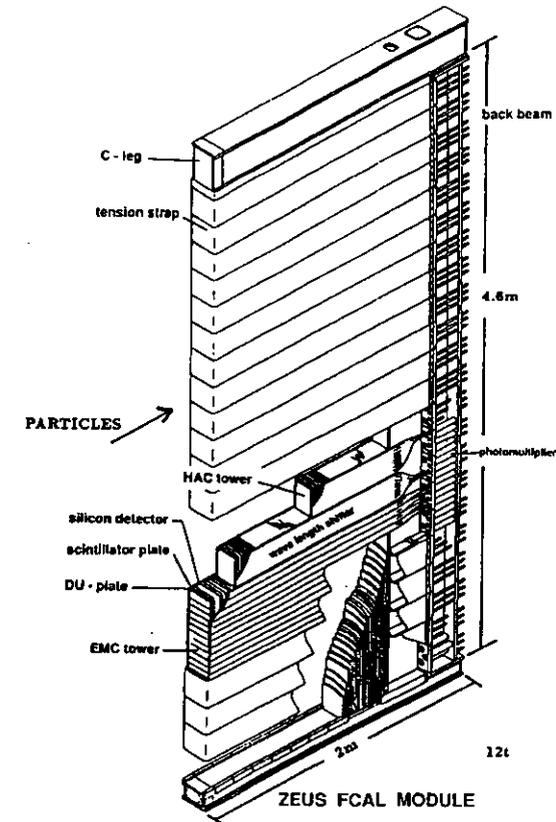


Abbildung 3.3: Seitenansicht eines FCAL Moduls. Die Module im RCAL sind entsprechend aufgebaut mit dem Unterschied, daß sich im RCAL nur eine HAC-Sektion anstelle von zwei im FCAL befindet und die Tiefe deshalb 65 cm weniger beträgt. Im oberen Bereich der Abbildung ist der C-Arm zu sehen, der für die Aufnahme von Elektronik vorgesehen ist. Im hinteren Bereich eines Moduls befinden sich die Photomultiplier. In dieser Abbildung ist die Struktur eines Moduls zu erkennen; sowohl die Teilung in die EMC-, die HAC1- und HAC2-Sektion als auch die Aufteilung in die einzelnen Türme. Des Weiteren ist im vorderen Bereich der Schlitz für den HES Detektor zu sehen.

dem Elektronen fast parallel zu den Modulgrenzen fliegen, ebenfalls einen frühzeitigen Schauer zu erzeugen.

In Strahlrichtung besteht ein Modul aus abwechselnden Lagen von Uran und Szintillator, beginnend mit einer Lage Szintillator. Vor dieser Szintillatorlage befindet sich eine 15 mm dicke Aluminiumplatte, die die das Kalorimeter zusammenhaltende Struktur bildet. Eine Uranlage hat eine Dicke von einer Strahlungslänge, entsprechend 3,3 mm. Das als Absorbermaterial verwandte Uran hat neben seiner sehr hohen Dichte den Vorteil, daß es auch zur Kalibration benutzt werden kann. Es wird abgereichertes Uran benutzt, das in eine 0,2 – 0,4 mm dicke Stahlummantelung eingekleidet wurde. Eine Szintillatorlage ist mit 2,6 mm ungefähr genauso dick wie eine Uranlage. Die Stärke der Szintillatorlagen wurde so gewählt, daß bei der vorgegebenen Dicke der Uranlagen im Szintillator ein genauso großes Signal für Elektronen wie für Hadronen erzeugt wird. Im Energiebereich oberhalb von 3 GeV stimmen die Signale der beiden Teilchensorten besser als auf 3% überein. Für kleinere Energien nimmt das Verhältnis der Energiedeposition von Elektronen zu der von Hadronen logarithmisch mit der Energie ab und beträgt bei 1 GeV kinetischer Energie nur noch 0,75.

Ausgelesen werden die Szintillatorlagen durch Wellenlängenschieber, die sich an den Rändern rechts und links im Modul befinden. Um eine Information über die longitudinale Entwicklung des Schauers eines Teilchens im Kalorimeter zu erhalten, werden die vorderen 25 Uran- und Szintillatorlagen getrennt von den hinteren 80 Lagen ausgelesen. Die vordere Sektion wird elektromagnetisches Kalorimeter (EMC) genannt, da der Schauer eines elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchens bereits in dieser Sektion absorbiert wird. Die hintere Sektion wird entsprechend hadronisches Kalorimeter (HAC) genannt. Insgesamt hat das RCAL damit eine Tiefe von 110 Strahlungslängen oder 4 hadronischen Wechselwirkungslängen. Diese Tiefe ist ausreichend, um die im RCAL zu erwartenden Energien vollständig zu absorbieren. Da die Teilchen im BCAL und FCAL höhere Energien aufweisen können, haben diese beiden Kalorimeter eine zusätzliche hadronische Sektion mit weiteren drei Wechselwirkungslängen erhalten. Zur Unterscheidung wird die vordere HAC1 und die hintere HAC2 genannt.

In der Höhe sind die Module in 20 cm lange Bereiche unterteilt, die Turm genannt werden. Jeder Turm hat damit eine Höhe und Breite von 20 cm. Die Wellenlängenschieber im hadronischen Bereich haben ebenfalls die Höhe eines Turms, während die elektromagnetische Sektion in lediglich 10 cm hohe Bereiche, genannt Zelle, unterteilt ist. Ein Turm im RCAL wird daher von sechs Wellenlängenschiebern und den jeweils dazugehörigen Photomultipliern ausgelesen. Im FCAL und BCAL sind die Türme in 5 cm hohe Zellen im EMC unterteilt, so daß sich mit der zweiten hadronischen Sektion insgesamt zwölf Wellenlängenschieber und Photomultiplier pro Turm ergeben. Damit besteht das hochauflösende Kalorimeter aus 5.918 Zellen. Durch die Verwendung von zwei Wellenlängenschiebern pro Zelle läßt sich eine gute Positionsrekonstruktion in der x-Richtung erzielen. Das Verhältnis der mit den beiden Wellenlängenschiebern gemessenen Lichtintensität ist durch den Schwerpunkt des Schauers innerhalb einer Zelle bestimmt, so daß durch die sehr genaue Energiemessung eine Positionsauflösung von  $4,9 \text{ cm}/\sqrt{E}$  ( $E$  in GeV) erreicht wird.

Durch den Zerfall des Urans und die große Menge der Uranatome wird bei hinreichend großen Integrationszeiten ein zeitlich konstantes Signal im Szintillationsmaterial und somit in den Photomultipliern erzeugt. Uran hat eine sehr lange Halbwertszeit ( $^{238}\text{U}$ :  $4,5 \cdot 10^9$  Jahre), so daß während der Betriebsdauer des Kalorimeters von mehr als 10 Jahren keine Änderung der Intensität des Signals zu erwarten ist. Dieses vom Uran erzeugte Signal wird auch als Uranrauschen bezeichnet. Durch Vergleich der Signale in den Photomultipliern in einer Kalibrationsmessung von Teilchen bekannter

Energie mit dem Uranrauschen kann dem Uranrauschen ein Energiewert zugewiesen werden. Dieser Energiewert stellt eine übertragbare Kalibrationskonstante dar, durch die eine Energiekalibration von besser als 1% erreicht wird. Für die Kalibration der Photomultiplier aus dem Uranrauschen beträgt die Unsicherheit sogar weniger als 0,2%.

Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt  $18\%/\sqrt{E}$  für Elektronen und  $35\%/\sqrt{E}$  für Hadronen ( $E$  gemessen in GeV).

Um einen zusätzlichen Detektor für eine verbesserte Elektron-Hadron-Trennung einzubauen, wurde im RCAL und BCAL nach der vierten Szintillatorlage ein Schlitz von 14 mm Tiefe freigehalten. Im FCAL gibt es dafür zwei Schlitze, nach der vierten und der siebenten Szintillatorlage. Der in diesen Schlitzen zu installierende Hadron-Elektron-Separator (HES) wird im nächsten Kapitel beschrieben werden.

### 3.3 Das äußere Kalorimeter

Das hochauflösende Kalorimeter wird vom äußeren Kalorimeter (Backing Calorimeter BAC) umschlossen. Das äußere Kalorimeter ist ebenfalls als Sampling-Kalorimeter konstruiert worden. Als Absorbermaterial werden Eisenplatten benutzt und zur Signalerzeugung Proportionalkammern. Damit kann das äußere Kalorimeter zwei Aufgaben übernehmen:

- die Energiemessung von Teilchen, die nicht ihre gesamte Energie im hochauflösenden Kalorimeter deponiert haben,
- als Rückflußjoch des Magnetfeldes für den Solenoidmagneten.

Das äußere Kalorimeter kann die Energiemessung ergänzen, so daß eine Energiebestimmung auch für äußerst hochenergetische Teilchen möglich wird. Die Energieauflösung beträgt  $100\%/\sqrt{E}$  ( $E$  gemessen in GeV). Es ist weiterhin mit Kupferspulen auf 1,6 Tesla magnetisiert und ermöglicht dadurch eine Impulsmessung mit den unmittelbar angrenzenden Myonenkammern.

### 3.4 Die Myonenkammern

Es gibt insgesamt zwei Lagen von Myonenkammern, die auf der inneren und der äußeren Seite des BAC angebracht sind. Im vorderen Bereich gibt es zusätzlich ein Myonspektrometer.

Als Kammern werden strombegrenzte Driftkammern (Limited Streamer Tubes (LST)) benutzt. Diese erlauben die Messung der Flugbahn der Myonen mit einer Auflösung von weniger als 1 mm. Die erzielte Impulsauflösung beträgt 30% bei 20 GeV.

Der vordere Myondetektor besteht aus fünf LST, vier Driftkammern, einem Flugzeitzähler und einem Toroidmagneten. Durch das Magnetfeld lassen sich Myonen aus dem Protonjet mit einer Impulsauflösung von 23% bei 100 GeV messen.

### 3.5 Der Luminositätsdetektor

Die Messung der Luminosität basiert auf der gleichzeitigen Detektion eines Elektrons und eines Photons aus dem Bremsstrahlungsprozeß

$$ep \rightarrow e\gamma p$$

Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist für die elastische Streuung unter kleinen Winkeln gut bekannt und läßt sich mit der Bethe-Heitler-Formel berechnen. Um zu erkennen, daß ein solcher Bremsstrahlungsprozeß stattgefunden hat, sind in Flugrichtung der Elektronen hinter dem ZEUS-Detektor zwei Kalorimeter angebracht. Das erste befindet sich 35 m hinter dem Wechselwirkungspunkt und mißt die Energie der Elektronen. Dabei werden die Elektronen, die durch den Bremsstrahlungsprozeß Energie verloren haben, durch die Ablenkmagnete für die Strahlführung aus dem Strahlrohr heraus abgelenkt und gelangen so in das Elektronenkalorimeter.

Das Kalorimeter für die Photonen befindet sich 104 m hinter dem Wechselwirkungspunkt. Der Strahl wird bereits vorher abgelenkt, während die Photonen der ursprünglichen Richtung folgen und durch ein Fenster aus dem Strahlrohr austreten können.

Beobachtet man gleichzeitig in beiden Kalorimetern jeweils einen Eintrag, und entspricht die Summe der beiden Energien der Strahlenergie, so handelt es sich um den Bremsstrahlungsprozeß. Durch den Vergleich mit dem Wirkungsquerschnitt kann aus der Ereignisrate die Luminosität berechnet werden.

Die beiden Kalorimeter eignen sich zusätzlich zur Messung der Energie des Elektrons in den Photo-produktionseignissen und zur Messung der Energie des Photons in den Ereignissen der tiefunelastischen Streuung, in denen das Elektron vor der Wechselwirkung mit dem Proton ein Bremsstrahlungsphoton emittiert hat. Durch die Messung der Energie entweder des Elektrons oder des Photons kann auf die Energie des jeweiligen Partners geschlossen und eine verbesserte Rekonstruktion der kinematischen Variablen durchgeführt werden.

## Kapitel 4

### Der Hadron–Elektron–Separator (HES)

Der HES besteht aus einer Ebene von  $3 \times 3,3 \text{ cm}^2$  großen Siliziumdioden und ist senkrecht zur Strahlachse innerhalb des FCAL und des RCAL untergebracht. Im BCAL beschreibt der HES einen um die Strahlachse zentrierten Zylinder. Die Aufgabe des HES ist die Trennung von hadronischen und elektromagnetischen Schauern aufgrund ihrer unterschiedlichen Schauerentwicklung. Da die hadronische Wechselwirkungslänge etwa 20-fach größer ist als eine elektromagnetische, starten von Elektronen induzierte Schauer viel weiter vorne im Kalorimeter als von Hadronen induzierte. Dieses macht sich der HES zunutze, indem die Dioden als Halbleiterdetektoren zur Teilchenzählung benutzt werden. Die Vorteile eines Detektors aus Siliziumdioden sind die folgenden:

- gutes Verhältnis des Signals zum Rauschen
- großer dynamischer Bereich
- geringe Bautiefe und Massenbelegung; dadurch wird nur eine geringe Menge an totem Material in das Kalorimeter eingebracht
- keine Beeinflussung durch Magnetfelder
- die Dioden arbeiten bereits bei einer geringen Verarmungsspannung von 100 V
- gute Strahlungsfestigkeit; bei den bei HERA erwarteten Teilchenflüssen ist deshalb eine Lebensdauer von mehr als 10 Jahren zu erwarten

Der HES wurde als eine der ersten Ergänzungen des ZEUS-Detektors konzipiert. Mit seiner Lage innerhalb der EMC-Sektion des Kalorimeters war es notwendig, noch vor dem Bau der Kalorimetermodule den vom HES benötigten Platz freizuhalten. Ein Schlitz mit 14 mm Tiefe ist in allen drei Kalorimeterbereichen (RCAL, FCAL, BCAL) freigelassen. In das FCAL ist ein zweiter Freiraum für eine weitere Diodenebene eingelassen, da der Teilchenfluß in Vorwärtsrichtung größer ist als in Rückwärtsrichtung.

Bisher realisiert wurde nur der RHES. Er besteht aus 10.412 Siliziumdioden mit einer aktiven Fläche von je  $3 \times 3,3 \text{ cm}^2$  und 400  $\mu\text{m}$  Dicke. Der Pilot-RHES war der erste Teil des RHES, der fertiggestellt

wurde und in der Datennahmeperiode 1992 einsatzbereit war. Er umfaßt 2.016 Dioden in den drei RCAL-Modulen, die auf der nördlichen Seite an das Strahlrohr angrenzen. Die genaue Lage des Pilot-RHES ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Während der Datennahmeperiode 1993 waren zusätzlich der Bereich direkt oberhalb des Strahlrohrs und das unmittelbar an der südlichen Seite angrenzende Modul in die Ausleseketten integriert. Seit dem Beginn des Jahres 1994 sind alle Module des RHES mit Dioden bestückt. Die in dieser Arbeit beschriebenen Analysen sind ausschließlich mit den Daten aus dem Jahr 1992 durchgeführt worden. Ich werde daher im Folgenden nur eine Beschreibung des Pilot-RHES geben. Der wesentliche Unterschied zu den restlichen RHES-Modulen besteht in der Anzahl der Dioden in vertikaler Richtung. Mit dem RHES wird der Teil der Fläche des RCAL abgedeckt, der vom Wechselwirkungspunkt aus frei sichtbar und nicht durch das BCAL verdeckt ist. Daher nimmt die Anzahl der Dioden zum Rand des RCAL hin stark ab, so daß die Verkabelung der Ausleseelektronik in den äußeren Modulen leicht modifiziert ist. Das Prinzip der Ausleseketten ist jedoch dasselbe. Für den gesamten RHES-Bereich wurden die gleichen Dioden benutzt, so daß jegliche Unterschiede mechanisch bedingt sind.

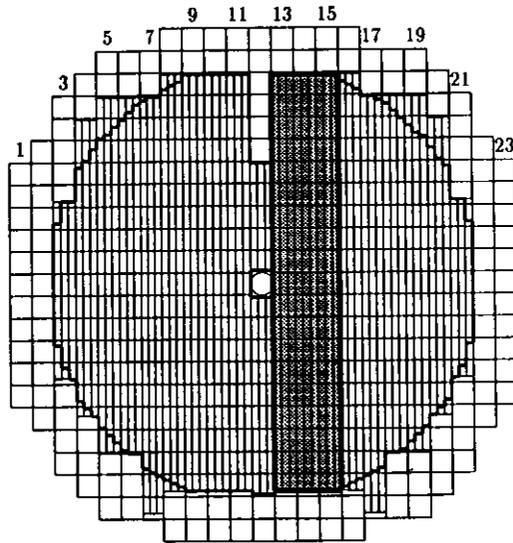


Abbildung 4.1: Position des Pilot-RHES in der Ansicht des RCAL vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen. Die Nummern bezeichnen die Kalorimetermodule, die Quadrate die  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  großen RCAL HAC-Zellen. Der stark umrandete Bereich beschreibt die mit Dioden zu bestückende Fläche des RCAL, der gepunktete Bereich die im Pilot-RHES mit Dioden bestückte Fläche. Die senkrechte Unterteilung innerhalb der Kalorimetermodule bezeichnet die mechanischen Baugruppen des RHES. Die genaue Beschreibung des mechanischen Aufbaus wird in Abschnitt 4.2 gegeben.

Der FHES befindet sich in der Konstruktion und wird bis auf kleine Abweichungen genau wie der RHES gebaut werden. Der BHES befindet sich noch in der Planung, da es nicht aus Siliziumdioden bestehen soll. Der Teilchenfluß in das BCAL ist kleiner als der in das RCAL und FCAL. Deshalb wird für den BHES ein Detektor mit einer wesentlich größeren Segmentierung bevorzugt.

Ich werde zunächst auf die physikalische Bedeutung des HES eingehen, danach die Signalerzeugung in Siliziumdioden beschreiben und abschließend die Signalverarbeitung in der Ausleseketten darstellen.

## 4.1 Bedeutung des HES

Mit der Beobachtung der Schauerentwicklung eines Teilchens im Kalorimeter läßt sich eine Aussage über die Art des Teilchens machen. Man unterscheidet zwischen elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen ( $e^-$ ,  $e^+$ ,  $\gamma$ ) und Hadronen ( $p$ ,  $n$ ,  $\pi^\pm$ , ...).

### 4.1.1 Elektromagnetische Schauer

Ein elektromagnetischer Schauer wird durch ein Elektron, Positron oder Photon gestartet. Da Elektronen und Positronen dasselbe Verhalten im Schauer besitzen, werde ich im folgenden nur noch von Elektronen sprechen. Für den Energieverlust von Elektronen mit einer Energie oberhalb der kritischen Energie  $E_c$  ist Bremsstrahlung der dominante Prozeß.  $E_c$  ist als die Energie definiert, bei der der Energieverlust von Elektronen durch Bremsstrahlung gleich dem durch Ionisation ist.

$$-\left. \frac{dE_{\text{Bremsstrahlung}}}{dz} \right|_{E=E_c} = -\left. \frac{dE_{\text{Ionisation}}}{dz} \right|_{E=E_c} \quad (4.1)$$

Eine Näherungsformel ist [Ber64]:

$$E_c \approx \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1,2} \quad \text{mit } Z = \text{Kernladungszahl} \quad (4.2)$$

Für Energien kleiner als  $E_c$  dominiert der Energieverlust durch Ionisation, und es werden keine weiteren Teilchen mehr erzeugt. Wenn die Mehrzahl der Teilchen im elektromagnetischen Schauer Energien besitzt, die kleiner als  $E_c$  sind, beginnt die Anzahl der Teilchen im Schauer abzunehmen.

Um den Energieverlust der hochenergetischen Elektronen zu charakterisieren, wird die Strahlungslänge  $X_0$  eingeführt. Sie ist definiert als die mittlere Entfernung, die ein Elektron in einem bestimmten Material zurücklegen muß, bis seine Energie durch Emission von Bremsstrahlung im Mittel auf den Bruchteil  $1/e$  zurückgegangen ist.  $X_0$  kann durch

$$X_0 = \frac{716,4 \text{ g cm}^{-2} A}{Z(Z + 1) \ln(287/Z)} \frac{1}{\rho} \quad (4.3)$$

mit

$A$  Atomgewichtszahl  
 $\rho$  Dichte

näherungsweise beschrieben werden [PDG92].

Für die Kombination verschiedener Materialien, wie sie beim ZEUS-Kalorimeter verwandt werden, ergibt sich

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i \frac{f_i}{X_i}, \quad (4.4)$$

wobei  $f_i$  der Volumenanteil des  $i$ -ten Materials ist und  $X_i$  dessen Strahlungslänge. Für den EMC-Bereich des ZEUS-Kalorimeters beträgt das mittlere  $X_0 = 0,74$  cm [ZEUS93c]. Die effektive kritische Energie beträgt 10,6 MeV.

Die Energieabgabe durch Ionisation pro Wegstrecke ist ungefähr proportional zur Anzahl der Elektronen im Schauer. Hat die Elektronenzahl im Schauer ihr Maximum erreicht, nimmt die Anzahl der Elektronen schneller ab als der Energieverlust, da jetzt ein größerer Anteil als zuvor von den Photonen getragen wird.

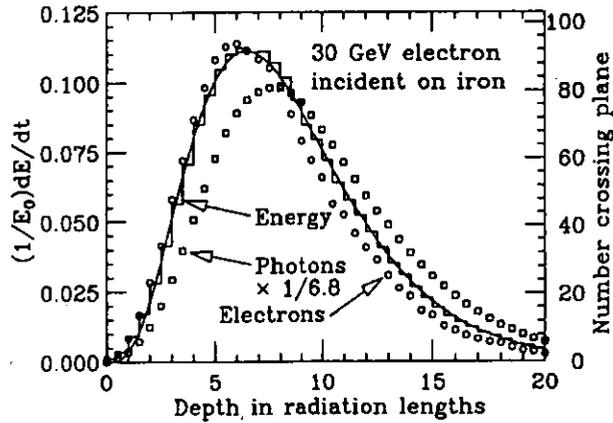


Abbildung 4.2: Longitudinales Profil eines elektromagnetischen Schauers, verursacht durch ein 30 GeV Elektron in Eisen, berechnet mit dem Simulationsprogramm EGS. Die Kreise zeigen die Anzahl der Elektronen und die Quadrate die Anzahl der Photonen, skaliert mit einem Faktor  $1/6,8$ , mit einer Energie von jeweils mehr als 1,5 MeV im Schauer an. Die durchgezogene Linie beschreibt die relative Energieabgabe pro Wegstrecke  $t$ , gemessen in Strahlungslängen. Abbildung aus [PDG92]

Die Abhängigkeit der Energiedeposition von der zurückgelegten Wegstrecke  $t$  ist durch [Lon87]

$$\frac{dE}{dt} = E_c b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (4.5)$$

mit

$$a = b \cdot \left( \ln \frac{E}{E_c} \pm 0,5 \right) + 1$$

$$b \approx 0,5$$

gegeben. Dabei wird  $t$  in Einheiten der Strahlungslänge  $X_0$  gemessen. Abbildung 4.2 zeigt das longitudinale Profil eines elektromagnetischen Schauers von 30 GeV in Eisen. Durch die Gammafunktion im Nenner wird die Energiedeposition in der Nahе von Null nicht hinreichend beschrieben. Obige Formel darf daher erst angewandt werden, wenn gilt:  $t > 2$ . Anstatt die Näherung  $b \approx 0,5$  zu benutzen, kann auch der exakte Wert von  $b$  bestimmt werden. Dieser ist jedoch sowohl vom Absorbermaterial als auch von der Energie des Elektrons abhängig.

Das Maximum des Schauers ist folglich bei

$$t_{max} = \frac{(a-1)}{b} \quad (4.6)$$

$$= \ln \frac{E}{E_c} \pm 0,5$$

erreicht, wobei das Pluszeichen bei von Photonen induzierten Schauern und das Minuszeichen bei von Elektronen induzierten Schauern zur Anwendung kommt.

Neben der hier beschriebenen longitudinalen Entwicklung des Teilchenschauers ist auch die transversale Ausdehnung von Bedeutung. Sie wird am besten durch den Molière-Radius  $R_m$  beschrieben [Nel66]

$$R_m = X_0 \cdot \frac{21,2 \text{ MeV}}{E_c} \quad (4.7)$$

Im Mittel liegen nur 10% der deponierten Energie außerhalb eines Zylinders mit dem Durchmesser  $R_m$ . In der EMC-Sektion des RCAL beträgt  $R_m$  2,0 cm. Die HES-Dioden haben eine Dimension erhalten, die in der Nahе der Größe des Molière-Radius liegt. Eine wesentlich größere Diodenfläche ergibt eine schlechte Messung des Schauerschwerpunktes, während kleiner dimensionierte Dioden die Anzahl der Auslesekanäle zu stark ansteigen lassen.

Das transversale Profil der Energieverteilung ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Die Energieverteilung im Schauer kann als eine Summe von zwei Gaußfunktionen beschrieben werden. Dabei enthält die eine Gaußfunktion den Anteil der hochenergetischen Teilchen, die den engen Kern des Schauers beschreiben. Die andere beschreibt die niederenergetischen Teilchen, die unter größeren Winkeln gestreut werden und die breiten Auslauffer der Verteilung verursachen.

Eine genauere Beschreibung der transversalen Ausbreitung des Schauers in der Nahе des Maximums erhält man, wenn man statt der Energieverteilung die Dichteverteilung der Elektronen im Schauer betrachtet. Es gilt [Teu59]:

$$\Pi(r) \sim r^{-\gamma}$$

Dabei ist  $r$  der Abstand von der Schauerachse,  $\Pi(r)$  die Dichteverteilung und  $\gamma > 0$ .

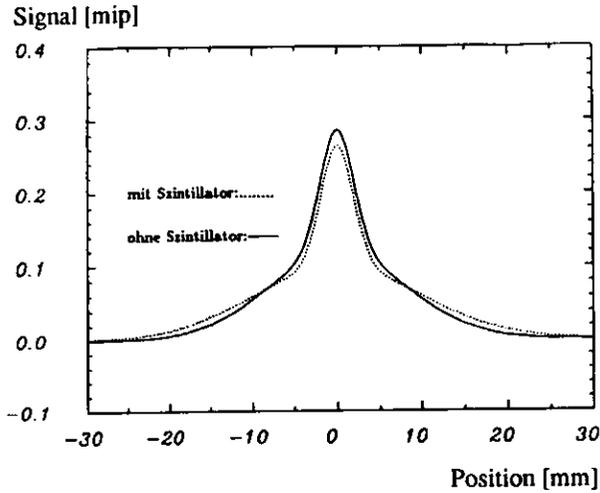


Abbildung 4.3: Transversales Profil eines Elektronenschauers von 4 GeV hinter 3 Strahlungslängen Blei (durchgezogene Linie), sowie hinter einer zusätzlichen 5 mm starken Szintillatorlage (gepunktete Linie) (aus [Bar91]).

4.1.2 Hadronische Schauer

Die hadronischen Schauer, ausgelöst durch stark wechselwirkende Teilchen, zeigen eine gänzlich andere longitudinale und transversale Ausdehnung. Hadronen geben einen Teil ihrer Energie durch Ionisation ab. Dies wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung (Gleichung 4.10) wiedergegeben, die in Abschnitt 4.1.3 genauer beschrieben wird.

Neben der Ionisation treten aber auch Wechselwirkungen mit dem Atomkern auf. Diese Prozesse setzen die Energie teilweise in die Emission neuer Teilchen, p, n, γ, π um. Insbesondere die π<sup>0</sup>-Mesonen, die in zwei Photonen zerfallen, führen zur Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers. Ebenso sind schwerere Teilchen aus der Primärreaktion im Kern, bei denen neutrale Pionen als Zerfallsprodukte auftreten, Startpunkt eines Schauers. Die charakteristische Größe für die longitudinale und transversale Schauerentwicklung ist gegeben durch die Wechselwirkungslänge λ

$$\lambda = \frac{A}{N_A \cdot \sigma_i \cdot \rho} \tag{4.8}$$

mit A, dem Atomgewicht, N<sub>A</sub>, der Avogadrozahl, σ<sub>i</sub>, dem inelastischen Wirkungsquerschnitt für Hadronen mit dem Absorbermaterial, und ρ, der Dichte des Absorbermaterials.

In Abbildung 4.4 ist das Profil eines hadronischen Schauers bei verschiedenen Energien als Funktion der Tiefe, gemessen in Wechselwirkungslängen, gezeigt. Für die EMC-Sektion des ZEUS-

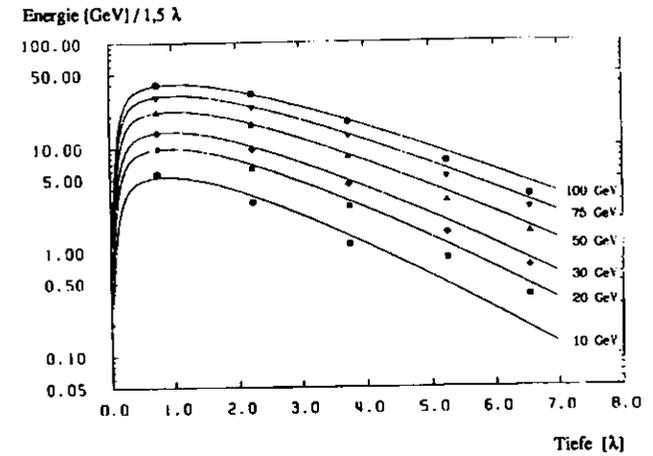


Abbildung 4.4: Longitudinale Energieverteilung eines hadronischen Schauers bei verschiedenen Energien als Funktion der Tiefe im Kalorimeter, gemessen in Wechselwirkungslängen λ. Die Meßpunkte wurden mit dem T60-Kalorimeter-Prototypen gemessen (aus [CAL89]), die Kurven sind Vorhersagen nach [Cat87].

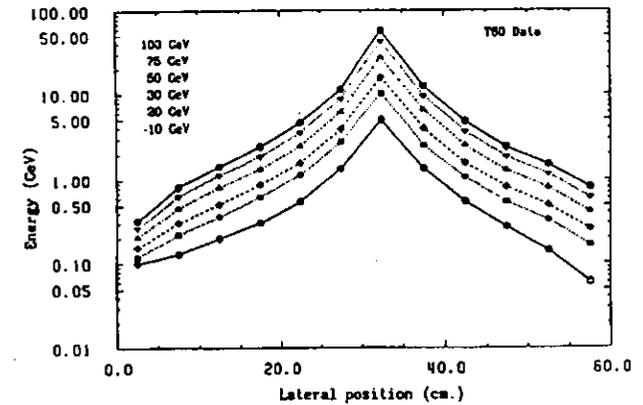


Abbildung 4.5: Transversale Energieverteilung eines hadronischen Schauers bei verschiedenen Energien. Die Kurven wurden mit dem T60-Kalorimeter-Prototypen gemessen.

Kalorimeters beträgt  $\lambda = 21,0$  cm [ZEUS93c] und ist damit wesentlich größer als  $X_0$  mit 0,74 cm. Je größer  $\lambda$ , desto später wird der hadronische Schauer im Mittel beginnen. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein hadronischer Schauer bei einer Tiefe  $\geq x$  beginnt, wird näherungsweise durch

$$f(x) = \frac{1}{1,22\lambda} \cdot e^{-x/1,22\lambda} \quad (4.9)$$

gegeben [Jah92].

Für die transversale Ausdehnung gilt, daß 95% der Energie in einem Zylinder mit dem Radius  $\lambda$  enthalten ist. Das transversale Schauerprofil ist in Abbildung 4.5 gezeigt.

#### 4.1.3 Signal eines minimalionisierenden Teilchens

Der Energieverlust eines schweren (Masse  $\gg m_e$ ) relativistischen Teilchens durch Ionisation ist gegeben durch die Bethe-Bloch-Gleichung [Fan63]:

$$-\frac{dE}{dx} = k \cdot \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (4.10)$$

mit

$$k = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2}$$

Dabei sind:

$N_A$	Avogadrozahl
$r_e$	klassischer Elektronenradius
$m_e$	Masse des Elektrons
$z$	Ladungszahl des ionisierenden Teilchens
$Z$	Ordnungszahl des Absorbers
$A$	Atomgewicht
$I$	Anregungspotential der Elektronen im Absorber
$T_{\max}$	maximaler Energieübertrag
$\delta$	Dichtekorrekturen
$C$	Schalenerkorrekturen
$\gamma$	$1/\sqrt{1-\beta^2}$
$\beta$	$v/c$
$c$	Lichtgeschwindigkeit

Der Term  $2C/Z$  beschreibt die Schalenerkorrekturen, die die Abgabe von Energie an Elektronen der inneren Schalen berücksichtigen. Dieser Effekt tritt aber nur bei langsam einfallenden Teilchen auf. Ist die Geschwindigkeit der ionisierenden Teilchen größer als die Bahngeschwindigkeit der Hüllelektronen, so kann dieser Term vernachlässigt werden.

Die Dichtekorrekturen  $\delta$  ist ein Abschirmungseffekt durch die Ladungsdichte der Elektronen. Die bei einem relativistischen Teilchen verstärkte transversale Komponente des elektrischen Feldes wird durch die Elektronen des Absorbers abgeschirmt. Dadurch wird der Energieübertrag auf von der Flugbahn entfernte Elektronen vermindert.

Für hochenergetische Teilchen kann  $\delta$  zu

$$\delta \approx 2 \ln \gamma + \text{konst} \quad (4.11)$$

genähert werden [Cri70].

Das Anregungspotential  $I$  der Elektronen im Absorber kann ebenfalls genähert betrachtet werden:

$$I \approx 16 \text{ eV} \cdot Z^{0,9} \quad (4.12)$$

Diese Formel stimmt für Silizium sehr gut mit dem gemessenen Wert von 172 eV [Hei83] überein.

$T_{\max}$  ist der maximale Energieübertrag, den ein punktförmiges, relativistisches Teilchen mit der Masse  $M$  auf ein ungebundenes, in Ruhe befindliches Elektron abgeben kann [Ros52].

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad (4.13)$$

Dieser Term ist der einzige in der Bethe-Bloch-Gleichung, der von der Masse des einlaufenden Teilchens abhängig ist. Die Massenabhängigkeit ist für kleine Massen am größten und nimmt mit wachsender Energie zu. Da  $T_{\max}$  nur logarithmisch in  $dE/dx$  eingeht, ist die Energieabgabe von Pionen im Vergleich zu schweren Teilchen bei 20 GeV nur um 1% kleiner. Bei den bei HERA auftretenden Energien, insbesondere im ZEUS-RCAL, kann deshalb die Massenabhängigkeit vernachlässigt werden.

In einem realen Detektor mit einer kleinen Schichtdicke  $\Delta x$  kann nicht die gesamte abgegebene Energie, sondern nur die dort auch deponierte Energie gemessen werden. Einige Elektronen erhalten einen besonders großen Energieübertrag und werden  $\delta$ -Elektronen oder knock-on-Elektronen genannt.  $\delta$ -Elektronen, deren Energie groß genug ist, um den Detektor zu verlassen, werden einen Teil ihrer Energie außerhalb deponieren. Die minimale Energie, die notwendig ist, um den Detektor zu verlassen, wird  $E_{\max}$  genannt.

Für praktische Zwecke betrachtet man deshalb den eingeschränkten Energieverlust  $E_{\text{ein}}$ . Dabei bleiben Energieüberträge an ein einzelnes Elektron von mehr als  $E_{\max}$  unberücksichtigt [Fan63].

$$-\frac{dE_{\text{ein}}}{dx} \Big|_{\leq E_{\max}} = k \cdot \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \delta \right] \quad (4.14)$$

Der eingeschränkte Energieverlust unterscheidet sich von dem vorangegangenen durch den Austausch von  $T_{\max}$  gegen  $E_{\max}$  und durch die Ersetzung von  $2\beta^2$  durch  $\beta^2$ .

Durch das Auftreten von  $\delta$ -Elektronen ist die Energieabgabe am besten durch eine Landaufunktion zu parametrisieren. Zusätzlich zum mittleren Energieverlust wird deshalb der wahrscheinlichste

Energieverlust  $\Delta E_{mp}$ <sup>1</sup> eingeführt, da diese beiden nicht miteinander übereinstimmen. Für einen Absorber mit der Schichtdicke  $\Delta x$  ergibt sich der wahrscheinlichste Energieverlust zu

$$-\Delta E_{mp} = k \cdot \Delta x \cdot \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 k \cdot \Delta x}{I^2} \right) - \beta^2 + 0.198 - \delta \right] \quad (4.15)$$

0,198 ist eine Korrektur für die endliche Dicke der Meßschicht.

#### 4.1.4 Positionswahl des HES

Aufgrund der unterschiedlichen Schauerentwicklung der elektromagnetisch und hadronisch wechselwirkenden Teilchen ist eine Unterscheidung dieser beiden Teilchenarten aufgrund ihrer longitudinalen und transversalen Schauerentwicklung mit Hilfe geeigneter Detektoren möglich. Eine Methode besteht in der Bestimmung der Anzahl der Teilchen in der Kaskade in einer bestimmten Tiefe  $x$  innerhalb des Absorbermaterials. Kann man diese Teilchenzahl nur in einer einzigen Tiefe messen, so ist die optimale Position etwa das Maximum des elektromagnetischen Schauers. Die Lage des Maximums ist zwar energieabhängig, aber da sie nur logarithmisch von der Energie abhängt, kann über einen weiten Bereich der Energie eine Optimierung erreicht werden.

Die Wahl der Meßposition hängt von den physikalischen Prozessen ab, die beobachtet werden sollen, und von den Energiebereichen, die bereits von anderen Meßmethoden abgedeckt werden. Bei ZEUS können außer mit dem HES auch mit der CTD und mit dem Kalorimeter eine Elektron-Hadron-Trennung durchgeführt werden. Mit der CTD wird eine  $dE/dx$ -Messung von geladenen Teilchen vorgenommen und somit eine Trennung erreicht. Es werden hiermit bei 5 GeV und einer Effizienz für Elektronen von 90% weniger als 3% der Hadronen fälschlicherweise als Elektronen misidentifiziert. Diese gute Trennung wird aber nur in einem Winkelbereich von  $25^\circ \leq \Theta \leq 154^\circ$  erreicht. Der Bereich in der Nähe des Strahlrohrs wird deshalb nicht erfaßt. Außerdem nimmt die Trennungsmöglichkeit mit steigender Energie stark ab, so daß für Energien oberhalb von 10 GeV keine effiziente Trennung mehr durchgeführt werden kann. Beim Kalorimeter wird die Trennung von Elektronen und Hadronen durch das Verhältnis der Energien im EMC- und HAC-Bereich durchgeführt. Im Gegensatz zur CTD nimmt die Trennungsmöglichkeit mit steigender Energie zu, und es ergibt sich eine Misidentifikationswahrscheinlichkeit von 7,8% bei 2 GeV und von 0,65% bei 5 GeV. Der HES muß deshalb insbesondere den Energiebereich unterhalb von 5 GeV abdecken, da die Trennung des Kalorimeters hier stark abnimmt und die CTD einen großen Winkelbereich nicht abdeckt. Außerdem werden neutrale Teilchen, insbesondere Photonen, von der CTD nicht beobachtet, sondern nur vom HES und dem Kalorimeter.

Um die optimale Lage für den HES zu finden, wurden Testmessungen am CERN durchgeführt. Diese Messungen sind in [Dwu89] beschrieben. Für eine einzelne Ebene von Dioden ergab sich die optimale Lage für eine Energie der Elektronen von 5 GeV zu  $4,5 X_0$ , während für zwei HES-Ebenen  $3,6 X_0$  bzw.  $7,2 X_0$  bevorzugt werden. Die endgültige Wahl der Position liegt hinter der vierten Szintillatorlage und vor der vierten Uranlage und hinter der sechsten Szintillatorlage und vor der sechsten Uranlage. Bei einer senkrechten Passage der Elektronen entspricht die Position  $3,3 X_0$  für die erste Lage und  $6,6 X_0$  für die zweite. Trifft das Elektron unter einem Winkel ein, befinden sich dem Winkel entsprechend mehr Strahlungslängen vor der Diodenebene. Die Wahl der Lage hängt

<sup>1</sup>maximum probability

außerdem von der Energie ab, bei der die beste Elektron-Hadron-Trennung erreicht werden soll. Bei höheren Energien verschiebt sich die beste Position zu größeren Tiefen hin.

Für den HES wurde eine Tiefe von  $3,3 X_0$  gewählt. Dieses entspricht dem Maximum von 5 GeV-Elektronen. Besonders interessant ist dieser Energiebereich für den semileptonischen Zerfall von Mesonen mit c- und b-Quarks.

Eine bessere Hadron-Elektron-Trennung kann man erreichen, wenn an mehreren Positionen eine Teilchenzählung vorgenommen wird. Im FCAL ist deshalb die Möglichkeit vorgesehen, eine zweite Lage des HES einzubauen. Für den Energiebereich von 3 - 9 GeV ergibt sich eine Verbesserung um einen Faktor 6 [Gla91], verglichen mit einer Lage.

Zur Teilchenzählung werden im HES  $3 \times 3,3 \text{ cm}^2$  große und  $400 \mu\text{m}$  dicke Siliziumdioden, die in Sperrichtung betrieben werden, verwendet. Ein geladenes Teilchen, das die Diode passiert, wird einen Teil seiner Energie abgeben.

Der Energieverlust für schwere Teilchen ist durch die Bethe-Bloch-Gleichung (4.10) gegeben. Wie man sieht, ist der Energieverlust nur von der Masse des Absorbers, nicht jedoch von der Masse des einlaufenden Teilchens abhängig. Für ein Myon ergibt sich eine sehr große Energieabgabe bei kleinen Geschwindigkeiten und entsprechend kleinen kinetischen Energien, ein Minimum bei  $\beta = \beta_m (\beta_m \approx 0,96)$  und danach ein sehr langsamer Anstieg, der in einer Sättigung endet. Alle Partikel mit einer Geschwindigkeit größer als  $\beta_m$  erfahren folglich nahezu denselben Energieverlust. Falls ein Teilchen genau die Geschwindigkeit  $\beta_m$  entsprechende Energie besitzt, so bezeichnet man es als minimalionisierendes Teilchen (mip)<sup>2</sup>.

Für Elektronen hingegen ist die Bethe-Bloch-Gleichung nicht anwendbar. Die Masse des einlaufenden Teilchens ist gleich der des Streupartners, dem Elektron in der Atomhülle. Der maximale Energieübertrag ist daher gleich der kinetischen Energie des einlaufenden Elektrons. Obwohl zwei Elektronen ununterscheidbar sind, wird nach der Streuung dasjenige mit der höheren Energie als das einlaufende bezeichnet. Der maximale Energieübertrag wird dadurch auf die Hälfte der Energie des einlaufenden Elektrons begrenzt. Der wahrscheinlichste Energieverlust von hochenergetischen Elektronen liegt dennoch nur wenig über dem eines schweren Teilchens, so daß sich beide Werte um weniger als 10% unterscheiden [Ste61].

Mißt man die in den Siliziumdioden deponierte Energie in Einheiten von mip, so hat man ein gutes Maß für die Anzahl der durchgehenden Teilchen. Die Partikel in der Kaskade besitzen beim Durchqueren der HES-Ebene Energien, die weit oberhalb der eines mip liegen. Sekundäre Teilchen mit sehr kleinen Energien werden in dem vor den Dioden befindlichen Material, einer Szintillatorlage und einer dünnen Aluminium-Schicht, absorbiert.

Für die HES-Dioden ist der wahrscheinlichste Energieverlust  $E_{mp}$  für Elektronen mit einer <sup>106</sup>Ru-Quelle bestimmt worden. Er ergibt sich zu 120 keV [Mon92].

Für Elektronen ist die Anzahl der mit dem HES gemessenen mip über einen großen Bereich proportional zur Energie des Elektrons und beträgt  $8,5 \text{ mip pro GeV}$  (siehe Kapitel 5).

Für Hadronen und Myonen, die noch keine Kaskade ausgebildet haben, beträgt die Energiedeposition lediglich 1 mip. In Abbildung 4.6 ist das Energiespektrum sowohl für Hadronen als auch für Elektronen gezeigt.

<sup>2</sup>minimal ionizing particle

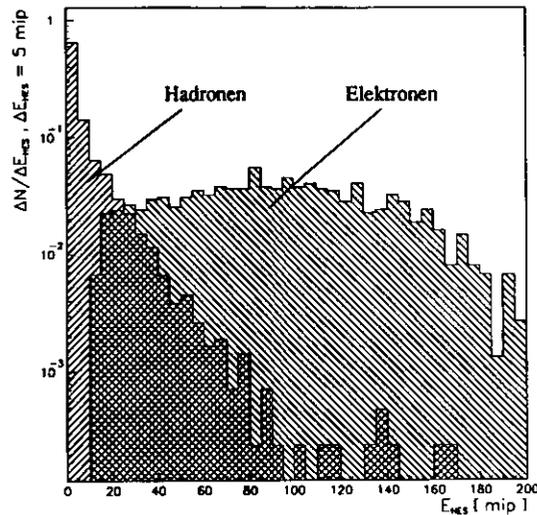


Abbildung 4.6: Spektrum für Elektronen und Hadronen in einem Energiebereich von 5 - 15 GeV. Aufgetragen ist die Häufigkeit der Energiedeposition für Elektronen, und Hadronen. Die Flächen der beiden Kurven sind auf eins normiert.

## 4.2 Experimenteller Aufbau

### 4.2.1 Die Siliziumdioden

Das Kernstück des HES wird von den Siliziumdioden gebildet. Diese Dioden bestehen aus drei verschiedenen dotierten Schichten (siehe Abbildung 4.7). Die Ober- und Unterseite ist jeweils stark dotiert, wobei die Oberseite aus einer stark dotierten p-Schicht ( $p^+$ ) und die Unterseite aus einer stark dotierten n-Schicht ( $n^+$ ) besteht. Den weitaus größeren Teil der Gesamtdicke nimmt eine schwach n-dotierte Schicht ein, die zwischen den beiden anderen liegt. Sie bildet damit die Verarmungszone, sobald an die Diode eine Spannung in Sperrrichtung gelegt wird. Um den elektrischen Kontakt zum Anlegen der Spannung zu ermöglichen, sind die  $p^+$ - und die  $n^+$ -Schicht mit einer sehr dünnen Schicht Aluminium bedampft.

Die  $n^+$ -Schicht liegt direkt auf einem Keramiksubstrat auf und ist über Leitkleber mit Masseleitungen auf diesem Substrat verbunden. Die  $p^+$ -Schicht ist zum Rand hin mit einem Ring aus Siliziumdioxid gegen einen  $n^+$ -Ring hin isoliert. Hiermit wird erreicht, daß die Verarmungszone nicht bis an den Rand der Diode heranreicht. Der Rand der Diode weist, durch den Her-

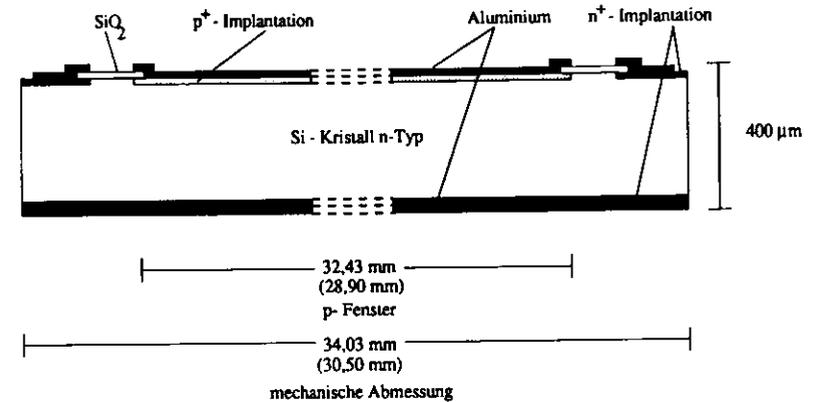


Abbildung 4.7: Die Kristallstruktur der Siliziumdioden. Die angegebenen Maße beziehen sich auf die Größe in y-Richtung (x-Richtung).

stellungsprozeß bedingt, viele Fehlstellen auf. Eine Verarmung auch dieses Bereichs hätte einen Anstieg des Stromflusses im Sperrbetrieb zur Folge und somit eine starke Zunahme des Rauschens der Diode. Trotzdem reicht die Verarmungszone über den Bereich des  $p^+$ -Fensters hinaus. Der aktive Bereich einer Diode wurde am Teststrahl des DESY-Synchrotrons vermessen [Bar91] und beträgt  $(29,62 \pm 0,07) \times (33,15 \pm 0,07) \text{ mm}^2$  im Vergleich zu der Größe des  $p^+$ -Fensters von  $28,90 \times 32,43 \text{ mm}^2$  und den äußeren Abmessungen von  $30,50 \times 34,03 \text{ mm}^2$ .

### 4.2.2 Die Diodenkarten

Die Siliziumdioden sind jeweils zu zweit auf einem Keramiksubstrat montiert. Zusätzlich befinden sich auf dem Substrat ein Vorverstärker für jede Diode sowie die Zuleitungen für die Sperrspannung, die Versorgungsspannung der Vorverstärker, Testeingänge für Kalibrationszwecke und die Ausgänge für die Signale. Die elektronischen Bauteile sind in SMD-Technik<sup>3</sup> auf dem Substrat aufgebracht. Diese ganze Einheit wird als Diodenkarte bezeichnet und ist in Abbildung 4.8 dargestellt.

Durch die Benutzung von SMD-Technik wird eine sehr geringe Bauhöhe für den HES erreicht, und die Höhe der Bauteile überschreitet die Dicke der Diode kaum. Der Grund für die Unterbringung der Vorverstärker unmittelbar auf dem Substrat besteht in der geringen Größe der Signale. Ein mip erzeugt in einer Diode eine Ladung von etwa 6 fC. Um dieses Signal erkennen zu können, muß eine Verstärkung erfolgen, solange noch möglichst wenige Rauschquellen auf dieses Signal Einfluß genommen haben. Es ist deshalb wichtig, den Vorverstärker so nah wie möglich an die Diode heranzubringen.

<sup>3</sup>Surface mounted devices

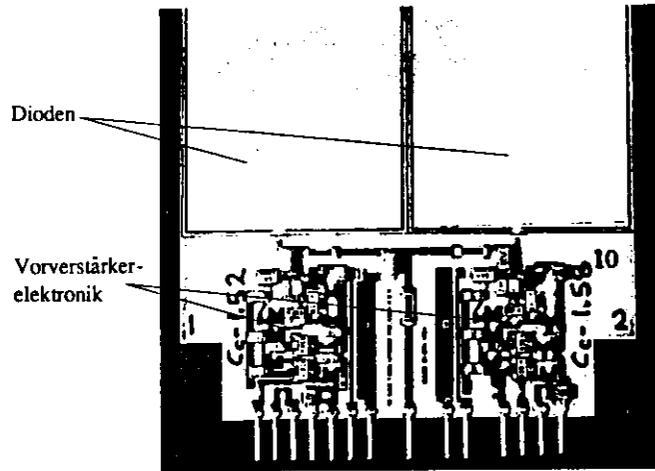


Abbildung 4.8: Foto der Diodenkarte. Im oberen Bereich sind die beiden Dioden zu erkennen. Der untere Bereich beinhaltet die Vorverstärkerelektronik.

#### 4.2.3 Die Vielschichtleiterplatten

Die Geometrie des in den Kalorimetern vorgesehenen Raumes für den HES schreibt eine ungewöhnliche Anordnung der Diodenkarten zu einzelnen Baugruppen vor. In jedem Kalorimetermodul ist ein Schlitz von 190 mm Breite, 14 mm Tiefe und 4,6 m Länge für den HES vorgesehen<sup>4</sup>. Dazu werden die Diodenkarten auf einer Vielschichtleiterplatte (VLP) montiert, die eine Länge von 4,5 m besitzt. Die Gesamtlänge ergibt sich aus einer Länge von 3,8 m, die mit Dioden zu bestücken ist, und zusätzlichen 70 cm für die Verlängerung der Signalleitungen zur Ausleselektronik. Auf einer VLP befinden sich 56 Diodenkarten. Ein VLP hat eine Breite von 44,4 mm. Es werden insgesamt sechs VLP pro RCAL-Modul benötigt. Der Aufbau der VLP kann Abbildung 4.9 entnommen werden. Die Spannungsversorgung haben alle Diodenkarten gemeinsam, die Kalibrationsleitungen sind für die jeweils rechten und linken Dioden getrennt.

Jede Diode verfügt über drei Ausgangsleitungen. Davon führt nur eine das Ausgangssignal, die anderen beiden sind eine Masse- und eine Masserrückführungsleitung. Aufgrund der großen Anzahl von Ausgangsleitungen sind jeweils die Leitungen von 8 Diodenkarten auf einer Lage der VLP untergebracht. Für eine VLP mit 56 Diodenkarten sind deshalb sieben Signallagen erforderlich. Um ein Übersprechen der Signale von einer Lage auf die nächste zu verhindern, sind die Signallagen durch jeweils eine Masselage getrennt. Eine VLP besteht deshalb aus 18 Lagen.

Wie aus Abbildung 4.12 ersichtlich ist, wird durch die Dioden auf einer VLP nur etwa die Hälfte der Fläche abgedeckt. Die andere Hälfte wird durch die Vorverstärkerelektronik eingenommen. Aus diesem Grund werden zwei VLP so zusammengesetzt, daß jeweils die Dioden der einen dem Vor-

<sup>4</sup> Alle Längenangaben beziehen sich nur auf den Pilot-HES und die zugehörigen Kalorimetermodule.

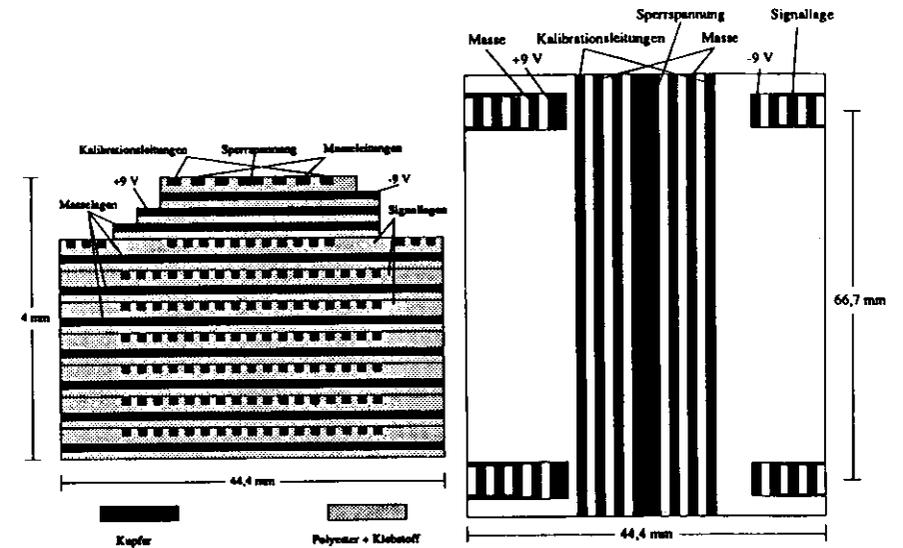


Abbildung 4.9: Schnitt und Draufsicht einer VLP. Die linke Abbildung zeigt einen Schnitt durch die VLP, wobei die Höhe stark vergrößert dargestellt ist. Es sind die abwechselnde Struktur der Masse und Signallagen und die im oberen Bereich befindlichen Versorgungsspannungslagen zu erkennen. Die rechte Abbildung stellt eine Draufsicht auf einen Ausschnitt der insgesamt 4,5 m langen VLP dar. In der Mitte der obersten Lage befinden sich eine Leitung für die Sperrspannung, zwei Kalibrationsleitungen, zwei Masse- und zwei Reserveleitungen. Die jeweils drei äußeren Leitungen befinden sich auf der Signallage und sind deshalb nur innerhalb eines Ausschnittes sichtbar. Die äußeren Leitungen gehören jeweils zu der rechten bzw. linken Diode auf der Diodenkarte.

verstärker der anderen gegenüberliegen. Die so entstandene Baugruppe wird aufgrund ihrer Maße (4500 mm×62,5 mm×13,7 mm) Ski genannt. Die Seitenansicht eines Skis ist in Abbildung 4.11 zu sehen und ein Schnitt durch den Ski in Abbildung 4.10. Drei dieser Skis nebeneinander füllen ein RCAL Modul aus.

Um eine mechanische Stabilität des Skis zu erreichen, wird jede VLP über den größten Teil ihrer Länge an zwei Aluminiumprofile geklebt. Diese Aluminiumprofile dienen außerdem als Aufnahme für die Diodenkarten. Sie sind so konzipiert, daß das Keramiksubstrat auf dem Aluminium aufliegt. Zwischen die beiden gegenüberliegenden Aluminiumprofile der zwei VLP wird eine Distanzleiste geklebt. Ihre Notwendigkeit besteht darin, Auflagepunkte für die beiden Aluminiumprofile herzustellen. Darüber hinaus wird hierdurch der Abstand zwischen den beiden gegenüberliegenden Diodenkarten definiert. Um eine Beeinflussung der Dioden durch den gegenüberliegenden Vorverstärker zu minimieren, ist die Vorverstärkerelektronik durch einen Kupferschild abgeschirmt. Dieser Schild ist mit dem Massepotential verbunden und für den Fall eines zufälligen mechanischen Kontaktes einer Diode mit dem gegenüberliegenden Schild durch eine Kunststoffschicht isoliert.

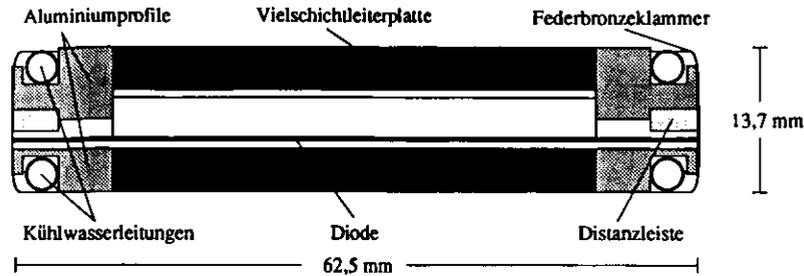


Abbildung 4.10: Schnitt durch den Ski

Zusammengehalten werden die beiden Skihälften mit Federbronzeklammern, die über die ganze Länge im Abstand von 33 mm angebracht sind. Die Breite der Skis ist so gewählt, daß sie nur unwesentlich größer ist als die der Diodenkarten, um eine möglichst geringe tote Fläche zwischen zwei Skis zu erreichen. Die Skis werden so in die Kalorimetermodule eingebracht, daß die Skis entlang der y-Richtung verlaufen. Die größte Lücke in der x-Richtung im ZEUS-Koordinatensystem ergibt sich zwischen zwei Kalorimetermodulen. Hier sind die benachbarten Skis durch zwei Wellenlängenschieber, eine Bleifolie, die zwischen den beiden RCAL-Modulen angebracht ist, und die die Kalorimetermodule zusammenhaltende Struktur getrennt. Die so entstehende Lücke hat eine Breite von 13,5 mm.

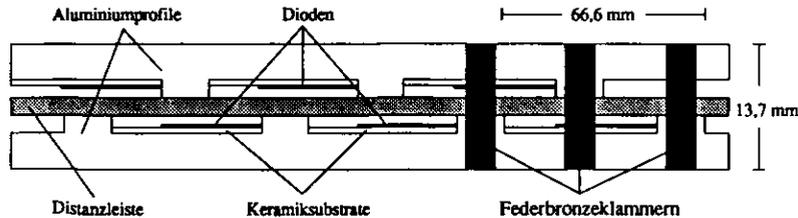


Abbildung 4.11: Seitenansicht eines Skis. Es ist nur ein kurzer Ausschnitt der Länge von insgesamt 4 m gezeigt. Für eine bessere Übersichtlichkeit ist der Maßstab in der Höhe dreifach vergrößert, und die Klammern auf der linken Seite der Abbildung sind weggelassen.

Zwei in y-Richtung benachbarte Dioden sind auf unterschiedlichen Seiten des Skis angebracht. Der Abstand zwischen der Lage der Dioden auf der vorderen Skihälfte zu der auf der rückwärtigen beträgt 3,5 mm. Als Vorderseite wird die dem Wechselwirkungspunkt zugewandte Seite des Skis bezeichnet. In y-Richtung, d.h. entlang eines Skis, sind die Dioden projektiv zum Wechselwirkungspunkt angeordnet. Ein Teilchen, das vom Wechselwirkungspunkt aus die Diodenebene passiert, soll immer genau den aktiven Bereich einer Diode durchqueren, selbst wenn es unter dem größten Winkel ankommt. Die projektive Anordnung der Dioden wird durch einen unterschiedlichen Abstand der

Dioden auf der Vorderseite und der Dioden auf der Rückseite erreicht. Auf der Vorderseite beträgt der Abstand zwischen den einzelnen Dioden jeweils 66,6 mm während er auf der Rückseite 66,8 mm beträgt. Durch den unterschiedlichen Versatz wird genau die Verschiebung der hinteren Dioden zu den vorderen erreicht, die für die projektive Anordnung notwendig ist. Durch Fehler des Herstellers in der Platzierung der Dioden auf das Keramiksubstrat ergaben sich Abweichungen von der Sollposition in y von bis zu 0,3 mm. Diese Abweichungen wurden jedoch erst nach der Fertigstellung der ersten Skis festgestellt, so daß bei diesen Lücken von bis zu 0,6 mm oder auch Überlappungen entstehen konnten. Um dies bei der Produktion der folgenden Skis zu vermeiden, wurde die Position der Dioden auf den Diodenkarten genau vermessen. Zur Herstellung eines Skis wurden ausschließlich solche Diodenkarten verwandt, deren Dioden die gleiche Verschiebung aufwiesen. Da nur der relative Abstand der Dioden für eine projektive Anordnung von Bedeutung ist, konnte der Produktionsfehler behoben werden.

Innerhalb des HES-Schlitzes befinden sich Abstandsstücke mit einer Breite von 5 mm. Die Abstandsstücke befinden sich an beiden Rändern des Schlitzes entlang der y-Richtung und ragen 6 mm in den Spalt hinein. Die Entfernung der Abstandsstücke voneinander beträgt 200 mm. Um diese 6 mm auf jeder Seite des Schlitzes nicht über die gesamte Länge von 3,8 m zu verlieren, werden in die Skis Ausfräsungen an den Positionen der Abstandsstücke angebracht. Damit die Ausfräsungen nicht an Stellen angebracht werden, an denen sich die Dioden oder die Vorverstärkerelektronik befindet, werden fünf verschiedene Arten von Diodenkarten verwandt. Die in Abbildung 4.8 dargestellte Diodenkarte zeigt den Typ für den mittleren Ski. Die rechten und linken Skis überlappen mit den Abstandsstücken und sind deshalb mit anderen Typen bestückt. Die unterschiedlichen Typen und ihre Platzierung sind in Abbildung 4.12 zu sehen. Für die Vorderseiten befindet sich an der Position des Abstandsstückes eine Diode, während sich auf der Rückseite dort die Vorverstärkerelektronik befindet. Aus diesem Grund wurde die Vorverstärkerelektronik zur Mitte hin verschoben. Das Keramiksubstrat ist nicht mehr zur Mitte hin symmetrisch, sondern weist für die Rückseite an der Stelle des Abstandsstückes eine Lücke auf. Bei der Vorderseite war es notwendig, eine besondere Art von Dioden herzustellen. Innerhalb der mechanischen Abmessungen der  $30,5 \times 34,0 \text{ mm}^2$  großen Diode wird ein Bereich von  $10,0 \times 10,0 \text{ mm}^2$  ausgespart. Durch die Verwendung einer  $20,0 \times 34,0 \text{ mm}^2$  und zwei  $10,0 \times 10,0 \text{ mm}^2$  großen Dioden wird der verbleibende Bereich abgedeckt. Die Verschiebung der Vorverstärkerelektronik bewirkt außerdem, daß die VLP nicht mehr zentriert im Ski liegt. Folglich sind die Aluminiumprofile für die äußeren Skis leicht verändert. Das zum Rand zeigende Profil ist etwas verbreitert, während das innere schmaler geworden ist.

Wie aus Abbildung 4.12 ersichtlich ist, wird nicht die gesamte Fläche des Kalorimeters mit Dioden abgedeckt, sondern es entstehen durch die Bauweise bedingte Lücken. Diese Lücken sind besonders groß in x-Richtung. Sie treten dort sowohl zwischen den Skis als auch zwischen den Kalorimetermodulen auf. Von der Breite eines Kalorimetermoduls von 203,5 mm sind 177,6 mm mit aktiver Fläche der Dioden bedeckt. In y-Richtung sind benachbarte Dioden auf unterschiedlichen Skihälften untergebracht. Für diese Dioden wurde eine projektive Anordnung gewählt, um die tote Fläche auch an den Enden der Skis möglichst klein zu halten. Dennoch ist eine tote Fläche von 3,5% im Mittel entstanden. Die tote Fläche resultiert dabei sowohl aus der produktionsbedingten Platzierung der Dioden auf dem Keramiksubstrat als auch aus der geringeren aktiven Fläche der Dioden im Vergleich zur mechanischen Dimension. Dadurch, daß in x- und y-Richtung die tote Fläche getrennt berechnet wurde, wird die Fläche bei der Berechnung der Summe überschätzt. Es müssen deshalb 0,4% für die Überlappung der Flächen in x- und y-Richtung abgezogen werden. Ein zusätzlicher Beitrag zur toten Fläche kommt von den Ausschnitten für die Abstandsstücke. In zwei von 18 Diodenkarten

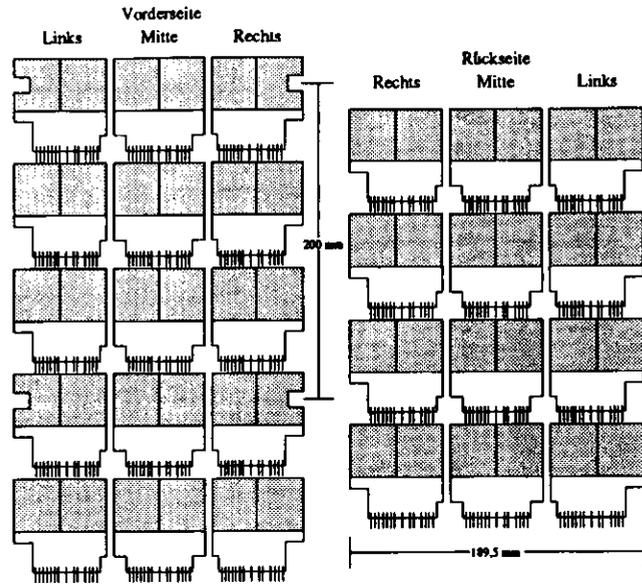


Abbildung 4.12: Anordnung der Diodenkarten in einem RCAL-Modul. Gezeigt wird der Aufbau der drei nebeneinander liegenden Skis, wobei die Vorderseite und die Rückseite getrennt dargestellt sind. In zusammengebautem Zustand ist die Vorderseite über die Rückseite geklappt. Weiterhin gezeigt sind die fünf verschiedenen Diodenkartentypen und der Freiraum für die Abstandsstücke, die in einer Entfernung von 200 mm voneinander angebracht sind.

fehlt jeweils 1 cm<sup>2</sup> an aktiver Fläche, so daß weitere 0,6% verlorengehen. Die Ausschnitte für die Abstandsstücke überlappen nicht mit den toten Bereichen in x- und y-Richtung, so daß hierfür kein Anteil abgezogen werden muß.

toter Bereich	Anteil an der Gesamtfläche
x-Richtung	12,7%
y-Richtung	3,5%
Überlappung in x und y	-0,4%
Abstandsstücke	0,6%
Summe	16,4%

Damit ergibt sich insgesamt ein Anteil der toten Fläche von 16,4% für den Pilot-HES.

Im ZEUS-Experiment ist vorgesehen, daß jede Komponente die Wärme, die von ihr erzeugt wird, durch geeignete Methoden aus dem Detektor wieder hinaustransportiert. Es käme sonst sehr schnell zu einer Überhitzung des Detektors und der Ausleseelektronik. Auch sind viele Meßprozesse, z.B. die

Lichtausbeute des Szintillators im Kalorimeter oder das thermische Rauschen der Siliziumdioden, temperaturabhängig. Es ist deshalb wichtig, eine konstante Temperatur zu erreichen. Die Kühlung der Vorverstärkerelektronik wird beim HES mit Wasser vorgenommen. Dazu sind in die Aluminiumprofile der Skis Kupferrohre mit einem Außendurchmesser von 3 mm und einer Wandstärke von 0,3 mm eingepaßt. In die Aluminiumprofile ist eine Aufnahme für die Kupferrohre eingearbeitet, so daß die Hälfte der Oberfläche der Rohre einen direkten Kontakt zu dem Profil besitzt. In den mittleren Skis befinden sich auf der rechten und linken Seite je zwei Kupferrohre, während sich in den äußeren Skis nur auf der inneren Seite zwei Kupferrohre befinden. Der Wärmekontakt zur Vorverstärkerelektronik wird über das Keramiksubstrat hergestellt, das auf einer Länge von 50 mm und einer Breite von 8,5 mm je Aluminiumprofil aufliegt. Das Keramiksubstrat besitzt dazu eine Masselage auf der Rückseite, die durch Lötstoplack elektrisch isoliert ist.

#### 4.2.4 Die Ausleseelektronik

Die Ausleseelektronik gliedert sich in zwei Bereiche, den analogen Bereich innerhalb des ZEUS-Detektors und den digitalen, der im sogenannten Rucksack, einem Gebäude unmittelbar neben dem ZEUS-Detektor, aber schon außerhalb der Strahlungsabschirmung, untergebracht ist.

Die analoge Elektronik ist so konzipiert, daß jeweils 48 Dioden einem mechanischen Bauelement, genannt Analogkarte (AK), zugeordnet sind. Das entspricht drei Signallagen einer VLP. Die Verbindung zwischen der VLP und der Analogkarte erfolgt über Flachleiterkabel, die alle Leitungen der VLP-Signallage 1:1 auf die Analogkarte übertragen. Die Länge dieser Kabel variiert zwischen 20 cm und 70 cm. Die Analogkarten befinden sich unmittelbar oberhalb des Kalorimeters in einer speziellen Struktur, die zur Aufnahme von Elektronik konzipiert wurde. Um genügend mechanische Stabilität für das Kalorimeter zu erhalten, ist die Struktur in einzelne Kabinette unterteilt, die durch Wände voneinander getrennt sind. Diese Wände sind mit Durchführungen für Kabel und Kühlwasser versehen. Die ersten drei dieser Kabinette, gesehen von der Frontfläche des Kalorimeters, sind für die Aufnahme der HES-Elektronik vorgesehen. Abbildung 4.13 zeigt die Belegung dieser Kabinette.

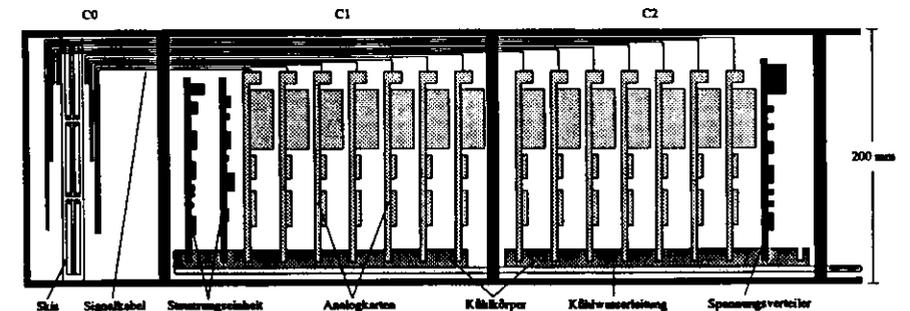


Abbildung 4.13: Anordnung der Elektronik im C-Arm

Im Kabinett C0 befindet sich eine Öffnung zum Einführen der Skis in das Kalorimeter. In Kabinett C0 erfolgt auch die Verbindung der VLP mit den zu den Analogkarten führenden Signalkabeln und die Verbindung zur Steuerungseinheit. Die Kabinette C1 und C2 nehmen jeweils sieben Analog-

karten auf. Außerdem befindet sich in C1 die Steuerungseinheit für die gesamte HES-Elektronik innerhalb des Kalorimeters. In jedem der Kabinette C1 und C2 ist zusätzlich zu den in Abbildung 4.13 dargestellten Elementen unterhalb der Analogkarten eine weitere Karte angebracht. Die Aufgabe dieser Karte ist zum einen die Versorgung der AK mit der vom Spannungsverteiler kommenden Betriebsspannung. Zum anderen dient diese Karte der Verteilung der Ausgangssignale der AK zum Rucksack hin. Eine weitere Aufgabe ist die Übermittlung einer zur Kalibration benötigten Gleichspannung. Die Steuerungseinheit befindet sich in Kabinett C1 und übernimmt mehrere Aufgaben. Sie regelt die Betriebsspannung der Vorverstärker, die Höhe der Depletierungsspannung, erzeugt die Testpulse zur Kalibration der Auslekette und bestimmt den Stromverbrauch und die Temperatur der Skis. Der Grund, die Analogelektronik direkt in den Detektor einzubauen, liegt zum einen wiederum darin, Rauschen durch möglichst kurze Kabelwege zu vermeiden; zum anderen wird mit den Analogkarten auch die Anzahl der Kabel reduziert, die vom Detektor zum Rucksack laufen. Die Analogkarten schicken die Signale von 24 Dioden jeweils nacheinander auf einer Leitung zur digitalen Elektronik. Jedes der vom Detektor zum Rucksack führenden Kabel hat eine Länge von 60 m. Im Rucksack befinden sich die digitalen Signalverarbeitungseinheiten (Digitalkarte, DK), die Steuerungselektronik sowie die Spannungsversorgung für die Sperrspannung der Dioden. Jede DK hat vier 12-bit-analog-digital-Wandler, einen digitalen Signalverarbeitungs-Prozessor (DSP) des Typs Motorola 56001 und verarbeitet 96 Kanäle. Die Spannungsversorgung ist im sechsten Stock der ZEUS-Halle untergebracht und wird mit Schaltnetzteilen der Firma Wiener durchgeführt.

### 4.3 Die Signalverarbeitung

Die mit dem HES gemessenen Signale werden durch das Durchqueren eines geladenen Teilchens durch die verarmte Sperrschicht der Diode erzeugt. Dabei wird im Durchschnitt pro mip eine Energie von 120 keV deponiert. Da die Energieabgabe proportional zur Wegstrecke des Teilchens durch die Diode ist, gilt dieser Wert nur für Teilchen, deren Flugbahn senkrecht zur Diodenoberfläche verläuft. Weicht die Flugbahn um den Winkel  $\gamma$  von der Senkrechten ab, so ist die in der Diode zurückgelegte Wegstrecke durch

$$s = \frac{d}{\cos \gamma} \quad (4.16)$$

gegeben, wenn mit  $d$  die Dicke der Diode bezeichnet wird. Im Schauer und auch durch Streuung des primären Teilchens ist es möglich, daß das einlaufende Teilchen die Diode unter einem beliebigen Winkel durchquert. Es sind deshalb größere Abweichungen in der Energiedeposition möglich.

Die Energieabgabe innerhalb der Diode erfolgt über die Erzeugung von Elektronen-Loch-Paaren. Zur Erzeugung eines solchen Paares ist in Silizium eine Energie von 3,63 eV [Dea66] nötig. Ein mip setzt folglich etwa 33000 solcher Paare frei. Das entspricht einer Ladung von 5,3 fC, die an der Oberfläche der Diode angesammelt wird.

Ein Teil der deponierten Energie wird jedoch zur Erzeugung von Gitterschwingungen (Phononen) verwandt.

Ist die Anzahl der Gitterstöße groß gegenüber der Anzahl der Ionisationsstöße, so ist die Varianz  $\sigma_{RMS}^2$  der Anzahl der erzeugten Elektronen-Loch-Paare gegeben durch

$$\sigma_{RMS}^2 = N, \quad (4.17)$$

wenn  $N$  die im Mittel erzeugte Anzahl der Elektronen-Loch-Paare ist.  $N$  errechnet sich wie folgt:

$$N = \frac{E}{\epsilon} \quad (4.18)$$

mit  $E$  der mittleren deponierten Energie  
 $\epsilon$  der Energie zur Erzeugung eines Elektronen-Loch-Paares.

Im Falle der HES-Dioden stimmt die Annahme nicht, daß die Anzahl der Gitterstöße groß gegenüber der der Ionisationsstöße ist. Die Varianz  $\sigma_E^2$  der Energie ist deshalb mit dem Fanofaktor  $F$  unterdrückt

$$\sigma_E^2 = \epsilon^2 N F = E F \epsilon \quad (4.19)$$

Für Silizium beträgt der Fanofaktor 0,12 und  $\sigma_E$  ergibt sich damit zu 225 eV. Dieses ist ein sehr kleiner Wert im Vergleich zu den 120 keV deponierter Energie.

Um eine gute Signalrekonstruktion zu erhalten, ist es notwendig, die erzeugte Ladung vollständig und schnell einzusammeln. Die Zeit  $t$  ist dabei durch die Driftgeschwindigkeit  $v$  bestimmt.

$$|v| = \mu \cdot E \quad (4.20)$$

Dabei ist  $\mu$  die Beweglichkeit der Elektronen oder Löcher und ist stets als positiv definiert. Das elektrische Feld  $E$  ergibt sich aus der anliegenden Sperrspannung  $U$  und der Dicke der Diode  $d$  zu  $E = U/d$ . Die Zeit  $t$  ist daher allein durch die an der Diode anliegende Spannung bestimmt, wenn die mechanischen Abmessungen festgelegt sind.

$$t = \frac{d^2}{\mu U} \quad (4.21)$$

Mit	$U$	=	100 V	Sperrspannung
	$d$	=	400 $\mu\text{m}$	Dicke der Diode
	$\mu_e$	=	1350 $\text{cm}^2/\text{Vs}$	Beweglichkeit für Elektronen
	$\mu_i$	=	480 $\text{cm}^2/\text{Vs}$	Beweglichkeit für Löcher

ergibt sich die längere der beiden Zeiten,  $t_i$ , zu 33 ns [Kit88]. Dieser Wert liegt weit unter der Zeit von 96 ns, die den Abstand zwischen zwei möglichen Ereignissen bei HERA beschreibt.

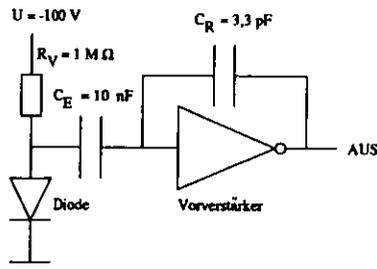


Abbildung 4.14: Prinzipschaltbild des Vorverstärkers

### 4.3.1 Der Vorverstärker

Bei den auf den HES-Diodenkarten verwandten Vorverstärkern handelt es sich um ladungsintegrierende Vorverstärker. Ein stark vereinfachtes Schaltbild ist in Abbildung 4.14 zu sehen.

Eine durch Ionisation in der Diode erzeugte Ladung  $Q$  fließt über den Entkopplungskondensator  $C_E$  ab und erzeugt damit am Eingang des Vorverstärkers eine Spannung  $U_E$ . Der Vorverstärker ist so konstruiert, daß er an seinem Ausgang eine Spannung  $U_A$  produziert und zwar so lange, bis über den Rückkopplungskondensator  $C_R$  soviel Ladung geflossen ist, daß die am Eingang liegende Spannung auf 0 V abgefallen ist. Dadurch entsteht am Ausgang eine der Eingangsspannung entgegengesetzte Spannung. Es handelt sich also um einen invertierenden Vorverstärker. Für die Ausgangsspannung gilt

$$U_A = \frac{Q}{C_R}. \quad (4.22)$$

Die Verstärkung ist folglich allein durch die Kapazität  $C_R$  bestimmt. Bei einem Wert von 3,3 pF für  $C_R$  beträgt die Verstärkung  $3 \cdot 10^{11}$  V/C. Damit ergibt sich für ein mip eine Spannung von 1,6 mV. Neben der Verstärkung des Signals produzieren der Vorverstärker und die zugehörige Schaltung auch ein Rauschen, das dem Signal überlagert wird. Von Bedeutung sind hierbei das Stromrauschen, das den Dunkelstrom der Diode als Quelle hat, und das Spannungsrauschen, welches vom thermischen Rauschen des Feldeffekttransistors am Eingang des Vorverstärkers verursacht wird.

Der Dunkelstrom in der Diode wird durch Störstellen im Kristall verursacht. Die Dioden, insbesondere in Strahlrohrnähe, sind einem starken Strahlenfluß ausgesetzt, was die Anzahl der Störstellen im Kristall erhöht. Der Dunkelstrom, und somit das Stromrauschen, wird folglich im Laufe der Zeit zunehmen. Er verursacht eine Ansammlung von Ladung im Entkoppelkondensator, die stufenförmig dem eigentlichen Signal überlagert wird. Man bezeichnet das Stromrauschen deshalb auch als Stufenrauschen. Das Spannungsrauschen hingegen erzeugt kurze Pulse, die dem Signal überlagert werden. Es trägt daher auch den Namen Delta-Rauschen. Das Spannungsrauschen ist proportional zur Kapazität der Diode. Diese ist aufgrund der großen Fläche der Diode sehr groß und führt zu einem schlechten Signal-Rausch-Verhältnis.

Die ausgewählte Meßzeit beim HES beträgt 200 ns. Eine Messung des resultierenden Rauschens ergibt etwa 0,7 fC. Für ein mip entspricht dieses einem Verhältnis von Signal zu Untergrund von

ungefähr 7:1.

### 4.3.2 Die Analogkarten

Die Signalverarbeitung auf den Analogkarten geht in mehreren Schritten vor sich. Zunächst hat ein Pulsformer das Signal ein weiteres Mal zu verstärken und dann das sehr steile Signal in eine gut zu verarbeitende Form zu bringen. Das so entstandene Signal wird in Intervallen von 96 ns abgetastet, und der vorliegende Spannungswert in einen analogen Speicher geschrieben. Bei einer positiven Entscheidung des ZEUS-FLT<sup>3</sup> (Triggers) werden pro Diode bis zu acht Abtastwerte ausgelesen und in einen weiteren analogen Speicher geschrieben. Von dort aus werden die Abtastwerte von 24 Dioden nacheinander ausgelesen und mit Hilfe eines Kabeltreibers an die Digitalkarten weitergegeben. Insgesamt werden die Signale von 48 Dioden auf einer Analogkarte verarbeitet.

Das Konzept der analogen Signalverarbeitung ist von der Kalorimetergruppe übernommen und in [CAL92] ausführlich beschrieben. Die Signalverarbeitung auf der Analogkarte ist unabhängig davon, ob ein Puls von einer Diode oder einem Photomultiplier kommt. Im folgenden entspricht daher ein Auslesekanal einer Diode.

#### Der Pulsformer

Der verwandte bipolare Pulsformer hat eine Anstiegszeit von 180 ns; die Pulsform ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Die wichtigste Aufgabe des Pulsformers ist eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, das durch eine Frequenzfilterung erreicht wird. Durchgelassen werden nur solche Frequenzen, die ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zeigen. Alle anderen Frequenzen werden stark gedämpft. Eine detaillierte Beschreibung der Frequenzfilterung und der Berechnung des Signals wird in [Jah92] gegeben. Die Dämpfung des Pulsformers ist bei 1,3 MHz minimal und nimmt zu hohen Frequenzen hin mit etwa 25 dB pro Oktave zu und zu kleineren Frequenzen hin mit etwa 6 dB pro Oktave zu. Sowohl das Strom- als auch das Spannungsrauschen werden dadurch herausgefiltert. Auf diese Art werden zudem Gleichspannungen, niederfrequente und hochfrequente Störsignale stark unterdrückt.

Die im Vergleich zum Eingangssignal lange Anstiegszeit am Ausgang ist weitgehend unabhängig von der Anstiegszeit des Eingangssignals. Schwankungen in der Anstiegszeit der Verstärkersignale werden daher ausgeglichen.

Der Vorteil eines bipolaren Signals ist die Stabilität des Nullpunktes. Bei einem unipolaren Pulsformer kommt es bei einer schnellen Abfolge von Signalen zu einer Verschiebung des Nullpunktes. Die Spannungswerte werden aber jeweils gegen dasselbe Potential gemessen, so daß sich bei einem instabilen Nullpunkt ein variabler Offset ergibt. Bei einem unipolaren Pulsformer muß diese Verschiebung durch die Messung des Nullpunktes korrigiert werden. Die Verschiebung ist dagegen bei einem bipolaren Pulsformer viel kleiner, da das Integral über das Signal ungefähr gleich null ist. Es kann daher in guter Näherung vernachlässigt werden. Die Anstiegszeit ist mit 180 ns so gewählt, daß sie etwas kleiner ist als die Zeit von zwei Abtastungen. Dies hat bei der Überlagerung von zwei Signalen den Vorteil, daß das Maximum des ersten Signals unverändert bleibt, wenn das zweite

<sup>3</sup>First Level Trigger; Trigger der ersten Stufe

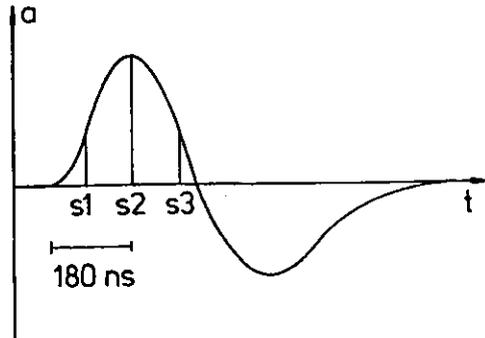


Abbildung 4.15: Ausgangsspannung a des Pulsformersignals im Verlauf der Zeit t mit den drei Abtastwerten s1, s2 und s3. Die Anstiegszeit des Signals beträgt 180 ns, der Abstand zwischen den einzelnen Abtastwerten jeweils 96 ns.

Signal mehr als eine Strahlkreuzung später erzeugt wird. Mit einem relativ geringen Fehler läßt sich dieses Signal dadurch noch rekonstruieren.

Neben dieser Verbreiterung des Pulses liefert der Pulsformer noch eine Verstärkung des Signals. Das Maximum des Ausgangspulses ist etwa 2,75 mal so groß wie das des Eingangspulses. Diese Verstärkung ist jedoch nur für Signale bis 2,4 V korrekt. Bei größeren Amplituden ist eine Sättigung erreicht, und die Verstärkung nimmt stark ab. Der dynamische Bereich ist deshalb auf ungefähr 600 mip begrenzt.

#### Die Speicherzellen

Die Speicherzellen sind in Form von hochintegrierten Chips gefertigt [CAL92]. Sie haben die Aufgabe, die Spannungswerte an bestimmten Stellen des Pulsformersignals für eine bestimmte Zeit festzuhalten. Pro Auslesekanal gibt es 58 Speicherzellen. Die Zellen für vier Kanäle sind in einem Chip untergebracht, der aufgrund der im folgenden erklärten Arbeitsweise Pipeline genannt wird.

Das Ausgangssignal des Pulsformers wird mit der Frequenz der Strahlkreuzungen bei HERA von 10,4 MHz abgetastet. Diese Frequenz entspricht einem Zeitintervall von 96 ns. Die Abtastung wird dabei so gewählt, daß der zweite Abtastwert mit dem Maximum des Pulsformersignals zusammenfällt. Es läßt sich jedoch nicht für alle Dioden erreichen, daß die zweite Abtastung mit dem Maximum zusammenfällt, da die Signallaufzeit vom Verstärker bis zu den Analogkarten von der Position der Diode auf dem Ski abhängig ist. Der Abstand zwischen der ersten und der letzten Diode beträgt ungefähr 4 m. Ein Teilchen, das vom Wechselwirkungspunkt aus startet, braucht zu beiden Dioden die gleiche Zeit, so daß die Signale mit 20 ns Unterschied bei den Pulsformern ankommen. Die Abtastzeit ist nur für ein Modul einstellbar, nicht jedoch für den Puls einer einzelnen Diode. Es ist deshalb zweckmäßig, die Abtastung so einzustellen, daß für eine Diode, die in der Mitte des Skis

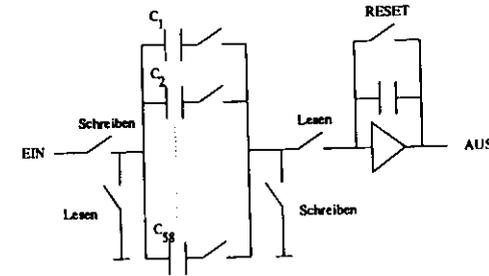


Abbildung 4.16: Prinzipschaltbild des Pipelinechips

sitzt, das Maximum des Pulsformersignals mit der zweiten Abtastung zusammenfällt. Für alle anderen Dioden ist der Abtastzeitpunkt folglich maximal 10 ns vom Maximum entfernt.<sup>6</sup> Insgesamt wird das Pulsformersignal an acht Stellen abgetastet. Die Speicherung des Abtastwertes geschieht analog, indem ein Kondensator durch die jeweilige Ausgangsspannung aufgeladen wird. Die 58 Kapazitäten sind innerhalb des Chips so angeordnet, daß die aufeinanderfolgenden Werte in jeweils benachbarte Kapazitäten geschrieben werden. Dieser Schreibvorgang geht zyklisch vonstatten, so daß nach 58 Zeiteinheiten die Information einer Speicherzelle gelöscht und mit dem neuen Wert überschrieben wird. Ein einzelner Abtastwert bleibt deshalb maximal  $58 \times 96 \text{ ns} = 5,6 \mu\text{s}$  lang gespeichert. Genau diese Zeit, abzüglich der Signallaufzeiten, steht dem Trigger der ersten Stufe (FLT) zur Verfügung, um ein Ereignis als beachtenswert zu deklarieren. Fällt eine positive Triggerentscheidung, dann wird der Schreibvorgang unterbrochen und der Lesevorgang gestartet. Das bedeutet, daß der Inhalt der Speicherzellen, beginnend mit der Zelle, in der der erste zu dem entsprechenden Ereignis gehörende Abtastwert gespeichert ist, ausgelesen und an den folgenden Baustein, Puffer genannt, weitergegeben wird. Es können bis zu acht aufeinanderfolgende Zellen pro Diode ausgelesen werden. Die Auslese der in den Kapazitäten gespeicherten Ladung erfolgt mit einem ladungsintegrierenden Verstärker, mit einer Verstärkung von 1.

#### Die Puffer

Jeweils drei Pipelinechips sind mit einem Puffer verbunden. Folglich speichert jeder Puffer die Werte von 12 Auslesekanälen. Wie in der Pipeline werden auch hier die Werte in Kondensatoren gespeichert. Nachdem die Übertragung von der Pipeline an den Puffer abgeschlossen ist, befindet sich die Pipeline wieder im Bereitschaftszustand zur Speicherung neuer Daten. Die Totzeit des Detektors wird durch die Verwendung der Puffer sehr stark verkürzt. Da der Puffer 12 parallele Eingänge hat, wird die Totzeit allein durch die Zeit der Übertragung von einem einzigen Kanal bestimmt. Für jeden Abtastwert wird eine Zeit von  $1,0 \mu\text{s}$  benötigt, so daß die Totzeit maximal  $8 \mu\text{s}$  beträgt. Die in einem

<sup>6</sup>Eine genaue Betrachtung, die auch die Flugzeit des Teilchens vom Wechselwirkungspunkt zur Diodenebene mitbeinhaltet, ergibt leicht andere Werte. Der Flugzeitunterschied zwischen einem Teilchen, das die Mitte des Skis passiert, und einem anderen, das durch das Ende oder den Anfang eines Skis geht, beträgt 3,3 ns. Da die meisten Signale in der Mitte des Skis auftreten, ist es zweckmäßig, die Abtastung am Maximum an dieser Stelle beizubehalten. Es ergibt sich damit eine zeitlich asymmetrische Verschiebung von bis zu +13,3 ns zum Ende des Skis hin und von -6,7 ns zum Anfang hin.

Puffer gespeicherten Abtastwerte werden nacheinander im Abstand von jeweils  $1,0 \mu\text{s}$  ausgelesen. Im Anschluß daran werden noch 12 Kontrollwerte übergeben. Diese enthalten Information über die Temperatur auf der Analogkarte und eine Referenzspannung, mit deren Hilfe eine zur Kalibration notwendige Verstärkung gemessen wird. Von den vier auf einer Analogkarte befindlichen Puffern werden jeweils zwei parallel ausgelesen. Deshalb werden nur zwei Ausgangsleitungen pro Analogkarte benötigt. Nachteilig ist, daß dadurch die Auslesezeit verdoppelt wird, die also stark von der Anzahl der Abtastwerte pro Kanal abhängt. Für die Meßperioden 1992 und 1993 wurden jeweils vier Werte pro Kanal ausgelesen. Das bedeutet eine Zeit  $t_A$  von

$$\begin{aligned} t_A &= 2 \times (4 \times 12 + 12) \times 1,0 \mu\text{s} \\ &= 120 \mu\text{s} \end{aligned}$$

Vom Ausgang der Puffer gelangen die Abtastwerte mit Hilfe eines Kabeltreibers über 60 m Kabel zu den Digitalkarten. Der Kabeltreiber hat die folgenden Aufgaben zu erfüllen:

- Die Signale werden um einen Faktor 1,1 erhöht. Zusätzlich wird eine Stromverstärkung durchgeführt, um die Dämpfung am Ende des 60 m langen Kabels auszugleichen.
- Das Signal wird auf zwei Leitungen ('twisted pair') aufgeteilt. Jede dieser Leitungen trägt die halbe Amplitude; die Spannungen sind einander entgegengesetzt. Zur Rekonstruktion des Signals wird am Eingang der Digitalkarte die Differenz der Spannungen auf den beiden Leitungen gebildet. Ein Störsignal tritt auf beiden Leitungen mit demselben Vorzeichen auf und wird somit durch die Subtraktion wieder eliminiert.

#### 4.3.3 Die Digitalkarte

Die Aufgaben der Digitalkarte (DK) sind die folgenden:

- Empfang und Verstärkung des ankommenden Signals,
- Erhöhung des Signals um eine Gleichspannung,
- Digitalisierung und Speicherung,
- Rekonstruktion des Pulses aus den Abtastwerten,
- Ausgabe der rekonstruierten Pulse an das ZEUS-Datensystem.

Die an der Digitalkarte ankommenden Signale sind auf zwei Leitungen ('twisted pair') verteilt. Diese beiden Leitungen sind mit den beiden Eingängen eines Operationsverstärkers verbunden, dessen Verstärkung zu 4,3 gewählt worden ist.

Die Konvertierung der noch immer analogen Signale geschieht mit Hilfe eines Analog-Digital-Wandlers (ADC). Es handelt sich um einen 12-bit-ADC der Firma Datel, der mit einer Frequenz von 1 MHz die Digitalisierung vornimmt. Der dynamische Bereich des ADCs reicht von 0 V bis 6,7 V. Zur späteren Rekonstruktion der Pulse aus den Abtastwerten ist es notwendig, auch negative

	Signal eines mip
in der Diode erzeugte Ladung	5,3 fC
Verstärkung des Vorverstärkers $3 \cdot 10^{11}$ V/C	1,59 mV
Maximaler Verlust auf dem Ski 10 %	1,43 mV
Verstärkung des Pulsformers 2,75	3,93 mV
Verstärkung von Pipeline und Buffer 1,0	3,93 mV
Verstärkung des Kabeltreibers 1,1	4,33 mV
Verlust auf dem Kabel zum Rucksack 20 %	3,46 mV
Verstärkung auf der Digitalkarte 4,35	15,07 mV

Tabelle 4.1: Verlauf der Verstärkung des Signals eines mip

Spannungen zu digitalisieren. Der Eingangsspannung des ADCs wird deshalb eine Gleichspannung überlagert, die zwischen 0 mV und 660 mV variiert werden kann. Sie ist zu 620 mV gewählt worden. Es können daher auch negative Spannungswerte bis zum Betrag dieser Gleichspannung digitalisiert werden. Der obere Spannungswert von 6,7 V wird gleichzeitig um denselben Betrag reduziert. Die digitalisierten Abtastwerte werden zunächst in einem Speicher abgelegt. Bis zu 16 Ereignisse lassen sich so speichern, wenn 4 Abtastwerte pro Diode übertragen werden. Dieser Speicher gehört zu dem Bereich des Speichers der Digitalkarte, der sowohl von den ADCs als auch vom DSP zugänglich ist. Er kann von den ADCs beschrieben und vom DSP aus beschrieben und gelesen werden. Jedem der vier auf der DK befindlichen ADCs sind 2 k Worte Speicherplatz zugewiesen<sup>7</sup>. Dieser Speicherplatz ist wiederum in 16 gleich große Bereiche zu je 128 Worten aufgeteilt. Jeder dieser Bereiche wird als Seite bezeichnet. Die Abtastwerte und die Kontrollsignale von 96 Auslesekanälen werden auf einer Seite im Speicher abgelegt.

Über eine Kontrolleinheit wird der Digitalisierungsprozeß auf der DK gestartet. Gleichzeitig wird den ADCs mitgeteilt, welche Seite im Speicher beschrieben werden soll. Diese Information wird außerdem in einem Schieberegister (FIFO, first in first out) abgelegt. Dieser Speicher arbeitet nach folgendem Prinzip: Die Information kann nur in der Reihenfolge ihrer Ablage wieder abgerufen werden. Der Schieberegister ist dem DSP zugänglich. Er erhält daraus die Mitteilung, auf welcher Seite die Abtastwerte stehen, die als nächste verarbeitet werden sollen. Das Prinzip der Rekonstruktion wird im folgenden Kapitel beschrieben.

Ein anderer Speicherbereich ist für die Ausgabe der rekonstruierten Informationen zuständig. Dieser Bereich ist dem Eingangsspeicher entsprechend in 16 Seiten unterteilt, die jedoch je 256 Worte enthalten. Die Informationen eines Ereignisses werden auf die der Eingangsseite entsprechende Ausgangsseite geschrieben. Nach Beendigung dieses Vorgangs wird ein Signal an die Kontrolleinheit geschickt, die daraufhin die entsprechende Seite des Ausgangsspeichers liest und die Daten an das ZEUS-Datensystem transferiert.

In Tabelle 4.1 ist der Verlauf des Signals von einem mip beschrieben. Damit entspricht ein mip 9,3 ADC-Kanälen und der dynamische Bereich beträgt 440 mip. Hiervon muß allerdings noch die Offsetspannung abgezogen werden, die etwa 380 ADC-Kanäle beträgt. Der wirkliche dynamische Bereich umfaßt deshalb nur 400 mip.

<sup>7</sup> 1 k entspricht der Zahl 1024. Für den DSP hat ein Wort 24 bit.

#### 4.4 Signalrekonstruktion

Die Signalrekonstruktion ist eine der entscheidenden Aufgaben im HES. Für die Analyse der Daten ist die Kenntnis der in den Dioden freigesetzten Ladung unumgänglich. Ebenso beinhaltet der Zeitpunkt der Energiedeposition wichtige Informationen. Um diese beiden Werte, die Ladung und die Zeit, zu rekonstruieren, stehen lediglich die digitalisierten Abtastwerte vom Ausgang des Signalformers zur Verfügung. Es ist deshalb wichtig, daß die Form dieses Pulses genau bekannt ist und auch über lange Meßperioden zeitlich stabil bleibt.

##### 4.4.1 Korrektur aufgrund der Signalspeicherung

Um den Rekonstruktionsalgorithmus zu verstehen, muß genau zwischen den analogen Spannungswerten und den digitalisierten unterschieden werden, da nur letztere dem DSP zur Rekonstruktion zur Verfügung stehen. Mit Hilfe der hier beschriebenen Kalibrationskonstanten kann von den digitalisierten Spannungswerten auf die analogen Werte am Ausgang des Pulsformers zurückgeschlossen werden.

Es wird hier zunächst noch einmal auf die Speicherung der Signale in den analogen Speichern eingegangen werden. Eine Spannung  $V_{\text{ein}}$  am Eingang des Speicherbausteins wird durch eine Ladung in einer der Speicherzellen wiedergegeben. Während der Speicherung fließt ein Teil dieser Ladung aus der Kapazität ab, so daß bei der Auslese nur noch der Bruchteil  $V_{\text{ein}} \cdot c_p$  rekonstruiert wird. Desweiteren wird ein von der Geometrie der Zelle abhängiger Anteil der Ladung nicht mit ausgelesen. Letzteres führt zu einer konstanten Veränderung ('pedestal'), die nicht von der Eingangsspannung abhängig ist. Eine Spannung  $V_{\text{ein}}$  am Eingang des Pipelinechip bewirkt daher eine Spannung

$$V^i = V_{\text{ein}} \cdot c_p^i + V_p^i \quad (4.23)$$

am Ausgang der Pipeline, wenn die Spannung in der  $i$ -ten Kapazität gespeichert wurde. Die Verstärkung des Vorverstärkers am Ausgang ist für alle Zellen dieselbe und kann daher in  $c_p^i$  und  $V_p^i$  absorbiert werden. Durch die anschließende Speicherung im Puffer beträgt die Spannung am Ausgang des Puffers

$$V^{ij} = V_{\text{ein}} \cdot c_p^i \cdot c_b^j + V_p^i \cdot c_b^j + V_b^j, \quad (4.24)$$

wobei die  $c_p^i$  und  $c_b^j$  die Verstärkungsfaktoren der Pipelinezelle  $i$  bzw. der Pufferzelle  $j$  bedeuten. Diese Verstärkung ist natürlich von der Zellennummer  $i$  bzw.  $j$  abhängig, liegt jedoch in der Nähe von eins.  $V_p^i$  und  $V_b^j$  sind der Pedestal der Pipelinezelle  $i$  bzw. der Pufferzelle  $j$ . Die Verwendung des Produktes von  $c_p^i$  und  $c_b^j$  in Gleichung 4.24 gilt nur unter der Annahme, daß die Verstärkung ausschließlich von den Zellen abhängig ist und nicht von den Leitungen, die die Pipeline mit dem Puffer verbinden.

Wenn man weiterhin annimmt, daß die  $c_b$  innerhalb eines Puffers gleich sind (dieses stimmt auf 0,25% [Her91]), genügen 58 + 8 zu speichernde Werte, um  $V_{\text{ein}}$  aus  $V_{ij}$  zu rekonstruieren. Dabei werden die 58 Werte aufgrund der Speicherung in den Pipelinechips und die 8 Werte aufgrund der Speicherung in den Puffern benötigt. Diese Werte erhält man, wenn man  $V_{\text{ein}} = 0$  V wählt.

$$V^{ij}(V_{\text{ein}} = 0) = V_{\text{Masse}}^{ij} = V_p^i \cdot c_b + V_b^j \quad (4.25)$$

Wenn man die folgenden Variablen definiert, läßt sich  $V_{\text{Masse}}^{ij}$  daraus rekonstruieren.

$$\begin{aligned} \delta_p^i &= V_{\text{Masse}}^{i1}, & i &= 1, \dots, 58 \\ \delta_b^j &= V_{\text{Masse}}^{1j} - V_{\text{Masse}}^{11}, & j &= 1, \dots, 8 \end{aligned} \quad (4.26)$$

$$V_{\text{Masse}}^{ij} = \delta_p^i + \delta_b^j$$

Nach der Digitalisierung der Spannung  $V^{ij}$  steht für die Rekonstruktion nur der  $V^{ij}$  entsprechende digitalisierte Wert  $D^{ij}$  zur Verfügung, wobei

$$D^{ij} = k \cdot V^{ij} + D_{\text{Masse}} \quad (4.27)$$

ist.

Dabei ist  $k$  der Verstärkungsfaktor vom Ausgang des Multiplexers bis zum Eingang des ADC. Mit Hilfe einer sehr präzise bekannten Spannung  $V_{Pr}$  läßt sich  $k$  bestimmen. Dazu wird diese Spannung ohne Speicherung im Puffer oder der Pipeline direkt an den Ausgang des Puffers angelegt. Sie wird anschließend auf demselben Weg wie die übrigen Signale digitalisiert.

$k$  berechnet sich wie folgt:

$$k = \frac{D_{Pr} - D_{\text{Masse}}}{V_{Pr}} \quad (4.28)$$

$D_{\text{Masse}}$  ist der digitalisierte Wert der Gleichspannung am Eingang des ADC, die der Eingangsspannung überlagert wird. Er läßt sich einfach bestimmen, indem der Eingang der Digitalkarte geerdet wird. Diese Gleichspannung ist unbedingt notwendig, da  $V_p^i$  und  $V_b^j$  negativ sind. Einer sehr kleinen Eingangsspannung  $V_{\text{ein}}$  entspricht daher ein negatives  $V^{ij}$ . Da der ADC nur positive Spannungen digitalisieren kann, würden somit Spannungen, die kleiner als  $V_p^i \cdot c_b + V_b^j$  sind, als 0 V interpretiert. Es wird deshalb eine Gleichspannung überlagert, die größer ist als die größte auftretende Kombination von  $V_p^i \cdot c_b + V_b^j$ .

Um die zu den Spannungen  $\delta^i$  gehörenden digitalen Werte  $\Delta^i$  zu bekommen, muß man folgende Rechnung durchführen:<sup>8</sup>

$$\begin{aligned} \Delta_p^i &= D_{\text{Masse}}^{i1}, & i &= 1, \dots, 58 \\ \Delta_b^j &= D_{\text{Masse}}^{1j} - D_{\text{Masse}}^{11}, & j &= 1, \dots, 8 \end{aligned} \quad (4.29)$$

Es gilt :

<sup>8</sup>Es könnte ein Wert weniger gespeichert werden, da  $\Delta_b^1$  per definitionem gleich null ist. Dieses setzt voraus, daß mit negativen Zahlen gearbeitet werden kann. Falls dieses nicht möglich ist, muß in Gleichung 4.29  $\Delta_b^j = D^{1j} - D^{11}$  durch  $\Delta_b^j = D^{1j}$  ersetzt werden. Es gilt dann weiter  $D_{\text{Masse}}^{ij} = \Delta_p^i + \Delta_b^j - \Delta_b^1$ .

$$D_{\text{Masse}}^{ij} = \Delta_p^i + \Delta_k^j \quad (4.30)$$

Auf dieselbe Art kann die Verstärkung auf die gleiche Anzahl von Konstanten reduziert werden. Die Verstärkung wird wie folgt definiert:

$$g^{ij} = \frac{D - D_{\text{Masse}}}{V^{ij} - V_{\text{Masse}}^{ij}} \quad (4.31)$$

Dabei wird für die Messung von  $D$  und  $V^{ij}$  dieselbe Spannung verwandt. Diese Spannung wird zum einen in den Pipeline- und Pufferchips gespeichert und ergibt so  $V^{ij}$ . Zum anderen wird die Spannung direkt an den Ausgang des Pufferchips angelegt und somit ohne Speicherung digitalisiert. Daraus ergibt sich der Wert für  $D$ .  $V_{\text{Masse}}^{ij}$  sind die Pedestals, die bereits in der Messung davor bestimmt worden sind.

Bei genauerer Betrachtung von  $g^{ij}$  ergibt sich (Einsetzen von Formeln 4.24, 4.25 und 4.28):

$$g^{ij} = \frac{D - D_{\text{Masse}}}{V_{\text{ein}} \cdot c_p^i \cdot c_k^j} \quad (4.32)$$

$$\Rightarrow g^{ij} = \frac{k}{c_p^i \cdot c_k^j} \quad (4.33)$$

Da auf der Digitalkarte wiederum nicht direkt die Spannungen, sondern nur die dazugehörigen digitalen Werte gemessen werden, läßt sich nur

$$G^{ij} = g^{ij} / k$$

bestimmen.  $G^{ij}$  berechnet sich wie folgt:

$$G^{ij} = \frac{D - D_{\text{Masse}}}{D^{ij} - D_{\text{Masse}}^{ij}} \quad (4.34)$$

Die zur Rekonstruktion der Matrix benötigten Werte sind folgende:<sup>9</sup>

$$\begin{aligned} \gamma_p^i &= 1/g^{i1}, & i &= 1, \dots, 58 \\ \gamma_k^j &= g^{11}/g^{1j}, & j &= 1, \dots, 8 \end{aligned} \quad (4.35)$$

Hieraus läßt sich dann  $g^{ij}$  rekonstruieren.

$$g^{ij} = \frac{1}{\gamma_p^i \cdot \gamma_k^j} \quad (4.36)$$

<sup>9</sup>Wenn man auch bei der Bestimmung der Verstärkung die Näherung betrachtet, daß die  $c_s$  ungefähr gleich sind, so ist  $\gamma_k^j$  gleich eins für alle Werte von  $j$  und braucht daher nicht gespeichert zu werden.

Die zu speichernden Werte  $\Gamma^i$  berechnen sich wie folgt:

$$\Gamma_p^i = 1/G^{i1}, \quad i = 1, \dots, 58 \quad (4.37)$$

$$\Gamma_k^j = G^{11}/G^{1j}, \quad j = 1, \dots, 8 \quad (4.38)$$

Und ebenso:

$$G^{ij} = \frac{1}{\Gamma_p^i \cdot \Gamma_k^j} \quad (4.39)$$

Mit Hilfe der nun gespeicherten Konstanten  $\Delta$  und  $\Gamma$  läßt sich aus jedem gemessenen digitalen Wert die ursprüngliche Spannung rekonstruieren. Einsetzen von Gleichung 4.24 in Gleichung 4.27 liefert:

$$D^{ij} = k \cdot (V_{\text{ein}} \cdot c_p^i \cdot c_k^j + V_p^i \cdot c_k + V_k^j) + D_{\text{Masse}} \quad (4.40)$$

Der Term  $V_p^i \cdot c_k + V_k^j$  ist der bereits gemessene Pedestal und kann somit durch die  $\delta^i$  bzw.  $\Delta^i$  ausgedrückt werden.

Auflösen von Gleichung 4.40 nach  $V_{\text{ein}}$  und Einsetzen von 4.30, 4.27 und 4.33 ergibt:

$$V_{\text{ein}} = \frac{D^{ij} - (\Delta_p^i + \Delta_k^j)}{k} \cdot G^{ij} \quad (4.41)$$

Falls die Messung der Verstärkung  $G^{ij} = 1/(c_p^i \cdot c_k^j)$  ergibt, daß  $G^{ij}$  nur unwesentlich von eins abweicht ( $< 2\%$ ), so kann man sie durch eins approximieren.  $V_{\text{ein}}$  bestimmt sich dann zu

$$V_{\text{ein}} = \frac{D^{ij} - (\Delta_p^i + \Delta_k^j)}{k} \quad (4.42)$$

Auf einer Digitalkarte werden 96 Kanäle verarbeitet. Da für einen Satz von  $\Delta$  oder  $\Gamma$  66 Werte gespeichert werden müssen, werden dazu 6,3 k Worte benötigt. Als weiterer Wert muß  $k$  für jeden ADC gespeichert werden. Dieses sind vier zusätzliche Werte.

Um die Kalibrationskonstanten zu erhalten, werden beginnend mit den Zellen 1, ... 8 jeweils 8 Pipelinezellen ausgelesen. Mit dem DSP auf der Digitalkarte können viele dieser Messungen gemittelt und die Standardabweichung für jeden Wert berechnet werden. Anschließend werden die 8 Mittelwerte und Standardabweichungen an die Kontrolleinheit weitergegeben und in deren externen Speicher gespeichert. Dieser Vorgang wird für alle weiteren 57 Kombinationen, d.h. 2, ... 9; 3, ... 10; ...; 58, ... 7, wiederholt, und alle 58 \* 8 Mittelwerte und Standardabweichungen werden gespeichert.

Daraus lassen sich die Werte von  $\Delta_p^i$  und  $\Delta_k^j$  berechnen. Dann erfolgt eine Analyse der Standardabweichungen. Bei einem Wert von mehr als 0,5 mip ist das Rauschen des Systems zu groß und der entsprechenden Kanal wird gekennzeichnet.

Um die Verstärkung  $G^{ij}$  zu bestimmen, muß zunächst die obige Messung wiederholt werden, nur mit dem Unterschied, daß diesmal eine von null verschiedene Spannung an den Testeingang der

Pipeline gelegt werden muß. Nach der Messung werden die  $G^{ij}$  nach der Formel 4.39 berechnet und die Differenz zu eins bestimmt. Die Abweichungen sind so klein ( $\leq 2\%$ ), daß bei der Rekonstruktion  $G^{ij}$  gleich eins gesetzt wird.

#### 4.4.2 Rekonstruktionsalgorithmus

In Abschnitt 4.4.1 wurde erklärt, wie aus den digitalisierten Abtastwerten die ursprüngliche Spannung  $V_{\text{ein}}$  rekonstruiert wurde. Der nächste Schritt besteht in der Bestimmung der Amplitude des Pulsformersignals und dessen zeitlicher Verschiebung bezüglich einer Sollzeit. Die Amplitude des Signals ist der deponierten Energie proportional, und die zeitliche Verschiebung gibt den Zeitpunkt der Energie deposition an. Als Sollzeit und somit Verschiebung 0 ns ist der Zeitpunkt angesetzt, an dem ein Teilchen, das vom Wechselwirkungspunkt aus zum Zeitpunkt der Strahlkreuzung startet, durch die HES-Ebene geht. Die Rekonstruktion von Zeit und Energie muß mit der Rate des Triggers der ersten Stufe von bis zu 1 kHz durchgeführt werden. Es steht dabei für 96 Kanäle nur ein DSP zur Verfügung, so daß ein sehr schneller Rekonstruktionsalgorithmus benötigt wird. Mit dem hier benutzten DSP ist ein sehr schnelles Multiplizieren möglich, so daß sich ein linearer Algorithmus anbietet:

$$A = \sum_{n=1}^3 a'_n \cdot V_{n,\text{ein}} \quad (4.43)$$

$$A \cdot t = \sum_{n=1}^3 b'_n \cdot V_{n,\text{ein}} \quad (4.44)$$

mit

- $A$  Amplitude des Pulsformersignals
- $t$  Zeitverschiebung
- $a'_n, b'_n$  Kalibrationskonstanten

Die Summe läuft dabei über die drei Abtastwerte des Pulsformersignals (siehe Abbildung 4.15). Da die Rekonstruktion auf dem DSP durchgeführt wird, stehen nicht die Spannungswerte  $V_{\text{ein}}$ , sondern nur die digitalisierten Werte  $D^{ij}$  sowie die Konstanten  $\Delta_p$  und  $\Delta_i$  zur Verfügung. Es gilt nach Gleichung 4.42

$$D^{ij} - (\Delta_p^i + \Delta_i^j) = k \cdot V_{\text{ein}}$$

so daß gilt:

$$A = \sum_{n=1}^3 a_n \cdot s_n \quad (4.45)$$

$$A \cdot t = \sum_{n=1}^3 b_n \cdot s_n \quad (4.46)$$

$$\text{mit } s_n = D_n^{ij} - (\Delta_p^i + \Delta_i^j)_n \quad (4.47)$$

$$a_n = k a'_n \quad (4.48)$$

$$b_n = k b'_n \quad (4.49)$$

Im weiteren Verlauf des Absatzes gilt folgende Namenskonvention:

- Die bezüglich der Speicherung in den Pipeline- und Pufferzellen korrigierten digitalen Abtastwerte heißen  $s_n$ ,  $n = 1, 2, 3$ .
- Die entsprechenden Abtastwerte aus der Kalibrationsmessung heißen  $f_n$ ,  $n = 1, 2, 3$ .

Bei der Kalibrationsmessung wird ein Testpuls an die Diode angelegt. Die zugehörige Amplitude am Ausgang des Pulsformers wird mit 1 bezeichnet, und die zeitliche Verschiebung dieses Signals beträgt 0 ns. Für die Abtastwerte eines Signals mit der Amplitude  $A$  zum korrekten Zeitpunkt gilt daher:

$$A \cdot f_n = s_n \quad (4.50)$$

Um die zeitliche Verschiebung eines Signals zu bestimmen, muß auch die Ableitung des Kalibrations signals bekannt sein:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} f'_n(t) = \frac{f_n(t + \Delta t) - f_n(t)}{\Delta t} \quad (4.51)$$

Da das Pulsformersignal über weite Bereiche linear ist, gilt Gleichung 4.51 auch näherungsweise für kleine zeitliche Abweichungen  $\Delta t$ .

$$f_n(t + \Delta t) = f_n(t) + f'_n(t) \cdot \Delta t \quad (4.52)$$

Damit ergibt sich Gleichung 4.50 zu:

$$s_n = A \cdot f_n(t + \Delta t) \quad (4.53)$$

$$= A \cdot f_n(t) + A \cdot \Delta t \cdot f'_n(t) \quad (4.54)$$

Bezeichnet man nun mit  $A$  und  $t$  ( $t = \Delta t$ ) die rekonstruierten Werte der Zeit und Amplitude, so läßt sich die Größe  $\chi^2$  nach folgender Formel bilden:

$$\chi^2 = \sum_n (s_n - A \cdot f_n - A \cdot t \cdot f'_n)^2 \quad (4.55)$$

Die erste Ableitung von  $\chi^2$  nach  $(A \cdot t)$  und  $A$  ergibt folgende zwei Gleichungen:

$$-\frac{\partial \chi^2}{\partial A} = 2 \cdot \sum_n \left\{ f_n (s_n - A \cdot f_n - A \cdot t \cdot f'_n) \right\} \quad (4.56)$$

$$-\frac{\partial \chi^2}{\partial A t} = 2 \cdot \sum_n \left\{ f'_n (s_n - A \cdot f_n - A \cdot t \cdot f'_n) \right\} \quad (4.57)$$

Um die beste Näherung zu erhalten, müssen diese beiden Gleichungen gleich null sein. Daraus resultieren zwei Gleichungen für  $A$  und  $(A \cdot t)$ :

$$\sum_n s_n f_n = A \cdot \sum_n f_n^2 + A \cdot t \cdot \sum_n f_n f'_n \quad (4.58)$$

$$\sum_n s_n f'_n = A \cdot \sum_n f_n f'_n + A \cdot t \cdot \sum_n f_n'^2 \quad (4.59)$$

Dieses Gleichungssystem kann einfach gelöst werden und ergibt folgende Resultate für  $A$  und  $A \cdot t$ .

$$A = \sum_n \left( \frac{f_n \sum_m f_m'^2 - f'_n \sum_m f_m f'_m}{(\sum_m f_m)(\sum_m f_m'^2) - (\sum_m f_m f'_m)^2} \cdot s_n \right) \quad (4.60)$$

$$A \cdot t = \sum_n \left( \frac{f'_n \sum_m f_m^2 - f_n \sum_m f_m f'_m}{(\sum_m f_m)(\sum_m f_m'^2) - (\sum_m f_m f'_m)^2} \cdot s_n \right) \quad (4.61)$$

Es wurde jedoch in [Jah92] gezeigt, daß die Rekonstruktion der Zeitverschiebung bei Signalen von der Größe einiger mip nur unzureichend geschieht. Es ist daher ungünstig, Amplituden bis zu einigen mip unter Berücksichtigung der Zeitverschiebung zu berechnen. Da aber eine vorläufige Berechnung der Amplitude und bei kleinen Signalen eine erneute modifizierte Berechnung zuviel Rechenzeit beanspruchen, wird die Amplitude so berechnet, als ob das Signal zur Sollzeit eingetroffen sei. Anschließend wird zusätzlich eine Berechnung der Zeitverzögerung durchgeführt. Aufgrund dieser Zeitverzögerung wäre es möglich, den Wert für die Amplitude zu korrigieren. Dazu ist allerdings wiederum zuviel Zeit notwendig, so daß auch diese Korrektur nicht durchgeführt werden kann. Die andere Möglichkeit, die Amplitude unter Berücksichtigung der Zeitverschiebung zu berechnen, hat den Nachteil, daß das Signal von einem mip eine sehr große zusätzliche Unsicherheit bekäme und nicht mehr zu Kalibrationszwecken herangezogen werden könnte. Es würden auch zu viele Signale aus dem Rauschen fälschlicherweise als mip identifiziert.

Setzt man in Gleichung 4.54  $\Delta t = 0$ , so wird Gleichung 4.55 zu:

$$\chi^2 = \sum_n (s_n - A \cdot f_n)^2 \quad (4.62)$$

Damit ergibt sich die Amplitude  $A$  zu:

$$A = \sum_{n=1}^3 \left( \frac{f_n}{\sum_m f_m^2} \cdot s_n \right) \quad (4.63)$$

Für die Rekonstruktion der Signalamplituden im HES wurde diese Formel benutzt.

#### 4.4.3 Überprüfung des Rekonstruktionsalgorithmus

Eine einfache Art der Überprüfung der Rekonstruktion ist die Verwendung eines Testpulses. Durch die Steuerungseinheit im C-Arm läßt sich ein Testpuls mit variabler Amplitude über die Testpulsleitungen auf den Skis an den Kalibrationskondensator der Vorverstärkerelektronik anlegen. Es ergeben sich jedoch folgende Unterschiede im Vergleich zu Signalen von Ereignissen aus der Elektron-Proton-Streuung:

- Der Testpuls liegt im Gegensatz zu den echten Pulsen nicht gleichzeitig an allen Vorverstärkern an, sondern wird durch die Laufzeit auf dem 4 m langen Ski verzögert. Die Laufzeit vom Vorverstärker zur Ausleseelektronik hingegen ist für Testpulssignale und für echte Signale dieselbe. Die Rekonstruktion der Zeit ergibt daher nicht für alle Dioden 0 ns, sondern ist von der Position der Diode auf dem Ski abhängig.
- Die am Kalibrationseingang anliegende Testpulsspannung ist nicht für alle Kalibrationskondensatoren die gleiche, da der Testpuls entlang des Skis abgeschwächt wird. Bei der Rekonstruktion der Amplitude wird sich eine lineare Abhängigkeit von der Position der Diode auf dem Ski ergeben.
- Der Testpuls wird an den Kalibrationskondensator angelegt. Die Kapazitäten dieser Kondensatoren sind nicht alle identisch, so daß sich Unterschiede zwischen den am Vorverstärker liegenden Spannungen ergeben. Da die Kapazitäten der Kalibrationskondensatoren vermessen sind, kann auf diese korrigiert werden. Die Korrektur darf aber nur bei der Kalibrationsmessung und nicht bei den echten Messungen durchgeführt werden.

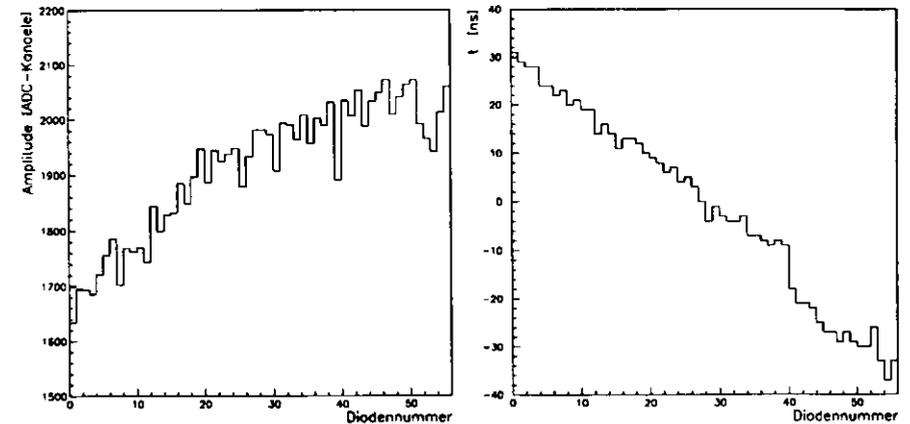


Abbildung 4.17: Rekonstruierte Werte der Amplitude und der Zeit eines Testpulses.

In Abbildung 4.17 werden die Werte für die rekonstruierten Testpulsamplituden und die rekonstruierte Zeit gezeigt. Dargestellt ist ein Mittelwert für alle Dioden im Pilot-HES in Abhängigkeit von

der Position der Diode auf dem Ski. Die Diodennummer 1 bezeichnet die Diode, die am weitesten von der Ausleseelektronik und der Steuerungseinheit entfernt ist. Diese Position entspricht dem kleinsten Wert der Position in  $y$ . Die Diodennummer 56 befindet sich entsprechend bei dem größten Wert von  $y$ , folglich am nächsten zur Ausleseelektronik. Die Mittelung wurde auch über die beiden Hälften eines Skis durchgeführt, so daß sich 56 Kanäle ergeben.

Zur Rekonstruktion wurde im Jahr 1992 ein vereinfachter Algorithmus verwandt. Es wurden für alle Dioden dieselben Konstanten benutzt, und zwar die Konstanten der Diode, bei der der zweite Abtastwert mit dem Maximum des Pulsformersignals zusammenfällt und der erste und dritte Abtastwert somit gleich sind. Dieses entspricht einer Diode in der Mitte eines Skis. Die Korrektur für die Speicherung in den Speicherzellen hingegen wurde für jeden Kanal einzeln bestimmt und durchgeführt. Um ein besseres Verständnis für die Funktionsweise des HES zu bekommen, wurden von dem DSP die Abtastwerte rekonstruiert und ausgegeben und die Rekonstruktion der Amplituden und Zeit nachträglich durchgeführt. Seit dem Jahr 1993 wird die Rekonstruktion der Amplituden und der Zeit mit dem DSP durchgeführt, und es werden diese beiden Werte und zusätzlich ein Abtastwert ausgegeben.

Für die Rekonstruktion der in Abbildung 4.17 dargestellten Werte wurde das vereinfachte Schema mit den identischen Konstanten verwandt, um die Funktionsweise im Jahr 1992 darzustellen. Es wird daher weder auf die unterschiedlichen Positionen der Dioden noch auf die Kapazität des Kalibrationskondensators korrigiert. Letzteres führt zu den Schwankungen zwischen den benachbarten Werten insbesondere bei der Amplitude. In der rekonstruierten Amplitude sieht man deutlich den Anstieg des Signals vom unteren Ende des Skis zum oberen hin. Das Testpulssignal wird auf der Vielschichtleiterplatte abgeschwächt, so daß an den unteren Dioden ein geringeres Signal ankommt als an den oberen. Zusätzlich wird durch die Verwendung der identischen Konstanten an beiden Enden der Skis eine zu kleine Amplitude rekonstruiert. Der zweite Abtastwert liegt bei diesen Dioden nicht im Maximum des Pulsformersignals und ist deshalb kleiner als vom Rekonstruktionsalgorithmus erwartet. Bei Signalen durch Energiedeposition von Teilchen hingegen ist die Verschiebung des zweiten Abtastwertes geringer, da die Signallaufzeit nur halb so groß ist. Das Signal wird dann nur von der Diode zur Analogkarte transferiert, während es bei dem Testpuls zusätzlich von der Steuerungselektronik zur Diode geschickt wird.

Bei einer idealen Rekonstruktion sollte sich für die Amplitude des Testpulses eine Gerade ergeben. Wie man sieht, wird bereits mit diesen vereinfachten Konstanten eine gute Rekonstruktion erreicht. Da die Energiedeposition im HES für Elektronen eine große Breite hat, trägt die vereinfachte Rekonstruktion kaum zu einer weiteren Verbreiterung bei.

Ähnlich verhält es sich bei der Rekonstruktion der Zeit bei Verwendung eines Testpulses. Da die hier benutzten Rekonstruktionskonstanten alle gleich sind, erwartet man eine Zeitdifferenz zwischen dem Signal der ersten und der letzten Diode von etwa 50 ns, entsprechend der doppelten Gesamtlänge eines Skis von 10 m. Die aus Abbildung 4.17 ersichtliche Zeitdifferenz beträgt etwas mehr als 60 ns und ist somit etwas größer als die erwartete Signallaufzeit. Für die äußeren Dioden wird bei diesen großen Zeitabweichungen keine sehr gute Rekonstruktion der Zeit mehr erreicht, so daß eine geringe Abweichung erwartet wird. Für die Signale von Teilchen aus der Elektron-Proton-Wechselwirkung ist die Zeitabweichung kleiner, da hier nur die Laufzeit von der Diode zur Analogkarte auftritt. Deshalb ergibt sich auch für die Zeitrekonstruktion bei der vereinfachten Rekonstruktion eine ausreichende Genauigkeit. Zur Beurteilung, ob ein Teilchen innerhalb des erwarteten Zeitfensters ankommt, muß allerdings bei dieser Methode ein von der  $y$ -Position abhängiges Zeitfenster betrachtet werden.

Man kann die vereinfachte Rekonstruktion auch als eine Überprüfung des Rekonstruktionsalgorithmus ansehen. Die Verwendung identischer Konstanten für alle Dioden ist identisch mit dem Anlegen von Signalen zu verschiedenen Zeitpunkten an eine Diode. Sowohl die Zeitrekonstruktion als auch die Amplitudenrekonstruktion wird in einem Bereich von  $\pm 15$  ns mit hinreichender Genauigkeit durchgeführt. Eine größere Zeitabweichung wird für Teilchen aus der Elektron-Proton-Wechselwirkung nicht erwartet, so daß für die in dieser Arbeit benutzten Daten eine gute Rekonstruktion der Amplituden und der Zeit durchgeführt wurde.

## Kapitel 5

# Analyse der HES-Daten

*Das wissenschaftliche Naturbild schneidet nun aus dem Gesamterlebnis Natur ganz bestimmte Seiten heraus. Die Entwicklung des wissenschaftlichen Naturbildes geht aus von dem Wunsche, das Ganze geistig zu erfassen; sie wird im Streben nach Klarheit, Unanfechtbarkeit und Mitteilbarkeit zur Beschränkung auf leichter faßbare Ausschnitte gedrängt; sie kommt so zu Erkenntnissen von einer Geschlossenheit und Allgemeinheit, die sie glauben machen, wieder ein Ganzes zu umfassen; sie muß dann erkennen, daß dazu die in der Teilerkenntnis erprobten Mittel nicht ausreichen, sie beschränkt sich, findet Wege, auf beschränktem Gebiete die Denkmittel zu erweitern, und geht mit neuer Hoffnung auf das Ganze.*

Friedrich Huad, *Das Naturbild der Physik*

### 5.1 Funktionalitätstests

Die ersten Daten aus der e-p-Streuung bei HERA, die mit dem in das ZEUS-RCAL eingebauten Pilot-HES genommen wurden, waren für eine Funktionsprüfung nötig. Es wurden Signale von Elektronen, Hadronen und Myonen beobachtet und mit den am CERN-Teststrahl durchgeführten Messungen verglichen.

#### 5.1.1 Elektronensignale

Um eine Analyse mit Elektronen durchzuführen, muß zunächst ein Datensatz mit Elektronen selektiert werden. Einen möglichst reinen Satz von Elektronen erhält man, wenn man nur solche Teilchen auswählt, die vom Kalorimeter als Elektronen identifiziert wurden<sup>1</sup>. Dieser Satz von Teilchen enthält noch eine Anzahl von Hadronen als Untergrund. Vorteilhaft wäre deshalb eine Identifizierung der Teilchen mit mehr als einer Komponente, um den Untergrund herabzusetzen. Eine doppelte Identifikation mit mehreren Komponenten ist nicht durchgeführt worden, da in der Periode der Datennahme im Jahre 1992 nur das RCAL, die CTD und der Pilot-HES in Rückwärtsrichtung gestreute Elektronen beobachten konnten. Die CTD wurde jedoch nur teilweise ausgelesen und deckt den Bereich in Strahlrohrnähe nicht ab, so daß nur ein sehr kleiner Anteil der in die Fläche des Pilot-HES gestreuten Elektronen eine Spur in der CTD aufweist. Es wurde deshalb darauf verzichtet, die CTD mit in

<sup>1</sup>Zur Selektion wurde der Algorithmus ELECS [Rep93] benutzt.

die Analyse einzubeziehen. Der Anteil des hadronischen Untergrundes ist dennoch ausreichend klein, um die Analysen durchzuführen. Folgende Punkte wurden an den Elektronenschauern untersucht:

- im HES deponierte Energie in Abhängigkeit von der Energie des gestreuten Elektrons,
- die Größe des Schauers in der Ebene des HES.

Die Messung der Energiedeposition im HES wird durch die Summation der in einer bestimmten Anzahl von Dioden deponierten Energie durchgeführt. Abbildung 5.1 zeigt die Verhältnisse der Energiedepositionen, wenn die Summe über ein Feld aus 1, 3×3 oder 5×5 Dioden läuft. Dabei befindet sich die Diode mit der größten Energiedeposition im Zentrum dieses Feldes aus Dioden. Um den Beitrag des Rauschens möglichst klein zu halten, werden nur solche Dioden in die Summe einbezogen, die eine Energiedeposition von mehr als 0,6 mip aufweisen. Ein Spektrum der Rauschsignale ist in Abbildung 5.5 gezeigt. Da vom DSP nur positive Werte ausgegeben werden, hat das Rauschen seinen Mittelwert nicht bei Null, sondern bei 0,13 mip. Es ist jedoch deutlich ein exponentieller Abfall des Rauschspektrums zu steigenden Werten hin zu erkennen, so daß nur sehr wenige Dioden oberhalb der Schwelle von 0,6 mip liegen. Ein Heraufsetzen der Schwelle ist nicht sinnvoll, da dadurch die Signale in der Nähe von 1 mip, die in der Mehrzahl von echter Energiedeposition verursacht werden, unterdrückt würden.

Wie man in Abbildung 5.1 b) erkennt, ist die Energiedeposition in der mittleren Diode großen Schwankungen unterworfen, je nachdem, ob der Schauer seinen Schwerpunkt im Zentrum dieser Diode hat oder mehr zum Rand hin. Im Mittel liegt etwas weniger als die Hälfte der Energiedeposition in der mittleren Diode. Im ungünstigsten Fall liegt das Zentrum des Schauers in einer der Ecken der mittleren Diode und deren Energieanteil beträgt dann nur etwas mehr als ein Viertel. Es ist weiterhin zu erkennen, daß der häufigste Fall der ist, in dem 80% der Energie in der mittleren Diode deponiert werden. Abbildung 5.1 a) zeigt, daß 3×3 Dioden zur Energiemessung ausreichen, da nur ein kleiner Anteil der Energie außerhalb der 3×3 Dioden deponiert wird. Im Durchschnitt werden 96% der Energiedeposition des Schauers in den 3×3 Dioden enthalten sein. Aufgrund der breiten Verteilung der Energiedeposition im HES ist dieser Anteil ausreichend, um Elektronen zu identifizieren, wenn auch die Wahl eines 5×5 Rasters eine etwas genauere Energiemessung für das einzelne Elektron liefert. Bei dicht benachbarten Teilchen kann in dem 5×5 Diodenbereich ein Anteil aus mehreren Schauern vorhanden sein, so daß zwei von verschiedenen Teilchen verursachte Schauer nicht mehr oder nur schlecht getrennt werden. Es wird deshalb nur das Feld aus 3×3 Dioden zur Energiemessung herangezogen.

Die Größe des Schauers läßt sich durch die Energieverteilung in den HES-Dioden bestimmen. Ermittelt man, wieviele der Dioden innerhalb des 3×3 Feldes ein Signal liefern, so erhält man Abbildung 5.2. Dabei ist dort die Anzahl der Dioden, die eine Energiedeposition von mehr als 1 mip aufweisen, gegen die im Kalorimeter deponierte Energie und auch gegen die im HES deponierte Energie aufgetragen. Die Größe des Schauers nimmt folglich mit der Energie des Elektrons zu. Das bedeutet, daß bei großer Elektronenenergie die Energiedeposition im HES durch die Wahl des 3×3 Diodenfeldes etwas stärker unterschätzt wird als bei kleiner Energie. Da die Energiedeposition im HES nicht zur Energiemessung, sondern nur zur Elektron-Hadron-Trennung dient, ist das 3×3 Feld weiterhin ausreichend. In dem Energiebereich oberhalb von 20 GeV liegen im Mittel 5% der Energie außerhalb des 3×3 Feldes, im Vergleich zu 4% im Energiebereich unterhalb von 20 GeV. Des Weiteren ist das Signal der Elektronen oberhalb von 20 GeV bereits so stark von dem der Hadronen verschieden, daß durch die zu geringe Energiemessung nur eine unwesentliche Verschlechterung der

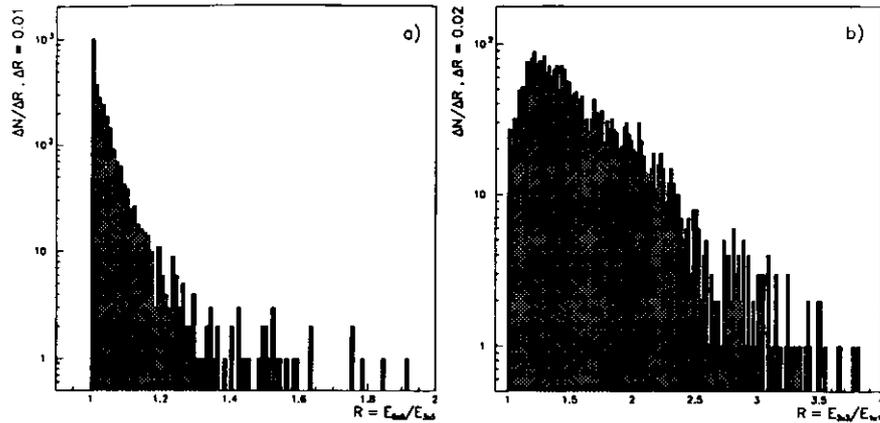


Abbildung 5.1: Verhältnis der Energien in 5×5, 3×3 und einer Diode. In dem Feld aus 5×5 Dioden ist im Mittel 4% mehr Energie enthalten als in dem 3×3 Diodenfeld. Das 3×3 Diodenfeld enthält im Mittel 58% mehr Energie als die Deposition in der mittleren Diode.

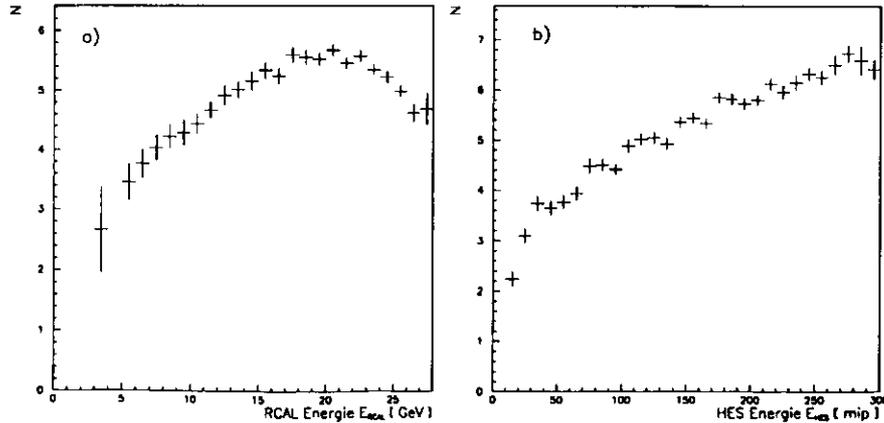


Abbildung 5.2: Mittlere Anzahl der getroffenen Dioden N a) als Funktion der Energiedeposition im Kalorimeter und b) der Energiedeposition im HES

Elektron-Hadron-Trennung erreicht wird. Zudem ist in diesem Energiebereich allein schon das Kalorimeter so effektiv, daß eine genauere Messung der Energiedeposition mit dem HES nicht notwendig ist.

In Abbildung 5.6 ist die im HES deponierte Energie gegen die mit dem RCAL gemessene aufgetragen. Man sieht deutlich die Korrelation zwischen den beiden Energien. Die mit dem HES gemessene Energiedeposition weist jedoch eine sehr große Breite auf. In den Abbildungen 5.3 und 5.4 ist die mit dem HES rekonstruierte Energie für verschiedene Energieintervalle aufgetragen. Die Mittelwerte und die Breite der Energieverteilung sind in folgender Tabelle aufgelistet:

$E$ [GeV]	$\bar{E}$ [mip]	$\sigma$ [mip]
5 - 10	66	33
10 - 20	132	55
20 - 28	177	68

Die mittlere Energiedeposition in Abbildung 5.6 läßt sich im Bereich von 5 - 23 GeV gut durch eine Gerade mit der Steigung 8,5 mip/GeV beschreiben. Um dieses mit theoretischen Vorhersagen zu vergleichen, eignet sich folgende Gleichung, die die Anzahl der geladenen Teilchen im Schauermaximum angibt [Loh90]:

$$N_{max} = 0,14 \frac{E_0}{E_c} \left[ \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) - 0,25 \right]^{-1} \quad (5.1)$$

Obige Gleichung ergibt 51,4 Teilchen bei 10 GeV und 97,8 Teilchen bei 20 GeV, so daß im Rahmen der Breite der Verteilungen eine Übereinstimmung mit einer Geraden vorliegt. Die Gerade gibt die Verteilung jedoch besser wieder als eine Funktion nach Gleichung 5.1. Der HES befindet sich jedoch nicht für alle Energien im Schauermaximum. Außerdem werden in einem Schauer die Elektronen unter einem Winkel die Dioden passieren und deshalb eine größere Energie als 1 mip deponieren. Die gemessene Energiedeposition in mip wird deshalb größer sein als die Teilchenzahl. Es ist deshalb nur eine ungefähre Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage nach Gleichung 5.1 zu erwarten.

Der Abfall der Energiedeposition im Bereich von mehr als 23 GeV kann durch die Lücken zwischen den Kalorimetermodulen erklärt werden. Die Lücken treten im Abstand von 20,35 cm in x-Richtung auf. Aufgrund der Wellenlängenschieber für die Kalorimeterauslese und der mechanischen Stützstruktur des Kalorimeters kann in x-Richtung eine Länge von 1,35 cm nicht mit Dioden abgedeckt werden. Ein großer Teil des Schauers eines Elektrons, das durch diesen Bereich geht, wird keine HES-Dioden durchqueren und somit keine Energie im HES deponieren. Eine Verteilung der Energiedeposition im HES für Elektronen mit mehr als 10 GeV ist als Funktion der x-Position in Abbildung 5.7 zu sehen. Dort ist zu erkennen, daß in dem Bereich der Lücke ein deutlicher Einbruch der mittleren Energiedeposition vorliegt. Die Wellenlängenschieber besitzen eine wesentlich geringere Dichte als der übrige Bereich des Kalorimeters. Deshalb wird das Maximum des Schauers in einer größeren Tiefe als sonst erreicht. Daraus resultiert ebenfalls eine Herabsetzung der mit dem HES gemessenen Teilchenzahl. Andererseits täuscht ein Schauer im Bereich der Wellenlängenschieber ein zu großes Signal im Kalorimeter vor. Deshalb gibt es im Bereich sehr großer Energiedepositionen im Kalorimeter einige Ereignisse, bei denen viel Energie im Kalorimeter gemessen wird und nur

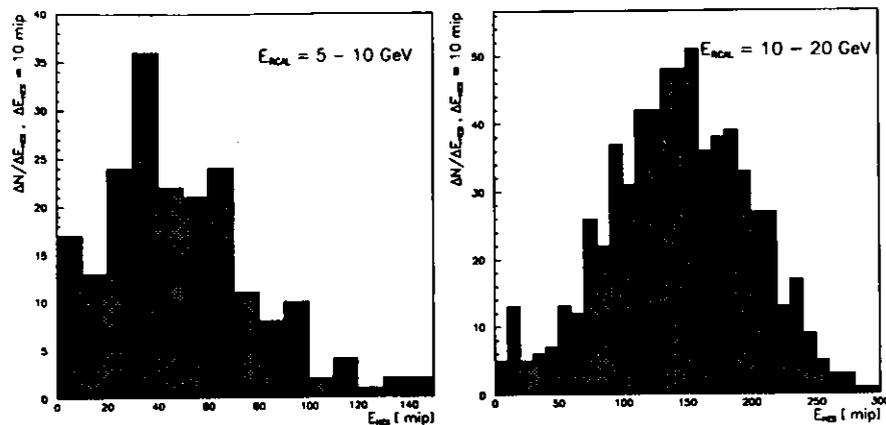


Abbildung 5.3: Energiedeposition im HES für Elektronen mit einer Energie von 5 – 10 GeV und für 10 – 20 GeV.

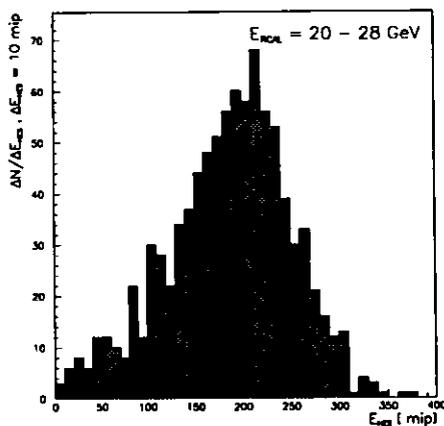


Abbildung 5.4: Energiedeposition im HES für Elektronen mit einer Energie von 20 – 28 GeV.

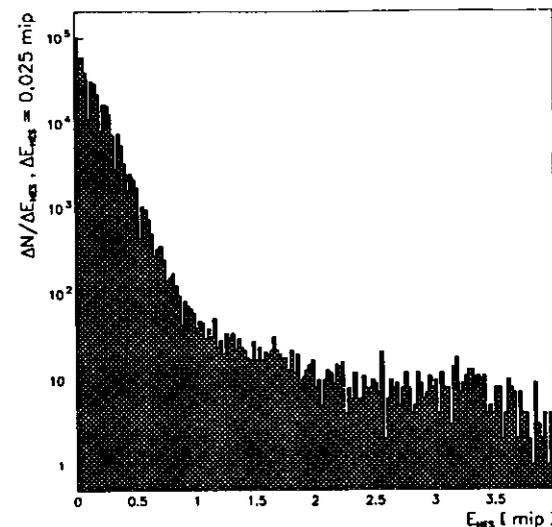


Abbildung 5.5: Das Rauschen der Dioden und Vorverstärker nach der Rekonstruktion der Signale. In dieser Abbildung bezeichnet  $E_{HES}$  das Signal in einer einzelnen Diode. Bis ungefähr 1 mip ist ein exponentieller Abfall zu erkennen, der auf das Rauschen hinweist; die höheren Energieeinträge sind auf echte Energiedeposition zurückzuführen und zeigen deswegen keinen exponentiellen Abfall. Da vom DSP nur positive Amplituden ausgegeben werden, fehlt der Anteil des Rauschspektrums im negativen Bereich.

sehr wenig im HES. Diese Ereignisse verschieben den Mittelwert der Energiemessung im HES zu kleineren Werten hin.

Abbildung 5.8 zeigt das typische Bild eines elektromagnetischen Schauers im HES. Es handelt sich hier um ein Elektron mit 25 GeV kinetischer Energie. Im HES ist fast die gesamte Energiedeposition in einer Diode konzentriert und nur ein kleiner Anteil findet sich in den benachbarten Dioden.

### 5.1.2 Hadronensignale

Hadronen deponieren im HES eine Energie von ungefähr 1 mip, wenn sie vor der HES-Ebene noch keinen Schauer gebildet haben. Das Signal der Hadronen ist deshalb gut von dem der Elektronen zu unterscheiden. Falls ein Hadron vor der HES-Ebene einen Schauer ausbildet, steigt die Energiedeposition im HES an, und die Trennung von Elektronen wird schwieriger. Um einen Satz von Hadronen zu selektieren, werden nur Ereignisse aus dem Prozeß der Photoproduktion ausgewählt. In diesen Ereignissen gibt es neben Hadronen aber noch Elektronen und Photonen, so daß einige von den Teilchen mit großer Energiedeposition im HES keine Hadronen sind. Es werden deshalb zwei Sätze von Teilchen betrachtet. Der erste enthält alle in der Photoproduktion vorkommenden

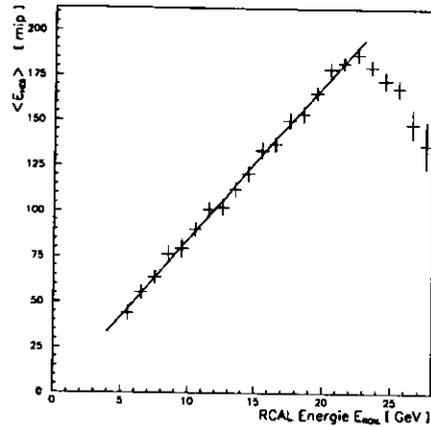


Abbildung 5.6: Mittlere Energiedeposition im HES gegen die Energiedeposition im Kalorimeter. Die durchgezogene Linie ist eine Gerade mit einer Steigung von 8,5 mip/GeV. Der Abfall der mittleren Energiedeposition im HES bei großen Energien läßt sich durch die Lücken zwischen den Kalorimetermodulen erklären (siehe Text).

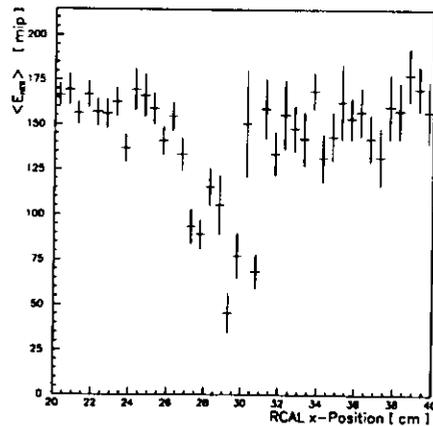


Abbildung 5.7: Mittlere Energiedeposition in den Dioden für Elektronen mit mehr als 10 GeV in Abhängigkeit von der Position des Elektronenschauers im Kalorimeter. In der Lücke zwischen den Kalorimetermodulen bei  $x = 29$  cm ist ein deutlicher Einbruch der Energie im HES festzustellen.

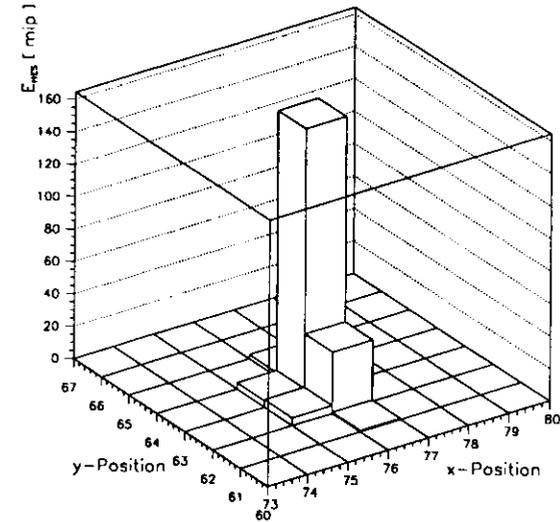


Abbildung 5.8: Energieverteilung eines elektromagnetischen Schauers im HES. Die Quadrate stellen die einzelnen Dioden und die darin deponierte Energie dar. Als x- und y-Koordinaten ist eine Numerierung innerhalb der gesamten Ebene gewählt.

Teilchen, während der zweite nur solche enthält, die vom Kalorimeter als Hadronen identifiziert worden sind. In diesem zweiten Satz fehlen neben den Elektronen auch solche Hadronen, die schon früh einen Schauer ausgebildet haben und daher wie Elektronen aussehen. Die Spektren dieser beiden Datensätze sind in Abbildung 5.9 dargestellt. Man sieht, daß, wie erwartet, im ersten Satz mehr Teilchen mit einer großen Energiedeposition vorkommen als im zweiten. Ziel der Untersuchung von Hadronen ist festzustellen, wie viele der Hadronen vom HES fälschlicherweise als Elektronen mißidentifiziert werden. Analog zu den Testmessungen am CERN wird auch in den Daten von ZEUS ein eindimensionaler Schnitt zur Elektron-Hadron-Trennung angesetzt. Bezeichnet man alle Teilchen mit einer Energiedeposition von mehr als 20 mip im HES als Elektronen, so erhält man im Fall des ersten Datensatzes eine Mißidentifikationswahrscheinlichkeit für Hadronen von  $(18,6 \pm 0,3)\%$  und im Fall des zweiten Datensatzes von  $(4,1 \pm 0,1)\%$ . Es wird deutlich, daß es schwierig ist, einen Datensatz mit nur einer Teilchensorte zu selektieren. Der Anteil von Elektronen und Photonen wird zu etwa 90% eine Energie von mehr als 20 mip im HES deponieren. Deshalb reicht ein Anteil von 16% an Elektronen und Photonen an allen Teilchen in der Photoproduktion schon aus, um die große Kontamination zu erzeugen. Im zweiten Datensatz ist die Anzahl der elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen so stark reduziert, daß durch diese kein Beitrag mehr zu erwarten ist. Da auch ein Teil der Hadronen unterdrückt wird, ist der Wert für die Mißidentifikationswahrscheinlichkeit zu klein. Für die Testmessungen am CERN, bei denen eine Selektion der Hadronen viel einfacher als im realen Experiment ist, ergab sich eine Mißidentifikationswahrscheinlichkeit von 3,5% bei 5 GeV und von 3,6% bei 9 GeV für einen Schnitt auf 90% Elektroneneffizienz [Ern91]. Der Schnitt von 20 mip

im ZEUS-Experiment entspricht ebenfalls einer Elektroneneffizienz von etwa 90% im betrachteten Energiebereich von 5 - 10 GeV, so daß die Ergebnisse vergleichbar sind. Es wird folglich im ZEUS-Experiment eine etwas schlechtere Trennung von Elektronen und Hadronen erreicht als durch die Testmessungen erwartet wird. Eine Erklärung für die Verschiebung des Spektrums der Hadronen zu höheren Energien ist das zusätzliche Material, das sich zwischen dem Wechselwirkungspunkt und der Oberfläche des Kalorimeters befindet. Im Teststrahl wurde dieses Material nicht berücksichtigt. Daher wird im ZEUS-Experiment ein größerer Anteil der Hadronen einen Schauer vor der HES-Ebene ausbilden als im Teststrahl. Dieses Resultat wird auch beobachtet.

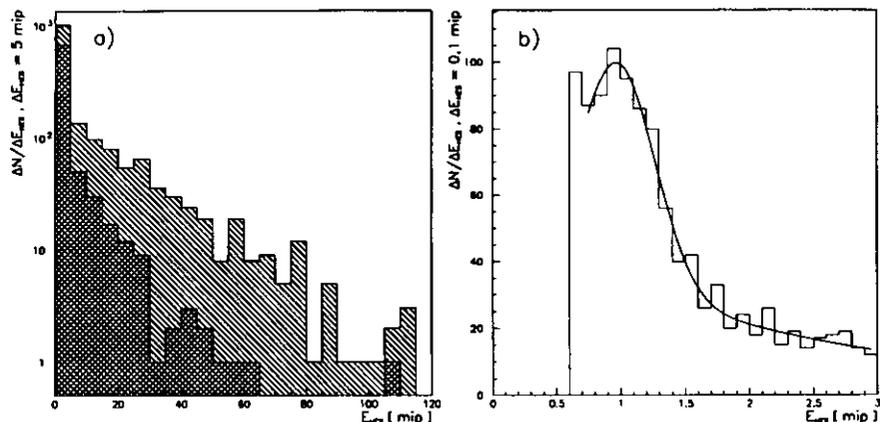


Abbildung 5.9: a) Energiedeposition von Hadronen mit einer Energie von 5 - 10 GeV im HES und b) der Bereich sehr kleiner Signale vergrößert. In Abbildung a) sind in dem gekreuz schraffierten Bereich die selektierten Hadronen zu sehen, während der einfach schraffierte Bereich alle Teilchen aus der Photoproduktion enthält.

Eine weitere Schwierigkeit bei der Erkennung von Hadronen liegt im Rauschen der HES-Dioden. Auch wenn das Rauschen im Schnitt unterhalb von 0,2 mip liegt, so ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß bei der großen Anzahl von 2000 einzelnen Dioden eine ein Signal in der Nähe von 1 mip aufweist. Im Gegensatz zu Elektronen, bei denen ein Signal weit oberhalb des Rauschens erzeugt wird, können Hadronen daher nicht allein mit dem HES identifiziert werden. Es besteht auch die Möglichkeit, daß ein Hadron keine Energie im HES deponiert, da es durch Lücken zwischen den Dioden geht. Diese Lücken sind so klein wie möglich gehalten, belegen jedoch 16% der Fläche des Pilot-HES.

Abbildung 5.9 b) zeigt einen Ausschnitt der Energiedeposition von Hadronen im HES im Bereich von 0 - 3 mip. Es ist sehr gut ein Maximum in der Nähe von 1 mip zu erkennen. Das zweite Maximum bei 0,6 mip stammt vom Rauschen; Einträge mit Werten unterhalb von 0,6 mip sind nicht mit eingetragen worden. Als Funktion wurde auf diese Verteilung die Summe aus einer Exponential- und einer Gaußfunktion gewählt. Die Gaußfunktion hat ihr Maximum bei 0,99 mip und eine Breite von 0,3 mip.

### 5.1.3 Myonensignale

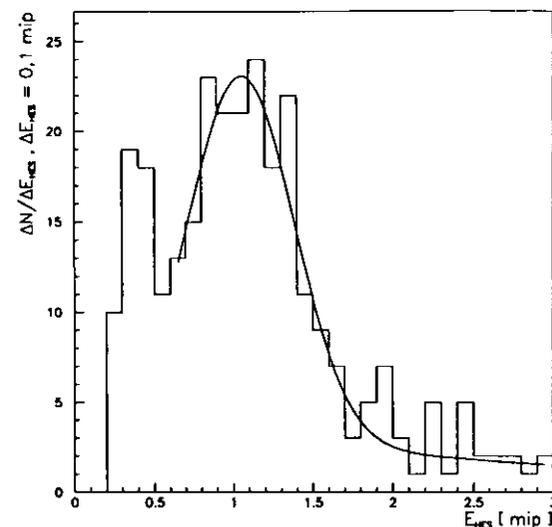


Abbildung 5.10: Spektrum der Myonensignale. Als Funktion ist eine Summe aus einer Gaußfunktion und einer abfallenden Exponentialfunktion gewählt worden. Das Maximum der Funktion liegt bei 1,06 mip.

Myonen haben im Vergleich zu Hadronen eine viel geringere Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung eines Schauers. Aus diesem Grund können die meisten Myonen den ZEUS-Detektor verlassen, ohne ihre gesamte Energie zu deponieren. Sie weisen daher meist ein Signal von etwa 1 mip auf und eignen sich deshalb sehr gut zur Kalibration des HES. Besonders geeignet sind Halomyonen. Diese entstehen bei der Wechselwirkung des Protonenstrahls mit Restgasatomen im Vakuumsystem oder durch Wechselwirkungen von Strahlhaloteilchen mit dem Strahlrohr. Der wichtigste Erzeugungskanal ist der Zerfall von bei diesen Wechselwirkungen erzeugten geladenen Pionen in Myonen. Wird solch ein Pion auf der geraden Strecke des Strahlrohres vor den Wechselwirkungspunkten erzeugt, so wird das Myon aus dem Pionzerfall einen Impuls parallel zum Protonimpuls erhalten und deshalb annähernd parallel zum Strahlrohr und zeitgleich mit den Protonen den Detektor durchqueren. Da es sich parallel zur Strahlachse bewegt, ist die Energiedeposition in den EMC- und HAC-Sektionen des FCAL und RCAL für alle Halomyonen annähernd gleich. Im RCAL beträgt die deponierte Energie ungefähr 1000 MeV in den HAC-Zellen und 300 MeV in den EMC-Zellen [Fur93]. Da diese Ereignisse eine signifikante Charakteristik aufweisen, ist es möglich, einen sehr reinen Satz solcher Myonen zu selektieren. Um das vom Myon im HES erzeugte Signal zu finden, müssen zunächst im RCAL eine HAC-Zelle und eine der beiden dazugehörigen EMC-Zellen die erwartete Energiedeposition aufweisen. Anschließend wird im Bereich der Fläche der HAC-Zelle die HES-Diode mit der größten

Energiedeposition ausgewählt und dem Myon zugewiesen. Als konkurrierender Prozeß kommt nur das Rauschen der Dioden und Vorverstärker in Betracht, da ein anderes Teilchen als ein Myon, sogar ein Myon, das einen Schauer bildet, nicht die verlangte Energie im RCAL deponiert. Da das Rauschen weit unterhalb des Signals von 1 mip liegt und innerhalb einer HAC-Zelle nur 36 Dioden liegen, ist die Auswahl der Diode mit der größten Energiedeposition die beste Wahl. Nähme man die Diode, deren Energiedeposition am nächsten bei 1 mip liegt, so führt diese Selektion zu einer systematischen Verschmälerung der Signalverteilung. Außerdem soll die Messung der Myonensignale zur Überprüfung der Kalibration dienen, so daß das Wissen der Kalibration nicht zur Selektion verwandt werden darf.

Abbildung 5.10 zeigt das Spektrum der Myonensignale. Das Maximum der Funktion liegt bei 1,06 mip und hat eine Breite von 0,4 mip. Der Anstieg bei kleinen Energien ist durch das Rauschen zu erklären. Die Anzahl der Ereignisse in Abbildung 5.10 ist zu gering, um eine verlässliche Überprüfung der Kalibration durchzuführen. Bei einer genügend großen Anzahl von Ereignissen können die Halomyonen zur Kalibration herangezogen werden. Es ist eine Kalibration jeder einzelnen Diode möglich. Dazu werden jedoch über 100 Ereignisse für jede einzelne Diode benötigt, so daß dieses Verfahren nur angewandt werden kann, wenn eine Triggerbedingung für Halomyonen über einen längeren Zeitraum mit in die Datennahme eingebaut wird. Zusätzlich wäre es möglich, spezielle Datennahmep Perioden einzuführen, bei denen nur ein Protonenstrahl benötigt wird, und in diesen Perioden alle Halomyonen zu erfassen.

Die Halomyonen sind daher geeignet, die Kalibration des Systems zu überprüfen.

## 5.2 Positionsrekonstruktion

Eine der Aufgaben des HES ist neben der Hadron-Elektron-Separation die Rekonstruktion des Auftreffpunktes eines Teilchens auf das Kalorimeter. Aufgrund der geringen mechanischen Größe der einzelnen Dioden kann dies mit hoher Genauigkeit geschehen. Es zeigt sich jedoch auch bei der Positionsrekonstruktion ein Unterschied zwischen Hadronen und Elektronen aufgrund des Schauer- verhaltens.

Ein Hadron wird nur eine Energiedeposition in einer einzelnen Diode bewirken, sofern es nicht vorher aufschauert. Da keine Information zur Verfügung steht, die die Position innerhalb einer Diode anzeigt, kann nur bestimmt werden, durch welche Diode das Hadron gegangen ist. Die Ortsauflösung für Hadronen beträgt somit  $3/\sqrt{12}$  cm. Für etwa 16% aller Hadronen wird überhaupt keine Ortsbestimmung mit dem HES möglich sein, da dieser Anteil der Fläche durch Lücken zwischen den Dioden, insbesondere im Bereich zwischen den Kalorimetermodulen, bedeckt ist. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Hadron nicht nachgewiesen wird, weil es zu wenig Energie im HES deponiert hat, ist im Vergleich zu der toten Fläche recht klein. Die Breite des hadronischen Signals beträgt etwa 0,2 mip. Zur Unterdrückung des Rauschens der Dioden werden nur solche Signale betrachtet, die mehr als 0,6 mip deponieren. Folglich werden Hadronen zurückgewiesen, die mehr als  $2\sigma$  zu wenig Energie deponieren. Eine zu hohe Energiedeposition dagegen führt nicht zum Verlust des Signals. Falls ein Hadron schon vor der Ebene des HES einen Schauer bildet, kann dasselbe Verfahren wie bei Elektronen angewandt werden.

Für Elektronen kann eine viel genauere Position rekonstruiert werden als für Hadronen, da der HES in der Nähe des Maximums des Schauers von Elektronen liegt. Es wird somit mehr als eine Diode

innerhalb des Schauers liegen. Da der Molière-Radius nur 2 cm beträgt, werden auch nur wenige Dioden ein Signal aufweisen.

Abbildung 5.1 zeigt den Anteil der Energie einer einzelnen Diode zur Gesamtenergie. Die Anordnung ist dabei um die Diode mit dem jeweils höchsten Energieeintrag zentriert. Wie bereits in Kapitel 5.1.1 diskutiert, tragen nur die direkt benachbarten Dioden einen merklichen Anteil der Energie. Es ist deshalb ausreichend, sich auf ein  $3 \times 3$ -Raster für die Positionsrekonstruktion zu beschränken.

Die einfachste Methode ist, einen energiegewichteten Schwerpunkt zu bilden. Sind

$$\begin{aligned} x_i(y_i) & \text{ die Position des Mittelpunktes der Diode in } x(y)\text{-Richtung,} \\ E_i & \text{ die Energiedeposition in Diode } i, \end{aligned}$$

so ergibt sich die Position  $x(y)$  zu

$$x(y) = \frac{\sum_{i=1}^9 E_i \cdot x_i(y_i)}{\sum_{i=1}^9 E_i} \quad (5.2)$$

Die lineare Gewichtung führt jedoch zu einer starken Anhäufung der Positionswerte im Zentrum der Diode mit dem höchsten Energieeintrag. Das ist verständlich, da der Molière-Radius ungefähr gleich der Dimension einer Diode ist. Somit wird nur ein kleiner Teil der Energie in die benachbarten Dioden gehen, die daher kaum zur Positionsrekonstruktion beitragen. Nur wenn das Zentrum des Schauers unmittelbar zwischen zwei Dioden liegt, erfolgt ein merklicher Beitrag von mehr als einer Diode und eine korrekte Rekonstruktion der Position. Ansonsten wird die Position stets zu weit in der Mitte der Diode mit dem größten Energieeintrag rekonstruiert. Die lineare Energiegewichtung liefert deshalb keine zufriedenstellenden Ergebnisse.

Es mußte daher eine andere Methode gefunden werden. Basierend auf Testmessungen, die am CERN durchgeführt wurden, habe ich eine Routine entwickelt, die die Position aus dem Verhältnis der Energien benachbarter Dioden bestimmt. Dabei wurde ein Elektronenstrahl mit einer Energie von 5 GeV an festgelegte Positionen von zwei benachbarten Dioden geschossen und die Energiedeposition in diesen beiden Dioden gemessen. Eine Bestimmung der Auftreffposition des Elektronenstrahls wurde mit Hilfe vom  $\mu$ -Streifenzählern durchgeführt. Abbildung 5.11 zeigt die Resultate einer Messung der x-Position am CERN [ZEUS93c]. Es wird das Verhältnis

$$R = \frac{E_1}{E_1 + E_2} \quad (5.3)$$

über der x-Position des Elektronenstrahls aufgetragen. Dabei bezeichnet der Index 1 die linke Diode und der Index 2 die rechte Diode. Befindet sich der Strahl in der Mitte von Diode 1, so ist das Verhältnis ungefähr gleich 1. Bewegt man den Strahl in Richtung der zweiten Diode, so nimmt das Verhältnis stetig ab. Zwischen den beiden Dioden sollte es den Wert 0,5 erreicht haben und gleich 0 sein, wenn sich der Strahl in der Mitte von Diode 2 befindet.

Ich habe diese Funktion parametrisiert und die Umkehrfunktion gebildet. Aus dem Verhältnis der Energien läßt sich damit die Position bestimmen. Allerdings kann die Funktion aus den Testmessungen nicht direkt verwandt werden, da die Bedingungen bei der Testmessung und bei ZEUS

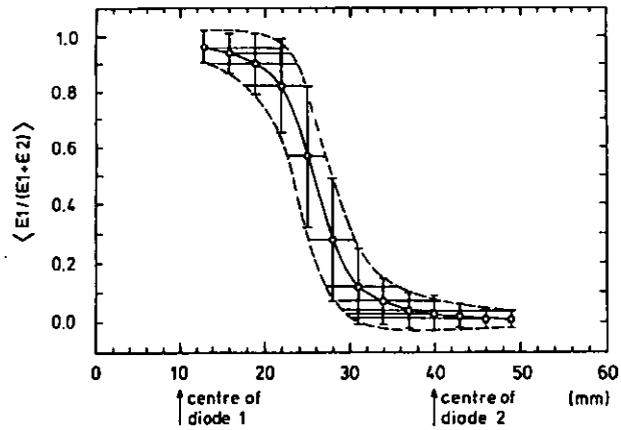


Abbildung 5.11: Darstellung der Energieverhältnisse aus der CERN-Testmessung

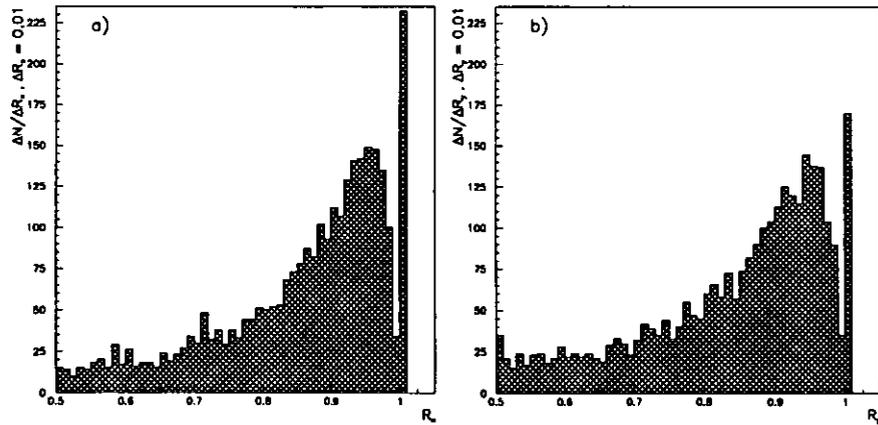


Abbildung 5.12: Verteilung der Energieverhältnisse  $R_x$  und  $R_y$  im ZEUS-Experiment. Dabei ist  $E_1$  die Energie der Diode mit dem größten Energieeintrag und  $E_2$  die Energie aus demjenigen der beiden Nachbarn in x bzw. y, der von den beiden die größere Energiedeposition besitzt.

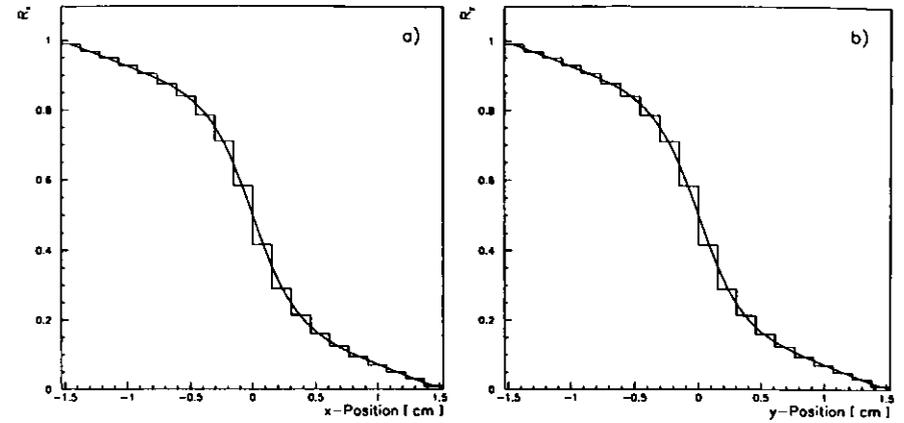


Abbildung 5.13: Ein Fit an die Verteilung der entfalteten Energiequotienten  $R_x$ .  $R$  ist das Verhältnis der Energien nach Gleichung 5.3. Für den Bereich um 0 wurde eine Funktion der Form  $\tanh(x)$  und an den Enden eine Gerade benutzt. Die Position 0 bezeichnet die Mitte zwischen den beiden Dioden.

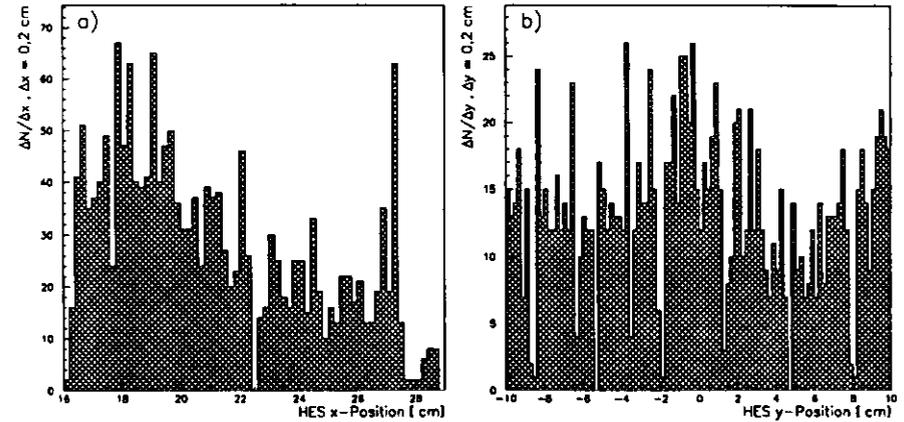


Abbildung 5.14: Verteilung der Ortsposition der rekonstruierten Schauerschwerpunkte. Als Position ist hier die Lage im RCAL angegeben. In x sind die Lücken zwischen den Skis bei  $x=16, 22,5$  und  $29 \text{ cm}$  zu erkennen, in y jeweils zwischen den einzelnen Dioden im Abstand von  $3,3 \text{ cm}$ . Die Abnahme der Häufigkeit der Einträge mit steigenden Werten von x ist durch die  $Q^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts begründet.

unterschiedlich sind. Im ZEUS-Experiment durchquert das Elektron totes Material, welches in der Testmessung nicht simuliert wurde. Dadurch verlagert sich das Maximum des Schauers im Kalorimeter und somit die Größe des Schauers in der Tiefe des HES. Ferner wurden die Testmessungen für 5 GeV-Elektronen durchgeführt. Im ZEUS hingegen haben die meisten Elektronen eine Energie von mehr als 20 GeV. Das führt ebenfalls zu einer Verschiebung des Maximums.

Aus diesem Grund benötigt man eine Funktion, die der aus den Teststrahlungsmessungen ähnelt, aber dem realen Experiment angepaßt ist. Dazu habe ich eine Entfaltung der Funktion aus den Testmessungen durchgeführt, da die entfaltete Funktion die Häufigkeit der Energieverhältnisse darstellt und auch im Experiment zugänglich ist. Abbildung 5.12 zeigt die Energieverhältnisse für das ZEUS-Experiment in x- und y-Richtung. Die Energieverhältnisse wurden nach Gleichung 5.3 bestimmt. Die Diode 1 ist dabei die Diode mit der größten Energiedeposition und die Diode 2 diejenige von den beiden in x (y) benachbarten, die von den beiden die größere Energiedeposition aufweist. Das Energieverhältnis liegt deshalb stets zwischen 0,5 und 1. Unter der Annahme, daß in ZEUS die Elektronen gleichmäßig über die Kalorimeteroberfläche verteilt sind, kann die Entfaltung rückgängig gemacht, und somit eine Relation zwischen dem Energieverhältnis und der Position hergestellt werden.<sup>2</sup> Dazu wird die Verteilung der Energieverhältnisse in Bereiche mit der gleichen Anzahl von Ereignissen aufgeteilt. Dann wird der mögliche Positionsbereich, vom Zentrum bis zum Rand der Diode, in ebensovielen gleichgroßen Bereichen aufgeteilt. Jedes dieser Positionsintervalle bekommt als Funktionswert den Mittelwert des entsprechenden Energieverhältnisintervalls zugewiesen. Daraus ergibt sich die Verteilung in Abbildung 5.13. Der Positionsbereich von 0 bis +1,5 cm ist eine zu 0 symmetrische Fortsetzung des negativen Bereichs. Wie durch das zusätzliche tote Material in ZEUS erwartet, zeigt der Schauer in der Ebene des HES einen größeren Radius als im Teststrahl und somit auch einen schnelleren Abfall des Energieverhältnisses.

Die so erhaltene Funktion läßt sich gut durch eine Funktion der Form eines Tangenshyperbolicus beschreiben. Diese Funktion hat überdies den Vorteil, daß sie umkehrbar ist. Eine bessere Parametrisierung ergibt sich, wenn im Bereich zwischen den beiden Dioden eine Funktion der Form eines Tangenshyperbolicus benutzt und der Bereich im Zentrum der energiereicheren Diode durch eine Gerade beschrieben wird. Die so erhaltene Funktion ergibt eine weitaus bessere Ortsbestimmung als die lineare Gewichtung. In Abbildung 5.14 ist die Positionsverteilung von Elektronen sowohl in x- als auch in y-Richtung dargestellt. Es ist immer noch eine Struktur zu erkennen, die jedoch nicht mehr so ausgeprägt ist wie bei der linearen Gewichtung.

Um die Güte der rekonstruierten Positionen zu überprüfen, wurde für eine Anzahl von Elektronen die Position sowohl mit HES als auch mit dem Kalorimeter bestimmt. Für das Kalorimeter wurde die Routine ELECPO [Doe93] zur Ortsbestimmung benutzt und die Position in x und in y bezüglich der unterschiedlichen Position in der z-Richtung korrigiert. Die Ortsbestimmung im Kalorimeter wird wie im HES durch die Parametrisierung des Verhältnisses von Energiedepositionen durchgeführt. In der y-Richtung wird das Verhältnis der Energiedeposition in benachbarten Zellen benutzt, während in x-Richtung auch das Verhältnis der Energiedeposition in den beiden Wellenlängenschiebern einer

<sup>2</sup>Die Annahme einer gleichmäßigen Verteilung der Elektronen im Kalorimeter ist aufgrund der  $Q^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der tiefinelastischen Streuung falsch. Es findet eine starke Abnahme der Elektronen mit dem Abstand vom Strahlverlauf statt. Für eine lineare Abnahme der Anzahl der Elektronen jedoch kompensiert sich diese durch die Betrachtung des Energieverhältnisses abwechselnd zum rechten und linken Nachbarn. Da der Abstand zwischen zwei HES-Dioden nur 3 cm beträgt, kann man die Ortsverteilung der Elektronen in diesen Intervallen durch Geraden beschreiben, ohne einen allzu großen Fehler zu machen. Die Annahme einer gleichmäßigen Verteilung führt daher zu keinem Fehler in der Positionsbestimmung.

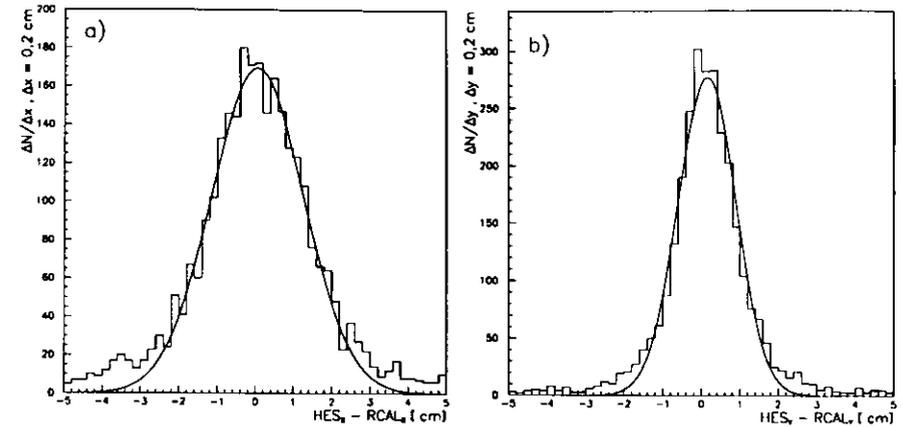


Abbildung 5.15: Verteilung der Differenz in der rekonstruierten Position zwischen HES und Kalorimeter. Abbildung a) zeigt die Differenz in der x-Position, Abbildung b) in der y-Position. Die beiden Verteilungen wurden jeweils mit einer Gaußfunktion gefittet. Der Mittelwert der Gaußfunktion beträgt 0,6 mm für die Differenz in x-Richtung und 1,4 mm in y-Richtung. Die Halbwertsbreite der Verteilungen beträgt 12,0 mm und 7,5 mm für die x- und die y-Richtung.

Zelle verwandt wird. Abbildung 5.15 zeigt die Verteilung der Differenz in der Position. Die Breite der Verteilung ist durch das Auflösungsvermögen beider Routinen bestimmt und beträgt 1,20 cm in x-Richtung und 0,75 cm in y-Richtung. Dabei stammt der hauptsächlichste Beitrag von der Ortsauflösung im Kalorimeter. Es ist also mit der Benutzung der Energieverhältnisse gelungen, die Positionsbestimmung im HES deutlich zu verbessern und aus einer stark strukturierten Verteilung der Positionswerte eine annähernd glatte Verteilung zu erzeugen, ohne eine bloße Verschmierung der Position vorzunehmen.

### 5.3 Beobachtung neutraler Pionen

Die feine Segmentierung des HES erlaubt eine Trennung von dicht benachbarten Teilchen. Insbesondere können zwei elektromagnetische Schauer noch getrennt werden, wenn ihre Zentren mehr als 6 cm voneinander entfernt sind. Vom dahinter liegenden Kalorimeter hingegen können zwei so dicht benachbarte Schauer nicht aufgelöst werden, da die Größe der EMC-Zellen  $10 \times 20 \text{ cm}^2$  beträgt. Handelt es sich bei den beiden Teilchen um zwei Photonen, so können auch die Spurkammern diese Teilchen nicht beobachten; der HES ist somit die einzige Komponente, die zwischen einem einzelnen Photon und zwei dicht benachbarten unterscheiden kann.

Daher läßt sich im HES der Prozeß  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  beobachten. Das gilt allerdings nur in einem gewissen Energiebereich der  $\pi^0$ . Bei kleinen Energien ( $\leq 1 \text{ GeV}$ ) ist der Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen sehr groß und ihre Energie klein. Eine Unterscheidung zwischen den Photonen und Hadro-

nen wird sehr schwierig. Durch den großen Öffnungswinkel führt die Anzahl der Hadronen, die als Photonen mißidentifiziert werden, zu einem sehr großen kombinatorischen Untergrund. Bei diesen Öffnungswinkeln sind die Photonen im Kalorimeter bereits als getrennte Objekte beobachtbar, so daß die Untersuchung der niederenergetischen  $\pi^0$  mit dem Kalorimeter durchgeführt werden kann.

Große Energien ( $\geq 10$  GeV) haben den Nachteil, daß die meisten Photonenaare so dicht benachbart sind, daß sie mit dem HES nicht mehr getrennt werden können. Es wurde deshalb auf die Untersuchung von  $\pi^0$  außerhalb des Bereiches 1 – 10 GeV verzichtet.

Die Identifizierung der  $\pi^0$  erfolgt über die invariante Masse. Sind  $P_0$  der Vierervektor des  $\pi^0$  und  $P_1$  und  $P_2$  die Vierervektoren der beiden Photonen im Laborsystem, so gilt<sup>3</sup>:

$$P_0 = (E_0, \vec{p}_0) \quad (5.4)$$

$$P_1 = (E_1, \vec{p}_1) \quad (5.5)$$

$$P_2 = (E_2, \vec{p}_2) \quad (5.6)$$

Die invariante Masse läßt sich dann über

$$m_\pi^2 = (P_1 + P_2)^2 = 2E_1E_2(1 - \cos \vartheta) \quad (5.7)$$

bestimmen. Dabei ist  $\vartheta$  der Öffnungswinkel der beiden Photonen im Laborsystem. Abbildung 5.16 zeigt einen typischen Kandidaten für ein  $\pi^0$  und die Energieverteilung der beiden Photonenschauer in den HES-Dioden. Die Messung des Öffnungswinkel geschieht über die Bestimmung der Schwerpunkte der von den beiden Photonen induzierten Schauer. Dafür wird die im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Routine mit dem HES angewandt. Eine Energiemessung der Photonen kann mit dem HES nicht mit genügender Genauigkeit durchgeführt werden. Deshalb wird die mit dem Kalorimeter gemessene Energie benutzt. Die beiden Photonen sind so dicht benachbart, daß nur die Summe der Energien im Kalorimeter gemessen werden kann. Es muß daher eine Annahme über die Verteilung der Energie auf die beiden Photonen gemacht werden. Die beste Näherung hierfür ist:

$$E_1 = E_2 = \frac{1}{2} E_0 \quad (5.8)$$

Unter obiger Näherung gilt für die rekonstruierte Masse  $M$ :

$$M^2 = \frac{1}{2} E_0^2(1 - \cos \vartheta) \quad (5.9)$$

Abbildung 5.17 zeigt die Verteilung von  $M$  für verschiedene Intervalle der gemessene Energie  $E_0$ . Die Annahme  $E_1 = E_2$  ist gleichbedeutend mit dem symmetrischen Zerfall des  $\pi^0$  und führt zum kleinsten Öffnungswinkel im Laborsystem. In diesem Fall gilt  $M = m_\pi$ . Gleichung 5.9 kann daher benutzt werden, um den minimalen Abstand der beiden Photonen zu bestimmen. Setzt man als minimale Entfernung die Größe von zwei Dioden an und als maximalen Abstand 20 cm, so ergibt sich ein beobachtbarer Energiebereich von 2,1 GeV bis 6,9 GeV für die Energie des  $\pi^0$ . Diese Werte gelten innerhalb der HES-Ebene auf der Höhe des Strahlrohrs. Objekte mit einer Gesamtenergie von weniger als 2 GeV können nicht aus dem Zerfall eines  $\pi^0$  stammen, da sie innerhalb der HES-Ebene mehr als 20 cm von einander entfernt sind und solche Objekte nicht selektiert wurden. In

<sup>3</sup>In den folgenden Formeln wird  $c = 1$  gesetzt.

Abbildung 5.17 sieht man im Bereich von 1 – 2 GeV nur sehr wenige Einträge bei der Masse des  $\pi^0$  von 135 MeV.

Durch Gleichung 5.9 wird die invariante Masse stets überschätzt. Es kann jedoch gezeigt werden, daß dabei kein allzu großer Fehler gemacht wird. Der Fehler, der durch das Gleichsetzen der Energien der beiden Photonen eingeführt wird, ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$M^2 = \frac{(E_1 + E_2)^2}{4E_1E_2} \cdot m_\pi^2 \quad (5.10)$$

Die nach der Näherungsformel rekonstruierte Masse  $M$  wird daher stets zu groß sein. Über einen großen Bereich des Phasenraumes wird aber nur ein sehr geringer Fehler gemacht, da der Quotient über einen großen Bereich von  $E_1$  und  $E_2$  in der Nähe von eins bleibt. Durch die Beschränkung des maximalen Abstandes der beiden Photonen auf 20 cm wird der Teil des Phasenraums ausgeschlossen, der zu stark unterschiedlichen Werten von  $E_1$  und  $E_2$  führt. An die in Abbildung 5.17 dargestellten Masseverteilungen wurde die Summe von zwei Gaußfunktionen angepaßt. Daraus ergaben sich die Mittelwerte für den Untergrund und das Signal der neutralen Pionen, die in Tabelle 5.1 zusammengestellt sind. Der Untergrund besteht aus Ereignissen, bei denen mindestens eines der beiden als Photon bezeichneten Teilchen ein Hadron ist, das fälschlich als Photon identifiziert wurde.

Energiemittelwert	Untergrund	Signal
1,5 GeV	37 MeV	–
2,5 GeV	67 MeV	123 MeV
3,5 GeV	85 MeV	132 MeV
5,0 GeV	136 MeV	136 MeV

Tabelle 5.1: In dieser Tabelle sind die Massenwerte für den Untergrund und das Signal der  $\pi^0$  aufgelistet. Der Untergrund skaliert mit dem Mittelwert der Energie des gefundenen Teilchens, während das Signal der Pionen in etwa stabil bleibt.

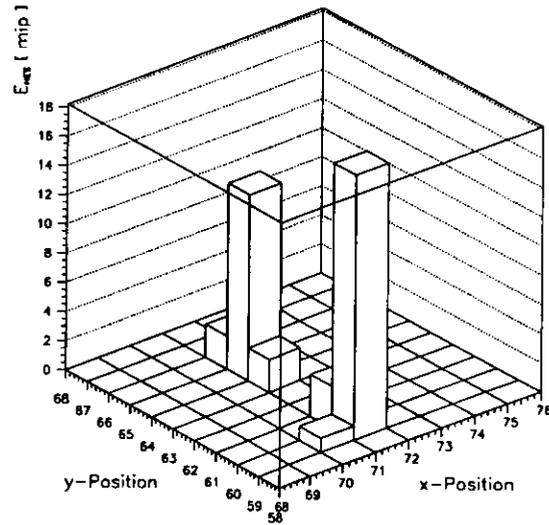


Abbildung 5.16: Energiedeposition in den einzelnen HES-Dioden. Hier sind die Schauer von zwei Photonen mit einer Gesamtenergie von 2,5 GeV gezeigt. Die invariante Masse der beiden Photonen entspricht der  $\pi^0$ -Masse. Die beiden Schauer sind gut voneinander getrennt.

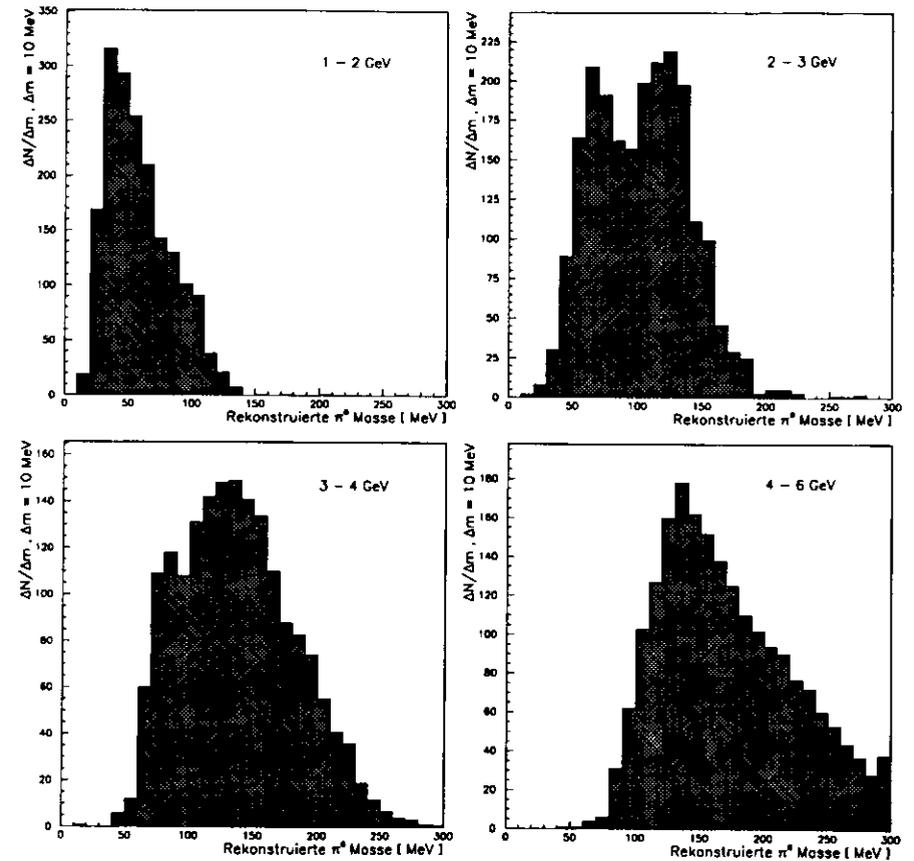


Abbildung 5.17: Rekonstruierte Masse eines zwei Photon Systems. In diesen vier Abbildungen ist die rekonstruierte Masse in vier verschiedenen Energieintervallen dargestellt. In den Intervallen von 2 - 3 GeV und 3 - 4 GeV sind deutlich zwei verschiedene Maxima zu erkennen. Das Maximum mit der geringeren Energie stammt vom Untergrund und skaliert mit der Energie, während das zweite Maximum von den  $\pi^0$  stammt und in etwa stabil bleibt. Im Energiebereich von 1 - 2 GeV ist nur ein Signal vom Untergrund zu erkennen, während im Energieintervall von 4 - 6 GeV der Untergrund mit dem Pionensignal überlappt und dadurch nicht zu trennen ist.

## Kapitel 6

# Elektronenidentifikation

色即是空、空即是色。 — 仏陀

In diesem Kapitel wird ein Verfahren beschrieben, das eine effiziente Identifizierung von Elektronen mit dem HES ermöglicht. Es wird dabei die gute Elektron-Hadron-Trennung des HES ausgenutzt. Das Ziel ist es, im Prozeß der tiefinelastischen Streuung das gestreute Elektron unabhängig von anderen Detektorkomponenten zu identifizieren. Dabei ist der Algorithmus auf Elektronen beschränkt, die die Ebene des Pilot-HES durchqueren. Das Prinzip des Verfahrens sieht folgendermaßen aus:

- Bestimmung des Energieverlustes in mip und der Position aller Teilchen, die den HES durchqueren.
- Zuordnung von im Kalorimeter deponierter Energie zu jedem Teilchen.
- Bestimmung der Position des Teilchens im Kalorimeter.

Der Algorithmus beginnt damit, sämtliche Energieeinträge der HES-Dioden nach ihrer Größe zu sortieren. Beträgt die Energiedeposition in einer Diode weniger als 0,6 mip, so wird der Energieeintrag gleich null gesetzt. Diese Dioden werden bei der folgenden Summation und der Suche nach Objekten nicht berücksichtigt. Durch den Schnitt bei 0,6 mip wird der größte Teil des Rauschens unterdrückt. Beginnend mit der Diode, die die größte Energiedeposition beinhaltet, wird ein Objekt gebildet. Dieses besteht aus 3×3 benachbarten Dioden, wobei sich die Diode mit dem höchsten Energieeintrag in der Mitte dieses Objekts befindet. Sollte sich diese Diode am Rand oder sogar in einer Ecke des Pilot-HES befinden, so umfaßt das Objekt nur 6 bzw. 4 Dioden. Die Energiedeposition in allen diesen Dioden wird addiert und dem Objekt als Gesamtenergie  $E_{\text{HES}}$  zugewiesen.

$$E_{\text{HES}} = \sum_{i=1}^9 E_i$$

Mit dem in Sektion 5.2 beschriebenen Verfahren wird dem Objekt eine Position zugeordnet. Es wird dabei das Verhältnis der Energien der zentralen Diode zu der des rechten oder linken Nachbarn,

je nachdem welcher die größere Energiedeposition besitzt, für die x-Richtung verwandt. Für die y-Richtung wird entsprechend das Verhältnis zum maximalen Wert des unteren oder oberen Nachbarn herangezogen.

Aus der Menge der Dioden werden anschließend die dem ersten Objekt zugeordneten entfernt. Das Verfahren wird solange wiederholt, bis alle Dioden mit einem Energieeintrag einem Objekt zugeordnet worden sind. Durch den vorher angewandten Schnitt bei 0,6 mip wird sichergestellt, daß die Anzahl der Objekte nicht zu stark wächst. Im Durchschnitt aller Ereignisse, die einen Teilchenfluß in das RCAL aufweisen, befinden sich 2 bis 3 Objekte im Pilot-HES.

Die Korrelation zwischen der Energiedeposition im HES und der Energie eines Elektrons ist im Mittel recht gut, wie es aus Abbildung 5.6 ersichtlich ist. Die Breite der Energieverteilung ist jedoch so groß, daß für den Einzelfall keine verlässliche Aussage getroffen werden kann. Aus diesem Grund wird die Energie eines Teilchens mit Hilfe des Kalorimeters bestimmt. Dazu wird die Energiedeposition im Kalorimeter in einem Bereich mit einer Größe von 3×3 HAC-Zellen betrachtet. Die mittlere Zelle ist dabei diejenige, in der das Zentrum des HES-Objektes liegt. Es werden zwei verschiedene Energieanteile bestimmt, derjenige in der elektromagnetischen Sektion,  $E_{\text{EMC}}$ , und derjenige in der hadronischen,  $E_{\text{HAC}}$ . Da eine EMC-Zelle in RCAL nur halb so groß ist wie eine HAC-Zelle, muß über 18 EMC-Zellen summiert werden. Hier werden ebenfalls nur Zellen in die Summe mit einbezogen, die eine minimale Energiedeposition aufweisen. Für die EMC-Zellen in RCAL beträgt die minimale Energiedeposition 60 MeV und für die HAC-Zellen 120 MeV.

$$E_{\text{HAC}} = \sum_{i=1}^9 E_i$$

$$E_{\text{EMC}} = \sum_{i=1}^{18} E_i$$

Jedes HES-Objekt bekommt somit zwei Energieanteile zugewiesen. Für die Entscheidung, ob es sich bei einem Objekt um ein Hadron oder Elektron handelt, ist die Betrachtung der Energiedeposition allein im EMC vorteilhaft. Für die Gesamtenergie des Teilchens wird die Summe der beiden Energien herangezogen.

Mit Hilfe der Routine ELECPO [Doe93] läßt sich für das Objekt aus den Kalorimeterzellen die Position innerhalb des Kalorimeters bestimmen. Die so bestimmte Position wird noch bezüglich der unterschiedlichen z-Komponenten von HES und RCAL korrigiert, da im Kalorimeter auch in z-Richtung ein Schwerpunkt des Schauers gebildet wird. Die x- und y-Position wird daher auf die z-Position des HES, die bei  $z = -153$  cm liegt, korrigiert, wobei als Ausgangspunkt des Teilchens der zu dem Ereignis gehörende Vertex angenommen wird. Weiterhin wird eine gradlinige Trajektorie des Teilchens angenommen und keine Korrektur bezüglich des magnetischen Feldes durchgeführt. Die Abbildungen 6.1 und 6.2 zeigen den Unterschied der korrigierten Positionen zwischen den HES- und Kalorimeterobjekten in den Daten und der MC-Simulation. Man sieht deutlich, daß für Hadronen ein sehr viel größerer Unterschied zwischen den beiden Positionen besteht als für Elektronen. Das Quadrat in der Mitte der Abbildungen umschließt einen Bereich mit einer Größe von  $4,5 \times 4,5$  cm<sup>2</sup>. Alle innerhalb dieses Quadrates liegenden Objekte werden akzeptiert, außerhalb liegende Objekte werden verworfen.

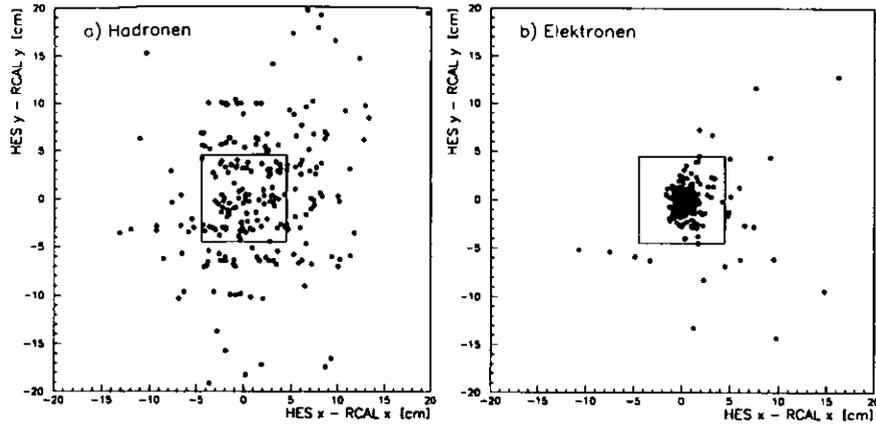


Abbildung 6.1: Vergleich der im HES und im RCAL gemessenen Positionen von Hadronen (a) und Elektronen (b) in einer MC-Simulation. Das Quadrat in der Mitte der Abbildungen umschließt einen Bereich von  $4,5 \times 4,5 \text{ cm}^2$ .

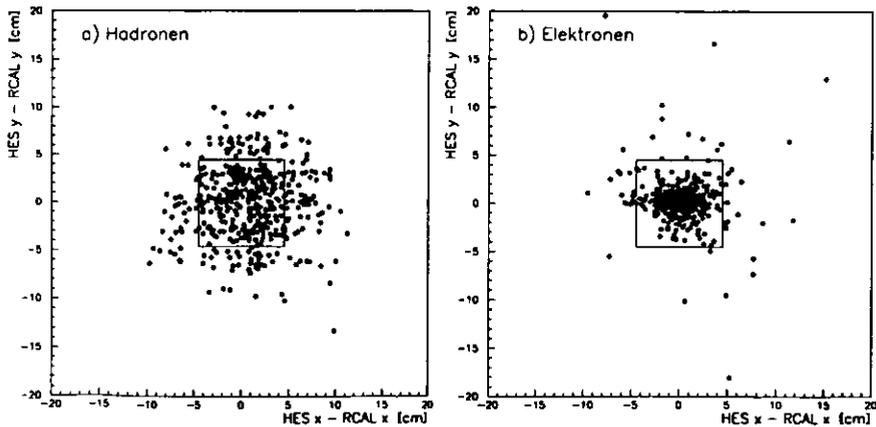


Abbildung 6.2: Vergleich der im HES und im RCAL gemessenen Positionen von Hadronen (a) und Elektronen (b) in den Daten. In den Daten ist eine Trennung von Hadronen und Elektronen nicht so gut möglich wie im MC. Deshalb liegt in beiden Datensätzen eine Kontamination mit der jeweils anderen Teilchenart vor.

Ein Problem bei der Identifikation von Elektronen aus der tiefinelastischen Streuung stellt die begrenzte Fläche des Pilot-HES dar. Es sind nur 20% der vom Wechselwirkungspunkt aus sichtbaren Fläche des RCAL mit Dioden bestückt. Deshalb wird ein großer Anteil der Elektronen das RCAL im Bereich außerhalb des Pilot-HES treffen. Aufgrund der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von  $Q^2$  passieren jedoch etwa 33% der DIS-Elektronen das Pilot-HES. Es ist daher notwendig, einen auf der Kalorimeterinformation basierenden Algorithmus zur Identifikation von Elektronen parallel zu dem vom HES zu benutzen. Der Grund ist der folgende:

Falls das DIS-Elektron außerhalb der Fläche des Pilot-HES das Kalorimeter trifft, wird die Möglichkeit, daß ein Hadron innerhalb des HES für das DIS-Elektron gehalten wird, stark vergrößert. Falls jedoch das DIS-Elektron das Pilot-HES durchquert, ist die Mißidentifikation von Hadronen viel unwahrscheinlicher.

Das Energiespektrum der Hadronen hat sein Maximum bei ungefähr 1 GeV und fällt zu großen Energien hin stark ab. Für die DIS-Elektronen hingegen liegt das Maximum des Energiespektrums ungefähr bei der Strahlenergie von 26,7 GeV. Wählt man deshalb von zwei möglichen Kandidaten denjenigen mit der höheren Energie, so ist dieser mit größerer Wahrscheinlichkeit das DIS-Elektron. Diese Wahrscheinlichkeit nimmt mit wachsender Energie stark zu. Kann das DIS-Elektron nicht nachgewiesen werden, da es sich außerhalb des Bereiches des Pilot-HES befindet, so werden mehr Hadronen als DIS-Elektronen mißidentifiziert, als wenn der HES den gesamten Bereich des RCAL abdeckte. Es ist deshalb notwendig, die mit dem Kalorimeter als Elektronen identifizierten Teilchen zu betrachten. Weisen diese Teilchen eine um einen bestimmten Betrag höhere Energie auf als die HES-Objekte, so wird dieses Teilchen als DIS-Elektron bezeichnet. Die HES-Objekte können dann nicht mehr als Elektron mißidentifiziert werden.

Für die Unterscheidung zwischen Elektronen und Hadronen stehen somit folgende Variablen zur Verfügung:

- $E_{\text{HES}}$  (mip)
- $E_{\text{EMC}}$  (GeV)
- $E_{\text{HAC}}$  (GeV)
- HES-x (cm)
- HES-y (cm)
- RCAL-x (cm)
- RCAL-y (cm)
- $E_{\text{außerhalb}}$  (GeV)

Als Schnitte auf diese Variablen werden benutzt:

$E_{\text{HES}} > 20 \text{ mip}$
$ \text{HES-x} - \text{RCAL-x}  < 4,5 \text{ cm}$
$ \text{HES-y} - \text{RCAL-y}  < 4,5 \text{ cm}$
$E_{\text{außerhalb}} - (E_{\text{EMC}} + E_{\text{HAC}}) < 4 \text{ GeV}$
$E_{\text{EMC}} > 6 \text{ GeV}$

Ein HES-Objekt, das alle diese Schnitte erfüllt, wird als Elektron bezeichnet. Sollten in einem Ereignis mehr als ein Objekt alle Schnitte erfüllen, so wird dasjenige als DIS-Elektron bezeichnet, das den größeren Wert für  $E_{\text{HES}}$  hat.

Die obigen Schnitte lassen sich wie folgt begründen:

Testmessungen am CERN und auch MC-Simulationen haben gezeigt, daß Elektronen mit einer Energie im Bereich von 5 bis 10 GeV in 90% aller Fälle eine Energie von mehr als 20 mip im HES deponieren. Dabei wird für 5 GeV-Elektronen eine Effizienz von 90% bei 17 mip und für 9 GeV bei 21 mip erreicht [Ern91]. Für die Daten im ZEUS-Experiment sind die Energiespektren in den Abbildungen 5.3 und 5.4 gezeigt. Im Energiebereich von 5 - 10 GeV liegen 15% der Energieeinträge im HES unterhalb von 20 mip. Der Anteil von Teilchen mit einer Energiedeposition unterhalb von 20 mip sollte größer als im MC und im Teststrahl sein, da sich im realen Experiment kein reiner Satz von Elektronen selektieren läßt. Es befinden sich daher einige Hadronen unter den in den Spektren dargestellten Teilchen. Im unteren Energiebereich ist der Anteil der Hadronen am größten, so daß der Wert von 15% mit dem für einen reinen Satz von Elektronen erwarteten Wert von 10% kompatibel ist.

Bei größeren Energien verschiebt sich das Energiespektrum der Deposition in den Dioden zu höheren Werten hin. Daraus resultiert, daß mit zunehmender Energie ein stetig wachsender Anteil der Elektronen den Schnitt von 20 mip erfüllt. Gleichzeitig wird jedoch auch ein größerer Anteil der Hadronen eine höhere Energiedeposition als 20 mip aufweisen. Die Anzahl der Hadronen nimmt jedoch bei großen Energien so stark ab, daß es im Energiebereich oberhalb von 10 GeV sinnvoll ist, die Effizienz für Elektronen auf über 90% zu erhöhen.

Eine Verschiebung des Schnittes zu kleineren Werten hin ist nicht sinnvoll, da der Anteil der Hadronen zu kleineren Energiedepositionen hin stark zunimmt und somit eine starke Kontamination zu erwarten ist. Der Schnitt von 20 mip ist daher für den gesamten Energiebereich von 5 bis 30 GeV festgehalten.

Eine andere Möglichkeit ist, den Schnitt energieabhängig zu variieren, um so eine konstante Effizienz zu erhalten. Diese Methode hat den Nachteil, daß sie von einer vom Kalorimeter bestimmten Information abhängig ist. Um eine möglichst große Unabhängigkeit vom Kalorimeter zu erhalten, wurde darauf verzichtet.

Der Schnitt auf die Positionsdivergenz zwischen HES und dem Kalorimeter wurde zu 4,5 cm gewählt und ist damit größer als drei Standardabweichungen in der Verteilung der Positionsdivergenz. Im vorangegangenen Kapitel wurde die Standardabweichung in  $x$  zu 1,20 cm und in  $y$  zu 0,75 cm bestimmt. Mit dem Schnitt bei 4,5 cm werden 62% der Hadronen, die eine Energiedeposition von mehr als 20 mip haben, zurückgewiesen. Von den DIS-Elektronen gehen nur 9% verloren. Diese Werte sind einer MC-Simulation entnommen, da nur hier zwischen verschiedenen Teilchensorten einwandfrei unterschieden werden kann. Wendet man den Schnitt auf einen Datensatz an, so werden 39% der Hadronen zurückgewiesen und 8% der Elektronen. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung für den Einfluß des Schnittes auf die Anzahl der Elektronen. Bei den Hadronen hingegen werden in den Daten weniger zurückgewiesen als im MC. Ein Teil dieses Unterschiedes kann aus der ungenügend genauen Selektion des Datensatzes für die Hadronen resultieren. Es befindet sich ein Anteil von Elektronen und Photonen in dem Datensatz. Zwar wurden nur Ereignisse aus dem Prozeß der Photoproduktion ausgewählt, so daß keine Elektronen aus der tiefinelastischen Streuung in dem Datensatz enthalten sind. Innerhalb der Jets können als Zerfallsprodukte aber auch Elektronen und Photonen auftreten, so daß die Auswahl von Ereignissen aus der Photoproduktion allein keine ausreichende Trennung zwischen Elektronen und Hadronen ergibt. Es ist daher erwartungsgemäß die Unterdrückung im MC stärker als in den Daten. Für einen reinen Satz von Hadronen wird sich in den Daten ein Wert von mehr als 40% für die Zurückweisung ergeben.

Der Schnitt für Elektronen, die außerhalb des HES im RCAL liegen, ist sehr locker gewählt worden. Nur wenn vom Kalorimeter ein Teilchen als Elektron identifiziert wird, das 4 GeV mehr Energie besitzt als das höchstenergetische HES-Objekt, wird dieses Kalorimeterobjekt als DIS-Elektron bezeichnet. Hat allerdings das Kalorimeterobjekt eine ähnliche Energie wie ein HES-Objekt, das die bisherigen Schnitte erfüllt, so wird das HES-Objekt als DIS-Elektron bezeichnet. In diesem Fall sind die Informationen, die aus den HES-Dioden bestimmt wurden, zuverlässiger als die Kalorimeterinformationen.

Eine weitere Verbesserung der Elektron-Hadron-Trennung kann man durch die Betrachtung des Verhältnisses des elektromagnetischen und des hadronischen Energieanteils erreichen. Dieses Verhältnis ist eines der wichtigsten Kriterien für die meisten auf Kalorimeterinformationen basierenden Algorithmen. Um die Unabhängigkeit der verschiedenen Methoden zu erhalten, wird dieses Verhältnis, das ausschließlich auf den Kalorimeterinformationen beruht, nicht in den HES-Algorithmus mit einbezogen. Diese Unabhängigkeit ist von entscheidender Bedeutung, wenn man die Effizienz der unterschiedlichen Methoden bestimmen will.

Die Effizienz ist definiert als die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron, das den vom Algorithmus betrachteten aktiven Bereich passiert, auch als Elektron identifiziert wird. Für die folgende Betrachtung ist als aktiver Bereich stets die Fläche des Pilot-HES gemeint. Wie oben erwähnt, sind der Einfluß der Schnitte und somit die Effizienz energieabhängig. Neben der Effizienz muß auch die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Hadron als Elektron mißidentifiziert wird, betrachtet werden. Die Anzahl der vom Algorithmus 1 als Elektronen benannten Teilchen  $N_e(1)$  ist durch

$$N_e(1) = N_e \cdot \epsilon_e(1) + N_h \cdot \epsilon_h(1) \quad (6.1)$$

gegeben.

Dabei sind:

$N_e$	Anzahl der echten DIS-Elektronen
$\epsilon_e(1)$	Effizienz des Algorithmus 1 für DIS-Elektronen
$N_h$	Anzahl der Hadronen
$\epsilon_h(1)$	Mißidentifikationswahrscheinlichkeit des Algorithmus 1 für Hadronen

Diese Variablen sind alle energieabhängig.

Wie aus Gleichung 6.1 hervorgeht, ist die Kontamination der gefundenen Teilchen mit Hadronen stark abhängig von der Anzahl der Hadronen, die die aktive Fläche durchqueren. Für die Bestimmung der Effizienz ist deshalb ein sehr kleines  $N_h$  vorteilhaft.

Wendet man auf die vom ersten Algorithmus als Elektronen bezeichneten Teilchen einen zweiten an, wird sich die Kontamination stark verkleinern. Sind diese beiden Algorithmen voneinander unabhängig, so ergibt sich die Anzahl der von beiden als DIS-Elektronen bezeichneten Teilchen zu

$$N_e(1 \otimes 2) = N_e \cdot \epsilon_e(1) \cdot \epsilon_e(2) + N_h \cdot \epsilon_h(1) \cdot \epsilon_h(2). \quad (6.2)$$

Diese Gleichung ist exakt, wenn die beiden Algorithmen voneinander unabhängig sind. Ein auf HES-Informationen aufgebauter und ein Kalorimeteralgorithmus sind aber nicht vollständig unabhängig

voneinander, da beide das Schauerprofil der Elektronen und Hadronen betrachten. Im HES wird die Schauerentwicklung nur an einer bestimmten Stelle beobachtet, während im Kalorimeter das Integral, aufgeteilt in zwei Anteile, betrachtet wird. Die beiden Informationen sind daher weitgehend unabhängig voneinander, insbesondere, da der HES sehr weit vorne im Kalorimeter installiert ist. Gleichung 6.2 ist deshalb in guter Näherung anwendbar. Für den Fall, daß  $N_h = 0$  ist, läßt sich die Effizienz aus dem Quotienten von  $N_e(1 \oplus 2)$  und  $N_e(1)$  bestimmen.<sup>1</sup>

$$\begin{aligned} \frac{N_e(1 \oplus 2)}{N_e(1)} &= \frac{N_e \cdot \epsilon_e(1) \cdot \epsilon_e(2)}{N_e \cdot \epsilon_e(1)} \\ &= \epsilon_e(2). \end{aligned} \quad (6.3)$$

Diese Methode hat den Vorteil, daß sie sowohl für Daten als auch für das MC anwendbar ist, da nur  $N_e(1)$ ,  $N_e(2)$  und  $N_e(1 \oplus 2)$  benötigt werden. Sie ist daher geeignet, einen Vergleich der MC-Simulation mit den Daten durchzuführen.

Ein möglicher Weg zur Bestimmung der Effizienz ist der folgende:

Es wird eine MC-Simulation von tiefinelastischen Streueignissen durchgeführt. Es ist daher genau bekannt, wieviele DIS-Elektronen erzeugt werden und den aktiven Bereich durchqueren. Der von diesen Elektronen korrekt identifizierte Anteil entspricht der Effizienz. Diese Methode ist nur auf die MC-Simulation anwendbar und deshalb stark von Fehlern in der Simulation beeinflusst. Da für die Auswertung eine möglichst präzise Kenntnis der Effizienz für die Daten notwendig ist, ist es besser, die Effizienz mit Hilfe der Gleichungen 6.1 und 6.2 zu bestimmen.

Der einfachere Fall ist wieder die MC-Simulation. Für rein tiefinelastische Streuprozesse ist der Anteil der Hadronen sehr gering. Nur solche Hadronen, die in einem Jet in Rückwärtsrichtung enthalten sind, passieren die aktive Fläche. Dieses ist nur für einen kleinen Teil der Ereignisse der Fall. Aus diesem Grund ist  $N_h \cdot \epsilon_h$  klein gegenüber  $N_e \cdot \epsilon_e$  und Formel 6.3 kann angewandt werden. Bei den Daten dagegen kann diese Annahme nicht gemacht werden, da zusätzlich ein großer Anteil Hadronen aus dem Prozeß der Photoproduktion vorliegt, der von der tiefinelastischen Streuung nur unvollständig abgetrennt werden kann. Die Photoproduktion weist im Vergleich zur tiefinelastischen Streuung eine 1000fach höhere Rate auf. Es bleibt daher sogar nach Anwendung sehr effizienter Schnitte zum Abtrennen der Photoproduktion ein mit der Anzahl der DIS-Elektronen vergleichbarer Anteil übrig. Für  $N_h \neq 0$  gilt daher für die Effizienz unter Anwendung der Gleichungen 6.1 und 6.2:

$$\epsilon_e(2) = \frac{N_e(1 \oplus 2) - N_h \epsilon_h(1) \epsilon_h(2)}{N_e(1) - N_h \epsilon_h(1)}. \quad (6.4)$$

Es müssen folglich neben  $N_e(1)$ ,  $N_e(1 \oplus 2)$  auch  $N_h$ ,  $\epsilon_h(1)$  und  $\epsilon_h(2)$  bekannt sein.

Die Mißidentifikationswahrscheinlichkeit für Hadronen läßt sich am besten aus der Photoproduktion bestimmen. In dieser Ereignisklasse treten definitionsgemäß keine DIS-Elektronen auf, so daß jedes Teilchen Untergrund darstellt. Das gilt auch, wenn es sich um ein Elektron oder Photon handelt. Doch sind diese beiden Teilchensorten selten im Vergleich zu den Hadronen. Die Elektronen stammen vornehmlich aus dem semileptonischen Zerfall schwerer Mesonen und die Photonen aus dem

<sup>1</sup> Da die beiden Methoden nicht vollkommen unabhängig sind, ist bei der Kombination der beiden Algorithmen die Anzahl  $N_e(1 \oplus 2)$  höher als erwartet. Gleichung 6.3 überschätzt daher die Effizienz etwas.

Zerfall von  $\pi^0$ . Betrachtet man alle das Pilot-HES durchquerende Teilchen und berechnet, wieviele davon nach Anwendung aller Schnitte als Elektronen mißidentifiziert werden, so erhält man daraus die Mißidentifikationswahrscheinlichkeit. Sie läßt sich sowohl für die Daten als auch für die MC-Simulation bestimmen. In den Daten erhält man zusätzlich zur Photoproduktion einen Anteil aus der tiefinelastischen Streuung, der jedoch aufgrund seines sehr viel kleineren Wirkungsquerschnittes vernachlässigt werden kann. In der MC-Simulation kann man einen reinen Photoproduktionsdatensatz erzeugen. Die Mißidentifikationswahrscheinlichkeit für den HES-Algorithmus ist in Abbildung 6.3 sowohl für Daten als auch für das MC dargestellt.

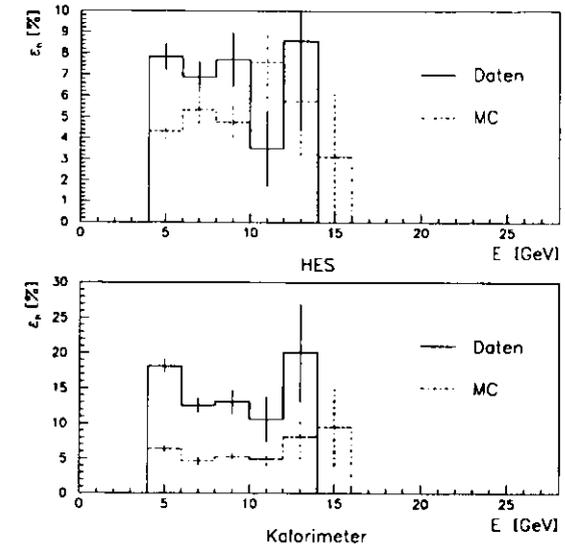


Abbildung 6.3: Mißidentifikationswahrscheinlichkeit  $\epsilon_h$  für Daten und MC für den HES- und den Kalorimeteralgorithmus ELEC5.

Im Rahmen der statistischen Fehler liegt keine gute Übereinstimmung vor. In der folgenden Analyse wird deshalb die aus den Daten bestimmte Mißidentifikationswahrscheinlichkeit für den HES-Algorithmus benutzt. Für den auf der Kalorimeterinformation beruhenden Algorithmus wird keine Übereinstimmung zwischen Daten und der MC-Simulation erreicht. Die in der MC-Simulation bestimmte Mißidentifikationswahrscheinlichkeit ist wesentlich kleiner als die aus den Daten und liegt in der Nähe der Mißidentifikationswahrscheinlichkeit des HES. Da bei der Verwendung der Wahrscheinlichkeit aus den Daten keine sinnvollen Werte für die Effizienzen bestimmt werden können, wird für den Kalorimeteralgorithmus die aus dem MC bestimmte Wahrscheinlichkeit benutzt.

Die Anzahl der Hadronen läßt sich nur aus den Daten selbst bestimmen. Eine Abschätzung des Untergrundes durch eine MC-Simulation ist im Prinzip auch möglich. Es ist jedoch stets von Vorteil, wenn eine Berechnung mit Hilfe der Daten vorgenommen wird. Außer den bisher bestimmten Größen benötigt man zur Berechnung von  $N_h$  noch die Gesamtzahl der Teilchen  $N_{ges} = N_h + N_e$ , die man

aus der Anzahl aller Kalorimeter-Objekte im aktiven Bereich in jedem Ereignis erhält. Es dürfen nur solche Ereignisse erfaßt werden, bei denen ein Objekt als das DIS-Elektron identifiziert wurde. Diese Ereignisse umfassen dann auch die Untermengen von Ereignissen, bei denen ein Hadron als Elektron mißidentifiziert wurde.

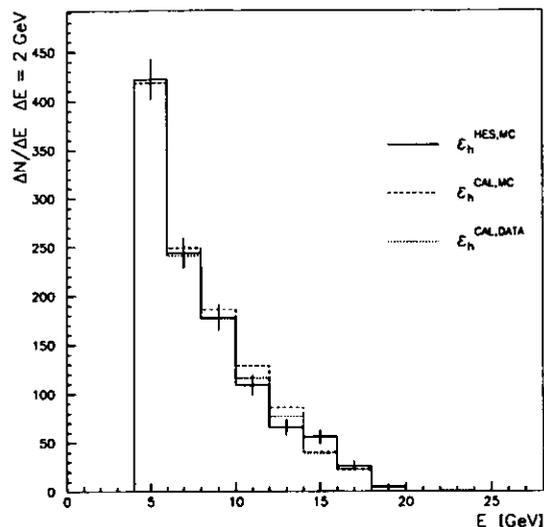


Abbildung 6.4: Spektrum der Hadronen oberhalb einer Energie von 4 GeV bei der Berechnung mit drei verschiedenen Effizienzen, für HES aus MC, für CAL aus MC und für CAL aus den Daten. Die Zahl der insgesamt vorkommenden Hadronen ist mit der Zahl der Elektronen in Abbildung 6.6 zu vergleichen.

Ersetzt man in Gleichung 6.1  $N_e$  durch  $N_{\text{ges}} - N_h$  und löst die Gleichung nach  $N_h$  auf, so ergibt sich:

$$N_h = \frac{N_{\text{ges}} \cdot \epsilon_e(1) - N_e(1)}{\epsilon_e(1) - \epsilon_h(1)} \quad (6.5)$$

Die so erhaltene Gleichung ist allerdings von der gesuchten Effizienz für Elektronen abhängig. Diese Abhängigkeit ist jedoch sehr gering, da  $\epsilon_e$  sowohl in den Zähler als auch in den Nenner eingeht. Über den gesamten betrachteten Energiebereich ist  $\epsilon_h$  klein gegenüber  $\epsilon_e$ . Für kleine Energien ( $5 \text{ GeV} \leq E \leq 10 \text{ GeV}$ ) ist  $N_e(1)$  sehr klein im Vergleich zu  $N_{\text{ges}} \cdot \epsilon_e$ , so daß sich die Abhängigkeit von  $\epsilon_e$  herauskürzt. Für größere Energien ( $E > 15 \text{ GeV}$ ) ist  $N_{\text{ges}} \cdot \epsilon_e - N_e(1)$  ungefähr gleich null und  $\epsilon_e$  in der Nähe von eins, so daß  $N_h$  ebenfalls gleich null ist. Außerdem ist  $\epsilon_h$  in diesem Bereich gleich null, so daß der in Gleichung 6.4 eingehende Term  $N_h \cdot \epsilon_h$  vernachlässigt werden kann, unabhängig vom genauen Wert von  $\epsilon_e$ . Es ist deshalb ausreichend, wenn man als Ausgangswert die mit dem MC bestimmte Effizienz benutzt und dann iterativ verbessert. Als Ausgangswert kann man sowohl die Effizienz des HES als auch die des Kalorimeteralgorithmus verwenden, da die Anzahl der Hadronen

nicht vom verwandten Algorithmus abhängig sein darf. Abbildung 6.4 zeigt das Energiespektrum für die Hadronen, wie es mit dem HES- und dem Kalorimeteralgorithmus bestimmt wurde. Zur Überprüfung der Bestimmung von  $N_h$  gibt es noch eine dritte Methode. Mit Hilfe des einen Algorithmus wird  $N_h$  bestimmt. Dieses  $N_h$  wird in Gleichung 6.4 eingesetzt und damit die Effizienz des anderen Algorithmus bestimmt. Diese so aus den Daten bestimmte Effizienz kann wiederum in Gleichung 6.5 eingesetzt werden. Der auf diese Weise erhaltene Wert von  $N_h$  ist ebenfalls in Abbildung 6.4 abgebildet und stimmt gut mit den beiden anderen überein. Man sieht daher deutlich, daß die Bestimmung von  $N_h$  nur sehr geringfügig von  $\epsilon_e$  abhängig ist.

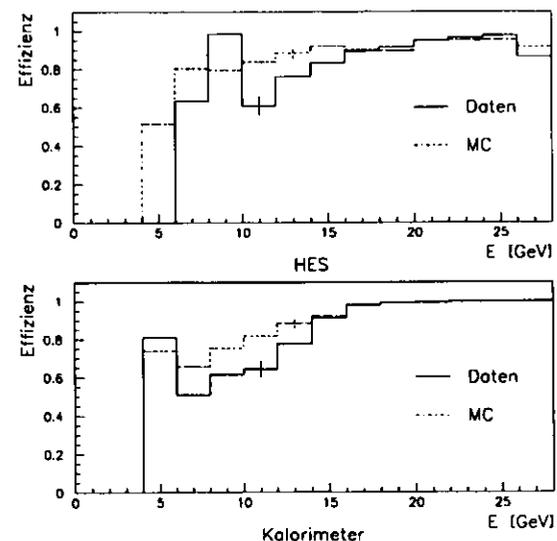


Abbildung 6.5: Effizienz für den HES- und den Kalorimeteralgorithmus ELEC5 für Daten und MC als Funktion der Energie E. Zusätzlich ist jeweils bei einem Wert der statistische Fehler angegeben. Der statistische Fehler nimmt mit zunehmender Energie ab, da die Anzahl der Ereignisse mit zunehmender Energie stark wächst.

Der Wert  $N_h \cdot \epsilon_h(1)$  gibt die Kontamination der als Elektronen identifizierten Teilchen eines einzelnen Algorithmus mit Hadronen an.  $N_h \cdot \epsilon_h(1) \cdot \epsilon_h(2)$  ist die Kontamination bei der Verwendung zweier unabhängiger Algorithmen. Mit diesen beiden Werten läßt sich nach Gleichung 6.4 die Effizienz der beiden Algorithmen bestimmen. Abbildung 6.5 zeigt die Effizienzen der beiden Algorithmen sowohl für die Daten als auch für die MC-Simulation. Die aus den Daten bestimmte Effizienz liegt dabei für Energien, die kleiner als 15 GeV sind, deutlich unter der Effizienz der MC-Simulation. Für einen Vergleich der Daten mit dem MC muß die Anzahl der Elektronen daher mit dem Verhältnis der Effizienzen korrigiert werden. In Abbildung 6.6 sind die endgültigen Werte für  $N_e(\text{HES})$ ,  $N_h \cdot \epsilon_h(\text{HES})$  und  $N_e$  für den auf HES basierenden Algorithmus dargestellt. Man sieht deutlich, daß in dem Bereich von 4 bis 6 GeV die Kontamination mit Hadronen sehr groß ist. Aus diesem Grunde ist keine zuverlässige Bestimmung der Effizienz mehr möglich. Für die folgenden Analysen werden deshalb

nur Elektronenkandidaten mit einer Energie von mehr als 6 GeV verwandt. Das stellt sicher, daß die Effizienz genau genug bekannt ist, um auf die wirkliche Zahl der DIS-Elektronen zu schließen. Außerdem ist in diesem Bereich die Kontamination mit Hadronen ausreichend klein.

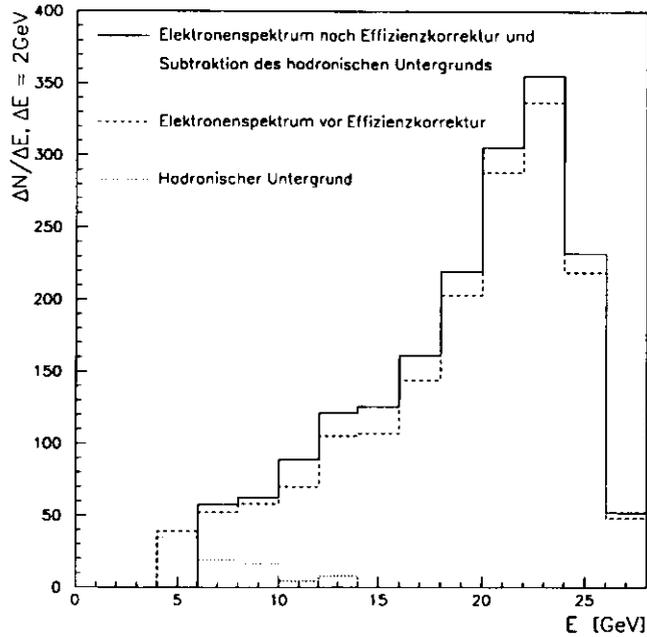


Abbildung 6.6: Spektrum der vom HES-Algorithmus identifizierten Elektronen vor und nach der Korrektur aufgrund der Effizienz und des hadronischen Untergrunds.

## Kapitel 7

# Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2$

Faust: Du nennst dich einen Teil, und stehst doch ganz vor mir?  
 Mephistopheles: Bescheiden Wahrheit sprich ich dir.  
 Wenn sich der Mensch, die kleine Narrenwelt,  
 Gewöhnlich für ein Ganzes hält;  
 Ich bin ein Teil des Teils der Anfangs alles war.

J. W. von Goethe, *Faust I*

### 7.1 Grundlagen

Zugang zu der Strukturfunktion  $F_2$  bekommt man über die Bestimmung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes

$$\frac{d^2\sigma^{NC}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} (Y_+ F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2) + Y_- F_3(x, Q^2)) \quad (7.1)$$

mit

- $\sigma^{NC}$ : Wirkungsquerschnitt für NC-Ereignisse
- $\alpha$ : Feinstrukturkonstante
- $F_L$ : Longitudinale Protonstrukturfunktion
- $F_2, F_3$ : Protonstrukturfunktionen

Dabei gilt:

$$Y_+ = 1 + (1 - y)^2$$

$$Y_- = 1 - (1 - y)^2$$

$\sigma^{\text{NC}}$  erhält man über die Messung der Anzahl der gestreuten Elektronen in einen bestimmten Bereich von  $x$  und  $Q^2$ .

Im Quark-Parton-Modell hängen die Partondichten und  $F_2$  nur von  $x$  und nicht von  $Q^2$  ab. QCD-Korrekturen führen eine etwa logarithmische Abhängigkeit von  $Q^2$  ein, und man kann in der DIS-Eichung  $F_2$  auf die Partonverteilungen zurückführen:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_f [xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2)] e_f^2 \quad (7.2)$$

mit:

- $f$ : Sorte des gestreuten Quarks
- $q_f$ : Wahrscheinlichkeit, ein Quark mit Impulsanteil  $x$  bei einem Impulsübertrag  $Q^2$  im Proton vorzufinden
- $e_f$ : Ladung des Quarks der Sorte  $f$

Als Quarksorten tragen bei den bei HERA vorkommenden Werten von  $Q^2$  nur u, d, s und c bei. Der Anteil der b-Quarks ist sehr klein und kann bei der Bestimmung von  $F_2$  vernachlässigt werden. Bei den u- und d-Quarks tragen neben den Valenzquarks auch die ebenfalls vorkommenden Seequarks bei. Bei allen anderen Quarksorten treten lediglich Seequarks auf. Für große Werte von  $x$  überwiegen bei festem  $Q^2$  die Beiträge der Valenzquarks. Für kleine  $x$  hingegen nimmt die Anzahl der Seequarks stark zu, so daß der Anteil der Valenzquarks vernachlässigt werden kann.

Die Strukturfunktion  $F_3$  beschreibt den Austausch eines  $Z^0$ -Teilchens anstelle des Photons und den Interferenzterm zwischen dem  $Z^0$ - und Photonaustausch. Sowohl der direkte Beitrag der  $Z^0$  als auch der Interferenzterm von  $Z^0$ - und Photonaustausch sind bei den typischen Werten von  $Q^2$  ( $5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 1000 \text{ GeV}^2$ ) in der gegenwärtigen Datenmenge vernachlässigbar. Erst wenn  $Q^2$ -Werte erreicht werden, die der Masse des  $Z^0$  zum Quadrat entsprechen, erhält man einen merklichen Beitrag von  $F_3$ . Für diese Analyse reicht es daher, wenn man nur den Austausch eines einzelnen Photons betrachtet. Auch der Austausch von mehr als einem Photon kann gegenüber dem Austausch eines einzelnen Photons vernachlässigt werden, da diese Terme mit der entsprechenden Potenz der Kopplungskonstante unterdrückt werden. Die Interferenzterme zwischen dem 1-Photon- und dem 2-Photonaustausch sind an anderen Experimenten gemessen worden. Sie sind ebenfalls klein im Vergleich zu den 1-Photonaustausch-Termen.

Der Beitrag von  $F_L$  ist klein und muß aus theoretischen Vorhersagen übernommen werden, da die Messung von  $F_L$  im erforderlichen Bereich von  $x$  und  $Q^2$  bei HERA noch nicht mit genügender Genauigkeit durchgeführt werden kann.

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma^{\text{NC}}$  ist deshalb nicht nur von  $F_2$  abhängig, sondern enthält zusätzlich einen Anteil von  $F_L$ . Bei Vernachlässigung von  $F_3$  ergibt sich Gleichung 7.1 zu:

$$\frac{d^2\sigma^{\text{NC}}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2 Y_+}{xQ^4} \left( F_2 - \frac{y^2}{Y_+} F_L \right) \quad (7.3)$$

Es ist deshalb experimentell nur eine Strukturfunktion  $\tilde{F}_2$  zugänglich, die wie folgt definiert ist:

$$\tilde{F}_2 = F_2 - \frac{y^2}{Y_+} F_L \quad (7.4)$$

Um von  $\tilde{F}_2$  auf  $F_2$  zu schließen, wird ein Korrekturfaktor  $\kappa$  eingeführt, der für jedes Intervall von  $x$  und  $Q^2$  aufgrund der theoretischen Vorhersagen von  $F_2$  und  $F_L$  berechnet wird.

$$\kappa = \left( 1 - \frac{\sigma(F_L)}{\sigma(F_2)} \right)^{-1} \quad (7.5)$$

$$F_2 = \kappa \cdot \tilde{F}_2 \quad (7.6)$$

mit

$$\sigma(F_2) = \int \int dx dQ^2 \frac{2\pi\alpha^2 Y_+}{xQ^4} F_2(x, Q^2) \quad (7.7)$$

$$\sigma(F_L) = \int \int dx dQ^2 \frac{2\pi\alpha^2 Y_+}{xQ^4} \frac{y^2}{Y_+} F_L(x, Q^2) \quad (7.8)$$

Die Integration wird hierbei nur innerhalb der Grenzen des jeweiligen Intervalls durchgeführt. Der Beitrag von  $F_L$  ist mit dem Faktor  $y^2/Y_+$  unterdrückt und trägt deshalb nur für  $y$  nahe 1 bei. Die Werte für  $\kappa$  sind in Tabelle 7.4 zu finden. Die Korrekturen aufgrund von  $F_L$  betragen maximal 12% und sind für die meisten Intervalle wesentlich kleiner. Die Unsicherheit, die durch die noch nicht bestätigten theoretischen Vorhersagen für  $\kappa$  eingeführt wird, ist im Vergleich zu den weiteren Fehlerquellen sehr klein, da  $\kappa$  in dieser Analyse ein Korrekturfaktor von maximal 6% ist.

## 7.2 Rekonstruktionsmethoden

Der nächste Schritt für die Bestimmung von  $F_2$  ist die Messung von  $x$  und  $Q^2$ . Diese Variablen können mit sehr unterschiedlichen Methoden berechnet werden. Die gebräuchlichsten sind die Elektronenmethode und die Doppelwinkelmethode. Bei letzterer gehen als Meßgrößen der Winkel des gestreuten Elektrons  $\theta$  und der Winkel des hadronischen Systems  $\gamma$  ein. Es wird nur der Polarwinkel, d.h. der Winkel zwischen der  $z$ -Achse und dem Impuls des Teilchens im Laborsystem betrachtet. Da bei HERA die positive Richtung der  $z$ -Achse durch die Bewegungsrichtung der Protonen bestimmt wird, bekommt ein Elektron, das nicht gestreut wird, den Winkel  $180^\circ$  zugewiesen. Dementsprechend beträgt der Winkel des Elektrons bei Rückwärtstreuung  $0^\circ$ . Zur Berechnung von  $\gamma$  werden die Impulse aller im Detektor gemessener Teilchen abzüglich des gestreuten Elektrons addiert. Den resultierenden Impuls ordnet man einem Pseudoteilchen zu, das unter dem Winkel  $\gamma$  gestreut wurde. Es gilt:

$$\cos \gamma = \frac{(\sum_k p_x)^2 + (\sum_k p_y)^2 - (\sum_k (E - p_z))^2}{(\sum_k p_x)^2 + (\sum_k p_y)^2 + (\sum_k (E - p_z))^2} \quad (7.9)$$

Die Formeln für die Doppelwinkelmethode <sup>1</sup> sind durch [Ben92]

$$Q_{DA}^2 = 4E_e^2 \frac{\sin \gamma (1 + \cos \theta)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (7.10)$$

$$x_{DA} = \frac{E_e \sin \gamma + \sin \theta + \sin(\theta + \gamma)}{E_p \sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (7.11)$$

$$y_{DA} = \frac{\sin \theta (1 - \cos \gamma)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (7.12)$$

gegeben, wobei

$E_e$ : die Energie des einlaufenden Elektrons und  
 $E_p$ : Energie des einlaufenden Protons

sind.

Bei der Elektronenmethode wird das hadronische System nicht betrachtet, sondern  $x$  und  $Q^2$  werden direkt aus dem Winkel und der Energie  $E_e'$  des gestreuten Elektrons bestimmt [Ben92].

$$Q_{EL}^2 = 2E_e E_e' (1 + \cos \theta) \quad (7.13)$$

$$x_{EL} = \frac{E_e E_e' (1 + \cos \theta)}{E_p (2E_e - E_e' (1 - \cos \theta))} \quad (7.14)$$

$$y_{EL} = 1 - \frac{E_e'}{2E_e} (1 - \cos \theta) \quad (7.15)$$

Steht ausschließlich die Information des hadronischen Systems zur Verfügung, so wird die Methode von Jacquet und Blondel benutzt. Die Summen laufen dabei stets über alle hadronischen Endzustände [Ben92].

$$y_{JB} = \frac{\sum_h (E - p_z)}{2E_e} \quad (7.16)$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_h p_x)^2 + (\sum_h p_y)^2}{1 - y_{JB}} \quad (7.17)$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{s \cdot y_{JB}} \quad (7.18)$$

In der folgenden Analyse wird die Doppelwinkelmethode für die Rekonstruktion benutzt.

<sup>1</sup>Double Angle

### 7.3 Selektion der Ereignisse

Um aus der großen Menge der mit ZEUS aufgenommenen Ereignisse die zu einem bestimmten physikalischen Prozeß gehörenden auszuwählen, muß eine Kette von Auswahlkriterien angewandt werden. Die Auswahl der Ereignisse wird in zwei Schritten vorgenommen, einer Vorselektion und einer endgültigen Auswahl. Die Vorselektion ist unterschiedlich für die Daten und das MC, da die im MC generierten Ereignisse nur solche enthalten, die zu dem entsprechenden physikalischen Prozeß gehören. Es braucht daher für das MC nur eine stark vereinfachte Vorselektion durchgeführt werden.

#### 7.3.1 Vorselektion

Die Vorselektion ist notwendig, um aus der großen Anzahl von  $4,2 \cdot 10^6$  Ereignissen, die im Jahr 1992 genommen wurden, eine kleine Menge auszuwählen, die stark mit DIS-Ereignissen angereichert ist. Eine ausführliche Beschreibung der Vorselektion wird in [Abr93] und [ZEUS93a] gegeben. Ich gehe daher hier nur auf die wichtigsten Punkte ein. Alle Ereignisse müssen die folgenden Bedingungen erfüllen, um ausgewählt zu werden.

- Funktionsfähigkeit der wichtigsten Detektorkomponenten, insbesondere des Magnetfeldes und der zentralen Spurkammer.
- Luminositätsmessung wurde durchgeführt.
- kein eindeutig identifizierter kosmischer Schauer.
- kein Myon aus der Wechselwirkung des Protonstrahls mit dem Restgas. Diese Myonen bewegen sich parallel zum Protonstrahl und kommen auch zeitgleich mit diesem im Detektor an.
- Das Ereignis muß während eines bestimmten Zeitfensters stattfinden. Dadurch werden Ereignisse unterdrückt, bei denen der Protonstrahl unmittelbar vor dem Detektor eine Reaktion mit dem Restgas verursacht hat.
- keine Überschläge in den Photomultipliern des Kalorimeters.

Obige Punkte beziehen sich bisher nur auf die Funktionalität des Detektors sowie der Unterdrückung von Untergrundeignissen wie Restgaswechselwirkungen, Strahlmyonen und kosmische Teilchen. Um zusätzlich Ereignisse aus dem Prozeß der Photoproduktion zu unterdrücken, wurde ein weiterer Schnitt eingeführt. Für DIS-Ereignisse, die vollständig im Detektor enthalten sind, gilt:

$$\sum_{\text{CAL-Zellen}} (E - p_z) = 2E_e .$$

Es wird daher eine Variable  $\delta$  mit

$$\delta = \sum_{\text{CAL-Zellen}} (E - p_z)$$

eingeführt. Die Summe beinhaltet die Energieeinträge in allen Kalorimeterzellen. Für Ereignisse aus der Photoproduktion liegt  $\delta$  bei kleineren Werten als  $2E_e$  und bei Stößen mit dem Restgas ist  $\delta$  sogar ungefähr gleich null. Es muß daher des weiteren die folgende Bedingung erfüllt sein.

- $\delta' = \delta + 2 \cdot E_\gamma > 25 \text{ GeV}$

Dabei ist  $E_\gamma$  die mit dem Photonkalorimeter des Luminositätsdetektors gemessene Energie, also die Energie eines Bremsstrahlungsphotons aus dem Anfangszustand.

Die Kombination aller obigen Schnitte reduziert die Anzahl der Ereignisse auf 19.850. Die dazugehörige integrierte Luminosität beträgt  $24,7 \text{ nb}^{-1}$ .

Im MC ist die Abfrage nach einem vollständig funktionierenden Detektor überflüssig, da nur ein solcher in der Simulation benutzt wird. Auch ist die Anzahl von Ereignissen, die wie Untergrundeignisse erscheinen, sehr gering, da die bisherigen Schnitte locker gewählt wurden, um keine DIS-Ereignisse zu verwerfen. Es gibt aber dennoch im MC eine geringe Anzahl von Ereignissen, die wie Untergrund aussehen. Das wichtigste Kriterium an die MC-Ereignisse ist, daß sie alle Triggerstufen, die in der Datenausleseketten vorkommen, ebenfalls durchlaufen. Nur dann wird eine gute Übereinstimmung zwischen dem MC und den Daten erreicht. Es standen insgesamt 50.000 Ereignisse im MC zur Verfügung, die an die zweite Stufe der Selektion weitergegeben wurden. Die integrierte Luminosität, die notwendig war, um diese Ereignisse zu generieren, betrug  $235 \text{ nb}^{-1}$ .

### 7.3.2 Endgültige Selektion

Die Menge der vorselektierten Ereignisse enthält immer noch eine große Anzahl von Untergrundeignissen und solchen Ereignissen, bei denen  $x$  und  $Q^2$  nur unzureichend rekonstruiert werden können. Es werden daher folgende Schnitte angewandt:

1.  $35 \text{ GeV} < \delta < 60 \text{ GeV}$

Der Schnitt auf die Variable  $\delta$  wird verschärft. Dadurch wird ein großer Teil des verbliebenen Untergrundes aus der Photoproduktion, aber auch ein kleiner Anteil der DIS-Ereignisse entfernt.

2.  $E'_e > 6 \text{ GeV}$

Mit dem in Kapitel 6 beschriebenen Algorithmus muß ein Objekt als Elektron identifiziert werden. Durch die Forderung der Minimalenergie von  $6 \text{ GeV}$  wird ein großer Teil des noch verbliebenen Photoproduktionsuntergrundes entfernt.

3.  $x > 13 \text{ cm}$  oder  $|y| > 15 \text{ cm}$

Durch diesen Schnitt wird ein Bereich um das Strahlrohr ausgeschlossen. Da ein Bereich von  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  um das Strahlrohr nicht durch das RCAL abgedeckt wird, kann in diesem Bereich keine zuverlässige Energie- und Positionsmessung vorgenommen werden. Durch die Forderung, daß die Position in  $x$  größer als  $13 \text{ cm}$  ist, wird sichergestellt, daß das Maximum des Schauers mehr als  $4 \text{ cm}$  und somit mehr als der Molière Radius vom Rand der Strahlöffnung entfernt ist<sup>2</sup>. Somit ist eine zuverlässige Energie- und Positionsmessung möglich. Dieser Schnitt wird bei kleineren Entfernungen vom Strahlrohr als bei den auf den Kalorimeterinformationen basierenden Algorithmen durchgeführt. Durch diese Verschiebung wird die Anzahl der Ereignisse weniger stark vermindert als bei dem Schnitt bei  $16 \text{ cm}$ , der in der in [ZEUS93b] beschriebenen Analyse verwandt wurde.

<sup>2</sup>Das RCAL ist nicht um den Strahl zentriert, sondern es befindet sich einen Zentimeter nach Süden verschoben. Da der Strahl als Nullpunkt der Positionsmessung gilt, befindet er sich  $9 \text{ cm}$  von der nördlichen Seite und  $11 \text{ cm}$  von der südlichen entfernt.

4.  $y_{JB} > 0,04$

$y_{JB}$  ist der mit der Jacquet-Blondel-Methode bestimmte Wert von  $y$ .

Dieser Schnitt ist notwendig, da die Doppelwinkelmethode, die ebenfalls die hadronischen Endzustände mit einbezieht, zur Rekonstruktion benutzt wird. Für Ereignisse, bei denen  $y < 0,01$  ist, ist die Rekonstruktion von  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$  mit der Doppelwinkelmethode recht schlecht. Mit der Jacquet-Blondel-Methode wird für diese Ereignisse ein Wert von  $y$  rekonstruiert, der meistens kleiner als  $0,02$  ist, während bei der Doppelwinkelmethode eher viel größere Werte von  $y$  bestimmt werden. Ein Schnitt bei  $y_{JB} = 0,04$  stellt somit sicher, daß nur Ereignisse benutzt werden, die eine gute Rekonstruktion der kinematischen Größen aufweisen.

Die Qualität der Rekonstruktion der durch obige Schnitte selektierten Ereignisse wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

## 7.4 Überprüfung der Rekonstruktion

Die mit dem Experiment gemessene Verteilung von  $x$  und  $Q^2$  stimmt nur ungefähr mit der wahren Verteilung von  $x$  und  $Q^2$  überein. Unter der wahren Verteilung versteht man die bei dem Prozeß der tiefunelastischen Streuung vorliegenden Werte von  $x$  und  $Q^2$ . Die aus den Detektorinformationen rekonstruierten Werte können je nach Rekonstruktionsmethode und nach Anbringen der Strahlungskorrekturen mehr oder weniger stark von den wahren Werten abweichen.

Dieses macht sich besonders bei der Bestimmung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts bemerkbar, da hier, bei festgelegten Intervallgrenzen, eine Migration von Ereignissen in benachbarte Intervalle stattfindet. Falls hierauf nicht korrigiert wird, führt dieses zu zusätzlichen Fehlern in der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts und somit auch bei der Bestimmung von  $F_2(x, Q^2)$ .

Es wird deshalb für die Überprüfung der Rekonstruktionsmethode und der Migration der Ereignisse eine Simulation der physikalischen Prozesse und des Detektors vorgenommen. Diese Simulation, im folgenden Monte Carlo-Simulation genannt, wird folgendermaßen durchgeführt:

Zuerst wird für die Simulation der tiefunelastischen Streuung eine bestimmte Parametrisierung der Quark- und Antiquarkdichten sowie der Gluondichte benutzt. Mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators wird für jedes einzelne Ereignis auf der Ebene des Quark-Parton-Modells die Verteilung des Impulses der einzelnen Quarks, Antiquarks und Gluonen festgelegt. Diese Monte Carlo-Programme sind so konstruiert, daß bei einer genügend großen Anzahl von einzelnen Ereignissen die ursprünglich benutzte Parametrisierung und der QCD-Wirkungsquerschnitt reproduziert werden. Die Simulation der Ereignisse wird mit den Programmen HERACLES4.1 [Kwi92], ARIADNE3.1 [Lon92] und JETSET [Sjo87] durchgeführt. Die Auswahl der Variablen  $x$  und  $Q^2$  wird nach der Verteilung in der vorgegebenen Strukturfunktion durchgeführt. Die in dieser Analyse benutzten MC-Ereignisse wurden mit der Strukturfunktion MTB1 [Mor91] generiert. Es besteht die Möglichkeit, nach der Generierung auch eine andere Strukturfunktion darzustellen, da die Werte von  $x$  und  $Q^2$  für jedes Ereignis gespeichert werden. Dazu wird jedem Ereignis ein Gewichtungsfaktor zugewiesen, der durch das Verhältnis der beiden Strukturfunktionen an dem bei diesem  $x$  und  $Q^2$  vorliegenden Wert bestimmt wird. Auf diese Art wurde ein Datensatz für die Strukturfunktion MRSD-1 [Mar93] erstellt. Für die folgenden Analysen werden beide Datensätze benutzt.

Neben der Verteilung der kinematischen Variablen werden auch Bremsstrahlungskorrekturen bis zur ersten Ordnung berücksichtigt. An den Stoß anschließend wird die Hadronisierung der Partonen simuliert und die Trajektorie jedes einzelnen Teilchens im Detektor berechnet. Für die Hadronisierung wird das Farb-Dipol-Modell in Verbindung mit der 'string fragmentation' benutzt. Weiterhin wird der Zerfall instabiler Teilchen simuliert, und es folgt die weitere Fortführung der so entstehenden sekundären Teilchen. Eine möglichst genaue Beschreibung der geometrischen Anordnung des Detektors mit den verschiedenen benutzten Materialien wird mit den Trajektorien überlagert. Die Beschreibung des Detektors ist in dem Programm MOZART9.2 [Har88] enthalten. Für die Generierung der Ereignisse wurde darauf geachtet, daß die Funktionsweise des Detektors genau so beschrieben wurde, wie sie zur Zeit der Datennahme vorlag. Die Überlagerung der Trajektorien mit dem Detektor führt zu einer Änderung derselben aufgrund der Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie des Detektors, zur Erzeugung neuer Teilchen, z.B. durch Emission eines Bremsstrahlungspotons sowie zu einer Beschreibung der Detektorsignale. Auf diese Art erhält man eine sehr realistische Simulation eines einzelnen Ereignisses und der entsprechenden Antwortsignale des Detektors für dieses Ereignis. Diese so generierten Signale durchlaufen dieselbe Kette von Triggerstufen und Rekonstruktionsprogrammen wie die im realen Experiment erzeugten Signale. Dadurch wird auch der Einfluß des benutzten Triggers sowie der von Schnitten in der Rekonstruktion, z.B. zur Unterdrückung von Rauschen, simuliert. Die Beschreibung des Triggers ist in dem Programm ZGANA3.04/07 [Uij94] enthalten.

Mit Hilfe dieser Monte Carlo-Programme erhält man eine Korrelation zwischen den wahren Werten von  $x$  und  $Q^2$  und den gemessenen. Falls die gewählte Parametrisierung der Partondichten und somit  $F_2$  und die Simulation des Monte Carlo-Programms korrekt sind, entspricht die gemessene Verteilung im MC genau der Verteilung in den Daten. Es ist dann nur eine Abweichung im Rahmen der statistischen Schwankungen möglich.

Abweichungen zwischen den rekonstruierten und den wirklichen Werten der kinematischen Variablen können auch durch Strahlungskorrekturen verursacht werden. In erster Ordnung existieren drei Prozesse, Bremsstrahlung im Anfangs- und Endzustand und Vertexkorrekturen. In erster Ordnung trägt zu jeder dieser Prozesse nur ein Photon bei. Bei Bremsstrahlung im Eingangszustand wird das Photon in Richtung des einlaufenden Elektrons abgestrahlt. Durch die Abstrahlung vor dem Stoß hat das Elektron bei der Wechselwirkung mit dem Proton eine kleinere Energie als bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen angenommen wird. Daher ergeben sich falsche Werte für die kinematischen Variablen, wenn die Energie des Photons nicht gemessen werden kann und bei der Rekonstruktion nicht berücksichtigt wird. Das Photon wird den Detektor durch das Strahlrohr verlassen und kann nur mit dem Photonkalorimeter des Luminositätsdetektors nachgewiesen werden. Da die Effizienzen für die Messung der Energie solch eines Photons im MC und in den Daten unterschiedlich sind, wird die Energie des Photons in dieser Analyse nicht berücksichtigt.

Bei der Bremsstrahlung im Endzustand bekommt das Photon einen Impuls, der ungefähr parallel zu dem des gestreuten Elektrons ist. In den meisten Fällen ist der Winkel zwischen den beiden Teilchen so klein, daß sie im Kalorimeter nicht voneinander getrennt werden können. In diesem Fall wird kein Fehler in der Rekonstruktion gemacht, da dem Elektron die gesamte Energie zugewiesen wird. Es kann aber auch vorkommen, daß der Winkel so groß ist, daß dem Elektron eine zu kleine Energie zugewiesen wird. Dann ergeben sich wie bei der Bremsstrahlung im Anfangszustand falsch rekonstruierte Werte für die kinematischen Variablen, wenn die Energie des gestreuten Elektrons zur Rekonstruktion benutzt wird. Betrachtet man hingegen nur die hadronischen Endzustände, dann wird das Photon zu diesen mit hinzugenommen. Daraus resultiert ein wesentlich kleinerer Fehler als

bei der Elektronenmethode.

Bei dem dritten Fall, der Vertexkorrektur, besteht keine Möglichkeit, das Photon zu detektieren. Die Energie des Elektrons bei der Wechselwirkung ist kleiner als die Strahlenergie, so daß bei der Rekonstruktion eine falsche Energie angenommen wird.

Die Größe der durch die Strahlungskorrekturen auftretenden Abweichungen der rekonstruierten Variablen von den gemessenen hängt von der gewählten Rekonstruktionsmethode ab. In der oben beschriebenen MC-Simulation werden Strahlungskorrekturen erster Ordnung berücksichtigt. Stellt man einen Vergleich der Rekonstruktion in den Daten mit der Rekonstruktion im MC an, können Einflüsse der Strahlungskorrekturen daher vernachlässigt werden.

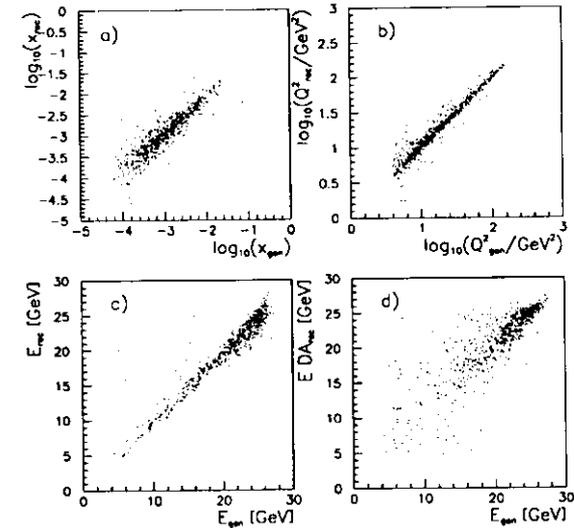


Abbildung 7.1: Korrelation der rekonstruierten und der generierten Variablen. Die Abbildungen a) und b) zeigen die mit der Doppelwinkelmethode rekonstruierten Werte von  $x$  und  $Q^2$ . In Abbildung c) ist die mit dem Kalorimeter gemessene Energie des gestreuten Elektrons dargestellt, während in Abbildung d) die mit der Doppelwinkelmethode rekonstruierte Energie gezeigt wird.

Zunächst wurde die MC-Simulation für die Überprüfung der Rekonstruktionsmethode benutzt. In Abbildung 7.1 sieht man die Korrelation zwischen den generierten und den im MC gemessenen Werten von  $x$ ,  $Q^2$  und der Energie  $E$  des gestreuten Elektrons.

Dabei zeigt die untere linke Graphik die mit dem Kalorimeter gemessene Energie im Vergleich zu der generierten. Die untere rechte Abbildung zeigt die mit der Doppelwinkelmethode rekonstruierte Energie des Elektrons. Abbildung 7.3 zeigt eine Projektion dieser Energien in den unteren beiden Teilabbildungen. Man sieht deutlich, daß die mit dem Kalorimeter gemessene Energie in den Daten zu kleineren Werten als im MC hin verschoben ist. Dieses kann durch den Energieverlust der Elek-

tronen in der Materie vor dem Kalorimeter erklärt werden und ist noch nicht vollständig verstanden. Demgegenüber weist die mit der Doppelwinkelmethode bestimmte Energie eine viel geringere Verschiebung des kinematischen Peaks von der Strahlenergie auf, die mit dem MC übereinstimmt. Deshalb wurde sie zur Bestimmung der kinematischen Variablen benutzt.

Die Doppelwinkelmethode ist von einem Skalenfehler der Energiemessung nur schwach abhängig, da die Verhältnisse von gemessenen Impulsen benutzt werden.

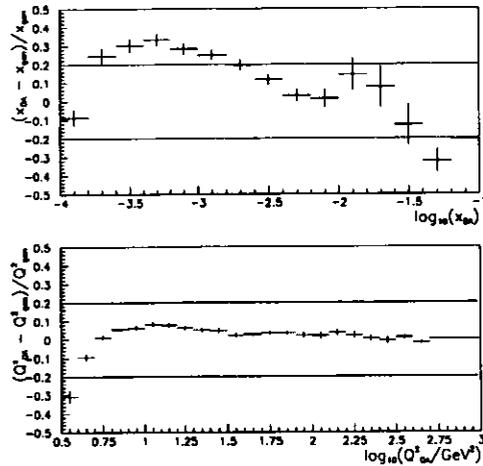


Abbildung 7.2: Abweichung der rekonstruierten Variablen von den generierten.

Die Überprüfung der Rekonstruktion ist nur von der Detektorsimulation abhängig und nicht von der gewählten Parametrisierung der Strukturfunktion, da es hierbei nicht auf die Verteilung der Werte von  $x$ ,  $Q^2$  und  $E$  ankommt. Es muß aber darauf geachtet werden, daß der gesamte zugängliche Bereich der drei Meßgrößen erfaßt wird. In Abbildung 7.2 wird die Qualität der Rekonstruktion gezeigt. Es ist die relative Abweichung des rekonstruierten Wertes vom generierten über den Bereich der rekonstruierten Werte angegeben. Für die Ordinate wurde der rekonstruierte Wert gewählt, um einen direkten Vergleich mit den im Experiment bestimmten Werten zu haben. Die durchgezogenen Linien zeigen eine Abweichung von 20% an. Die Werte von  $Q^2$  liegen im gesamten zugänglichen Bereich innerhalb dieser Grenzen. Für  $x$  ergeben sich im Bereich von  $2 \cdot 10^{-4}$  bis  $1 \cdot 10^{-3}$  Abweichungen von mehr als 20%. Die maximale Abweichung beträgt 34% im Bereich von  $1,5 \cdot 10^{-3}$  für  $x$ . Die Fehler der Abweichung in den rekonstruierten Variablen zeigen die Breite der Intervalle an, über die gemittelt wurde, während der Fehler der Abszisse den statistischen Fehler in diesem Intervall darstellt. Die großen Abweichungen in  $x$  kommen durch die Benutzung der Doppelwinkelmethode zustande. Hadronen, die durch die Strahlrohröffnung im RCAL den Detektor verlassen, haben einen großen Wert von  $E - P_z$ . Für sie gilt  $E - P_z \approx 2E$ . Da diese Teilchen nicht beobachtet werden

können, geht dieser Beitrag bei der  $(E - P_z)$ -Messung verloren. Um die Migrationseffekte klein zu halten, wurden die Intervallgrößen in  $x$  so groß gewählt, daß der Fehler einer Einzelmessung noch innerhalb des Intervalls liegt.

In Abbildung 7.3 ist die Verteilung in  $x$ ,  $Q^2$  und  $E$  sowohl für die im Monte Carlo gemessenen Werte als auch für die mit ZEUS gemessenen Werte dargestellt. Dabei wurde für die Darstellung von  $F_2$  die MRSD-' Parametrisierung gewählt. Wie man sieht, liegt eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und dem Monte Carlo vor.

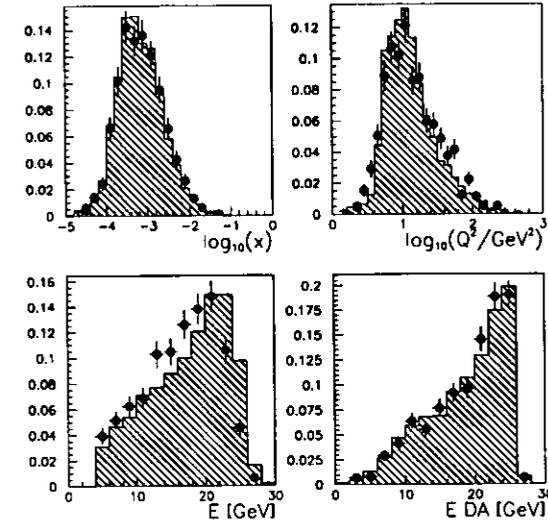


Abbildung 7.3: Vergleich der Daten (Punkte) mit den im MC rekonstruierten Verteilungen (schraffierte Fläche) für  $x$ ,  $Q^2$  und die Energie  $E$  des gestreuten Elektrons. Beide Verteilungen wurden jeweils auf die gleiche Zahl von Einträgen normiert. Die untere linke Abbildung zeigt die mit dem Kalorimeter gemessene Energie, während die rechte die mit der Doppelwinkelmethode rekonstruierte zeigt.

Da die Migration der Ereignisse allein durch die Detektorsimulation und die gewählte Rekonstruktionsmethode bestimmt ist, ist es ebenso möglich, eine andere Strukturfunktion für die Bestimmung der Migrationseffekte zu benutzen. In dieser Analyse wurde neben der MRSD-' Parametrisierung die MTB1 Parametrisierung benutzt. Die Migrationseffekte beider Strukturfunktionen stimmen im Rahmen der statistischen Fehler überein.

Mit einer näherungsweise Parametrisierung der Strukturfunktion  $F_2$  kann damit begonnen werden, die wirklichen Werte von  $F_2$  zu bestimmen. Dazu wird zunächst die  $x$ - $Q^2$ -Ebene in Intervalle unterteilt, so daß in jedem Intervall eine genügend große Anzahl von Ereignissen bei den Daten vorliegt. Die für diese Analyse benutzte Einteilung ist aus Abbildung 7.4 zu ersehen. Die obere durchgezogene Linie zeigt den Wert für  $y = 1$  auf und bildet damit die kinematische Grenze. Elektronen mit

einem  $Q^2$  von mehr als 222 GeV<sup>2</sup> werden nicht mehr in das RCAL gestreut, so daß für größere  $Q^2$ -Werte keine Ereignisse im RHES gefunden werden konnten. Ereignisse mit einem  $Q^2$  von weniger als 6 GeV<sup>2</sup> zeigen eine große Unsicherheit in der Rekonstruktion von  $x$  und  $Q^2$  und wurden deshalb nicht für diese Analyse benutzt. Die Anzahl der gefundenen Ereignisse pro Intervall ist in Abbildung 7.4 zu finden. Sie liegt typischerweise zwischen 10 und 100. Im Monte Carlo wird die Anzahl der Ereignisse für jedes Intervall sowohl für die generierten Ereignisse  $N(jx, jQ^2)$  als auch für die gemessenen Ereignisse  $M(ix, iQ^2)$  bestimmt. Dabei laufen  $jx$  und  $jQ^2$  über alle physikalisch möglichen Intervalle, während  $ix$  und  $iQ^2$  nur über die auch im Experiment zugänglichen Intervalle laufen.

Um eine statistisch signifikante und numerisch stabile Korrektur zu erhalten, muß man fordern, daß die in einem bestimmten Intervall gefundenen Ereignisse zum größten Teil auch in diesem Intervall generiert worden sind. Es werden deshalb zwei Größen eingeführt. Die eine ist die Verbleiberate  $V$  von Ereignissen in einem Intervall und die andere das Verhältnis  $K$  der in einem Intervall generierten Ereignisse zu den in dem Intervall gemessenen. Ein Intervall, in dem  $K$  Werte zwischen 0,30 und 1,70 annimmt und  $V$  größer als 0,15 ist, wird im folgenden als gutes Intervall bezeichnet. Es sind:

- $N(jx, jQ^2)$ : Anzahl der in einem Intervall generierten Ereignisse
- $M_{in}(jx, jQ^2)$ : Anzahl der in einem Intervall generierten und in demselben Intervall gemessenen Ereignisse
- $M_{aus}(jx, jQ^2)$ : Anzahl der in einem Intervall gemessenen und in einem anderen Intervall generierten Ereignisse
- $M(jx, jQ^2) = M_{in}(jx, jQ^2) + M_{aus}(jx, jQ^2)$ : Anzahl der in einem Intervall gemessenen Ereignisse
- $V(jx, jQ^2)$ : Verbleiberate
- $K(jx, jQ^2)$ : Korrekturfaktor

Dabei gilt:

$$V(jx, jQ^2) = \frac{M_{in}(jx, jQ^2)}{M(jx, jQ^2)}$$

$$K(jx, jQ^2) = \frac{M(jx, jQ^2)}{N(jx, jQ^2)}$$

Die Werte für  $V$  und  $K$  in den verwandten Intervallen sind in Abbildung 7.5 dargestellt. Bei einer idealen Rekonstruktion von  $x$  und  $Q^2$  wären  $V$  und  $K$  für alle Intervalle gleich 1. Da bei der Rekonstruktion jedoch Migrationseffekte auftreten und durch die Untergrundunterdrückung auch echte Streueignisse herausgeschnitten werden, wird  $V$  immer unterhalb von 1 liegen. In den ausgewählten Intervallen liegt  $V$  im Bereich von 50%. Dieses ist ein hinreichend großer Wert von  $V$ .  $K$  hingegen beinhaltet neben der Migration aus dem Intervall heraus auch den Effekt der Migration von Ereignissen in das Intervall hinein.  $K$  kann deshalb sowohl größer als auch kleiner als 1 sein. Die Abweichung von 1 beträgt für die ausgewählten Intervalle typischerweise 20%. Für die Intervalle, die nicht für diese Analyse herangezogen wurden, liegen die Werte von  $V$  und  $K$  weiter von 1 entfernt. Diese Intervalle weisen eine schlechtere Rekonstruktion der kinematischen Variablen auf, da für kleinere Werte von  $Q^2$  die Migrationseffekte viel größer werden. Außerdem wird der Bereich größerer  $x$  durch den Schnitt in  $y_{JB}$  unzugänglich.

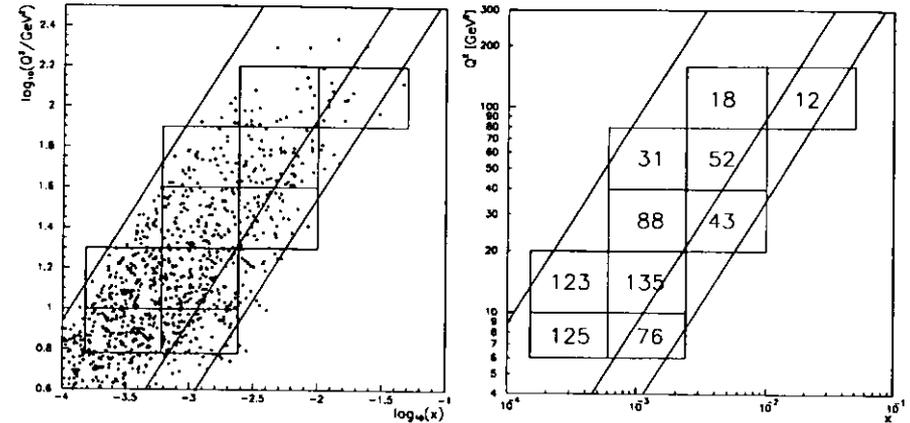


Abbildung 7.4: Verteilung der Ereignisse in der  $x$ - $Q^2$ -Ebene und Anzahl der gemessenen Ereignisse pro Intervall. Die diagonalen Linien sind Geraden mit konstanten Werten von  $y$ . Die linke Gerade hat den Wert von  $y = 1$  und bildet das kinematische Limit. Die mittlere Gerade hat den Wert  $y = 0,1$  und die rechte Gerade stellt mit  $y = 0,04$  den Schnitt in  $y$  dar.

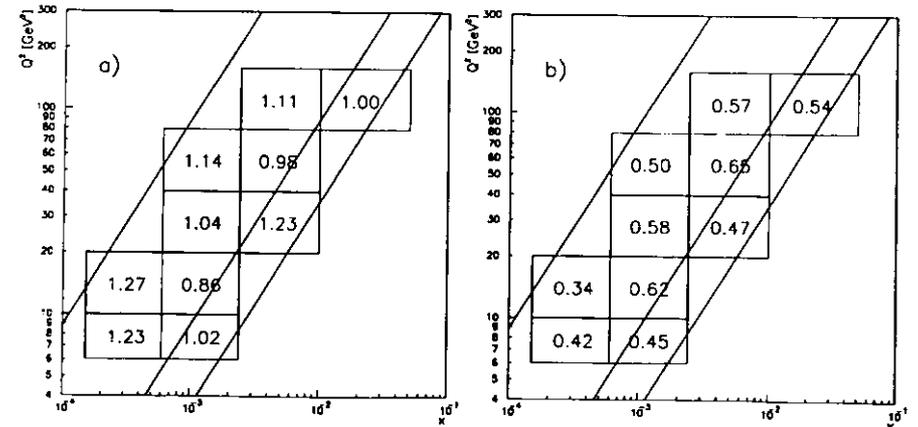


Abbildung 7.5: a) Korrekturfaktoren  $K$  und b) Verbleiberate  $V$

## 7.5 Entfaltung

Mit Hilfe der MC-Generation läßt sich eine Transferfunktion  $T(ix, iQ^2, jx, jQ^2)$  aufstellen, die die Migration der Ereignisse beschreibt, so daß die folgende Identität gilt:

$$M(ix, iQ^2) = \sum_{jx, jQ^2} T(ix, iQ^2, jx, jQ^2) \cdot N(jx, jQ^2) \quad (7.19)$$

Dabei beschreibt  $T$  die Wahrscheinlichkeit, daß ein im Intervall  $(jx, jQ^2)$  generiertes Ereignis im Intervall  $(ix, iQ^2)$  gemessen wird. Ziel ist es nun, mit Hilfe dieser Transferfunktion aus der gemessenen Verteilung der Daten  $D(ix, iQ^2)$ , die wirkliche Verteilung der Daten  $W(jx, jQ^2)$  zu bestimmen. Es gilt ebenso für die Daten:

$$D(ix, iQ^2) = \sum_{jx, jQ^2} T(ix, iQ^2, jx, jQ^2) \cdot W(jx, jQ^2) \quad (7.20)$$

Es gibt verschiedene Möglichkeiten,  $W(jx, jQ^2)$  zu bestimmen. In dieser Arbeit werden zwei Methoden vorgestellt. In der einen wird eine Inversion der Matrix  $T$  durchgeführt. Diese wird im nächsten Abschnitt besprochen werden. Die andere Methode ist eine Entfaltung und wird im folgenden beschrieben.

Die Entfaltung basiert auf einem Vergleich von  $D$  und  $M$ . Zunächst wird die im MC generierte Anzahl von Ereignissen in den guten Intervallen mit dem Verhältnis der im MC und in den Daten gemessenen Ereignisse normiert. Dieses ergibt eine neue Verteilung von  $N$ .<sup>3</sup>

$$N_{i+1}(ix, iQ^2) = \frac{D(ix, iQ^2)}{M_i(ix, iQ^2)} N_i(ix, iQ^2) \quad (7.21)$$

Die übrigen Intervalle werden mit einem aus den guten Intervallen ermittelten Mittelwert  $\alpha$  skaliert.

$$\alpha = \frac{\sum_n D(ix, iQ^2)}{\sum_n M(ix, iQ^2)} \quad (7.22)$$

$\Omega$  zeigt an, daß nur über die für die endgültige Analyse benutzten Intervalle summiert wird. Es gilt also für  $(ix, iQ^2) \notin \Omega$ :

$$N_{i+1}(ix, iQ^2) = \alpha \cdot N_i(ix, iQ^2) \quad (7.23)$$

Anschließend wird die so normierte neue Verteilung  $N_{i+1}$  in Gleichung 7.19 eingesetzt. Daraus ergibt sich eine neue Verteilung für  $M$ . Die auf diese Art gewonnene Verteilung für  $M$  kann benutzt werden, um wiederum eine neue Vorhersage für  $N$  mit Hilfe der Gleichungen 7.21 und 7.23 zu erstellen. Wenn dieses Verfahren fortwährend wiederholt wird, nähern sich die Verteilungen von  $M$  und  $D$  immer

<sup>3</sup>In dieser und in den folgenden Formeln wird keine Unterscheidung zwischen der generierten Ebene und der gemessenen durchgeführt. Es gilt:  $(ix, iQ^2) = (jx, jQ^2)$ . Eine Unterscheidung zwischen den beiden Ebenen ist nur dann notwendig, wenn die Transferfunktion  $T$  benutzt wird. Nur in diesem Fall findet eine Verknüpfung der beiden Ebenen statt.

weiter aneinander an. Diese Annäherung geschieht um so schneller, je ähnlicher  $M$  und  $D$  sich vor der Iteration sind. Nach jeder Iteration wird die Größe  $\chi^2$  mit der Formel

$$\chi^2 = \sum \left[ \frac{D(ix, iQ^2) - M(ix, iQ^2)}{F(ix, iQ^2)} \right]^2 / N_{\text{Intervalle}} \quad (7.24)$$

bestimmt. Dabei ist  $N_{\text{Intervalle}}$  die Anzahl der guten Intervalle, also 10 in dieser Analyse, und  $F(ix, iQ^2)$  der absolute Fehler. Schon nach der zweiten Iteration ist die Änderung in  $\chi^2$  so gering, daß die Iteration abgebrochen werden kann. Eine größere Genauigkeit ist dann aufgrund der großen statistischen Fehler in den Daten nicht mehr zu erreichen. Die nach der zweiten Iteration erhaltene Verteilung von  $N(jx, jQ^2)$ , d.h.  $N_2(jx, jQ^2)$ , wenn man die Ausgangsverteilung mit  $N_0(jx, jQ^2)$  bezeichnet, wird gleich der wirklichen Verteilung der Daten  $W(jx, jQ^2)$  gesetzt, da  $D(jx, jQ^2)$  und  $M(jx, jQ^2)$  sehr gut übereinstimmen und  $T$  in den Gleichungen 7.19 und 7.20 dieselbe Funktion ist. Also gilt:

$$W(jx, jQ^2) = N_2(jx, jQ^2) \quad (7.25)$$

Mit Hilfe von  $W(jx, jQ^2)$  und  $N_0(jx, jQ^2)$  läßt sich die Strukturfunktion  $F_2(jx, jQ^2)$  bestimmen. Wir betrachten zunächst nur  $\tilde{F}_2$ , da nur diese direkt mit dem Wirkungsquerschnitt verknüpft ist. Wählt man zwei verschiedene Parametrisierungen  $\tilde{F}_2^1$  und  $\tilde{F}_2^2$ , so gilt nach Gleichung 7.3:

$$\frac{\tilde{F}_2^1}{\tilde{F}_2^2} = \frac{d^2\sigma_1}{dx dQ^2} / \frac{d^2\sigma_2}{dx dQ^2} \quad (7.26)$$

Der Wirkungsquerschnitt ist mit der Verteilung der Daten  $W$  bzw.  $N$  über

$$\int_{jx} \int_{jQ^2} \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} dx dQ^2 = \frac{W(jx, jQ^2)}{\mathcal{L}} \quad (7.27)$$

verknüpft. Die Integration wird innerhalb des Intervalls  $(jx, jQ^2)$  durchgeführt.  $\mathcal{L}$  bezeichnet die integrierte Luminosität, bei der die Anzahl  $W(jx, jQ^2)$  gemessen wurde. Diese Formel gilt ebenso für Daten wie für MC. Folglich läßt sich Gleichung 7.26 nach  $\tilde{F}_2^1$  auflösen, und es ergibt sich mit  $\tilde{F}_2^1 = \tilde{F}_2^{\text{Daten}}$  und  $\tilde{F}_2^2 = \tilde{F}_2^{\text{MC}}$

$$\tilde{F}_2^{\text{Daten}}(jx, jQ^2) = \frac{W(jx, jQ^2)/\mathcal{L}^{\text{Daten}}}{N_0(jx, jQ^2)/\mathcal{L}^{\text{MC}}} \tilde{F}_2^{\text{MC}}(jx, jQ^2) \quad (7.28)$$

$\tilde{F}_2(jx, jQ^2)$  ist der Mittelwert von  $\tilde{F}_2$  in dem Intervall  $(jx, jQ^2)$ . Dabei wurde für  $x$  der logarithmisch gewichtete Mittelwert und für  $Q^2$  der lineare Mittelwert des Intervalls genommen und nicht der Mittelwert aus allen einzelnen Einträgen. Diese Methode hat den Vorteil, daß sie mit anderen Messungen besser vergleichbar ist. Da  $F_2$  in  $x$  ein logarithmisches Verhalten zeigt, ergibt sich bei den beiden Methoden kein großer Unterschied im Mittelwert.

Aus  $\tilde{F}_2(jx, jQ^2)$  läßt sich mit Hilfe der Formel

$$F_2(jx, jQ^2) = \kappa(jx, jQ^2) \cdot \bar{F}_2(jx, jQ^2) \quad (7.29)$$

$F_2(jx, jQ^2)$  bestimmen. Die auf diese Art erhaltenen Werte von  $F_2(jx, jQ^2)$  finden sich in Tabelle 7.4.

## 7.6 Inversion der Transfermatrix

Neben der Möglichkeit der Entfaltung gibt es eine weitere Methode, um aus der gemessenen Verteilung der Ereignisse die wirklich vorliegende zu erhalten. Da  $D$  und  $W$  über

$$D(ix, iQ^2) = \sum_{jx, jQ^2} T(ix, iQ^2, jx, jQ^2) W(jx, jQ^2) \quad (7.30)$$

verknüpft sind, kann durch die Inversion von  $T$  die Verteilung  $W$  bestimmt werden. Dazu wird aus dem zweidimensionalen Problem in  $x$  und  $Q^2$  ein eindimensionales gemacht. Numeriert man die Intervalle  $(ix, iQ^2)$  fortlaufend durch und bezeichnet die Intervalle mit der Nummer  $n$ , so erhält man die einfache Gleichung

$$D(n) = \sum_m T(n, m) W(m). \quad (7.31)$$

Da diese Gleichung einem linearen Gleichungssystem entspricht, kann sie durch die Inversion von  $T$  gelöst werden. Eine Inversion ist nur möglich, wenn  $\det |T| \neq 0$  ist, so daß eine geeignete Auswahl der Intervalle  $(ix, iQ^2)$  getroffen werden muß. Es sind alle Intervalle zu berücksichtigen, die eine Migration von Ereignissen in die auszuwertenden Intervalle aufweisen. Daher wurden 20 Intervalle ausgewählt, so daß  $T(n, m)$  in diesem speziellen Fall eine  $20 \times 20$ -Matrix ist. Es gilt dann

$$W(m) = \sum_n T^{-1}(m, n) D(n) \quad (7.32)$$

Um festzustellen, ob die auf diese Art erhaltenen Werte von  $W(m)$  untereinander korreliert sind, eignet sich am besten die Kovarianzmatrix  $C_W$ .

$$C_W = T^{-1} \cdot C_D \cdot T^{-T} \quad (7.33)$$

Dabei enthält die Kovarianzmatrix auf ihrer Hauptdiagonalen die absoluten Fehler zum Quadrat,  $\sigma_{W(m)}^2$ , und in den Elementen  $(k, l)$  die Korrelation zwischen  $W(k)$  und  $W(l)$ . Die gemessenen Daten sind untereinander nicht korreliert. Daher ist  $C_D$  eine Diagonalmatrix und enthält als Elemente  $\sigma_{D(n)}^2 = D(n)$ . Da  $T$  ursprünglich eine vierdimensionale Matrix war, können Korrelationen nicht nur zwischen benachbarten Elementen auftreten, sondern bei allen in  $x$  und  $Q^2$  benachbarten. Die Detektorauflösung für  $Q^2$  ist sehr viel besser als die in  $x$ , wie Abbildung 7.2 entnommen werden kann. Daher sind die Korrelationen in  $Q^2$  kleiner als in  $x$ . Tabelle 7.2 enthält einen Ausschnitt der Kovarianzmatrix für jeweils beide Intervalle in  $x$  für einen Bereich von  $Q^2$ . Wie man sieht, sind alle Werte für ein festes  $Q^2$  untereinander negativ korreliert, so daß eine Veränderung des einen Wertes eine Änderung des anderen mit dem entgegengesetzten Vorzeichen verursacht. Abbildung 7.6 zeigt einen Vergleich der beiden Methoden. Mit Ausnahme des Bereiches mit  $Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$  ist eine gute Übereinstimmung innerhalb der Fehler festzustellen. Für  $Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$  sind die beiden Werte von  $W$  und damit von  $F_2$  so stark negativ korreliert, daß deshalb ein großer Unterschied in den beiden Methoden zustandekommt.

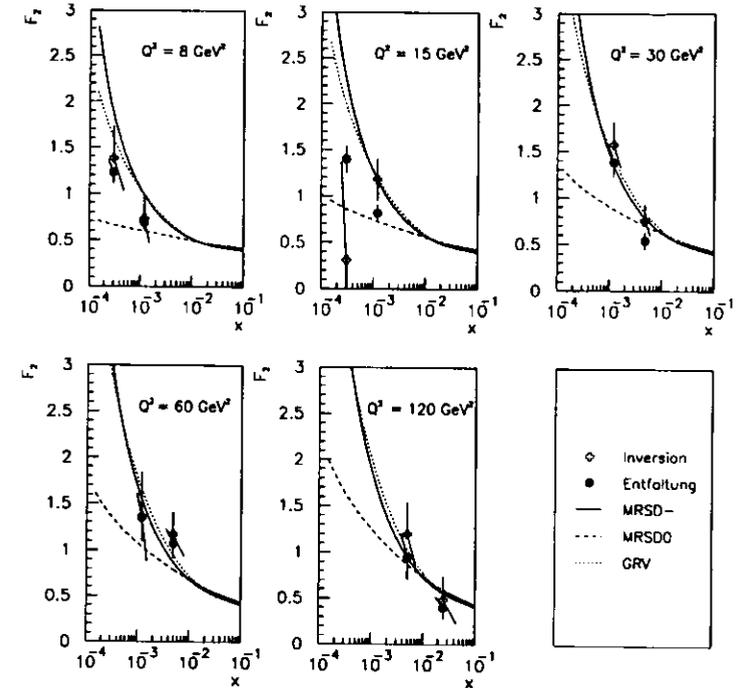


Abbildung 7.6: Vergleich der Bestimmung der Werte für die Strukturfunktion  $F_2$  zwischen der Entfaltungsmethode und der Matrixinversion. Als Fehler ist nur der statistische Fehler angegeben.

## 7.7 Korrektur der Daten

Die mit dem in Kapitel 6 beschriebenen Algorithmus als Elektronen identifizierten Teilchen bilden die Basis der in diesem Kapitel beschriebenen Analyse. Da dieser Algorithmus sowohl auf die Daten als auch auf das MC angewendet wird, müssen im MC alle Effekte simuliert werden, die auch in der Realität vorkommen. Die Simulation aller Effekte ist in der Praxis jedoch nicht möglich, so daß Korrekturen aufgrund folgender Unterschiede notwendig sind:

- Untergrund aus dem Prozeß der
  - Photoproduktion
  - Strahl-Restgas-Wechselwirkung
  - kosmische Schauer
  - leere Strahlpakete

- QED-Compton
- Halomyonen
- unterschiedliche Effizienzen des Algorithmus für Daten und MC.

7.7.1 Untergrund

Der größte Anteil des Untergrundes in den Daten stammt aus dem Prozeß der Photoproduktion. Eine Abschätzung der Anzahl der Ereignisse, bei der Teilchen aus der Photoproduktion als DIS-Elektronen identifiziert werden, kann mit Hilfe von Gleichung 6.5 durchgeführt werden. Daraus ergibt sich aber nur eine Gesamtzahl von Teilchen, wie sie in Abbildung 6.6 dargestellt ist, und keine Verteilung in der  $x$ - $Q^2$ -Ebene. Aus diesem Grund wurde eine MC-Simulation des Untergrundes aus der Photoproduktion durchgeführt. Es wurden dabei in drei verschiedenen Bereichen von  $y$  Ereignisse generiert. Jeder dieser Bereiche hat einen unterschiedlichen Wirkungsquerschnitt und somit eine verschiedene Häufigkeit. Da für jeden dieser drei Bereiche dieselbe Anzahl von Ereignissen generiert wurde, trägt ein einzelnes Ereignis in unterschiedlichen Bereichen verschiedene Gewichtungsfaktoren. Diese Gewichtungsfaktoren ergeben sich aus dem Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Photoproduktionsereignisses in einem der drei  $y$  Bereiche im Verhältnis zu dem Wirkungsquerschnitt der NC-Ereignisse und sind in Tabelle 7.1 zu finden. Tabelle 7.1 zeigt darüber hinaus die Zahl der vom Algorithmus nach Anwendung aller Schnitte mißidentifizierten Teilchen. Diese Zahl muß mit dem Gewichtungsfaktor multipliziert werden, um auf die Anzahl der Untergrundereignisse in den als DIS-Elektronen identifizierten Teilchen zu kommen.

$y$ -Bereich	Gewicht	Ereignisse	gewichtete Ereignisanzahl
$0,60 < y \leq 0,73$	2,94	0	0
$0,73 < y \leq 0,85$	1,79	1	1,79
$0,85 < y \leq 1,00$	1,43	13	18,59

Tabelle 7.1: Photoproduktionsuntergrund aus einer MC-Simulation. Es sind die  $y$ -Bereiche, in denen die Ereignisse generiert worden sind, angegeben. Da die verschiedenen Bereiche unterschiedliche Wirkungsquerschnitte aufweisen, muß die in einem Bereich gefundene Anzahl von Ereignissen mit dem Gewichtungsfaktor multipliziert werden, um den wirklichen Beitrag zum Untergrund an der tiefenelastischen Streuung zu erhalten. Der statistische Fehler der Anzahl der Untergrundereignisse ergibt sich jedoch nur aus der Anzahl der Ereignisse vor der Multiplikation mit dem Gewichtungsfaktor.

Die Verteilung dieser Ereignisse in der  $x$ - $Q^2$ -Ebene ist in Abbildung 7.7 gezeigt. Die Mehrzahl dieser Untergrundereignisse hat eine Energie, die knapp über der durch die Schnitte verlangten Minimalenergie liegt. Wie man sieht, befindet sich nur ein Teil dieser Ereignisse in den für die Analyse von  $F_2$  benutzten Intervallen. Die Anzahl der auf diese Weise bestimmten Untergrundereignisse liegt unterhalb der aus Gleichung 6.5 bestimmten Anzahl. Die Zahlenwerte betragen 20 für die MC-Simulation und 49 für den aus den Daten bestimmten Untergrund. Deshalb wurde der aus dem MC bestimmte Untergrund mit einem weiteren Faktor 2,4, der dem Verhältnis der Anzahl der Untergrundereignisse mit den verschiedenen Methoden entspricht, multipliziert. Die so erhaltene

Anzahl von Photoproduktionsereignissen wird in dem Intervall, in dem sie gemessen wurde, von der Anzahl der DIS-Ereignisse abgezogen. Erst anschließend können die Verfahren zur Bestimmung von  $F_2$  angewandt werden.

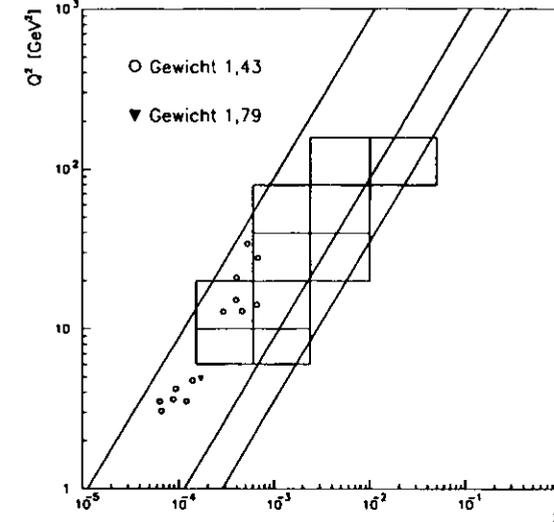


Abbildung 7.7: Untergrund aus dem Prozeß der Photoproduktion

Für die übrigen Untergrundarten wurde keine Simulation durchgeführt. Sie tragen im Gegensatz zur Photoproduktion nur sehr gering bei und können überdies durch geeignete Schnitte fast restlos entfernt werden. Deshalb ist der Anteil dieser Prozesse an den selektierten Ereignissen vernachlässigbar.

7.7.2 Effizienz des Elektronennachweises

Nachdem der Untergrund von den Daten abgezogen wurde, muß noch eine Korrektur bezüglich der unterschiedlichen Effizienzen bei der Elektronenidentifikation zwischen Daten und MC durchgeführt werden (siehe Abbildung 6.5). Dazu werden die Effizienzen für die Daten und die MC-Rechnung durch eine Parabel genähert, um statistische Schwankungen auszugleichen. Das Verhältnis der beiden Funktionen gibt den Faktor an, mit dem die Anzahl der Ereignisse korrigiert werden muß, da die Entfaltung der experimentellen Verteilung nach den Gleichungen 7.19 bis 7.28 aufgrund der MC-Effizienz erfolgte. Abbildung 7.8 zeigt die Effizienzen, wie sie aus den Daten selbst bzw. aus der MC-Rechnung gewonnen wurden, mit der jeweils dazugehörenden Funktion.

Die Anzahl der Ereignisse in den Daten wird auf diese Weise so korrigiert, daß sie den im MC vorliegenden Bedingungen angepaßt wird. Es wäre genauso umgekehrt möglich, das MC den Daten anzupassen. Insbesondere im Hinblick auf Untergrundereignisse erscheint dies jedoch nicht sinnvoll,

da es besser ist, mit einem untergrundfreien Datensatz zu arbeiten, als zusätzlich Untergrund in das MC einzubauen. Nachdem diese beiden notwendigen Korrekturen gemacht worden sind, kann mit der Bestimmung von  $F_2$  mit Hilfe der Iteration begonnen werden.

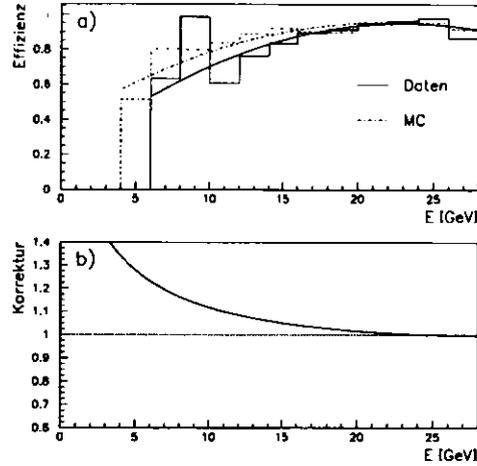


Abbildung 7.8: a) Fit auf die Effizienzen, wie sie aus den Daten bzw. aus der MC-Rechnung gewonnen wurde. b) Korrekturfunktion für die Diskrepanz zwischen MC und Daten; die gepunktete Linie liegt bei 1.

## 7.8 Fehlerbetrachtung

Für die Bestimmung von  $F_2$  müssen sowohl der statistische als auch der systematische Fehler berücksichtigt werden. Aufgrund der geringen Statistik ist der statistische Fehler wesentlich größer als der systematische.

### 7.8.1 Statistische Fehler

In den statistischen Fehler von  $F_2$  gehen sowohl die Unsicherheit aus den Daten als auch aus der MC-Simulation ein. Da für die Simulation eine etwa 10fach höhere Luminosität benutzt wurde, stammt der größte Anteil des statistischen Fehlers aus der Messung der Ereignisse pro Intervall im realen Experiment.

Beim Iterationsverfahren ist der statistische Fehler hauptsächlich durch den Fehler in  $D(ix, iQ^2)$  gegeben, da  $D$  der Startpunkt der Iteration ist, mit der  $W$  bestimmt wird.

Um zusätzlich die Fehler der Migration abzuschätzen, muß das Verhältnis der in einem Intervall generierten und in demselben Intervall gemessenen Ereignisse  $\frac{M(ix, iQ^2)}{N(ix, iQ^2)}$  betrachtet werden. Da  $M(ix, iQ^2)$  nicht nur Ereignisse enthält, die in dem Intervall  $(ix, iQ^2)$  generiert wurden sondern auch aus den Nachbarintervallen Ereignisse migrieren können, sind  $M(ix, iQ^2)$  und  $N(ix, iQ^2)$  nur schwach korreliert. Für die Bestimmung des Gesamtfehlers wird angenommen, daß  $N(ix, iQ^2)$  und  $M(ix, iQ^2)$  nicht korreliert sind. Damit wird der Fehler etwas überschätzt.

Der gesamte relative Fehler ergibt sich damit zu

$$\left(\frac{\sigma_{F_2}}{F_2}\right)^2(ix, iQ^2) = \frac{1}{D(ix, iQ^2)} + \frac{1}{M(ix, iQ^2)} + \frac{1}{N(ix, iQ^2)}. \quad (7.34)$$

Bei dieser Methode wird der Einfluß der Migration jedoch unterschätzt. Für die Inversion hingegen läßt sich ein genauer Fehler angeben, der sich aus der Kovarianzmatrix ergibt:

$$\sigma_{W(m)}^2 = \sum_n (T^{-1}(m, n))^2 D(n). \quad (7.35)$$

Dabei wird der Fehler in  $W(m)$  bestimmt, der sich aus der Multiplikation mit der inversen Transfermatrix ergibt. Obige Formel setzt allerdings eine fehlerfreie Transfermatrix voraus, so daß die korrekte Formel lautet:

$$\sigma_{W(m)}^2 = \sum_n [(T^{-1}(m, n))^2 D(n) + D(n)^2 \sigma_{T^{-1}}^2(m, n)]. \quad (7.36)$$

Unter der Annahme, daß der relative Fehler von  $T^{-1}(m, n)$  klein gegen  $1/D(n)$  ist, ist Gleichung 7.35 hinreichend genau. Daher kann der Fehler direkt der Kovarianzmatrix entnommen werden. Die Elemente der Kovarianzmatrix sind in Tabelle 7.2 zu finden.

In dieser Analyse wird als statistischer Fehler für die Werte von  $F_2$  der mit der Kovarianzmatrix bestimmte Fehler genommen, wenn auch die Werte von  $F_2$  selbst mit der Iterationsmethode bestimmt wurden. Der Grund liegt darin, daß der für die Iterationsmethode angegebene Fehler die Migrationseffekte nur teilweise berücksichtigt und daher zu klein ist. Der Unterschied in den Fehlern der beiden Methoden ist in Abbildung 7.6 zu sehen. Im Vergleich zu den bisherigen Veröffentlichungen von ZEUS wird in meiner Auswertung erstmals der Fehler aus der Inversion bestimmt und benutzt. Die wesentlich größeren statistischen Fehler im Vergleich zu den von ZEUS publizierten Werten sind deshalb nicht nur zurückzuführen auf eine geringe Statistik aufgrund der geringen zur Verfügung stehenden Fläche des HES, sondern vor allem auf die unterschiedliche Methode der Fehlerbestimmung.

### 7.8.2 Systematische Fehler

Um die systematischen Fehler zu bestimmen, wurde die Berechnung von  $F_2$  mit Änderungen in den Schnitten wiederholt. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind in Tabelle 7.3 zu finden. Als systematischer Fehler des jeweiligen Schnittes wird die Differenz zwischen dem Wert von  $F_2$  in der Standardanalyse (die mit  $\text{MRSD}^{-1}$  benannte Spalte) und dem in der jeweiligen Änderung genommen. Die einzelnen systematischen Fehler werden quadratisch addiert und ergeben so den gesamten systematischen Fehler. Als mögliche Fehlerquellen treten auf:

$Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]	Elemente der Kovarianzmatrix	
8	2438,8	-850,9
	-850,9	974,3
15	15047,6	-3184,8
	-3184,8	1170,6
30	363,6	-85,1
	-85,1	258,0
60	199,7	-36,3
	-36,3	160,0
120	60,9	-16,3
	-16,3	45,8

Tabelle 7.2: Aufstellung der Elemente der Kovarianzmatrix für benachbarte  $x$ -Werte innerhalb eines  $Q^2$ -Bereiches. Auf der Hauptdiagonalen der  $2 \times 2$ -Matrix, die für jeden Wert von  $Q^2$  angegeben ist, findet sich  $\sigma_{W(m)}^2$ , der absolute Fehler von  $W$  zum Quadrat. Der linke Werte gilt für das Intervall mit dem kleineren Wert von  $x$ , der rechte für das Intervall mit dem größeren Wert. Die Elemente der Nebendiagonale geben die Korrelation zwischen den beiden in  $x$  benachbarten Intervallen an.

**Luminosität** Als Fehler in der Luminositätsbestimmung werden 5% angesetzt [Abr93].

**Ereignisauswahl** Für nicht hinreichend simulierte Verluste von Ereignissen im MC in den Triggern und der Ereignisauswahl werden ebenfalls 5% angesetzt [Abr93].

**Strukturfunktion** Die zur Entfaltung benutzte Strukturfunktion stellt die Startwerte der Iteration dar. Der Einfluß der Startwerte auf die Iteration wird durch die Verwendung zweier Strukturfunktionen bestimmt.

**Untergrund** Eine falsche Abschätzung des Untergrundes aufgrund der Photoproduktion führt zur Subtraktion von zuvielen oder zuwenig Ereignissen. Um weitestgehend unabhängig vom Untergrund zu werden, wurde der Schnitt auf die Elektronenenergie auf 10 GeV erhöht.

**Hadronische Variablen** Die Benutzung der Doppelwinkelmethode verlangt neben der Messung des Elektrons auch die Messung der hadronischen Aktivität. Durch den Schnitt auf  $y_{JB}$  werden nur Ereignisse mit einer bestimmten hadronischen Energieverteilung selektiert. Um den Einfluß dieser Auswahl zu bestimmen, wurde der Schnitt auf  $y_{JB}$  weggelassen.

**Position** Da ein großer Anteil der Ereignisse direkt neben dem Strahlrohr in den Detektor geht, führt eine leichte Verschiebung des Schnittes um das Strahlrohr zu einer großen Veränderung in der Anzahl der Ereignisse. Außerdem ist der Anteil an totem Material in der Nähe des Strahlrohres besonders groß. Eine etwaige falsche Plazierung dieses Materials im MC führt daher zu großen Einflüssen. Um dieses zu berücksichtigen, wurde der Positionsschnitt sowohl vergrößert als auch ganz weggelassen. Die jeweils größere Abweichung wird als Fehler angesetzt.

Weitere systematische Einflüsse lassen sich durch die Betrachtung der oberen ( $y > 0$  cm) und der unteren ( $y < 0$  cm) Detektorhälfte anstellen. Allerdings wird hierdurch die Anzahl der

Ereignisse halbiert, so daß der statistische Fehler dieser Untersuchung sehr groß ist. Sie geht deshalb nicht in den systematischen Fehler mit ein.

### 7.9 Auswertung

Bei HERA ist es mit den Experimenten H1 und ZEUS möglich, die Strukturfunktion  $F_2$  bei hundertfach kleineren Werten von  $x$  und gleichem  $Q^2$  zu bestimmen. Es kann überprüft werden, ob  $F_2$  bei kleinen Werten von  $x$  so stark ansteigt, wie durch die BFKL- und DGLAP-Gleichungen vorhergesagt wird.

In Abbildung 7.9 sind für die im Jahr 1992 genommenen Daten die gemessenen Werte von  $F_2$  eingezeichnet für das H1-Experiment [H1 93e], das ZEUS-Experiment [ZEUS93b] und die in dieser Arbeit entwickelte Methode unter Verwendung des HES. Alle drei Ergebnisse stimmen im Rahmen der Fehler gut miteinander überein und zeigen den erwarteten Anstieg von  $F_2$  mit abnehmendem  $x$ . Die Fehler für die Werte von  $F_2$  bei der Bestimmung durch H1 und ZEUS sind um mehr als einen Faktor 2 kleiner als die Fehler, die für die HES-Methode angegeben sind. Dies ist zum einen durch die um einen Faktor 2 geringere Statistik für den HES gegeben, zum anderen durch die Verwendung der Kovarianzmatrix aus der Matrixinversion für den statistischen Fehler beim HES.

Die Messungen von H1 sind vollständig unabhängig von den Messungen mit ZEUS und HES, während die Messungen von ZEUS und HES korreliert sind. Der HES ist eine Teilkomponente des ZEUS-Detektors, so daß derselbe Datensatz für die Auswertung benutzt wurde. Statistische Fluktuationen in diesem Datensatz werden daher die Messungen sowohl mit ZEUS als auch mit HES beeinflussen. Die Identifikation der Elektronen und damit die Selektion der zum endgültigen Datensatz gehörenden Elemente wurden mit vollständig unabhängigen Methoden durchgeführt. Deshalb kann man zum einen die Auswertung mit dem HES als eine Bestätigung der mit dem ZEUS bestimmten Meßergebnisse ansehen und zum anderen beide Analysen als unabhängige Messungen betrachten, da die Selektion der Ereignisse unabhängig durchgeführt wurde. Durch die bessere Positionsbestimmung in der Nähe des Strahlrohres sind mit dem HES zusätzliche Ereignisse in die Analyse mit dem HES eingegangen, die nicht in der Analyse von ZEUS benutzt wurden.

Darüberhinaus ist es mit dem HES gelungen, in einem Bereich von  $Q^2$  Messungen durchzuführen, der von ZEUS nicht erreicht werden konnte. Dort liegt eine gute Übereinstimmung der Werte von H1 und vom HES vor.

Neben den Meßwerten sind in den Abbildungen 7.9 und 7.10 bis 7.12 auch verschiedene Parametrisierungen der Strukturfunktion  $F_2$  eingezeichnet. Die hier dargestellten drei Parametrisierungen stammen von zwei verschiedenen Gruppen, Martin, Roberts und Stirling (MRS [Mar92] und [Mar93]) und Glück, Reya und Vogt (GRV [Glu93]), die die unterschiedlichen Vorhersagen für die Entwicklung von  $F_2$  benutzen, die in Abschnitt 2.2.1 beschrieben sind. Für  $x > 10^{-2}$  stimmen alle drei Parametrisierungen gut miteinander überein, da dieser Bereich bereits von Experimenten vor HERA erschlossen worden ist und die Parametrisierungen an diese Daten angepaßt sind. Die Entwicklung für kleinere Werte von  $x$  wird durch die theoretischen Vorhersagen bestimmt. Dabei benutzt die MRS-Gruppe folgenden Ansatz:

$$x \cdot q_f(x, Q^2) = A_f \cdot x^\alpha (1-x)^{\beta_f} (1 + \gamma_f \cdot x^{1/2} + \delta_f x) \quad (7.37)$$

$$x \cdot g(x, Q^2) = A \cdot x^\alpha (1-x)^\beta \quad (7.38)$$

$Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$x$	MRSD-'	MTB1	E> 10 GeV	$y_{JB}$ > 0	Strahlrohr- schnitt $ x  > 16\text{cm}$ $ y  > 16\text{cm}$	kein Strahlrohr- schnitt	y>0cm	y<0cm
8	$3,0 \cdot 10^{-4}$	$1,23 \pm 0,11$	1,26	1,17	1,25	1,15	1,17	1,24	1,24
	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$0,69 \pm 0,08$	0,63	0,70	0,68	0,71	0,78	0,66	0,71
15	$3,0 \cdot 10^{-4}$	$1,40 \pm 0,13$	1,38	1,36	1,40	1,42	1,36	1,71	1,09
	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$0,82 \pm 0,07$	0,73	0,84	0,82	0,82	0,83	0,96	0,71
30	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,38 \pm 0,15$	1,27	1,32	1,40	1,39	1,36	1,32	1,42
	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$0,54 \pm 0,08$	0,48	0,55	0,54	0,54	0,53	0,89	0,29
60	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,35 \pm 0,24$	1,30	1,15	1,44	1,35	1,33	1,39	1,33
	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$1,07 \pm 0,15$	0,95	1,08	1,10	1,08	1,06	1,04	1,09
120	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$0,95 \pm 0,23$	0,97	1,01	0,94	0,95	0,94	0,00	0,00
	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$0,40 \pm 0,12$	0,36	0,40	0,47	0,40	0,39	0,00	0,00

Tabelle 7.3: Die Werte für  $F_2$  unter Verwendung verschiedener Schnitte, um die systematischen Einflüsse der angewandten Schnitte auf die Entfaltung von  $F_2$  zu bestimmen. Ein Eintrag von 0,00 bedeutet, daß die in diesem Intervall gemessene Anzahl von Ereignissen so klein ist, daß die statistische Unsicherheit zu groß ist und der Wert deshalb nicht in den systematischen Fehler eingeht.

$Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$z$	$\bar{z}$	Ereignisse im Intervall	Unter- grund	$\kappa$	$F_2$ MRSD-'	$F_2$ Daten±stat±sys
8	1,5 - $6,0 \cdot 10^{-4}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$	125	0	1,02	1,73	$1,23 \pm 0,35 \pm 0,14$
	0,6 - $2,4 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	76	0	1,00	0,98	$0,69 \pm 0,26 \pm 0,12$
15	1,5 - $6,0 \cdot 10^{-4}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$	123	$10 \pm 6$	1,06	2,09	$1,40 \pm 1,06 \pm 0,12$
	0,6 - $2,4 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	135	$3 \pm 3$	1,00	1,15	$0,82 \pm 0,23 \pm 0,11$
30	0,6 - $2,4 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	88	$3 \pm 3$	1,01	1,34	$1,38 \pm 0,25 \pm 0,15$
	2,4 - $10,0 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$	43	0	1,00	0,78	$0,54 \pm 0,17 \pm 0,07$
60	0,6 - $2,4 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	31	0	1,06	1,52	$1,35 \pm 0,48 \pm 0,25$
	2,4 - $10,0 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$	52	0	1,00	0,86	$1,07 \pm 0,24 \pm 0,14$
120	2,4 - $10,0 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$	18	0	1,01	0,94	$0,95 \pm 0,34 \pm 0,10$
	1,0 - $5,0 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	12	0	1,00	0,56	$0,40 \pm 0,25 \pm 0,09$

Tabelle 7.4: Endgültige Ergebnisse der Analyse der Strukturfunktion  $F_2$ . Gezeigt sind die Bereiche und Mittelwerte in  $z$  und  $Q^2$ , die in dem Intervall gemessene Anzahl der Ereignisse vor der Entfaltung und Subtraktion des Untergrundes, die gewichtete Anzahl von Untergrundereignissen mit dem erwarteten statistischen Fehler, der Korrekturfaktor  $\kappa$  aufgrund des Beitrages von  $F_L$ , der nach der Parametrisierung MRSD-' erwartete Wert von  $F_2$ , sowie der in dieser Analyse bestimmte Wert von  $F_2$  mit statistischem und systematischem Fehler.

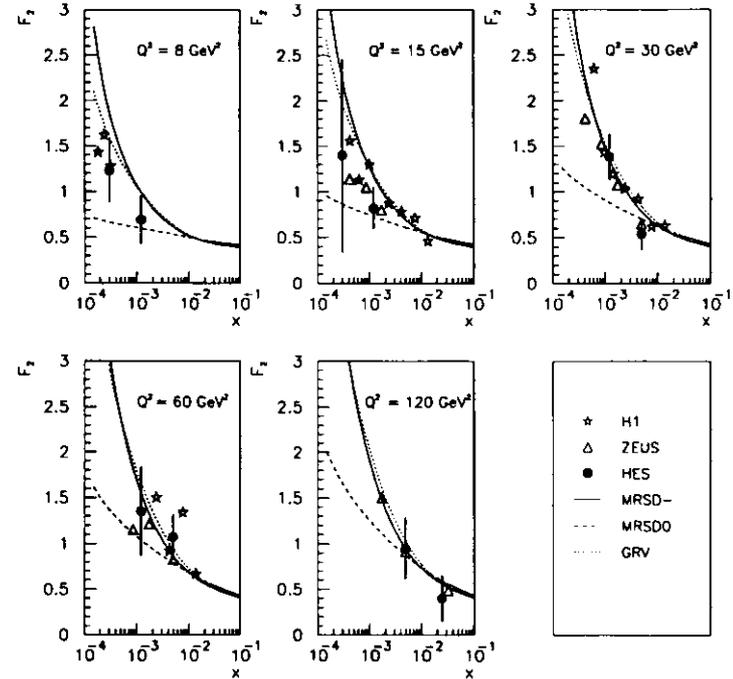


Abbildung 7.9: Vergleich der Bestimmung der Werte für die Strukturfunktion  $F_2$  als Funktion von  $x$  mit den Experimenten H1 und ZEUS und der hier vorgestellten Methode mit dem HES. Als Fehler ist nur der statistische Fehler für die mit dem HES bestimmten Werte angegeben. Der Übersichtlichkeit wegen wurden die übrigen Meßpunkte nicht mit Fehlern versehen.

Als Quarksorten werden lediglich u, d, s und c benutzt, da der Beitrag der schwereren Quarks verschwindend klein ist. Drei der Parameter  $A_j$  und  $A$  lassen sich aus Summenregeln für Sorten und Impulserhaltung herleiten:

$$\sum_j \left( \int x q_j dx \right) + \int x g dx = 1, \quad \int (q_u - q_d) dx = 2, \quad \int (q_d - q_s) dx = 1. \quad (7.39)$$

Die übrigen Parameter, außer  $\alpha$ , wurden für  $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2$  und  $x > 10^{-2}$  an die Meßergebnisse angepaßt. Um eine Vorhersage für kleinere Werte von  $x$  zu erhalten, wurden verschiedene Werte für  $\alpha$  gewählt. Es gilt:

$$\alpha = 0 \quad \text{für D0'-Parametrisierung}$$

$$\alpha = -0,5 \quad \text{für D'-Parametrisierung}$$

Dabei ist die Wahl von  $\alpha = -0,5$  durch die BFKL-Theorie begründet und  $\alpha = 0$  durch ein Regge-artiges Verhalten.

Ist das Verhalten in  $x$  festgelegt, so wird die Entwicklung in  $Q^2$  mit den Altarelli-Parisi-Gleichungen durchgeführt.

Vergleicht man beide Parametrisierungen mit den Daten, so stimmt die MRSD<sup>-1</sup>-Parametrisierung besser mit den Daten überein als die MRSD0<sup>-1</sup>-Parametrisierung. Bei kleinen Werten von  $Q^2$  liegen die Meßpunkte zwischen den beiden Kurven, so daß mit der bisherigen Statistik keine der beiden Parametrisierungen eindeutig ausgeschlossen werden kann.

Die Parametrisierung GRV hat als Ansatz die DGLAP-Gleichungen. Für die Gluondichte wird folgende Parametrisierung benutzt:

$$x \cdot g(x, Q^2) \sim \exp \left[ 2 \cdot \left( \frac{3\alpha_s}{\pi} \cdot \ln \frac{1}{x} \cdot \ln Q^2 \right)^{1/2} \right]. \quad (7.40)$$

Diese Funktion simuliert bei  $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$  in der Nähe von  $x = 10^{-3}$  ein Verhalten wie  $x^{-0,47}$ . Deshalb können die GRV- und die MRSD<sup>-1</sup>-Parametrisierungen kaum voneinander unterschieden werden. Im Gegensatz zu den MRS-Ansätzen startet die  $Q^2$ -Entwicklung für GRV bereits bei  $Q_0^2 = 0,3 \text{ GeV}^2$ . Bei diesem Wert von  $Q_0^2$  ist  $\alpha_s$  sehr groß, so daß die Entwicklung in  $Q^2$  große theoretische Unsicherheiten aufweist. Trotz dieser theoretischen Unsicherheit stimmt die GRV-Parametrisierung gut mit den Meßpunkten bei HERA überein.

Eine Unterscheidung zwischen den Parametrisierungen MRSD<sup>-1</sup> und GRV bedarf einer sehr genauen Messung von  $F_2$  mit sehr hoher Statistik und sehr kleinen systematischen Fehlern. Da in der GRV-Parametrisierung der Anstieg in  $x$  von  $Q^2$  abhängig ist, wird eine Unterscheidung am besten über die Bestimmung des Anstieges in  $x$  bei verschiedenen Werten von  $Q^2$  durchgeführt.

Die bisherigen Messungen von  $F_2$  sind daher sowohl mit der DGLAP- als auch der BFKL-Vorhersage verträglich. Eine Unterscheidung zwischen diesen beiden Theorien ist mit HERA prinzipiell möglich, bedarf aber noch einer wesentlich genaueren Messung.

Das Regge-artige Verhalten stimmt nicht so gut mit den Meßwerten überein, kann aber zumindest durch die mit dem HES erzielten Ergebnisse nicht ausgeschlossen werden. Mit der zehnfach höheren Statistik des Jahres 1993 sollte diese Unterscheidung getroffen werden können.

Die Abschirmungseffekte, die durch die GLR-Gleichung beschrieben werden, konnten bisher nicht beobachtet werden. Dabei wäre bisher auch nur eine große Abweichung zu beobachten gewesen. Kleine Effekte können noch nicht ausgeschlossen werden. Um die Abschirmungseffekte zu beobachten oder auszuschließen, ist es notwendig,  $F_2$  in der Nähe des kinematischen Limits bei  $y = 1$  zu beobachten, da dort die größten Werte von  $F_2$  gemessen und die größten Teilchendichten beobachtet werden können. Hierfür wird sich der HES nützlich erweisen, da dieser Bereich kleinen Werten für die Energie der Elektronen entspricht und der HES die Kontamination dieser Elektronen mit Hadronen vermindern kann.

Zusammenfassend stelle ich fest, daß die mit dem HES bestimmten Werte für  $F_2$  gut mit den Ergebnissen von H1 und ZEUS übereinstimmen. Der nach den störungstheoretischen QCD-Rechnungen erwartete Anstieg von  $F_2$  für kleine Werte von  $x$  wird beobachtet. Sättigungseffekte, die das Ansteigen von  $F_2$  vermindern sollen, werden nicht beobachtet.

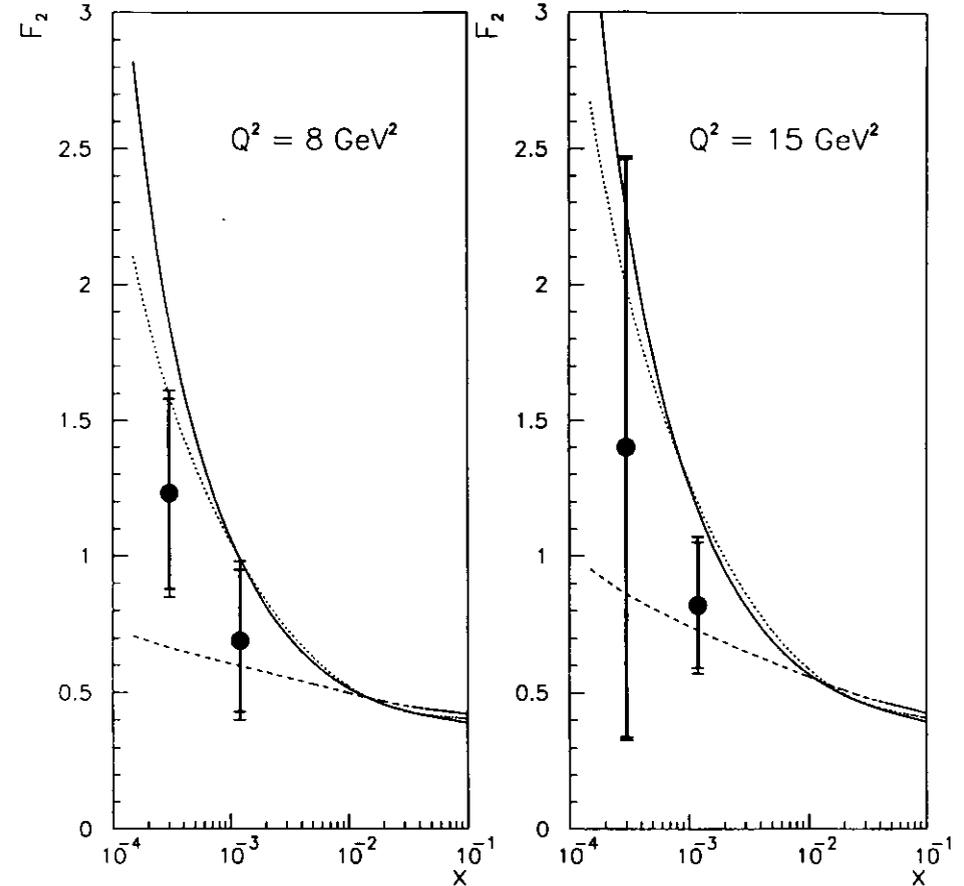


Abbildung 7.10: Die für  $F_2$  in dieser Analyse erhaltenen Werte. Die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler, der mit der Inversionsmethode bestimmt wurde, und den systematischen Fehler, der quadratisch addiert wurde. Die Kurven sind verschiedene Parametrisierungen von  $F_2$ . Die Legende für die drei Kurven wird in Abbildung 7.12 gegeben.

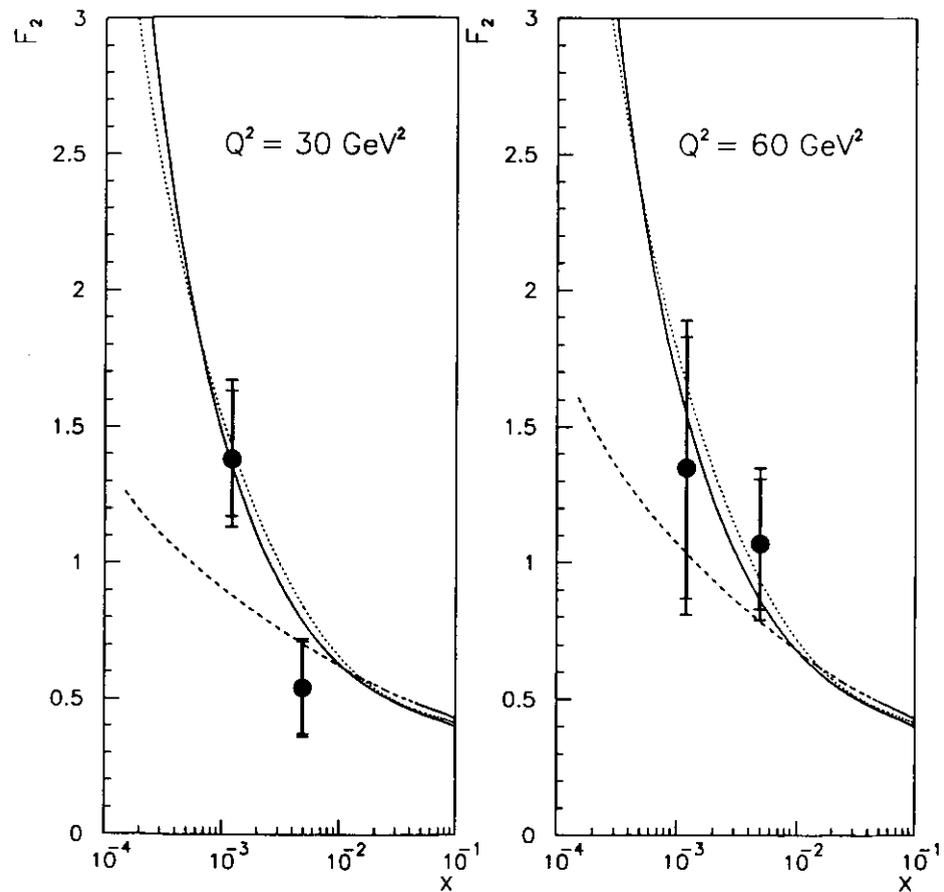


Abbildung 7.11: Die für  $F_2$  in dieser Analyse erhaltenen Werte. Die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler, der mit der Inversionsmethode bestimmt wurde, und den systematischen Fehler, der quadratisch addiert wurde. Die Kurven sind verschiedene Parametrisierungen von  $F_2$ . Die Legende für die drei Kurven wird in Abbildung 7.12 gegeben.

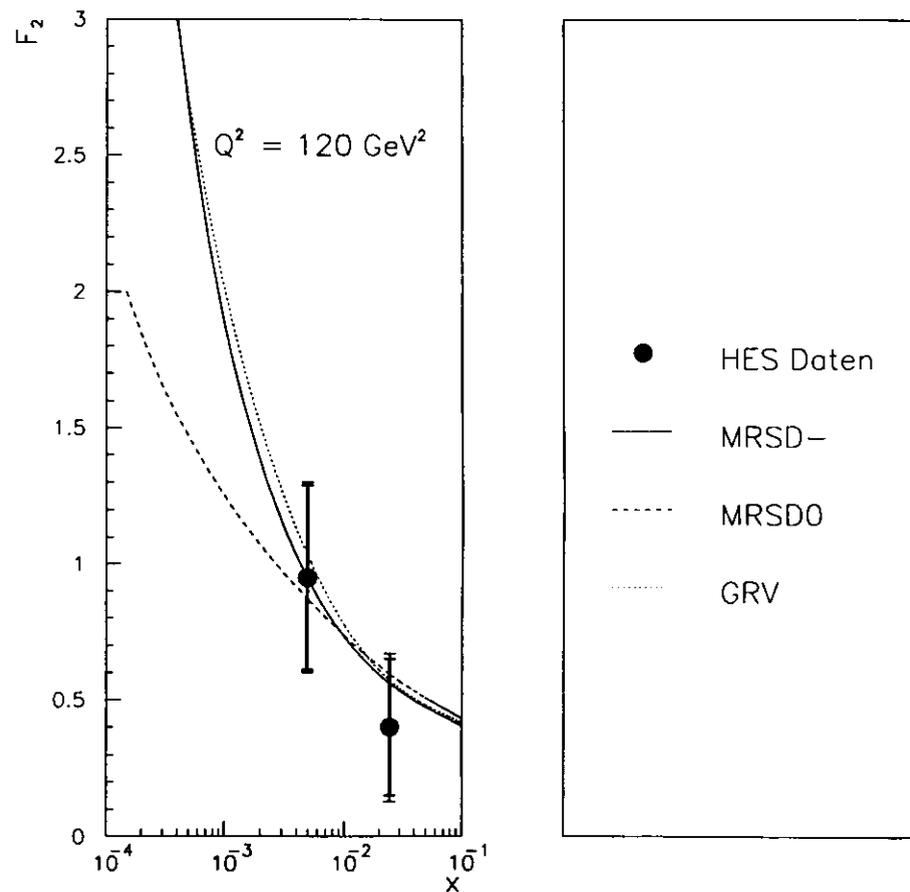


Abbildung 7.12: Die für  $F_2$  in dieser Analyse erhaltenen Werte. Die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler, der mit der Inversionsmethode bestimmt wurde, und den systematischen Fehler, der quadratisch addiert wurde. Die Kurven sind verschiedene Parametrisierungen von  $F_2$ : MRSD-, MRSD0' und GRV.

## Kapitel 8

# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Hadron-Elektron-Separator des ZEUS-Detektors und eine Auswertung der Daten des Jahres 1992 beschrieben.

Im Jahr 1992 war eine  $2 \text{ m}^2$  große Fläche im RCAL mit 2016 Silizium-Dioden bestückt. Die Zähleranordnung und die zugehörige Ausleseelektronik werden im Detail beschrieben. Die Digitalisierung und Rekonstruktion der in den Dioden erzeugten Signale wird in Echtzeit in Spezialprozessoren (DSP) durchgeführt. Seit dem Jahr 1993 erfolgt die Rekonstruktion mit dem DSP während der Datennahme mit einer Frequenz bis zu 800 Hz. Mit den ersten Daten des Jahres 1992 wurde die Funktionsweise des HES überprüft. Dazu wurde die Energiedeposition im HES sowohl für Elektronen als auch für Hadronen als Funktion der im Kalorimeter deponierten Energie bestimmt. Dabei ergibt sich für die Elektronen im beobachteten Energiebereich von 5–26 GeV eine lineare Abhängigkeit zwischen der Energiedeposition im HES und im Kalorimeter. Es ergibt sich ein Wert von  $8,5 \text{ mip/GeV}$ , so daß sich der dynamische Bereich von 400 mip als ausreichend für die zu erwartende maximale Energie von 26,7 GeV erweist. Die Hadronen hingegen haben das Maximum der Verteilung der Energiedeposition bei dem erwarteten Wert von 1 mip. Ebenso zeigen Myonen ein Maximum von 1 mip. Der Mittelwert des Rauschens nach der Digitalisierung beträgt 0,13 mip, so daß das Signal von einem mip sieben- bis achtmal größer ist als das Rauschen.

Aufgrund der kleinen Dimension der HES-Dioden im Vergleich zu den Kalorimeterzellen kann mit Hilfe des HES eine gute Positionsrekonstruktion durchgeführt werden. Für die Rekonstruktion des Schwerpunktes eines Elektronenschauers wurde eine Funktion parametrisiert, die auf dem Energieverhältnis von zwei benachbarten Dioden basiert.

Betrachtet man die Differenz der mit dem HES rekonstruierten Position und der des Kalorimeters, so ergibt sich eine Standardabweichung von 1,20 cm in der horizontalen Richtung und von 0,75 cm in der vertikalen Richtung. Es ist damit gelungen, mit dem HES die Erzeugung neutraler Pionen über ihren Zerfall in zwei Photonen nachzuweisen.

Durch die unterschiedlich große Energiedeposition von Elektronen und Hadronen läßt sich eine gute Trennung dieser beiden Teilchensorten mit dem HES durchführen. Es wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Algorithmus entworfen und beschrieben, der diese Trennung durchführt. Die Effizienz dieses Algorithmus wurde für Elektronen als Funktion der Energie bestimmt, ebenso wie die Kontamination mit Hadronen. Damit wurde ein Spektrum der Elektronen bestimmt, die den HES durchqueren. Mit Hilfe der so identifizierten Elektronen wurde die Protonstrukturfunktion  $F_2$  gemessen, wobei

eine exakte Entfaltung der gemessenen Daten durchgeführt wurde. Dabei wurde der Bereich in  $x$  und  $Q^2$ , im Vergleich zu den bisher von ZEUS veröffentlichten Daten, zu kleineren Werten sowohl von  $x$  als auch von  $Q^2$  hin erweitert. Die mit dem HES bestimmten Werte von  $F_2$  zeigen einen schnellen Anstieg für kleine  $x$  und stimmen mit den von H1 und ZEUS veröffentlichten Daten im Rahmen der Fehler überein.

Somit wurde in dieser Arbeit gezeigt, daß der HES die gewünschte Funktionsweise erfüllt. Er kann sowohl in der Elektron-Hadron-Trennung als auch in der Positionsbestimmung Verbesserungen der Messung anderer Komponenten liefern. Außerdem wurde gezeigt, daß sich bereits mit der geringen integrierten Luminosität des Jahres 1992 mit dem HES eine physikalische Analyse durchführen ließ.

## Danksagung

Ich möchte Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann für die sehr gute Betreuung, die intensiven Gespräche und die ständige Bereitschaft zu Diskussionen meinen besonderen Dank aussprechen.

Mein Dank gilt auch allen Mitgliedern der HES-Gruppe für die gute Zusammenarbeit. Insbesondere möchte ich mich bei Herrn Dr. K.U. Pösnecker, Herrn Dr. P. Göttlicher und Herrn Dr. M. Kuze für die Hilfe bei vielen Fragestellungen und die intensive Zusammenarbeit während der Installation des HES bedanken.

Weiterhin möchte ich mich bei allen Mitgliedern der ZEUS-Kollaboration bedanken, ohne deren Mitarbeit diese Arbeit nicht zustandegekommen wäre. Außerdem gilt mein Dank dem DESY-Direktorium für die finanzielle Unterstützung, die ich während meiner Promotion erhalten habe.

## Übersetzung der fremdsprachigen Zitate

Seite 18:

Unser Problem ist, zu erklären, woher Symmetrie kommt. Warum ist die Natur so beinahe symmetrisch? Keiner weiß warum. Das einzige, das wir vorschlagen könnten, ist etwas wie das folgende: Es gibt ein Tor in Japan, ein Tor in Neiko, das manchmal von den Japanern als das schönste aller Tore in Japan bezeichnet wird; ... Wenn man es sich genau anschaut, sieht man, daß unter all den wunderschönen und aufwendigen Verzierungen auf einer der Säulen eine der kleinen Verzierungen auf dem Kopf steht; ansonsten ist alles vollkommen symmetrisch. Wenn man fragt, warum das so ist, so bekommt man als Antwort, daß diese Verzierung verkehrtherum geschnitzt wurde, damit die Götter nicht eifersüchtig auf die Perfektion der Menschheit werden. Sie haben also absichtlich einen Fehler hineingebracht, damit die Götter nicht eifersüchtig und deshalb zornig auf die Menschen würden.

Wir können diese Idee herumdrehen und annehmen, daß die Erklärung für die näherungsweise Symmetrie der Natur die folgende ist: daß Gott die Naturgesetze nur annähernd symmetrisch gemacht hat, damit wir nicht eifersüchtig auf Seine Perfektion sind.

R. P. Feynman

Seite 83:

Die Dinge, die man sieht, existieren nicht, doch das, was nicht zu existieren scheint, ist mit Sein angefüllt.

Buddha

# Literaturverzeichnis

- [Abr93] H. Abramowicz et al., *A Determination of  $F_2$  with the 1992 Data*, ZEUS-Note 93-078 (1993)
- [Alt77] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298
- [Bal78] Ya. Balitskii, L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 822
- [Bar91] K.-H. Barth, *Messungen zur Homogenität des ZEUS Hadron-Elektron-Separators*, Diplomarbeit, Hamburg, 1991
- [Bar94] D.P. Barber et al., *High spin polarisation at the HERA electron storage ring*, Nucl. Instr. and Meth. **A 338** (1994) 166; private Mitteilung, HERA Polarimeter Gruppe (1993)
- [Ben92] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman, *Rekonstruktion of  $(z, Q^2)$  and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA*, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Hamburg, 1992
- [Ber64] M.J. Berger, S.M. Seltzer, *Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons*, National Aeronautics and Space Administration Report NASA-SP-3012, Washington DC, 1964
- [Buc92] W. Buchmüller, C. Greub, Nucl. Phys. **B381** (1992) 109
- [Buc93] W. Buchmüller, *Lepton-Nucleon Scattering at High Energies*, DESY 93-197
- [CAL89] The ZEUS Calorimeter Group, F. Barreiro et al., *Measurements of Longitudinal and Transverse Profiles for Hadron Showers in the Range 10-100 GeV and Comparison with Monte Carlo Simulations*, DESY 89-171, Hamburg, 1989
- [CAL92] A. Caldwell et al., Nucl. Instr. and Meth. **A321** (1992) 356
- [Cat87] M.G. Catanesi et al., Nucl. Instr. and Meth. **A260** (1987) 43
- [Cri70] A. Crispin, G.N. Fowler, Rev. Mod. Phys. **42** (1970) 290
- [Dea66] G. Dearnaley, D.C. Northrop, *Semiconductor counters for nuclear radiations*, E. & F.N. Spon, London, 1966
- [Doe93] T. Doeker, T. Poser, *ELEPCO*, in N. Pavel, *PHANTOM, Physics Analysis Techniques, Operations and Methods*, ZEUS-Note in Vorbereitung

- [Dok77] Yu.L. Dokshitzer, JETP **46** (1977) 641
- [Dwu89] A. Dwurazny et al., *Experimental Study of Electron-Hadron Separation in Calorimeters using Silicon Diodes*, Nucl. Instr. and Meth. **A277** (1989) 176; DESY 88-70
- [Ern91] M. Ernst, *Identifikation von Elektronen im ZEUS-Kalorimeter und Hadron-Elektron-Separator*, Diplomarbeit, Hamburg, 1991
- [Fan63] U. Fano, Ann. Rev. Nucl. Sci **13** (1963) 1
- [Fur93] A. Fürtjes, *Kalibration des ZEUS Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters mit Myonen*, Dissertation, Hamburg, 1993
- [Gla91] C. Glasman, U. Karshon, A. Montag, *Beam Test and Monte Carlo Studies for the HES and CAL at ZEUS*, ZEUS-Note 91-128 (1991)
- [Glu93] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Phys. Lett. **B306** (1993) 391
- [Gri72] V.N. Gribov, L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 78
- [Gri83] L.V. Gribov, E.M. Levin, M.G. Ryskin, Phys. Rep. **100** (1983) 1
- [H1 93a] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., *Total Photoproduction Cross-Section Measurement at HERA Energies*, Phys. Lett. **B298** (1993) 469
- [H1 93b] H1 Collaboration, I. Abt et al., *The H1 Detector at HERA*, DESY 93-103 (1993)
- [H1 93c] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., *The H1 liquid argon calorimeter system*, Nucl. Instr. and Meth. **A336** (1993) 460
- [H1 93d] H1 Collaboration, I. Abt et al., *A Search for leptoquarks, leptogluons and excited electrons in H1 at HERA*, Nucl. Phys. **B396** (1993) 3
- [H1 93e] H1 Collaboration, I. Abt et al., *Measurement of the proton structure function  $F_2(x, Q^2)$  in the low  $x$  region at HERA*, Nucl. Phys. **B407** (1993) 515
- [Har88] G. Hartner, ZEUS-Note 88-049; G. Hartner, Y. Iga, ZEUS-Note 90-084
- [Hei83] E.H.M. Heijne, *Muon Flux Measurements with Silicon Detectors in the CERN Neutrino Beams*, Yellow Report CERN 83-06 (1983)
- [Her91] L. Hervas, *The pipelined Readout for the ZEUS Calorimeter*, Interner Bericht DESY F35D-91-01 (1991)
- [Jah92] G. Jahnen, *Studium der Erzeugung schwerer Quarks mit Hilfe eines Siliziumzählers im ZEUS-Detektor*, Dissertation, Hamburg, 1992
- [Kit88] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, 7. Auflage, R. Oldenbourg Verlag, München Wien, 1988
- [Kur76] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov, V.S. Fadin, Sov. Phys. JETP **44** (1976) 443; **45** (1977) 199

- [Kwi92] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H.-J. Möhring, *HERACLES 4.1 - An Event Generator for ep Interactions at HERA including Radiative Processes*, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, Hamburg, 1992
- [Loh90] E. Lohrmann, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Teubner, Stuttgart, 1990
- [Lon87] E. Longo, I. Sestili, Nucl. Instr. and Meth. **128** (1987) 283
- [Lon92] L. Lonnblad, *ARIADNE version 4: A Program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model*, Comput. Phys. Commun. **71** (1992) 15
- [Mar92] A. Martin, R. Roberts, J. Stirling, Rutherford preprint RAL-92-078 (1992)
- [Mar93] A. Martin, R. Roberts, J. Stirling, Phys. Rev. **D47** (1993) 867
- [Mon92] A. Montag, *Privat Mitteilung* 1992
- [Mor91] J.G. Morfin, W.K. Tung, Z. Phys. **C52** (1991) 13
- [Nel66] W.R. Nelson, T.M. Jenkins, R.C. McCall, J.K. Cobb, Phys. Rev. **149** (1966) 201
- [PDG92] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. **D45** (1992)
- [Pol92] J. Polak, M. Zralek, Nucl. Phys. **B363** (1991) 385; Phys. Lett. **B276** (1992) 492
- [Rep93] J. Repond, *ELEC5*, in N. Pavel, *PHANTOM, Physics Analysis Techniques, Operations and Methods*, ZEUS-Note in Vorbereitung
- [Ros52] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1952
- [Sch90] P. Schmüser, *Zur Fertigstellung von HERA*, Phys. Bl. **46** [1990] Nr.12, S. 470
- [Sjo87] T. Sjostrand, M. Bengtsson, *The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> Physics: JETSET Version 6.3: an Update*, Comput. Phys. Commun. **43** (1987) 367
- [Ste61] R.M. Sternheimer, *Interactions of Radiation in Matter*, in: L.C.L. Yuan, C.S. Wu (Hrsg.), *Methods of Experimental Physics*, Vol.5, Part A, Academic Press, New York (1961)
- [Teu59] M.W. Teucher, E. Lohrmann, D.M. Haskin, M. Schein, *Nuclear Interaction of a proton of about 10<sup>15</sup> eV producing an Electron-Photon Cascade of 2.4 × 10<sup>13</sup> eV*, Phys. Rev. Lett. **2** (1959) 313
- [Uij94] H. Uijterwaal, E. de Wolf, *ZGANA, Analysis tool for ZEUS trigger Monte Carlo events*
- [Wii92] B.H. Wiik, Proc. XXVI Int. Conf. High Energy Physics, Dallas, 1992
- [ZEUS92] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Measurement of  $\sigma_{tot}(\gamma p)$  at  $\sqrt{s} = 210$  GeV*, Phys. Lett. **B293** (1992) 465
- [ZEUS93a] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Initial study of deep inelastic scattering with ZEUS at HERA*, Phys. Lett. **B303** (1993) 183

- [ZEUS93b] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Measurement of the proton structure function  $F_2$  in ep scattering*, Phys. Lett. **B316** (1993) 412
- [ZEUS93c] ZEUS Collaboration, *The ZEUS Detector, Status Report 1993*, Hamburg (1993)
- [ZEUS93d] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Search for Leptoquarks with the ZEUS detector*, Phys. Lett. **B306** (1993) 173
- [ZEUS93e] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Search for excited electrons using the ZEUS detector*, Phys. Lett. **B316** (1993) 207
- [ZEUS94] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Measurement of the Total and Partial Photon Proton Cross Sections at 180 GeV Center of Mass Energy*, DESY 94-032 (1994)

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Ansicht von HERA und den Vorbeschleunigern	9
2.2	Prozeß der tiefunelastischen Streuung für geladenen und neutralen Strom in niedrigster Ordnung.	12
2.3	Photon-Gluon-Fusion in niedrigster Ordnung	16
3.1	Der ZEUS Detektor: Seitenansicht	19
3.2	Der ZEUS Detektor: Durchsicht in Strahlrichtung	19
3.3	Seitenansicht eines FCAL Moduls	22
4.1	Lage des Pilot-RHES	27
4.2	Longitudinales Profil eines elektromagnetischen Schauers, verursacht durch ein 30 GeV Elektron in Eisen.	29
4.3	Transversales Profil eines Elektronenschauers von 4 GeV hinter 3 Strahlungslängen Blei.	31
4.4	Longitudinale Energieverteilung eines hadronischen Schauers bei verschiedenen Energien.	32
4.5	Transversale Energieverteilung eines hadronischen Schauers bei verschiedenen Energien.	32
4.6	Spektrum für Elektronen und Hadronen in einem Energiebereich von 5 – 15 GeV.	37
4.7	Die Kristallstruktur der Siliziumdioden	38
4.8	Die Diodenkarte	39
4.9	Schnitt und Draufsicht einer VLP.	40
4.10	Schnitt durch den Ski	41
4.11	Seitenansicht eines Skis	41
4.12	Anordnung der Diodenkarten in einem RCAL-Modul	43
4.13	Anordnung der Elektronik im C-Arm	44
4.14	Prinzipschaltbild des Vorverstärkers	47

4.15	Ausgangsspannung $a$ des Pulsformersignals im Verlauf der Zeit $t$ mit den drei Abtastwerten $s_1$ , $s_2$ und $s_3$	49
4.16	Prinzipschaltbild des Pipelinechips	50
4.17	Rekonstruierte Werte der Amplitude und der Zeit eines Testpulses.	60
5.1	Verhältnis der Energien in $5 \times 5$ , $3 \times 3$ und einer Diode.	65
5.2	Mittlere Anzahl der getroffenen Dioden $N_a$ ) als Funktion der Energiedeposition im Kalorimeter und b) der Energiedeposition im HES	65
5.3	Energiedeposition im HES für Elektronen mit einer Energie von 5 – 10 GeV und für 10 – 20 GeV.	67
5.4	Energiedeposition im HES für Elektronen mit einer Energie von 20 – 28 GeV.	67
5.5	Das Rauschen der Dioden und Vorverstärker nach der Rekonstruktion der Signale.	68
5.6	Mittlere Energiedeposition im HES gegen die Energiedeposition im Kalorimeter.	69
5.7	Mittlere Energiedeposition in den Dioden für Elektronen mit mehr als 10 GeV in Abhängigkeit von der Position des Elektronenschauers im Kalorimeter.	69
5.8	Energieverteilung eines elektromagnetischen Schauers im HES.	70
5.9	a) Energiedeposition von Hadronen mit einer Energie von 5 – 10 GeV im HES und b) Signal von einem mip vergrößert.	71
5.10	Spektrum der Myonensignale.	72
5.11	Darstellung der Energieverhältnisse aus der CERN-Testmessung	75
5.12	Verteilung der Energieverhältnisse $R_x$ und $R_y$ im ZEUS-Experiment.	75
5.13	Ein Fit an die Verteilung der entfaltenen Energiequotienten $R$ .	76
5.14	Verteilung der Ortsposition der rekonstruierten Schauerschwerpunkte.	76
5.15	Verteilung der Differenz in der rekonstruierten Position zwischen HES und Kalorimeter.	78
5.16	Energiedeposition in den einzelnen HES-Dioden bei einem $\pi^0$ -Zerfall.	81
5.17	Rekonstruierte Masse eines zwei Photon Systems.	82
6.1	Vergleich der im HES und im RCAL gemessenen Positionen von Hadronen (a) und Elektronen (b) in einer MC-Simulation.	85
6.2	Vergleich der im HES und im RCAL gemessenen Positionen von Hadronen (a) und Elektronen (b) in den Daten.	85
6.3	Mißidentifikationswahrscheinlichkeit $\epsilon_A$ für Daten und MC für den HES- und den Kalorimeteralgorithmus ELEC5.	90
6.4	Spektrum der Hadronen oberhalb einer Energie von 4 GeV	91
6.5	Effizienz für den HES- und den Kalorimeteralgorithmus ELEC5 für Daten und MC als Funktion der Energie $E$ .	92

6.6	Spektrum der vom HES-Algorithmus identifizierten Elektronen vor und nach der Korrektur aufgrund der Effizienz und des hadronischen Untergrunds. . . . .	93
7.1	Korrelation der rekonstruierten und der generierten Variablen . . . . .	102
7.2	Abweichung der rekonstruierten Variablen von den generierten. . . . .	103
7.3	Vergleich der Daten (Punkte) mit den im MC rekonstruierten Verteilungen (schraffierte Fläche) für $x$ , $Q^2$ und die Energie $E$ des gestreuten Elektrons. . . . .	104
7.4	Verteilung der Ereignisse in der $x$ - $Q^2$ -Ebene und Anzahl der gemessenen Ereignisse pro Intervall. . . . .	106
7.5	a) Korrekturfaktoren $K$ und b) Verbleiberate $V$ . . . . .	106
7.6	Vergleich der Bestimmung der Werte für die Strukturfunktion $F_2$ zwischen der Entfaltungsmethode und der Matrixinversion. . . . .	110
7.7	Untergrund aus dem Prozeß der Photoproduktion . . . . .	112
7.8	a) Fit auf die Effizienzen, wie sie aus den Daten bzw. aus der MC-Rechnung gewonnen wurde. b) Korrekturfunktion für die Diskrepanz zwischen MC und Daten; die gepunktete Linie liegt bei 1. . . . .	113
7.9	Vergleich der Bestimmung der Werte für die Strukturfunktion $F_2$ als Funktion von $x$ mit den Experimenten H1 und ZEUS und der hier vorgestellten Methode mit dem HES. . . . .	118
7.10	Die für $F_2$ in dieser Analyse erhaltenen Werte. . . . .	120
7.11	Die für $F_2$ in dieser Analyse erhaltenen Werte. . . . .	121
7.12	Die für $F_2$ in dieser Analyse erhaltenen Werte. . . . .	122

