

Interner Bericht
DESY F1-92-01
Februar 1992

Identifikation von Elektronen im ZEUS-Kalorimeter und Hadron-Elektron-Separator

von

M. Ernst

Eigentum der Institute of	DESY	Bibliothek Library
Zugriff Date:	14. MRZ. 1992	
Leihfrist Loan period:	7	7 days

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.

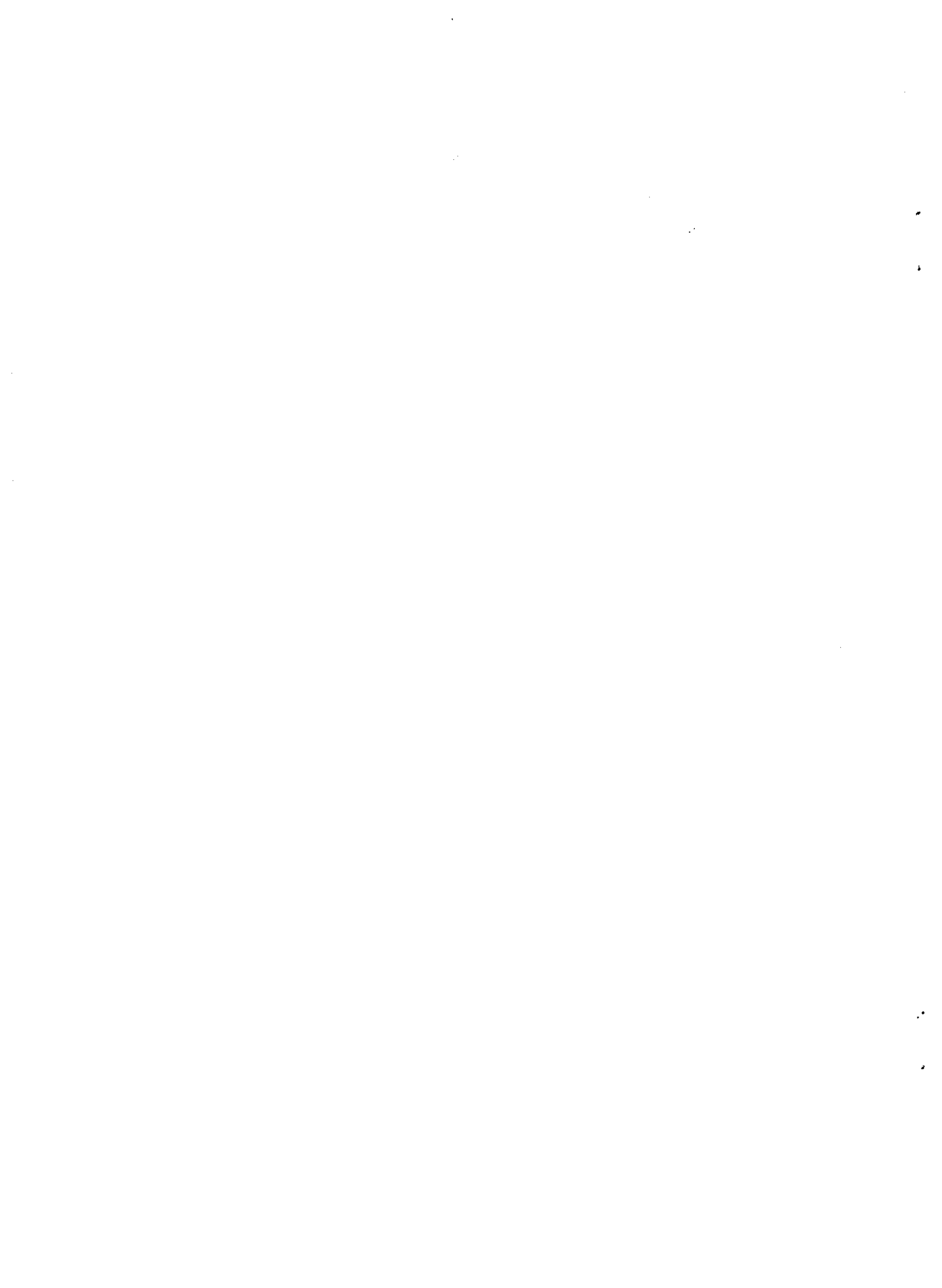
**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

Abstract

The ZEUS Collaboration has performed measurements on a prototype of the uranium-scintillator calorimeter in the CERN-PS test beam in a momentum range from 2 - 9 GeV/c. Two layers of $3 \times 3 \text{ cm}^2$ silicon diodes were inserted into the calorimeter in order to improve the hadron-electron separation. In this work, methods for electron identification were developed based on the data from these two detectors. The measurements were compared with a Monte-Carlo simulation.

Inhalt

Die ZEUS-Kollaboration hat einen Prototypen des Uran-Szintillator-Kalorimeters am Teststrahl des CERN-PS im Impulsbereich von 2 - 9 GeV/c getestet. Zur Verbesserung der Hadron-Elektron-Separation enthielt das Kalorimeter 2 Lagen von $3 \times 3 \text{ cm}^2$ großen Silizium-Dioden. In dieser Arbeit wurden aus den Testdaten Verfahren zur Elektronen-Identifikation mit Hilfe der beiden Detektoren bestimmt. Die Messungen wurden mit einer Monte-Carlo-Simulation verglichen.



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Elektronen in der HERA-Physik	3
2.1	Überblick über die HERA-Physik	3
2.2	Bestimmung der Proton-Strukturfunktionen und der Quark-Verteilungen	3
2.3	Messung der Gluonen-Verteilung	5
2.3.1	Methoden zur Bestimmung der Gluonen-Verteilung	5
2.3.2	Der Nachweis schwerer Quarks	6
2.4	Nachweis exotischer Teilchen	8
2.4.1	Leptoquarks	8
2.4.2	Supersymmetrische Teilchen	8
2.4.3	Angeregte Elektronen	8
3	Das hochauflösende Kalorimeter	10
3.1	Der ZEUS-Detektor	10
3.2	Allgemeine Eigenschaften des Kalorimeters	12
3.3	Das Vorwärtskalorimeter	13
3.3.1	Der Aufbau der FCAL-Module	14
3.3.2	Die optische Auslese	16
4	Der Hadron-Elektron-Separator	18
4.1	Die Detektorkarten des Hadron-Elektron-Separators	18
4.1.1	Die Siliziumdioden	18
4.1.2	Die Vorverstärker	20
4.2	Die HES-Module	20
4.3	Die bipolaren Pulsformer	21
4.4	Die analoge und digitale Datenverarbeitung	23
5	Testmessungen	24
5.1	Der Kalorimeter-Prototyp	24
5.2	Der HES-Prototyp	27
5.3	Experimenteller Aufbau	30
6	Auswertung der Daten	33
6.1	Die Bereitstellung der Daten	33
6.2	Die Auswahl von Elektronen und Hadronen mit den Čerenkov-Zählern	35
6.3	Kalibration der Kalorimeter-Daten	36
6.4	Identifikation von Elektronen mit dem Kalorimeter und dem HES	37
6.4.1	Methoden zur Elektronen-Identifikation im HES und im Kalorimeter	37
6.5	Kalibration der Čerenkov-Zähler-Daten	44

6.5.1	Die Hadronen-Fehlidentifikation in den Čerenkov-Zählern	44
6.5.2	Die Elektronen-Fehlidentifikation in den Čerenkov-Zählern	46
6.6	Der Anteil der Myonen	50
6.7	Die Elektronenidentifikation in HES und CAL	51
6.7.1	Die Elektronen-Effizienz im HES und im Kalorimeter	51
6.7.2	Die Hadronen-Fehlidentifikation im HES und im Kalorimeter	51
6.8	Ergebnisse	54
6.9	Vergleich mit einer Monte-Carlo-Rechnung	70
7	Zusammenfassung	79
A	Anhang	80
	Literaturverzeichnis	81
	Danksagung	85

Abbildungsverzeichnis

2.1	Diagramm für tiefinelastische e-p-Streuung.	4
2.2	Quark-Antiquark-Produktion durch Photon-Gluon-Fusion.	4
2.3	Polarwinkelverteilung schwerer Mesonen, die in einer Monte-Carlo-Simulation durch Photon-Gluon-Fusion erzeugt wurden.	7
3.1	Längsschnitt durch den ZEUS-Detektor.	11
3.2	Querschnitt durch den ZEUS-Detektor.	11
3.3	Schematische Anordnung des Kalorimeters.	13
3.4	FCAL-Modul	14
4.1	Diodenkarte im Maßstab 1:1.	19
4.2	Aufbau einer HES-Diode	19
4.3	Schematischer Schaltplan einer als Detektor verwendeten HES-Diode	20
4.4	Querschnitt eines HES-Skis.	21
4.5	Aufbau eines HES-Moduls.	22
4.6	Signalform nach dem bipolaren Pulsformer.	22
4.7	Blockschaltbild des HES-Auslesesystems.	23
5.1	Module des Prototyp-Kalorimeters.	25
5.2	Struktur der FCAL-Module.	26
5.3	Schematischer Aufbau der WLS-Auslese.	26
5.4	Position der HES-Dioden bezüglich der EMC- und HAC- Türme in Superturm 6.	28
5.5	Elektronik auf der Platine des HES-Prototypen.	29
5.6	Datenanahmelogik für den Hadron-Elektron-Separator.	30
5.7	Experimenteller Aufbau im Strahl.	31
6.1	Pulshöhenverteilung von 5 GeV/c Teilchen in den Čerenkov-Zählern (R 7323).	34
6.2	Pulshöhenverteilung von 5 GeV/c Teilchen in den Čerenkov-Zählern (R 7324).	34
6.3	Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c Hadronen und Elektronen in einer HES-Diode.	39
6.4	Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c Hadronen und Elektronen im Kalorimeter (HAC 1).	40
6.5	Dieselbe Abbildung wie die vorherige, vergrößert und mit einer anderen Intervallaufteilung.	40
6.6	Verteilung für 5 GeV/c Elektronen in der vom Strahl getroffenen HES-Diode und dem Kalorimeter (HAC 1).	41
6.7	Verteilung für 5 GeV/c Hadronen in der vom Strahl getroffenen HES-Diode und dem Kalorimeter (HAC 1).	41
6.8	Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c Elektronen und Hadronen in den 9 HAC 1 Türmen.	42
6.9	Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c Elektronen und Hadronen in den EMC-Türmen des Superturms 6.	43
6.10	Verteilung für 5 GeV/c Teilchen aus einem Run mit hohem Elektronenanteil (R 7324) in der vom Strahl getroffenen HES-Diode und dem Kalorimeter (HAC 1).	45

6.11	Verteilung für 5 GeV/c Teilchen aus einem Run mit hohem Hadronenanteil (R 7323) in der vom Strahl getroffenen HES-Diode und dem Kalorimeter (HAC 1).	45
6.12	Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c 'Elektronen' und 'Hadronen' in den Čerenkov-Zählern C 1 und C 2.	47
6.13	Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c 'Elektronen' und 'Hadronen' in den Čerenkov-Zählern C 1 und C 2.	48
6.14	Verteilung für 5 GeV Teilchen in dem vom Strahl getroffenen EMC- und HAC 1-Turm.	51
6.15	Pulshöhenverteilungen für 2, 3, 5 und 9 GeV/c Hadronen und Elektronen in einer HES-Diode.	67
6.16	Pulshöhenverteilungen von 2, 3, 5 und 9 GeV/c Hadronen und Elektronen im Kalorimeter (HAC 1).	68
6.17	Verteilungen für 5 GeV/c Hadronen und Elektronen in der vom Strahl getroffenen HES-Diode und dem Kalorimeter (HAC 1).	69
6.18	Pulshöhenverteilungen von 2, 3, 5 und 9 GeV/c Elektronen und Hadronen im Kalorimeter (EMC).	73
6.19	Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c Elektronen und Hadronen in 1, 2, 3 und 4 EMC-Türmen.	76
6.20	Pulshöhenverteilung für 5 GeV/c Hadronen im EMC (Monte-Carlo).	78
6.21	Pulshöhenverteilung von 5 GeV/c Hadronen im EMC (Daten).	78

Tabellenverzeichnis

3.1	Zusammensetzung und Eigenschaften einer DU-SZI-Schicht im EMC.	15
3.2	Zusammensetzung und Eigenschaften einer DU-SZI-Schicht im HAC.	16
5.1	Schwellendruck in den beiden Čerenkov-Zählern für Myonen, P_μ , und Pionen, P_π , und Druck, P, der im Experiment eingestellt ist.	31
5.2	Run-Daten im CERN-Experiment.	32
6.1	Gemessene mittlere Elektron-Energien des gesamten Prototyp-Kalorimeters und deponierte Energien pro ADC-Kanal.	36
6.2	Bruchteil falsch identifizierter Elektronen.	49
6.3	Zusammensetzung des Strahls, der Elektronen- und der Hadronen-Probe der Čerenkov-Zähler.	50
6.4	Hadronen-Fehlidentifikation in der HES-Diode und im Kalorimeter bei etwa 90% Elektronen-Effizienz.	55
6.5	Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 2 GeV/c im HES (1 Diode nach 3 X_0) und im Kalorimeter (HAC 1-Türme).	57
6.6	Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 2 GeV/c im HES (1 Diode nach 3 X_0) und im Kalorimeter (EMC- und HAC 1-Türme).	58
6.7	Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 3 GeV/c im HES (1 Diode nach 3 X_0) und im Kalorimeter (HAC 1-Türme).	59
6.8	Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 3 GeV/c im HES (1 Diode nach 3 X_0) und im Kalorimeter (EMC- und HAC 1-Türme).	60
6.9	Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 5 GeV/c im HES (1 Diode nach 3 X_0) und im Kalorimeter (HAC 1-Türme).	61
6.10	Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 5 GeV/c im HES (1 Diode nach 3 X_0) und im Kalorimeter (EMC- und HAC 1-Türme).	62
6.11	Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 9 GeV/c im HES (1 Diode nach 3 X_0) und im Kalorimeter (HAC 1-Türme).	63
6.12	Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 9 GeV/c im HES (1 Diode nach 3 X_0) und im Kalorimeter (EMC- und HAC 1-Türme).	64
6.13	Veto- und Akzeptanz-Schnitte in den Daten der EMC-Türme bei 2 GeV/c.	65
6.14	Veto- und Akzeptanz-Schnitte in den Daten der EMC-Türme bei 3 GeV/c.	65
6.15	Veto- und Akzeptanz-Schnitte in den Daten der EMC-Türme bei 5 GeV/c.	66
6.16	Veto- und Akzeptanz-Schnitte in den Daten der EMC-Türme bei 9 GeV/c.	66
6.17	Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation in der HES-Diode und im Kalorimeter bei 2 GeV/c (Daten) und 3 GeV/c (Daten und Monte-Carlo).	74
6.18	Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation in der HES-Diode und im Kalorimeter bei 5 und 9 GeV/c (Daten und Monte-Carlo).	75
6.19	Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation in der HES-Diode und im Kalorimeter (1, 2, 3 und 4 EMC-Türme) bei 5 GeV/c.	77

A.1	Anteile falsch identifizierter Hadronen in der Kombination aus HES & CAL, C1 und der Kombination aus HES & CAL & C1.	80
A.2	Anteile falsch identifizierter Hadronen in der Kombination aus HES & CAL, C2 und der Kombination aus HES & CAL & C2.	80

Kapitel 1

Einleitung

Am Elektron-Hadron Speicherring HERA werden ab 1992 Wechselwirkungen zwischen 30 GeV Elektronen und 820 GeV Protonen untersucht. HERA eröffnet der Physik neue Möglichkeiten zur Erforschung der Struktur der Materie und der fundamentalen elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung [WOL86]. Zur Zeit werden dazu zwei Detektoren, ZEUS und H1, aufgebaut.

Die Identifikation von Elektronen spielt bei HERA eine besondere Rolle, da beispielsweise die Unterscheidung von Reaktionen mit neutralen und geladenen Strömen davon abhängt, ob ein Elektron oder ein Neutrino produziert wurde. Das hochauflösende ZEUS-Kalorimeter ist zur Erkennung solcher Elektronen gut geeignet.

Eine weitere Fragestellung, die bei HERA untersucht werden soll, ist die Erzeugung schwerer Quarks, die im wesentlichen durch Photon-Gluon-Fusions-Prozesse erfolgt [AL87]. Schwere Quarks können semi-leptonisch zerfallen. Der Nachweis der hierbei erzeugten Elektronen ist jedoch schwierig, da diese sich in einem Jet befinden können. Unter 10^3 Hadronen ist hier ein Elektron zu identifizieren. In diesem Fall reicht selbst eine Kombination der Informationen aus dem Kalorimeter mit denen aus der zentralen Spurenkammer oder dem Übergangsstrahlendetektor für einen solchen Nachweis nicht aus [ZC91a].

Als weiteres Beispiel sei noch die Beobachtung tiefinelastischer Compton-Streuung (DIC) erwähnt. Der Nachweis dieses Prozesses kann für die Beantwortung einiger physikalischer Fragen wichtig sein [BAW91]. Bei der tiefinelastischen Compton-Streuung werden energetische Photonen erzeugt. Ihr Nachweis, das heißt zum Beispiel die Unterscheidung von neutralen Pionen, die in zwei Photonen zerfallen, erfordert eine möglichst feine Segmentierung des Kalorimeters.

Um sowohl die Elektronen-Identifikation als auch die Segmentierung des Kalorimeters zu verbessern, wurden für den EMC-Teil des Kalorimeters zusätzliche Ausleseebenen aus Siliziumdioden als Lösung vorgeschlagen [ZC86]. Dieser Hadron-Elektron-Separator (HES) hat sich in Monte-Carlo-Studien [EIS88], [EIS90], [JdP91] und Tests am CERN [DWU89], [MOM91] bewährt.

In dieser Arbeit werden Daten von 2, 3, 5 und 9 GeV/c Teilchen, die bei einem Prototypentest des Hadron-Elektron-Separators und des Kalorimeters am Teststrahl des CERN-PS im Oktober 1988 gemessen wurden, analysiert. Dabei wird untersucht, wie sich die Elektronen-Identifikation verbessert, wenn die Informationen aus verschiedenen Kalorimeter-Sektionen mit der aus einer HES-Diode kombiniert wird.

Kapitel 2 beschreibt im Hinblick auf die Elektronen-Identifikation im ZEUS-Experiment die wichtigsten physikalischen Prozesse, in denen Elektronen auftreten. Dabei wird die Photon-Gluon-Fusion und deren Nachweis über den semi-leptonischen Zerfall schwerer Quarks ausführlicher behandelt. Diese Reaktion ist der Prototyp für den Funktionsnachweis des Hadron-Elektron-Separators. Daran

schließt sich Kapitel 3 mit einem kurzen Überblick über den ZEUS-Detektor und einer Beschreibung des hochauflösenden Kalorimeters und Kapitel 4 mit einer Beschreibung des Hadron-Elektron-Separators. Der experimentelle Aufbau am CERN sowie die Prototypen des Kalorimeters und des Hadron-Elektron-Separators werden in Kapitel 5 beschrieben.

Im Anschluß daran, in Kapitel 6, erfolgt die Auswertung der CERN-Test-Daten. Dort wird untersucht, mit welcher Wahrscheinlichkeit bei gegebenen Schnitten in den Daten des Kalorimeters und Hadron-Elektron-Separators Elektronen nachgewiesen und Hadronen als 'Elektronen' fehlidentifiziert werden. Dabei werden verschiedene Methoden entwickelt, mit denen sich der Elektronennachweis verbessern läßt.

Zur Separation von Elektronen und Hadronen aus dem Teststrahl wurden zwei Čerenkov-Zähler eingesetzt, deren Daten bei der Untersuchung der Elektronen-Identifikation im HES und im Kalorimeter verwendet wurden. Es hat sich jedoch herausgestellt, daß die Čerenkov-Zähler einige Elektronen und Hadronen falsch klassifizieren können, was sich auf die Analyse der HES- und Kalorimeter-Daten auswirkt. Beides wird in dieser Arbeit quantitativ untersucht. Als Ergebnis können dann unkorrigierte Werte und unter Berücksichtigung der Teilchenidentifikation beider Čerenkov-Zähler korrigierte Werte der Hadronen-Fehlidentifikation für gegebene Elektronen-Effizienz-Werte vorgestellt werden.

Abschließend wird die Identifikation isolierter Elektronen mit Schnitten in den Kalorimeter- und HES-Daten untersucht, die in einigen Monte-Carlo-Studien [JdP91], [ZC91a] zum Nachweis von Elektronen aus den Zerfällen schwerer Quarks verwendet wurden. Die Ergebnisse werden mit denen einer Monte-Carlo-Rechnung verglichen bei der das Testexperiment am CERN simuliert wurde.

Kapitel 2

Elektronen in der HERA-Physik

2.1 Überblick über die HERA-Physik

Experimente zur tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung gehören zu den erfolgreichsten Methoden zur Untersuchung der Struktur des Protons und haben bisher zum Verständnis der fundamentalen elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkungen beigetragen. Am Speicherring HERA¹ werden Wechselwirkungen zwischen 30 GeV Elektronen und 820 GeV Protonen untersucht.

Bei HERA können erstmalig Messungen durchgeführt werden, die einen wesentlichen Beitrag zur Beantwortung von Fragen aus der Quantenchromodynamik (QCD), der Physik der elektroschwachen Wechselwirkung und der 'exotischen Physik' leisten. Zur 'exotischen Physik' zählen Theorien, die als Erweiterung des Standardmodells vorgeschlagen wurden, wie die Idee der großen Vereinigung (Grand Unified Theories GUT), die Supersymmetrie (SUSY), Superstring-Modelle und Theorien, in denen Quarks und Leptonen eine Substruktur haben.

Die Themen, zu denen bei HERA experimentelle Untersuchungen gemacht werden sollen, wurden bereits mehrfach diskutiert [WOL86], [HER87 I], [HER87 II], [SAX91]. Eine genaue Elektronen-Identifikation ist für einige dieser Themen besonders wichtig. Dazu zählen:

- Bestimmung der Proton-Strukturfunktionen und der Quark-Verteilungen,
- Bestimmung der Gluonen-Verteilungen,
- Nachweis schwerer Quarks,
- Nachweis exotischer Teilchen wie Leptoquarks, supersymmetrische Teilchen und angeregte Elektronen.

Diese Beispiele werden jetzt näher erläutert.

2.2 Bestimmung der Proton-Strukturfunktionen und der Quark-Verteilungen

Die Bestimmung der Proton-Strukturfunktionen und der Quark-Verteilungen erfordert eine genaue Messung des Wirkungsquerschnitts für die tiefinelastische Streuung. Abb. 2.1 zeigt ein Diagramm

¹ Hadron-Elektron-Ring-Anlage, DESY, Hamburg

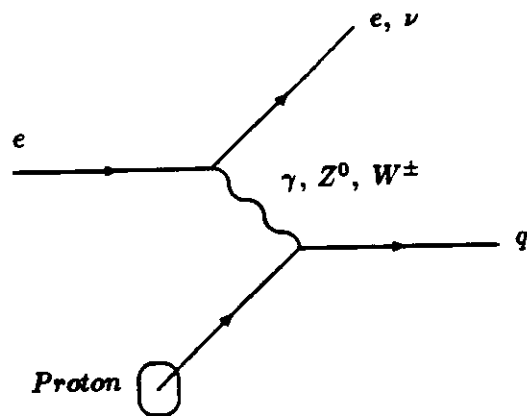


Abbildung 2.1: Diagramm für tiefinelastische e-p-Streuung.

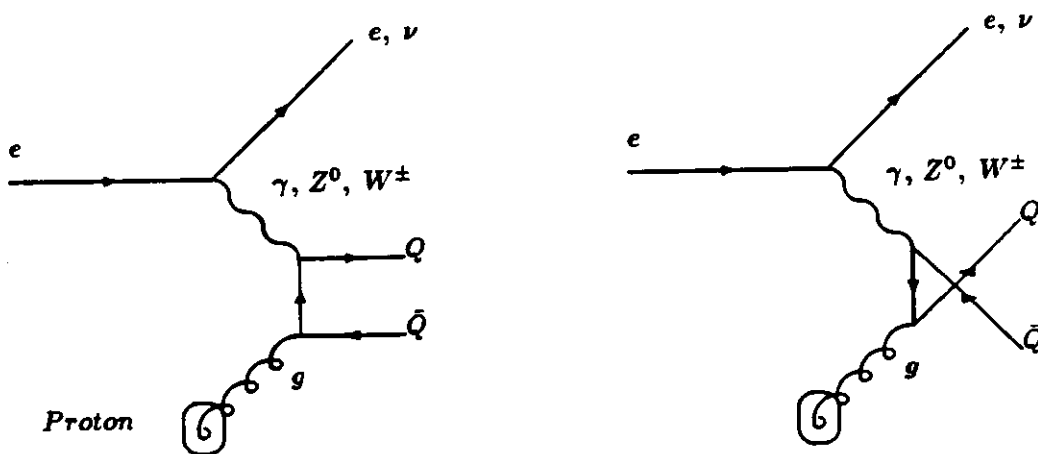


Abbildung 2.2: Quark-Antiquark-Produktion durch Photon-Gluon-Fusion.

erster Ordnung zu dem Streuprozess. Das einlaufende Elektron koppelt unter Austausch eines virtuellen Bosons an ein Quark. Bei Wechselwirkungen mit geladenen Austauschpartikeln (W^\pm) bzw. geladenen Strömen (CC) geht das Elektron in ein Neutrino über und die Quarksorte des gestreuten Quarks ändert sich. Wechselwirkungen mit neutralen Bosonen (γ, Z^0) bzw. neutralen Strömen (NC) zeichnen sich dadurch aus, daß das Elektron erhalten bleibt.

Die Kinematik der tiefinelastischen Streuung wird durch das Quadrat des Viererimpulses, der vom einfallenden Elektron übertragen wird, Q^2 , und der Bjorken- x - und y -Variablen beschrieben. x kann im Quark-Parton-Modell (QPM) als Impulsanteil des Protons, der vom gestoßenen Quark getragen wird, interpretiert werden. y gibt den relativen Energieübertrag des Elektrons an. Die kinematischen Variablen können 1.) durch Messung der Energie und des Streuwinkels des gestreuten Elektrons (nur bei geladenen Strömen), 2.) durch Messung der Energie und des Erzeugungswinkels des Stromjets und 3.) durch Messung der Energien sowie der transversalen und longitudinalen Impulsanteile der Hadronen relativ zur Strahlrichtung (Jacquet Blondel Methode [FEL87]) bestimmt werden [WOL86], [ING87], [KR91].

Die Wirkungsquerschnitte der tiefinelastischen Streuung sind in [ING87] und alternativ in [KL84], [BL87] und [BL90] beschrieben.

Die Proton-Strukturfunktionen sowie einige Quark- und Antiquark-Verteilungen oder Kombinationen davon können aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten für geladene und neutrale Ströme bestimmt werden. Jedoch läßt sich nur $F_2(x, Q^2)$ mit hinreichender Genauigkeit bestimmen [BL87], [BL90].

Die Proton-Strukturfunktionen sind bisher nur in kinematischen Bereichen von $1 < Q^2 < 300 \text{ GeV}^2$ und $0.01 < x < 0.9$ gemessen worden [RPP91]. Dieser Bereich kann bei HERA erweitert werden. Eine genaue Messung der Strukturfunktionen $F_2(x, Q^2)$ ist hier bis zu $x \sim 10^{-4}$ und $Q^2 \sim O(10^4 \text{ GeV}^2)$ möglich [BL90].

Damit kann die Quantenchromodynamik (QCD) in neuen kinematischen Bereichen getestet werden [BAR90a], [BAR90b]. Für hohe Q^2 -Werte ist die Evolution der Strukturfunktionen durch die perturbative QCD gut beschrieben. Dies kann bei HERA experimentell getestet werden. Von besonderem Interesse wird die Untersuchung von F_2 bei kleinen x -Werten sein, wo der nichtperturbative Bereich beginnt. Ungetestete QCD-Beiträge wie zum Beispiel 'hot spots' können die x - und Q^2 -Abhängigkeit dieser Funktion beeinflussen.

Darüberhinaus läßt sich die Gluonen-Verteilung, $G(x, Q^2)$, recht gut bestimmen. Die Messung dieser Verteilung, die im ZEUS-Experiment mit dem Hadron-Elektron-Separator in Kombination mit dem Kalorimeter, den Spurendetektoren und dem Übergangsstrahlungsdetektor (siehe Kapitel 3) durchgeführt werden kann, wird im folgenden näher beschrieben.

2.3 Messung der Gluonen-Verteilung

2.3.1 Methoden zur Bestimmung der Gluonen-Verteilung

Bei HERA können verschiedene Methoden zur Bestimmung der Gluonen-Verteilung, $G(x, Q^2)$, angewandt werden:

1. Einerseits läßt sich $G(x, Q^2)$ aus den Daten berechnen, die man bei der Streuung des Elektrons an einem Quark des Protons erhält (Abb. 2.1). Die Bestimmung der Gluonen-Verteilung hierbei kann zum Beispiel über eine simultane Lösung der Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi-Gleichungen (GLAP-Gleichungen) erfolgen. Es gibt jedoch hierbei einige Probleme [BL90], [BAR90b]: a.) die genaue Bestimmung von $G(x, Q^2)$ ist bei festem x nur innerhalb eines begrenzten Bereiches für Q^2 möglich, b.) der QCD-Skalenparameter Λ_{QCD} ist unbekannt und muß zusammen mit

der Gluonen-Verteilung an die Meßwerte angepaßt werden, c.) die GLAP-Gleichungen werden in Bereichen, in denen $x \leq 10^{-3}$ ist, ungültig, und d.) nur F_2 kann mit einer hinreichenden Genauigkeit gemessen werden.

2. Alternativ kann $x G(x, Q^2)$ aus den Messungen F_2 und F_L ermittelt werden. Beide Strukturfunktionen sind für $50 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ und $0.003 < x < 0.02$ mit $x G(x, Q^2)$ eng verknüpft [BL90]. Die Messungen sind jedoch schwierig und müssen bei mindestens zwei verschiedenen Energien durchgeführt werden.
3. Die Gluonen-Verteilung kann genauer bestimmt werden, wenn Reaktionen nachgewiesen werden, in denen ein Gluon direkt beteiligt ist, wie z.B. die Photon-Gluon-Fusion. Die erste Methode, die dazu vorgeschlagen wurde, basiert auf der Messung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma g \rightarrow J/\psi$ [TK87]. Hierbei kann die Gluonen-Verteilung für x -Werte von $6.0 \cdot 10^{-4}$ bis $1.4 \cdot 10^{-3}$ bestimmt werden.
4. Schließlich kann die Gluonen-Verteilung über den Wirkungsquerschnitt für offene Charm- oder Bottom-Quarkerzeugung wie zum Beispiel $\gamma g \rightarrow b\bar{b}$ bestimmt werden. Dieses Verfahren ist am effektivsten, denn die Vorteile gegenüber der vorherigen Methode sind der erwartete höhere Wirkungsquerschnitt und der größere kinematische Bereich für die Skalenvariable des Gluons, x_g , und Q^2 .

Auf die Messung des Wirkungsquerschnitts zur Erzeugung schwerer Quarks durch Boson-Gluon-Fusion soll jetzt näher eingegangen werden. Hierbei werden die wichtigsten Ergebnisse einer Studie zur Erzeugung schwerer Quarks durch Photon-Gluon-Fusion und zu deren Verteilung im ZEUS-Detektor [AL87] besprochen.

2.3.2 Der Nachweis schwerer Quarks

Der Nachweis schwerer Quarks ist nicht nur für die Bestimmung der Gluonen-Verteilung wichtig. Er ermöglicht auch Untersuchungen von seltenen Charm-Quark- und Bottom-Quark-Zerfällen. Der Hauptmechanismus für die Erzeugung schwerer Quarks ist die Boson-Gluon-Fusion (BGF):

$$\begin{array}{l} \text{geladene Ströme:} \quad W^+ + g \rightarrow Q + \bar{Q}' \\ \text{neutrale Ströme:} \quad \gamma/Z^0 + g \rightarrow Q + \bar{Q} \end{array}$$

Die Feynman-Graphen erster Ordnung sind in Abb. 2.2 gezeigt. Das Boson koppelt über ein virtuelles Quark an ein Gluon des Protons. Die totalen Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Charm- und Bottom-Quarks durch Boson-Gluon-Fusion sind groß: $\sigma(ep \rightarrow cX) \sim 1 \mu\text{b}$ und $\sigma(ep \rightarrow bX) \sim 8 \text{nb}$ [AL87]. Dagegen sind Prozesse, bei denen in einer tiefinelastischen Steuerung ein c - oder b -Quark aus einem Valenz-Quark erzeugt wird, viel unwahrscheinlicher, da die entsprechenden Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix-Elemente, die die Wirkungsquerschnitte für geladene Ströme mitbestimmen, klein sind.

Bei der Boson-Gluon-Fusion überwiegt der Austausch von neutralen Bosonen gegenüber geladenen. Der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $c\bar{c}$ - und $b\bar{b}$ -Paaren mit neutralen Strömen beträgt jeweils $5.1 \cdot 10^5 \text{ pb}$ und $4.2 \cdot 10^3 \text{ pb}$. Der entsprechende differentielle Wirkungsquerschnitt ist bei kleinen x - und Q^2 -Werten am größten.

Aus diesem Grunde

- überwiegt der Austausch von Photonen, und man bezeichnet die BGF daher auch als Photon-Gluon-Fusion (PGF),

- verschwindet das gestreute Elektron im Strahlrohr und
- zeigen die Transversalimpulse des Quarks und Antiquarks jeweils in entgegengesetzte Richtungen.

Abb. 2.3 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\theta$ für die Erzeugung schwerer Mesonen durch Photon-Gluon-Fusion, die in einer Monte-Carlo-Rechnung simuliert wurde.

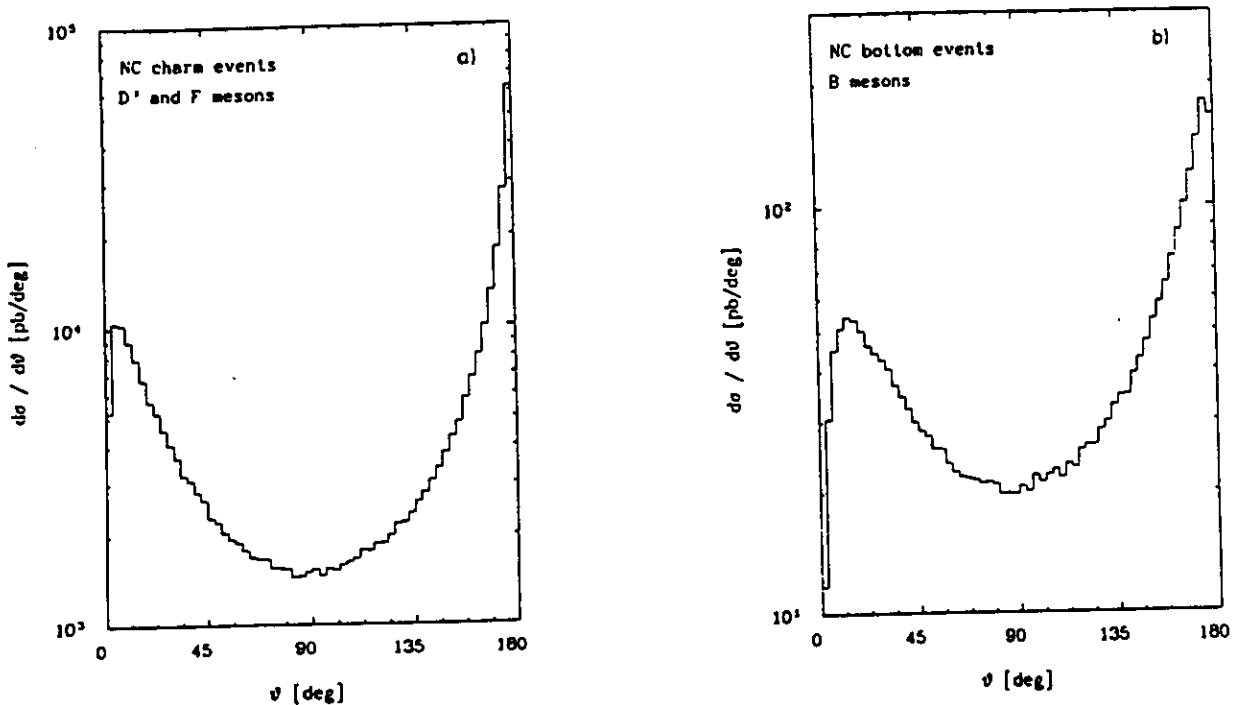


Abbildung 2.3: Polarwinkelverteilung schwerer Mesonen, die in einer Monte-Carlo-Simulation durch Photon-Gluon-Fusion erzeugt wurden. Links ist die Verteilung für D^{\pm} - und D_s^{\pm} -Mesonen (F-Mesonen) und rechts für B-Mesonen aufgetragen. $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$. [AL87]

Das Quark-Antiquark-System bewegt sich bei den $c\bar{c}$ - und $b\bar{b}$ -Ereignissen vorzugsweise in Protonrichtung (hier bei $\theta = 180^\circ$). Es bewegt sich aber auch relativ häufig entgegengesetzt in Elektronrichtung. Die Richtung, in die sich das Quark-Antiquark-System bewegt, wird durch die Gluon- und Photon-Impulse bestimmt. Diese zeigen jeweils mit entgegengesetzten Vorzeichen in z-Richtung. Die Transversalkomponenten sind klein. Daher ist es möglich, daß sich mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit ein Quark-Antiquark-System entgegengesetzt zur Protonflugrichtung bewegt. Die bei der Photon-Gluon-Fusion entstandenen schweren Quarks können semileptonisch zerfallen. Die Energie- und Winkelverteilungen der im Detektor nachweisbaren Leptonen sind den entsprechenden Verteilungen der schweren Mesonen ähnlich [AL87].

Im Experiment kann nun eine Photon-Gluon-Fusion nachgewiesen werden, wenn ein Lepton aus dem Zerfall eines schweren Quarks gemessen wird. Die Leptonen aus den Zerfällen der schweren Mesonen befinden sich aber innerhalb eines Hadronenjets, womit sich ihr Nachweis als schwieriger erweist. Ein solcher Jet wird zum Beispiel nach dem Zerfall $b \rightarrow c c^- \bar{\nu}_c$ von dem c-Quark ausgelöst. Unter 10^3 Hadronen im Jet befindet sich im Mittel ein Elektron.

2.4 Nachweis exotischer Teilchen

2.4.1 Leptoquarks

Leptoquarks [HER87 II] sind farbgeladene Bosonen mit drittelzahligen elektrischen Ladungen. Baryon- und Leptonzahl der Leptoquarks sind beide ungleich Null. Sie treten in Superstring-Modellen, in Theorien der großen Vereinigung, in Modellen in denen Quarks und Leptonen eine Substruktur haben und in Technicolor-Theorien auf.

Skalare Leptoquarks (oder *s-channel*-Leptoquarks) werden durch Elektron-Quark-Fusion erzeugt. Sie zerfallen wieder in Quarks und Elektronen oder Neutrinos. Skalare Leptoquarks können durch eine genaue Messung der x -Verteilung nachgewiesen werden [BIJ87], [HA87]. Sie werden bei konstantem x produziert. Es gilt $x = m_s^2/s$, wobei m_s die Leptoquarkmasse und s das Quadrat der Elektron-Proton-Schwerpunktsenergie ist. Eine Signatur für die Leptoquark-Erzeugung ist daher ein Peak in der x -Verteilung. Der Leptoquarkzerfall ist isotrop, da sein Spin Null ist. Daraus ergibt sich eine flache Q^2 - und y -Verteilung ($y = Q^2/sx$) für Leptoquark-Ereignisse. Diese unterscheiden sich deutlich von Ereignissen der in Abschnitt 2.2 angesprochenen tiefinelastischen Streuung, deren Wirkungsquerschnitte von $1/Q^4$ oder $1/y^2$ abhängen. Eine Fehlidentifikation durch Hintergrundprozesse tiefinelastischer Streuung mit geladenen und neutralen Strömen kann durch Schnitte in der Q^2 oder y -Verteilung reduziert werden.

Eine zweite Sorte von Leptoquarks (*t-channel*-Leptoquarks), wird in den Technicolor-Theorien vorhergesagt. Die Produktion dieser Sorte in der Elektron-Proton-Streuung erfolgt über ein Gluon, das ein schweres Quark-Antiquark-Paar erzeugt. Das schwere Quark fusioniert mit dem Elektron zu einem Leptoquark. *t-channel*-Leptoquarks verursachen keinen Peak in der x -Verteilung. Sie lassen sich jedoch durch Rekonstruktion ihrer Masse nachweisen.

Bei HERA können Leptoquarks bis zu 300 GeV nachgewiesen werden.

2.4.2 Supersymmetrische Teilchen

Supersymmetrie (SUSY) ist eine der Hauptideen der 'neuen Physik', die über das Standard-Modell hinausgeht. Durch die Supersymmetrie wird die Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen hergestellt. Bosonen und Fermionen werden in Supermultipletts zusammengefaßt. Jedem bekannten Fermion wird ein zu entdeckender Spin-0-Partner zugeordnet, der als Sfermion bezeichnet wird, und zu jedem bekannten Boson soll es einen Spin-1/2-Partner, das Bosino, geben. Die Partner der Leptonen oder der Quarks werden Slepton, \tilde{l} , bzw. Squarks, \tilde{q} , genannt und die Partner der Photonen, Gluonen, W -, Z - und Higgs-Teilchen als Photinos, $\tilde{\gamma}$, Gluinos, \tilde{g} , Winos, \tilde{W} , Zinos, \tilde{Z} , und Higgsinos, \tilde{H} , bezeichnet. Bei HERA soll die Erzeugung eines Selektrens und eines Squarks nachgewiesen werden [STA87]. In der Reaktion $e + p \rightarrow \tilde{e} + \tilde{q}$ wird ein $\tilde{\gamma}$, ein \tilde{Z} oder ein \tilde{H} ausgetauscht. Das Selektion zerfällt in ein Elektron und ein Photino und das Squark in ein Quark und ein Photino: $\tilde{e} \rightarrow e + \tilde{\gamma}$, $\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{\gamma}$. Die Photinos werden nicht gemessen und die Transversalimpulse von Quark und Elektron aus dem Zerfall heben sich nicht auf. Daher können durch Impuls und Energiemessung SUSY-Ereignisse von NC-Ereignissen, bei denen die gemessenen Transversalimpuls ausbalanciert sind, unterschieden werden. Bei mindestens 10 SUSY-Ereignissen pro 200 pb^{-1} kann die Squark und Slepton Produktion bis zu Massenwerten von $m_{\tilde{q}} + m_{\tilde{e}} = 160 \text{ GeV}$ untersucht werden [WOL86].

2.4.3 Angeregte Elektronen

Wenn Elektronen zusammengesetzte Teilchen sind, können diese wahrscheinlich bei der ep -Streuung angeregt werden [WOL86]. Angeregte Elektronen könnten durch elastische sowie durch inelastische

Prozesse erzeugt werden: $e + p \rightarrow e^* + p$ und $e + p \rightarrow e^* + X$. Sie würden dann unter Abgabe von Photonen, Z^0 -Bosonen oder W-Bosonen zerfallen. Man erwartet, daß der Wirkungsquerschnitt für die elastische e^* -Erzeugung von der selben Größenordnung ist wie der Wirkungsquerschnitt für inelastische e^* -Produktion und daß die meisten angeregten Elektronen bei kleinem Q^2 erzeugt werden [HAG85]. Ein Anzeichen für die Erzeugung von angeregten Elektronen ist daher das alleinige Auftreten eines Elektron-Photon-Paares mit hohen Transversalimpulsen aus dem e^* -Zerfall, weil mit hoher Wahrscheinlichkeit die Hadronen im Strahlrohr verschwinden.

Kapitel 3

Das hochauflösende Kalorimeter

3.1 Der ZEUS-Detektor

Abb. 3.1 und Abb. 3.2 zeigen den Längs- und den Querschnitt des Detektors. Er besteht aus folgenden Komponenten:

- dem Vertex-Detektor (VXD),
- der zentralen Spurenkammer (CTD),
- den Spurenkammern in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung (FTD, RTD),
- dem Übergangsstrahlungsdetektor (TRD),
- der supraleitenden Magnetspule (COIL) und Kompensationsspule (compensator),
- dem Jochkalorimeter (BAC),
- dem Myonendetektorkomplex (MUO),
- dem hochauflösenden Kalorimeter (CAL),
- dem Hadron-Elektron-Separator (HES).

Das hochauflösende Kalorimeter, der Hadron-Elektron-Separator, die Spurendetektoren und der Übergangsstrahlungsdetektor spielen bei der Elektronen-Identifikation eine wesentliche Rolle. Die Hadron-Elektron-Separation im Kalorimeter und im Hadron-Elektron-Separator wird in Kapitel 6 anhand von Prototypdaten, die am CERN-PS aufgenommen wurden, untersucht. Daher wird die endgültige Version beider Komponenten im ZEUS in diesem und im nächsten Kapitel beschrieben.

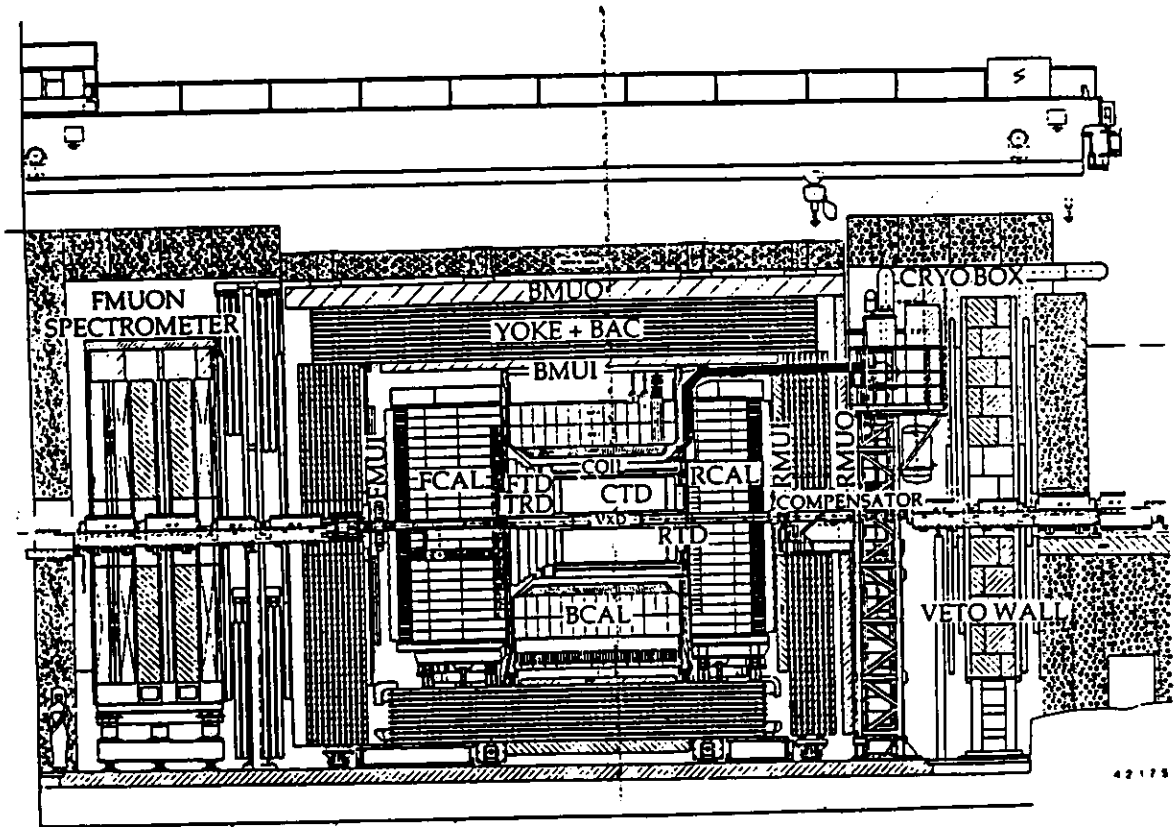


Abbildung 3.1: Längsschnitt durch den ZEUS-Detektor [ZC89].

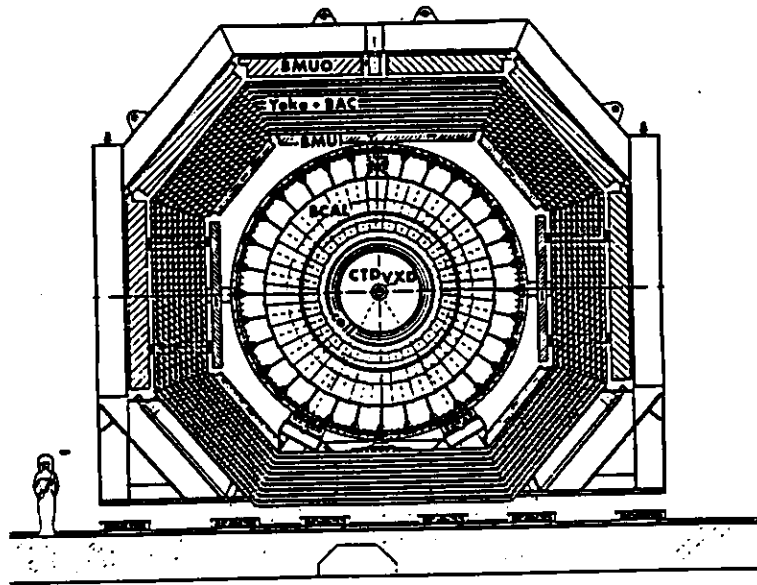


Abbildung 3.2: Querschnitt durch den ZEUS-Detektor [ZC89].

3.2 Allgemeine Eigenschaften des Kalorimeters

Aus den physikalischen Fragestellungen, die bei HERA untersucht werden sollen [WOL86], [HER87 I], [HER87 II], [KR91] wurde ein hochauflösendes Uran-Szintillator-Kalorimeter entwickelt [WOL86], [ZC86], [BR87], [ZC89]. Das Kalorimeter muß folgende Anforderungen erfüllen:

- Energieauflösung für Hadronen von $\sigma(E)/E = 35\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ (E in GeV). \oplus steht für quadratische Addition. Der konstante Term berücksichtigt Nichtuniformitäten und Kalibrations-Unsicherheiten.
- Energieauflösung für Elektronen von $\sigma(E)/E = 18\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$,
- gleiches Antwortverhalten auf Elektronen und Hadronen, ($e/h = 1$), das heißt Kompensation,
- Winkelauflösung für Jets besser als 10 mrad,
- gute Elektronen-Identifikation sowohl von isolierten Elektronen als auch von Elektronen in Jets mit dem Hadron-Elektron-Separator,
- vollständige Erfassung des Raumwinkels bis auf den Bereich des Strahlrohrs,
- präzise Energiekalibration ($\leq 1\%$). Die Relation zwischen deponierter Energie und gemessenem Signal soll unabhängig vom Einschufort und vom Zeitpunkt der Messung mit einer Genauigkeit von $\leq 1\%$ bekannt sein [KLA91].

Das Kalorimeter schließt den inneren Wechselwirkungsbereich bis auf die Eintrittsöffnungen für das Strahlrohr ein (Abb. 3.3). In der vorderen Hemisphäre in Protonrichtung wird 99.8% und in der hinteren 99.5% des Raumwinkels durch das Kalorimeter erfaßt.

Das gesamte hochauflösende Kalorimeter ist in drei Bereiche unterteilt:

- das Vorwärts-Kalorimeter (FCAL), das den Winkelbereich von 2.2° bis 39.9° abdeckt,
- das Zentralkalorimeter (BCAL), im Bereich von 36.7° bis 129.1° ,
- das Rückwärts-Kalorimeter (RCAL) im Bereich von 128.1° bis 176.5° .

Vorwärts-, Zentral- und Rückwärts-Kalorimeter sind aus Modulen zusammengesetzt. Sie bestehen abwechselnd aus Schichten angereicherter Urans und Szintillatoren. Das FCAL und das RCAL bestehen jeweils aus 24 Modulen einschließlich 2 Modulen, die oberhalb und unterhalb des Strahlrohrs angebracht sind. Die FCAL- und RCAL-Module sind jeweils 20 cm breit. Der Teil eines Moduls, in dem das Uran und Szintillatormaterial untergebracht ist, weist je nach Lage bezüglich des Strahls eine Höhe von 2.2 m bis 4.6 m auf. Das BCAL ist aus 32 Modulen zusammengesetzt, die aus trapezförmigen Segmenten bestehen. Jedes Modul deckt einen azimuntalen Winkelbereich von 11.25° ab.

Die Module im F-, B- und RCAL sind zur Ortsmessung eines Teilchens und zur Verbesserung Hadron-Elektron-Separation unterteilt. Sie sind in Längsrichtung zwei- bis dreifach segmentiert. Den inneren Teil bildet das 'elektromagnetische Kalorimeter' (EMC) mit einer Tiefe von 25 Strahlungslängen (X_0) oder einer Wechselwirkungslänge (λ) für die hadronische Wechselwirkung. Der äußere Teil wird als 'hadronisches Kalorimeter' (HAC) bezeichnet. Dessen Tiefe variiert von 6λ in der vorderen Region des ZEUS-Detektors bis 3λ im rückwärtigen Bereich. Im FCAL und im BCAL wird das hadronische Kalorimeter in 2 Abschnitten (HAC1, HAC2) ausgelesen. Der Querschnitt der HAC-Sektionen

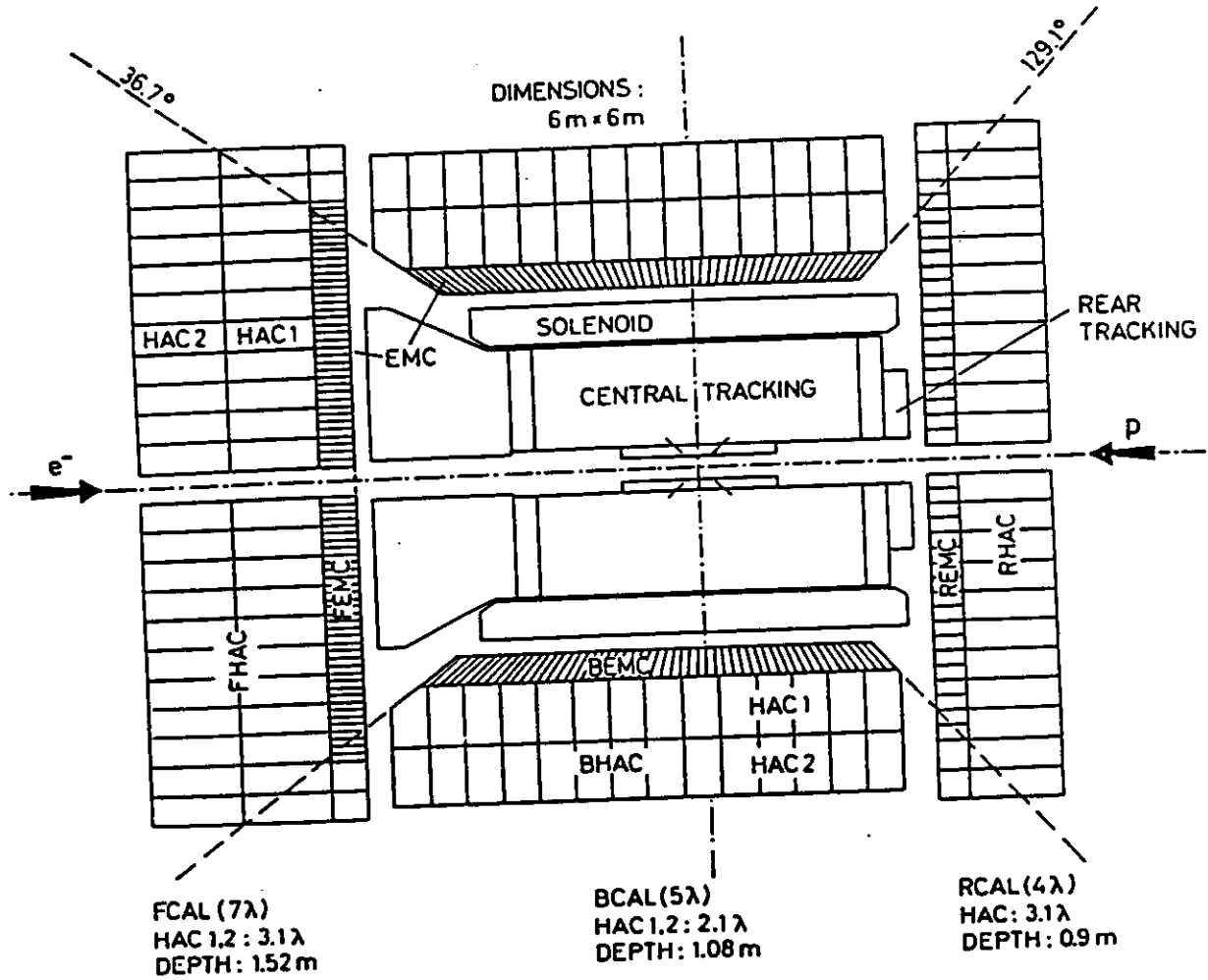


Abbildung 3.3: Schematische Anordnung des Kalorimeters [ZC89].

des Vorwärts- und des Rückwärts-Kalorimeters ist jeweils $20 \times 20 \text{ cm}^2$ groß. Das elektromagnetische Kalorimeter ist mit $5 \times 20 \text{ cm}^2$ feiner segmentiert. In den Bereichen, in denen das FCAL und das RCAL hinter dem Zentralkalorimeter versteckt sind, haben die EMC-Sektionen, ebenso wie die HAC 1-Sektionen, jeweils einen Querschnitt von $20 \times 20 \text{ cm}^2$ und werden daher auch als HAC 0-Sektionen bezeichnet.

Im FCAL sind in einer Tiefe von etwa $3.3 X_0$ und $6.6 X_0$ Lücken für den Hadron-Elektron-Separator ausgespart. Im BCAL und im RCAL ist eine Lage in einer Tiefe von $3.3 X_0$ vorgesehen.

3.3 Das Vorwärtskalorimeter

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Eigenschaften des für den ZEUS-Detektor vorgesehenen Vorwärtskalorimeters (FCAL) erläutert, da die in Kapitel 6 auszuwertenden Testmessungen an dem Prototypen des FCAL durchgeführt wurden. Die Unterschiede zu dem FCAL-Prototypen werden in Kapitel 6 besprochen.

3.3.1 Der Aufbau der FCAL-Module

Abb. 3.4 zeigt den Aufbau eines FCAL-Moduls. Die angegebenen Dimensionen beziehen sich auf das größte Modul.

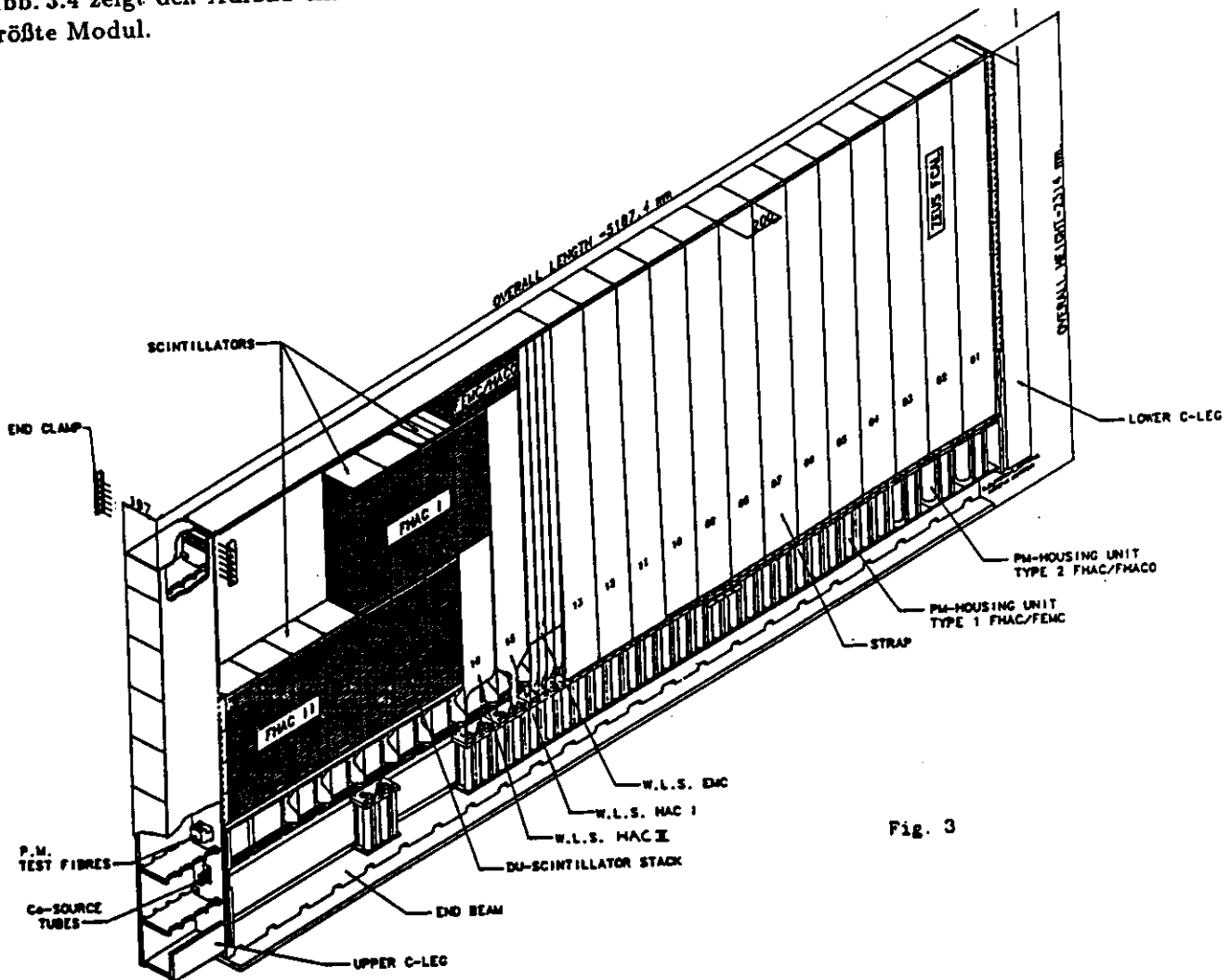


Fig. 3

Abbildung 3.4: FCAL-Modul [ZC91b].

Im einzelnen besteht ein FCAL-Modul aus folgenden Komponenten:

1. Die mechanische Struktur

- Ein Stahl-T-Profil, das für die mechanische Stabilität des Moduls verantwortlich ist. Es trägt außerdem die Photomultiplier sowie ihre magnetische Abschirmung und die erste Stufe der Ausleselektronik.
- Zwei Stahl-U-Profile, die an den Enden des T-Profiles befestigt sind und zwischen denen die Uran-Absorberplatten angebracht sind. Sowohl die Elektronik und das Verteilungssystem für die HES-Detektoren als auch Co^{60} -Quellen zur Kalibration, ein Lichtleitersystem und diverse Kühlsysteme werden hier installiert.

2. Die Sandwich-Struktur

- Eine 15 mm dicke Aluminium-Frontplatte.

- Platten aus abgereicherten Uran (DU^1). Sie sind bis zu 4.60 m lang und weisen eine Dicke von 3.3 mm auf. Die Platten der EMC-Sektion sind in 0.2 mm und die der HAC-Sektionen in 0.4 mm dicken Stahlfolien eingekleidet. Dadurch wird die durch die natürliche Radioaktivität im Szintillator deponierte Lichtmenge so eingestellt, daß einerseits noch genügend Licht produziert wird, um das Kalorimeter mit dieser äußerst stabilen Strahlungsquelle kalibrieren zu können, und andererseits die Strahlung abgeschirmt wird. Die Folien vermindern außerdem die Strahlenbelastung der Szintillatoren und verbessern die Auflösung des Kalorimeters, indem das Rauschen durch die DU-Aktivität bei der Aufsummation größerer Kalorimeterbereiche klein gehalten wird.
- Szintillatorplatten, $50 \times 191 \text{ mm}^2$ für die EMC-Sektion, $200 \times 186 \text{ mm}^2$ für die HAC 1- und $200 \times 181 \text{ mm}^2$ für die HAC 2-Sektion.
- Abstandhalter zwischen den DU-Platten, die verhindern, daß auf die Szintillatoren Druck ausgeübt wird.
- Edelstahl-Spannbänder, mit denen die Uranplatten, deren Abstandhalter und die Aluminium-Frontplatten zu einer mechanischen Einheit zusammengehalten werden.

3. Die optische Auslese

- Wellenlängenschieber und Lichtleiter.
- Photomultiplier, die am T-Stahl-Profil befestigt sind.

In Tab. 3.1 und Tab. 3.2 sind die genauen Zusammensetzungen und die physikalischen Eigenschaften der DU-SZI-Schichten in den EMC- und HAC-Sektionen aufgelistet.

Tabelle 3.1: Zusammensetzung und Eigenschaften einer DU-SZI-Schicht im EMC [ZC91b].

Material	Dicke t (mm)	X_0	λ
Stahl	0.2	0.011	0.0012
DU	3.3	1.000	0.0305
Stahl	0.2	0.011	0.0012
SCI	2.6	0.006	0.0033
Papier	0.7		
Zwischenräume	0.6		
Summe	7.6	1.028	0.0362
effektive Strahlungslänge X_0		0.74 cm	
effektive Kernabsorptionslänge λ		21.0 cm	
effektiver Molière-Radius R_M		2.02 cm	
effektive kritische Energie ϵ		10.6 MeV	
effektive Dichte $\bar{\rho}$		8.7 g/cm ³	

¹Die Platten enthalten 98.1% U238, 1.7% Nb und weniger als 0.2% U235. Ihre Dichte ist 18.9 g/cm³.

Tabelle 3.2: Zusammensetzung und Eigenschaften einer DU-SZI-Schicht im HAC [ZC91b].

Material	Dicke t (mm)	X_0	λ
Stahl	0.4	0.023	0.0024
DU	3.3	1.000	0.0305
Stahl	0.4	0.023	0.0024
SCI	2.6	0.006	0.0033
Papier	0.7		
Zwischenräume	0.6		
Summe	8.0	1.052	0.0386
effektive Strahlungslänge X_0		0.76 cm	
effektive Kernabsorptionslänge λ		20.7 cm	
effektiver Molière-Radius R_M		2.0 cm	
effektive kritische Energie ϵ		12.3 MeV	
effektive Dichte $\bar{\rho}$		8.7 g/cm ³	

3.3.2 Die optische Auslese

Als Szintillator wird SCSN 38 verwendet. Der Szintillator enthält als Basismaterial Polystyrol und ist mit den Farbstoffen Butyl-PBD (1 %) und BDB (0.02 %) dotiert. SCSN-38-Szintillatoren haben die Eigenschaft, nicht so schnell zu altern wie nichtaromatische Szintillatoren, und sind stabiler gegen Strahlenbelastung. Sie weisen eine hohe Lichtausbeute und eine geringe Signalsättigung auf. Beim Szintillationsprozeß in SCN 38 geben die von den durchgehenden Teilchen angeregten Moleküle UV-Licht ab, das auf einer Strecke von einigen zehntel Millimetern durch die zugesetzten Farbstoffmoleküle absorbiert wird, um im blauen Bereich reemittiert zu werden. Das blaue Licht wird anschließend zu den Kanten des Szintillators durch interne Totalreflexion transportiert.

Dort geht es in die Wellenlängenschieber über, wird absorbiert und als grünes Licht wieder emittiert. Sowohl die Wellenlängenschieber als auch die Lichtleiter bestehen aus Polymethylmethacrylat (PMMA), einem alifatischen Stoff, der mit Y 7, einem fluoreszierenden Farbstoff, und einem UV-Absorber dotiert ist. Y 7 absorbiert Strahlung mit einer Wellenlänge von weniger als 360 nm.

Zur Vermeidung von Klebestellen, die zu Transmissionsverlusten führen, wurden die Wellenlängenschieber und die Lichtleiter zusammen aus einem Stück gefertigt.

Sowohl die Szintillatoren als auch die Wellenlängenschieber sind in reflektierende Materialien eingekleidet, die zur gezielten Veränderung der Reflektivität mit einem schwarzen Muster bedruckt sind. Dadurch wird eine gleichmäßige Lichtausbeute erreicht. Eine Uniformität von mehr als 5 % kann erreicht werden.

Das in den Wellenlängenschiebern emittierte grüne Licht wird mit Totalreflexion zu den Photovervielfachern transportiert, wo es dann in ein elektrisches Signal übersetzt, und das dann verstärkt wird. Im elektromagnetischen Kalorimeter sind Photomultiplier vom Typ Phillips XP-1911 und im hadronischen Kalorimeter Röhren des Typs Hamamatsu R-580 vorgesehen. Zur Spannungsversorgung der Photovervielfacher wurden 'Cockcroft-Walton-Kaskaden' ausgesucht.

In den Ausgangssignalen der Photomultiplier ist die Information über die von einem Teilchen im

Detektor deponierte Energie und die Zeitpunkte der Deposition in den einzelnen Kalorimetertürmen verschlüsselt. Zur Bestimmung dieser beiden Größen werden die Pulse aus den Photovervielfachern, die jeweils eine Breite von weniger als 60 ns aufweisen, zuerst umgeformt, so daß deren Anstieg- und Abfallzeiten etwa 277 ns lang sind [HER91]. Die Signale werden dann im Abstand von 96 ns, der Taktzeit der Ausleseelektronik, abgetastet und zur Digitalisierung gespeichert.

Das Abtasten der Pulse und Speichern der Signalwerte besorgt eine Analog-'Pipeline' mit 58 Speicherzellen (Speicherkondensatoren und Schalter). Ereignisse, die vom Trigger selektiert werden, können innerhalb der Pipeline von einem Integrationsverstärker ausgelesen und in einen Puffer (Buffer) übertragen werden. Im Buffer werden einige Signalwerte zwischengespeichert, um sie danach über einen 'Multiplexer' und ein 60 m langes verdrehtes Kabel zur Digitalisierung in ein Meßgebäude (Rucksack) zu übertragen. Die Pipelines und Buffer sind zusammen auf Karten angebracht.

Kapitel 4

Der Hadron-Elektron-Separator

In diesem Kapitel werden folgende Komponenten des Hadron-Elektron-Separators (HES) beschrieben: die Siliziumdioden, die Vorverstärker, die HES-Module und die bipolaren Pulsformer. Am Schluß soll dann auf die analoge und digitale Datenverarbeitung kurz eingegangen werden (siehe Abb. 4.7).

4.1 Die Detektorkarten des Hadron-Elektron-Separators

4.1.1 Die Siliziumdioden

Je zwei Siliziumdioden sind zusammen mit zwei Vorverstärkern auf einer Keramikkarte montiert (Abb. 4.1). Abb. 4.2 zeigt den Aufbau einer HES-Diode. Sie besteht aus einer stark dotierten p-Schicht, p^+ , und einer stark dotierten n-Schicht, n^+ , zwischen denen eine sehr schwach n-dotierte Siliziumschicht liegt. Die Unterseite der Diode ist mit dem 'Masse'-Potential verbunden. Der in der Abbildung gezeigte Rand der Diode ist gegenüber dem p^+ -dotierten Bereich durch eine SiO_2 -Schicht isoliert. Mit wachsender Sperrspannung sind in einer Übergangszone zwischen der p- und der n-Schicht einer Diode immer weniger freie Ladungsträger zu finden (Verarmung). Daher wird diese Übergangszone auch Verarmungszone genannt. Bei einer Spannung von mehr als 65 V ist die in Abb. 4.2 gezeigte Diode vollständig verarmt. Die Breite der Verarmungszone (Sperrschichtdicke) ist ungefähr gleich der Gesamtdicke der Diode. Der Mittelwert der Dicke einer Diode liegt zwischen $370 \mu m$ und $450 \mu m$. Bei einer Dicke von $430 \mu m$ und einer Gesamtfläche von $30.50 \times 34.03 mm^2$, beträgt die Kapazität der HES-Diode etwa 250 pF [KHB91]. Auf der in Abb. 4.1 gezeigten Diodekarte ist die p^+ -dotierte Schicht durch eine gepunktete Linie angedeutet, sie weist eine Fläche von $28.90 \times 32.43 mm^2$ auf. Für die Lückenbreite zwischen zwei Dioden auf einer Karte wurde ein Wert von $0.88 \pm 0.07 mm$ bestimmt [KHB91]. Die daraus ermittelte aktive Fläche von $29.62 \times 33.15 mm^2$ ist etwa 5 % größer als der p-dotierte Bereich und 5 % kleiner als die Gesamtfläche der Diode.

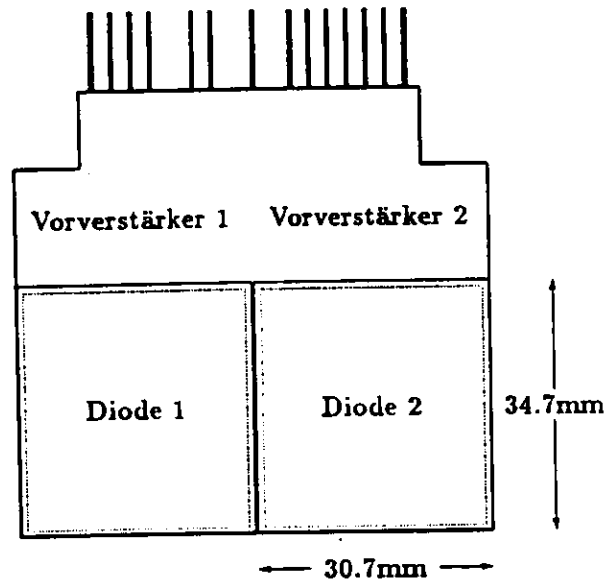


Abbildung 4.1: Diodenkarte mit zwei Dioden und Vorverstärkern im Maßstab 1:1 [KHB91].

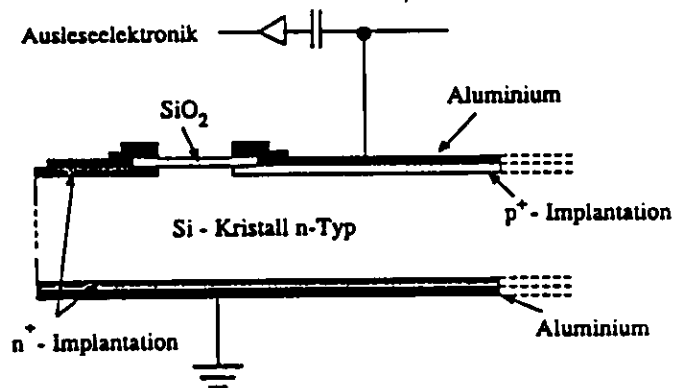


Abbildung 4.2: Aufbau einer HES-Diode: Die Diode besteht aus einer stark p- und einer stark n-dotierten Schicht, zwischen denen eine quasi intrinsische, n-dotierte Schicht liegt. Die Unterseite der Diode liegt auf Masse. Die in der Abbildung gezeigte Kante der Diode ist gegenüber dem p⁺-dotierten Bereich durch eine SiO_2 -Schicht isoliert [KHB91].

4.1.2 Die Vorverstärker

Abb. 4.3 zeigt die Schaltung für eine als Detektor verwendete HES-Diode. Bei der angelegten Sperrspannung U ist die Diode vollständig verarmt. Durchquert ein geladenes Teilchen die Diode, so werden durch Ionisation Ladungsträger erzeugt, die bei dem angelegten Feld zu den Elektroden beschleunigt werden und dort einen Strompuls verursachen. An dem Widerstand fällt nun kurzzeitig Spannung ab. Das Spannungssignal wird über den Kondensator zum Eingang eines ladungsintegrierenden Vorverstärkers übertragen. Da das Signal eines minimalionisierenden Teilchens in einer HES-Diode (entsprechend einer Ladung von etwa 6 fC [KHB91]) klein ist, werden rauscharme Vorverstärker eingesetzt, die neben den Dioden auf einer Karte angebracht werden. Das Rauschen dieser Verstärker beträgt nur etwa 0.7 fC (0.12 mip [ZC91a]). Durch die kurzen Zuleitungen werden größere Signalverluste vermieden und der Einfluß äußerer Störquellen reduziert.

Ein Maß für die Verstärkung eines ladungsintegrierenden Vorverstärkers ist das Verhältnis der Ausgangsspannung zu der im Detektor generierten Ladung. Für sehr große Verstärkung ist dieses Verhältnis gleich dem Kehrwert der Kapazität des Rückkoppelkondensators C_F (Abb. 4.3) [HE183]. Für die Diodensignale des Hadron-Elektron-Separators beträgt die Verstärkung $1/C_F \approx 3 \cdot 10^{11}\text{ V/C}$. Ein minimalionisierendes Teilchen, das in der Diode eine Ladung von 6 fC freisetzt, verursacht damit eine Ausgangsspannung von 1.8 mV .

Der dynamische Bereich der Vorverstärker ist größer als 5 pC [ZC91a], was einem Diodensignal von mehr als 800 mip entspricht.

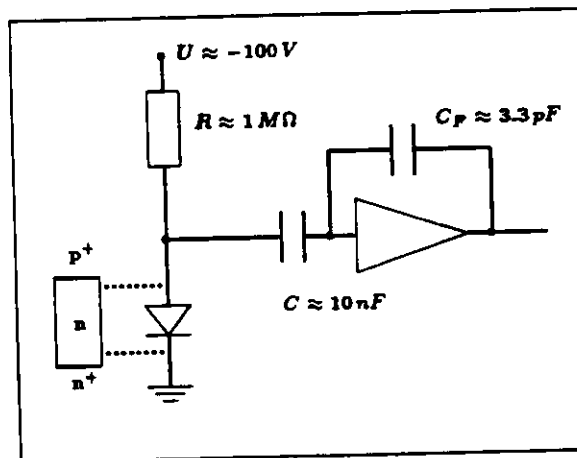


Abbildung 4.3: Schematischer Schaltplan einer als Detektor verwendeten HES-Diode mit Vorspannung, U , Vorwiderstand, R , Entkoppelkondensator, C , und Rückkoppelkondensator, C_F . Die Schichten der p-i-n-Diode sind angedeutet.

4.2 Die HES-Module

Insgesamt 56 Keramikplatten sind jeweils auf mehrschichtigen Platinen hintereinander montiert (Abb. 4.4). Eine Platine ist 4.50 m lang, 44 mm breit und 4 mm dick und besteht aus 18 Schichten, von denen sieben Lagen 49 Signal- und Massezuleitungen für die Detektorkarten und drei Schichten Leitungen für die Versorgungsspannungen ($+12\text{ V}$, -12 V , -100 V) und Testpulsleitungen enthalten. Eine Schicht liegt auf Masse, und die restlichen sieben Lagen sind als Abschirmung zwischen den signalführenden Ebenen vorgesehen, um ein Übersprechen zwischen den einzelnen Signalleitungen zu

verhindern. An den Seiten einer Platine sind zwei Aluminiumrahmen angebracht, um mechanische Stabilität zu gewährleisten. Außerdem enthalten die Rahmen der HES-Skis im F- und RCAL Rohre für die Wasserkühlung der Vorverstärker. Zwei 18-lagige Platinen werden zu einer Einheit zusammengesetzt, die wegen ihrer länglichen Form als 'Ski' bezeichnet wird. Dabei sind die aktiven Flächen der Dioden nach innen gewandt, während die Schichten der Platinen außen liegen (Abb. 4.4). Die aktive Fläche einer Diode der einen Ski-Hälfte liegt der passiven Fläche (Vorverstärker) einer anderen gegenüber, so daß ein Ski eine möglichst große aktive Fläche für den Nachweis von Teilchen aufweist. Der ganze Ski hat eine Breite von 62.5 mm und eine Dicke von 14 mm. Drei dieser Skis werden zu einem HES-Modul zusammengesetzt (Abb. 4.5). Die Module werden in die dafür vorgesehenen Lücken in den EMC-Sektionen des Kalorimeters vertikal eingefügt.

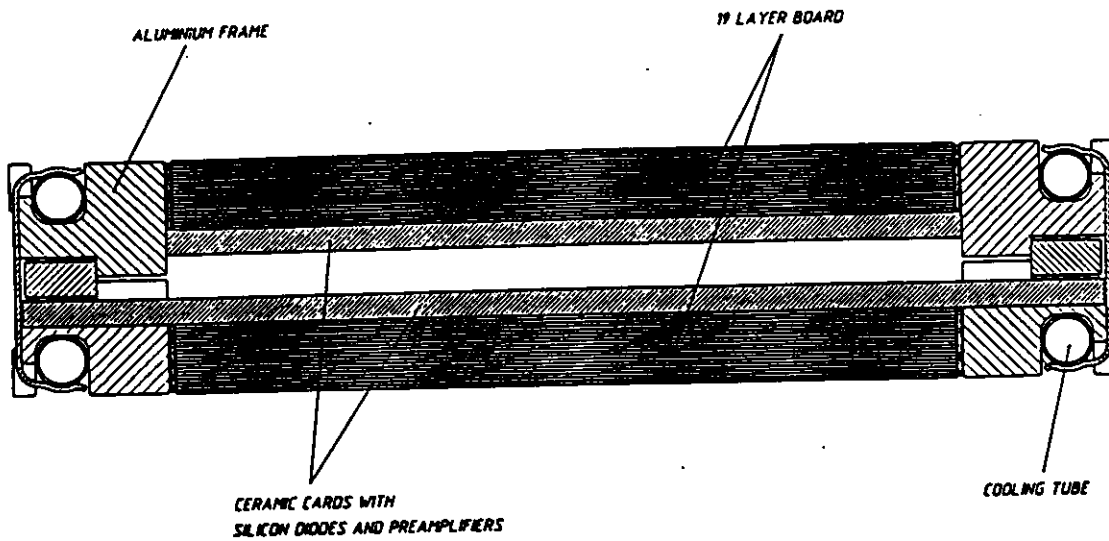


Abbildung 4.4: Querschnitt eines HES-Skis [ZC91a].

4.3 Die bipolaren Pulsformer

Die Signale am Ausgang des Vorverstärkers haben eine Anstiegszeit von etwa 100 ns und fallen exponentiell, mit einer Abklingzeit von 120 μ s, ab. Der bipolare Pulsformer (*shaper*) wandelt die Anstiegsflanke des Vorverstärker in die in Abb. 4.6 gezeigte Signalf orm um. Er reduziert die Bandbreite des Signals und damit das Rauschen. Eine Signalüberlagerung (*pile up*) ist beschränkt auf Signalabstände von weniger als 1 μ s. Eine Verschiebung der Nulllinie (*baseline shift*) aufgrund der Häufigkeit und Amplitude des Eingangssignals tritt wegen der symmetrischen Signalf orm nicht ein.

Die Anstiegszeit des für den Hadron-Elektron-Separator vorgesehenen Pulsformers beträgt 180 ns und der Verstärkungsfaktor 2.7. Ein minimalionisierendes Teilchen erzeugt daher ein Signal von etwa 4.9 mV nach dem Pulsformer.

Im Hadron-Elektron-Separator werden die Signale am Ausgang des Pulsformers wie bei der Kalorimeterauslese abgetastet (siehe Abschnitt 3.3.2). Es werden drei Spannungen gemessen. Abb. 4.6 zeigt, an welchen Stellen das umgeformte Signal abgetastet wird. Mit den Meßwerten werden die Amplitude, die Ankunftszeit und die Nulllinie eines Signals bestimmt.

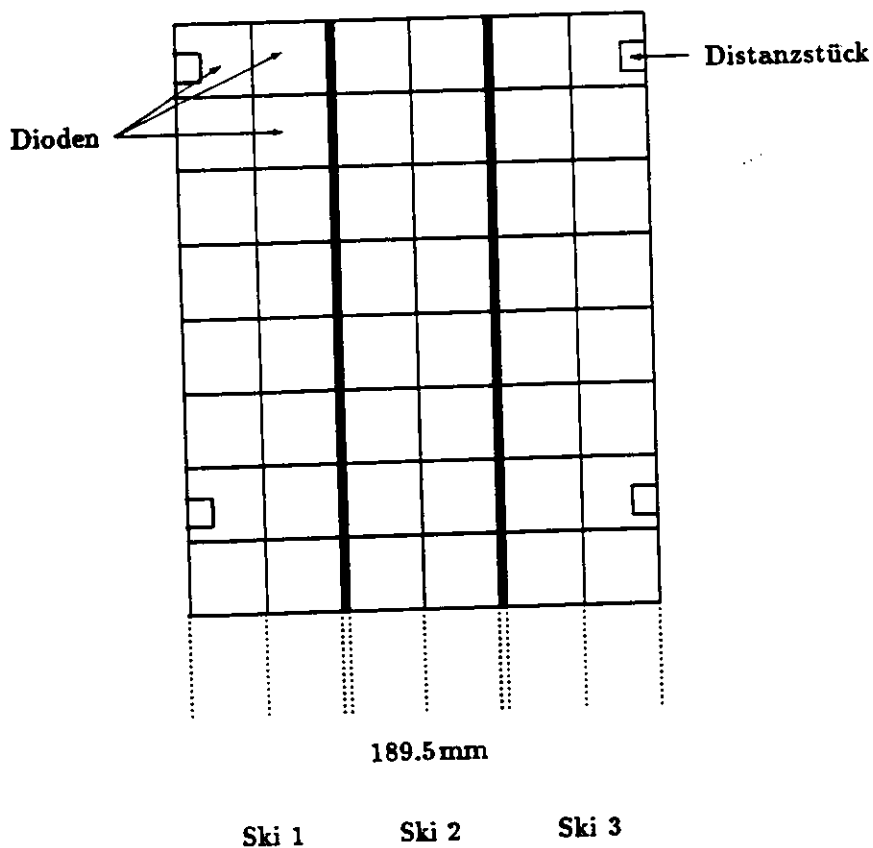


Abbildung 4.5: Aufbau eines HES-Moduls aus drei Skis [KHB91].

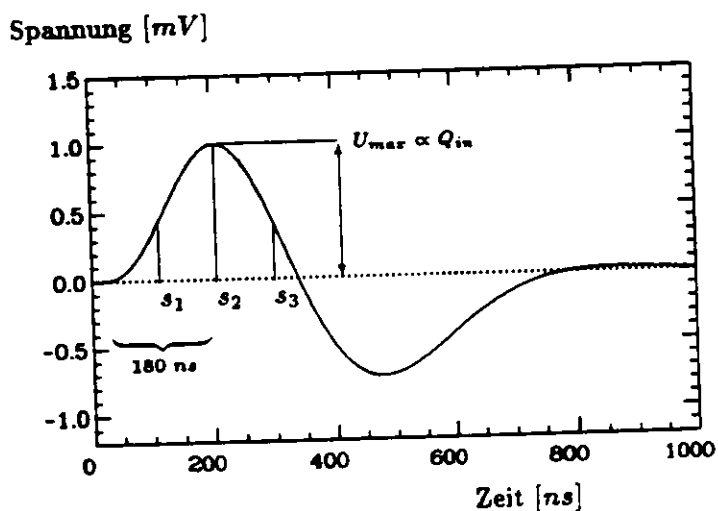


Abbildung 4.6: Signalform nach dem bipolaren Pulsformer mit den drei Meßpunkten: s_2 am Pulsmaximum, s_1 und s_3 jeweils an der ansteigenden und abfallenden Kurve. Die Amplitude ist proportional zur Ladung, die ein Teilchen im Detektor erzeugt hat.

4.4 Die analoge und digitale Datenverarbeitung

Die elektronischen Komponenten für die analoge Datenverarbeitung sind für jeweils 48 Kanäle auf Platinen ('Analog-Karten') montiert. Auf jeder Karte sind 48 Pulsformer und ein Pipeline-Buffer-Multiplexer-System angebracht, das dem System für die Kalorimeterauslese ähnlich ist (siehe Abschnitt 3.3.2).

Abb. 4.7 zeigt ein Blockschaltbild für die Ausleseelektronik des Hadron-Elektron-Separators. Das Signal aus einer Diode wird verstärkt und über die Signalleitungen der Platine zum Pulsformer (SHAPER) übertragen. Das damit veränderte Signal wird dann ähnlich, wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben wurde, auf die 'Pipeline' gegeben und die abgetasteten Signalwerte bei einer positiven Triggerentscheidung zum Zwischenspeicher (BUFFER) übertragen. Die Ausgangspulswerte von 24 Puffern werden zusammengefaßt und über ein 60 m langes Kabel zur digitalen Verarbeitung in ein Meßgebäude (RUCK-SACK) übertragen. Aus den Spannungspulswerten berechnet ein digitaler Signalprozessor (DSP) die in der Diode gemessene Energie. Nach der zweiten Triggerentscheidung werden die Daten zum ZEUS-'Eventbuilder' gesendet.

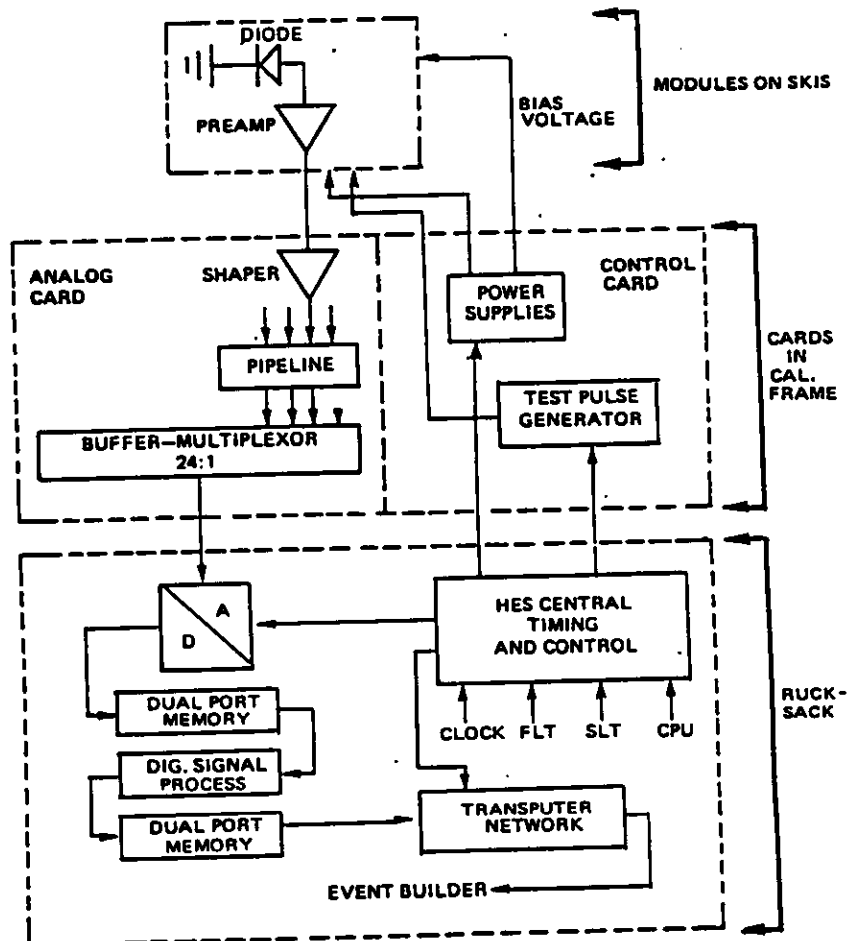


Abbildung 4.7: Blockschaltbild des HES-Auslesesystems (siehe Text) [ZC91a].

Kapitel 5

Testmessungen

5.1 Der Kalorimeter-Prototyp

Der Prototyp des ZEUS-Vorwärtskalorimeters wurde an der York-Universität angefertigt. Abb. 5.1 zeigt den schematischen Aufbau. Er besteht aus vier Modulen, die jeweils in vier 'Supertürme' aufgegliedert sind. Jeder Superturm ist in drei Bereiche unterteilt: ein elektromagnetischer Teil (EMC), mit einer Länge von $1 \lambda_0$, und zwei hadronische Sektionen, die jeweils $3 \lambda_0$ lang sind (Abb. 5.1). Die HAC-Sektionen werden als Türme mit einer Fläche von $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ausgelesen und die EMC-Sektionen als $5 \times 20 \text{ cm}^2$ Türme.

Die Türme sind abwechselnd aus 3.3 mm dicken Uran (DU) und 2.6 mm dicken Szintillator-Platten (SZI) zusammengesetzt. Im einzelnen besteht der elektromagnetische Teil aus einer Aluminium-Frontplatte (15 mm), gefolgt von einer Szintillatorschicht und 25 DU-SZI-Lagen (Abb. 5.2). Nach der dritten ($3 X_0$) und der sechsten Lage ($6 X_0$) sind 1 cm tiefe Lücken für den Prototypen des Hadron-Elektron-Separators freigehalten. Die beiden Sektionen des hadronischen Kalorimeters folgen direkt dem EMC-Teil mit 80 DU-SZI-Lagen.

Als Szintillator wird SCSN-38 verwendet. Jeder Szintillator ist in Tyvek Papier¹ eingehüllt, das zur Erhöhung der Uniformität mit einem schwarzen Muster bedruckt ist [ZCG90].

Die Szintillatoren werden mit Wellenlängenschiebern (WLS) ausgelesen, die aus Polymethylmethacrylat (PMMA) bestehen, das mit einem fluoreszierenden Farbstoff und dem UV-Absorber Y 7, dotiert ist. Die Uniformität entlang der WLS wird mit Hilfe von schwarz bedruckten Aluminium-Reflektoren auf der Rückseite und auf der Endseite verbessert. Die Dicke der WLS beträgt 2 mm.

Die Wellenlängenschieber sind über eine Klebnaht mit den Lichtleitern verbunden (Abb. 5.3). Hierüber wird das Licht aus den WLS zu den Photoröhren geführt. Als Lichtleiter-Material wird PMMA, das bei den zentralen Türmen mit dem Farbstoff Y 7 und einem UV-Absorber dotiert ist, verwendet. In den Außenbereichen hingegen bestehen die Lichtleiter aus klarem Material [HOL91].

Zur Auslese der vier Türme eines Prototyp-Moduls werden 48 Photomultiplier (PM) verwendet. Der elektromagnetische Bereich ist mit 32 Photoröhren des Typs XP 2972 von Valvo und der hadronische Teil des Kalorimeters mit 16 Photomultipliern des Typs XP 2081 ausgestattet. Die Hochspannungsversorgung wird durch Netzgeräte der Marke LeCroy 4032 in Verbindung mit direkt am Photomultiplier installierten Widerstands-Spannungsteilern ermöglicht.

¹Du Pont, Düsseldorf

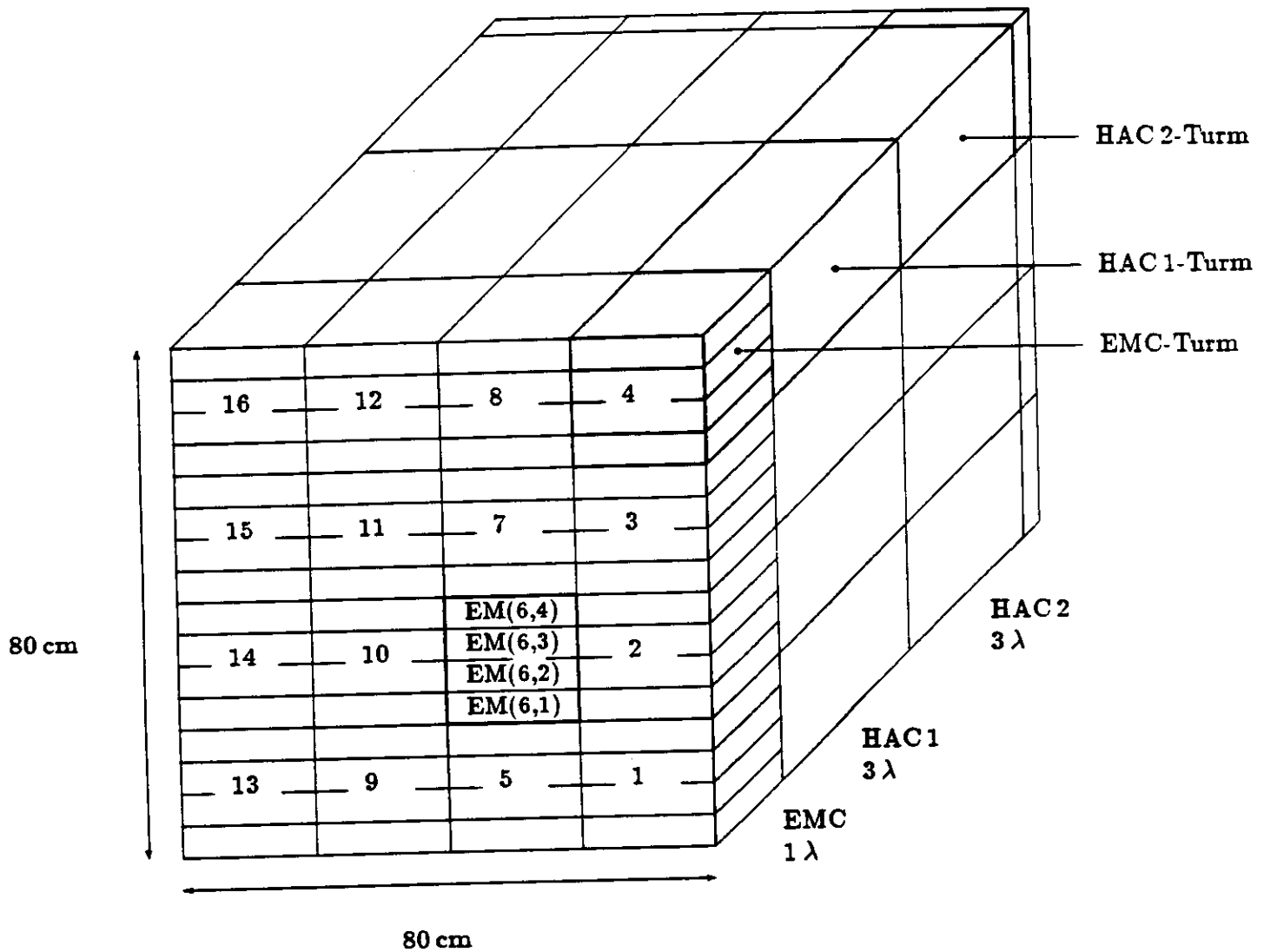


Abbildung 5.1: Module des Prototyp-Kalorimeters. Ein Superturm besteht aus 4 EMC-Türmen (EM), einem HAC 1- und einem HAC 2-Turm. Ein EMC-Turm hat einen Querschnitt von $20 \times 5 \text{ cm}^2$ und die HAC-Türme einen Querschnitt von jeweils $20 \times 20 \text{ cm}^2$. EM(6,j) bezeichnet den j-ten EMC-Turm im Superturm 6. Der Strahl war bei 2, 3, und 9 GeV/c zwischen EM(6,2) und EM(6,3) positioniert und bei 5 GeV/c auf EM(6,3) gerichtet (vergleiche Abb. 5.4).

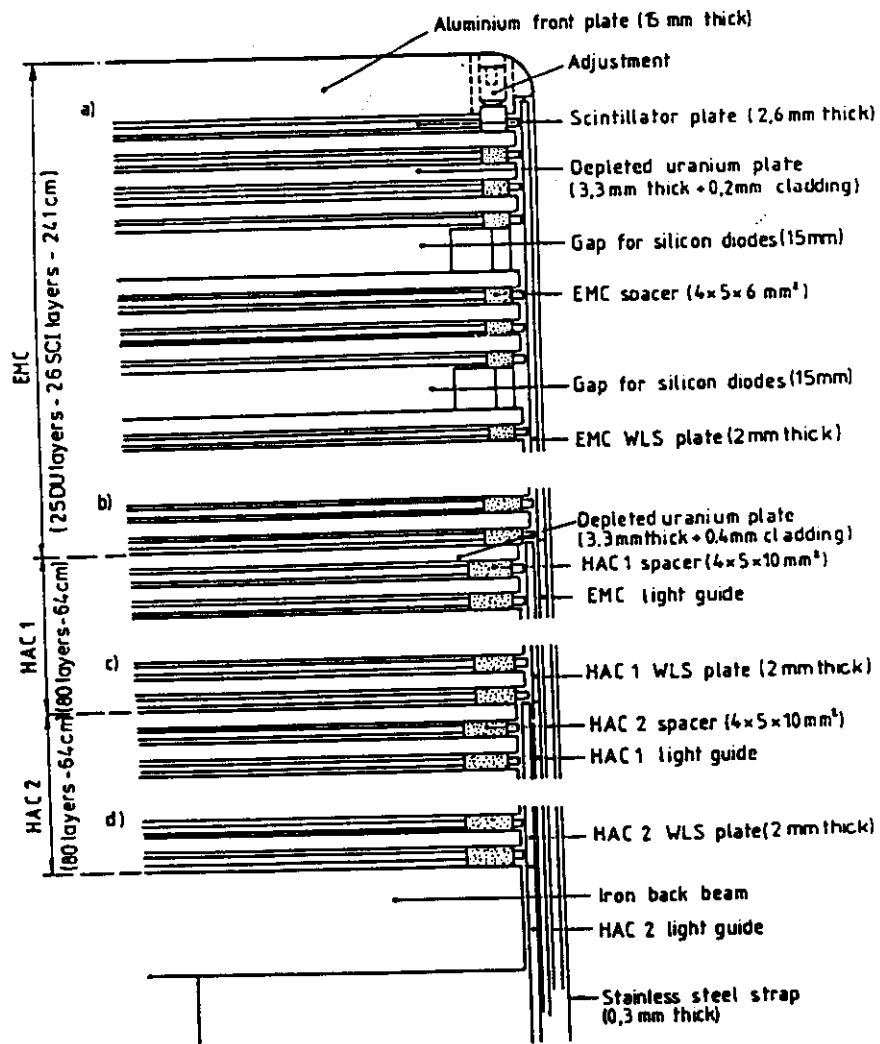


Abbildung 5.2: Struktur der FCAL-Module. a) Vorderteil, b) EMC-HAC 1 Übergang, c) HAC 1-HAC 2 Übergang, d) hinterer Teil. Die Aussparungen für die Silizium-Detektoren sind 10 mm tief bei den Prototyp-Modulen, jedoch 15 mm tief bei den endgültigen Modulen [ZCG90].

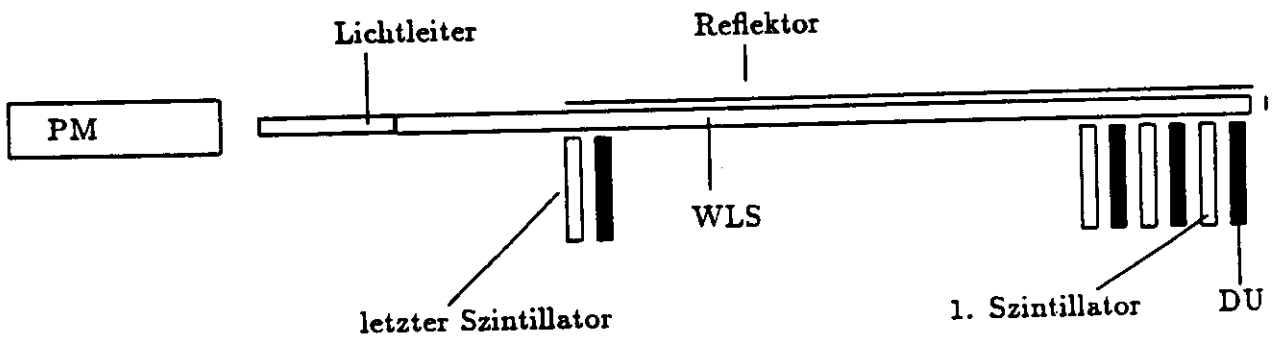


Abbildung 5.3: Schematischer Aufbau der WLS-Auslese. PM: Photomultiplier, WLS: Wellenlängenschieber, DU: abgereichertes Uran.

Die Photomultiplier-Signale werden mit ladungsintegrierenden ADC's (2282B von LeCroy) digitalisiert und diese dann durch einen Computer mit einem Motorola-68K Prozessor und einem VME-Bus ausgelesen.

Gegenüber der endgültigen Version des ZEUS-Kalorimeter [ZC89] gibt es beim Prototypen einige Unterschiede:

- Die Prototypmodule sind etwa 80 cm hoch und bestehen aus jeweils 4 Supertürmen mit einer Frontfläche von jeweils $20 \times 20 \text{ cm}^2$, während in der endgültigen Version bis zu 23 Supertürme vorgesehen sind, und die aktive Höhe des größten Moduls 460 cm beträgt.
- Für das ZEUS-Kalorimeter werden anstelle von Widerstands-Spannungsteilern Cockcroft-Walton-Generatoren zur Spannungsversorgung verwendet.
- Die Türme des endgültigen Kalorimeters werden mit WLS ausgelesen, die vollständig aus PMMA bestehen, das mit dem Farbstoff Y7 und einem Absorber dotiert ist.
- Die Auslese des Szintillatorlichtes erfolgt hier mit XP 2972 und XP 2081 Photomultipliern, in der endgültigen Version werden andere Photoröhren eingesetzt.
- Die Elektronik beim Prototypen des Kalorimeters unterscheidet sich wesentlich von der im ZEUS vorgesehenen Elektronik. Während hier die von den Photomultipliern gelieferten Impulse direkt digitalisiert werden, sollen sie in der endgültigen Version von einem Signalformer (*shaper*) auf einige 100 ns gestreckt, dann alle 96 ns an acht Stellen abgetastet und mit Hilfe von Pipeline-chips verzögert werden, um sie dann schließlich digitalisieren zu können.

5.2 Der HES-Prototyp

Wie im letzten Abschnitt bereits erwähnt wurde, sind nach den dritten und sechsten DU-SZI-Platten im EMC-Teil des Kalorimeters 10 mm tiefe Lücken für den Hadron-Elektron-Separator freigehalten. Die zwei innersten Module sind mit zwei Lagen von Siliziumdetektoren bestückt. Sie decken dort nur die zweiten und teilweise die dritten Supertürme ab. Abb. 5.4 zeigt die Position der HES-Dioden mit einer Fläche von jeweils $3 \times 3 \text{ cm}^2$ gegenüber den EMC- und HAC- Türmen eines Moduls. Jede Lage trägt insgesamt 92 Dioden. Sie sind auf Platten (Skis, Dioden-Karten) verteilt, die ihrerseits nebeneinander in den freigehaltenen Lücken installiert sind. In jeder Lage eines Moduls sind an den Stellen, die für die Abstandshalter vorgesehen sind, zwei Dioden ausgelassen.

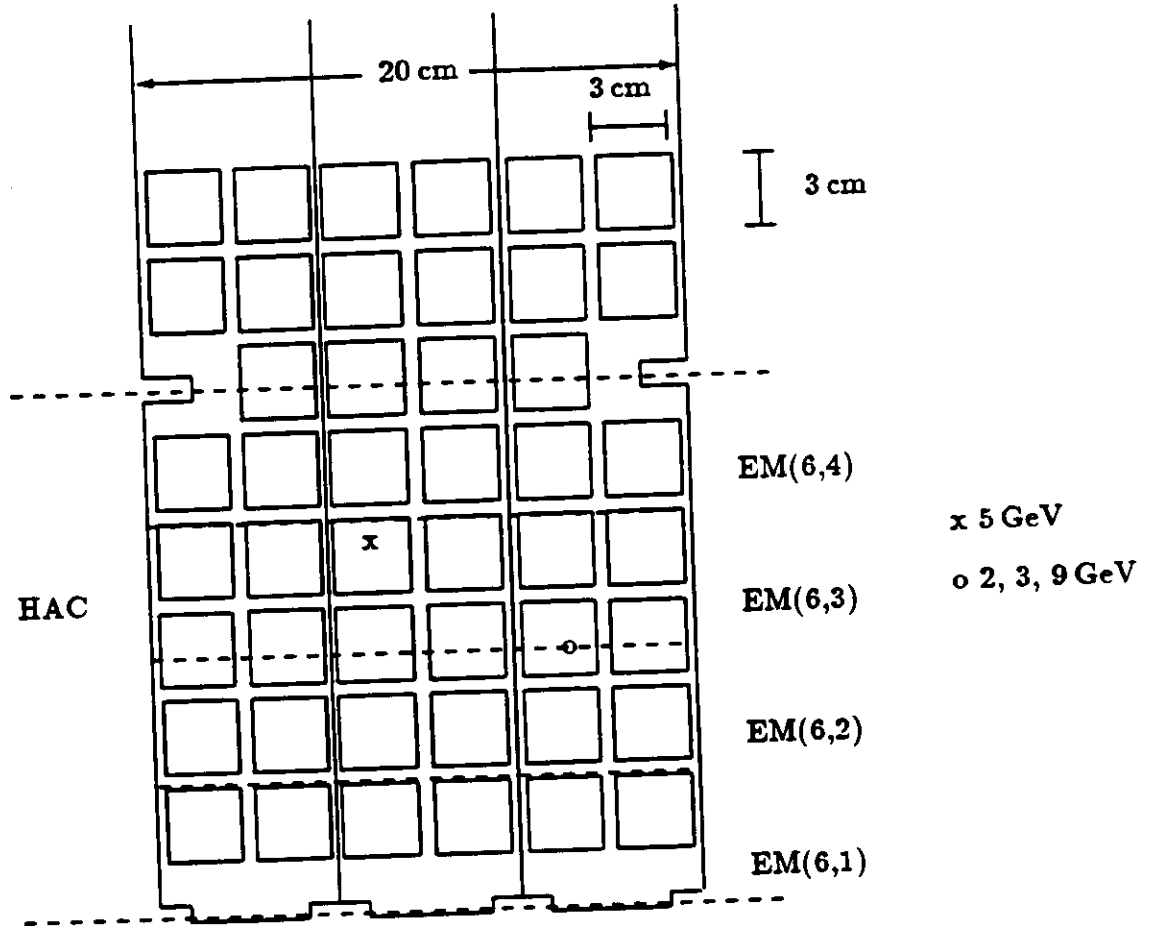


Abbildung 5.4: Position der HES-Dioden bezüglich der EMC- und HAC- Türme in Superturm 6. Die Zeichen 'o' und 'x' deuten jeweils die Positionen des 2, 3, 9 GeV/c und des 5 GeV/c Strahls an. Vergleiche Abb. 5.1

Die Siliziumdioden sind zusammen mit Vorverstärkern und Leitungstreibern auf den Skis montiert (Abb. 5.5). Über 80 m lange verdrehte Doppelleitungen (100 Ω Impedanz) werden von dort die Signale zur Meßhütte übertragen (Abb. 5.6). Zur Anpassung der 100 Ω Signalquelle an den 50 Ω Eingang eines ladungsempfindlichen ADC's werden Hochfrequenz-Ferrit-Transformatoren benutzt.

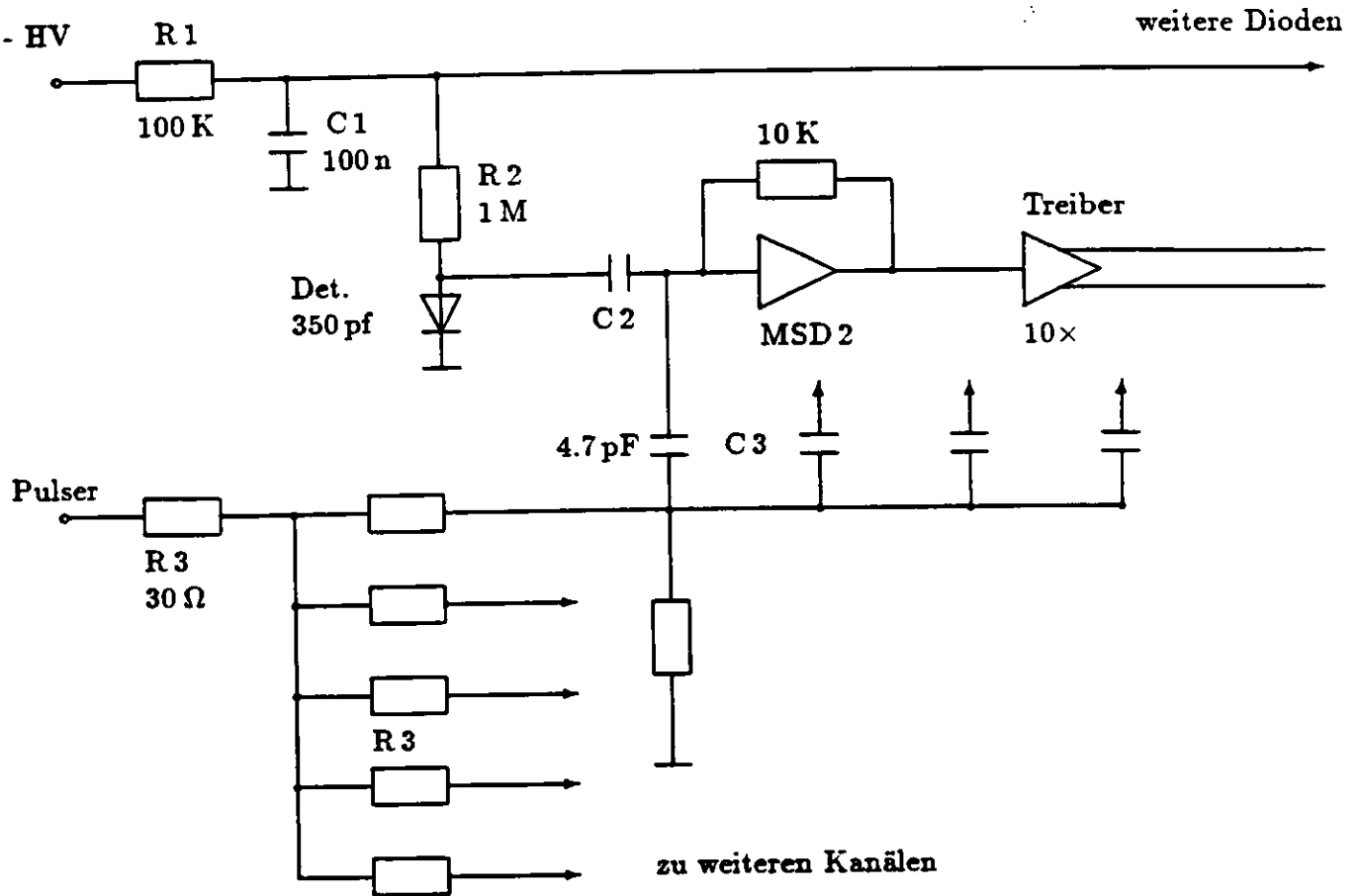


Abbildung 5.5: Elektronik auf der Platine des HES-Prototypen. Gezeigt ist die Verbindung der Dioden zur Hochspannungsversorgung und die einer Diode zu den Verstärkern. Die Kalibrationspulse werden durch die fünf Widerstände, R 3, aufgeteilt [MOM91].

Ein variabler Spannungspulser dient zur gleichzeitigen Kalibration aller Verstärker. Die Signale werden mit Teilern in 15 Signale von gleicher Größe aufgeteilt, von denen 12 zu den Skis geleitet werden. Auf den Dioden-Boards werden die Kalibrations-Impulse kapazitiv weiter aufgeteilt und über 4.7 pF Kalibrations-Kondensatoren in die Testeingänge der einzelnen Verstärker-Kanäle eingespeist (Abb. 5.5). Der Kalibrationsfehler beträgt 5%.

Alle Dioden werden bei 80 V betrieben. Ihre Verarmungszonen erreichen eine Dicke von 280 μm (volle Verarmung) bei einer Sperr-Spannung von 60 V .

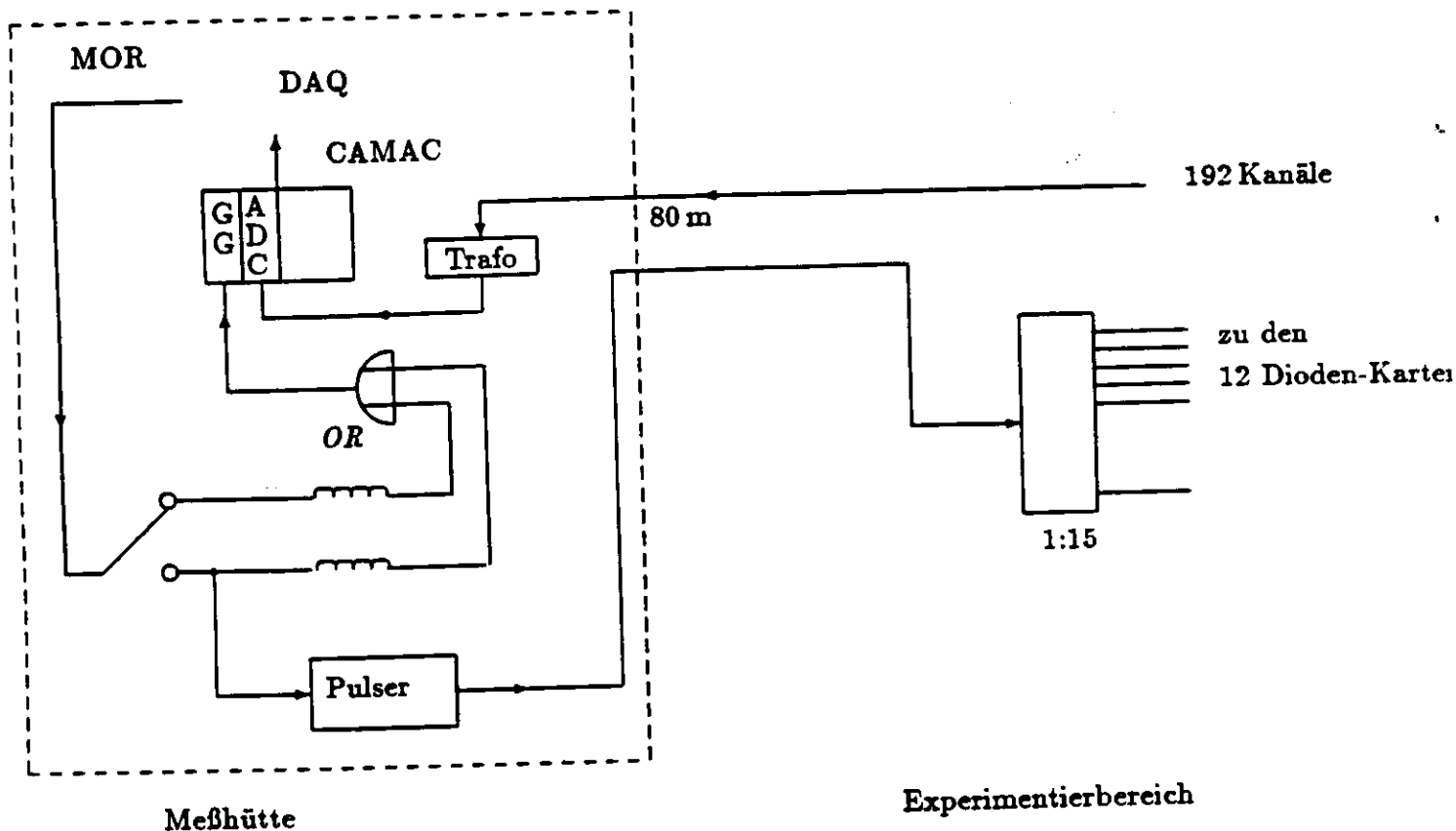


Abbildung 5.6: Datenanahmelogik für den Hadron-Elektron-Separator. Pulser: Pulser mit variabler Spannung. Trafo: A 19"Kassette mit 192 Ferrit-Transformatoren zur Anpassung der Signale an den Analog-Digital-Konverter. ADC: Ladungsempfindlicher Analog-Digital-Konverter vom Typ LeCroy 2282 B. GG: Programmierbarer Generator zur Triggerung des ADC's. DAQ: Datenannahmesystem. MOR: Das 'Master Or' gibt ein Signal über den Operationsverstärker (OR) an den Generator (GG), wenn ein Ereignis im Datenannahmesystem akzeptiert wurde [MOM91].

5.3 Experimenteller Aufbau

Das Prototyp-Kalorimeter mit den eingebauten HES-Dioden wurde am T7-Strahl des CERN-PS mit Teilchen im Impulsbereich von 1 bis 10 GeV/c getestet. Weitere Messungen, die hier nicht ausgewertet werden sollen, wurden am SPS-Teststrahl durchgeführt.

Im Synchrotron wird ein Proton-Strahl mit einer Energie von 24 GeV erzeugt. Die Protonen treffen nach dem Beschleunigungsvorgang auf ein Wolfram-Target, in dem sie durch inelastische Kernwechselwirkungen sekundäre Teilchen (π^+ , π^- , π^0 , K^+ , K^- , p , \bar{p} , e^+ , e^- , μ) produzieren. Aus allen produzierten Teilchen werden mit Hilfe eines Systems aus Ablenk- und Fokussiermagneten nur die definierten Impuls- und Winkelbereichs aussortiert und etwa 30m hinter dem Target auf die Frontfläche des dort aufgestellten Kalorimeters fokussiert. Die Impulsunschärfe des Teilchenstrahls und die Größe des Brennpunktes auf dem Prototypen kann mit einem System aus Kollimatoren eingestellt werden.

Abb. 5.7 zeigt den experimentellen Aufbau. Er besteht aus 4 Szintillationszählern (B1 - B4), die

den Strahl definieren und 2 Čerenkov-Zählern für die Teilchenidentifikation. B 1, mit einer Fläche von $15 \times 15 \text{ cm}^2$, und B 2, mit einer Fläche von $9.5 \times 9.5 \text{ cm}^2$, sind für die grobe Strahlbestimmung zuständig. B 3, ein Fingerzähler der Dimension $3 \times 5 \times 32 \text{ mm}^3$, begrenzt die Strahlgröße und lokalisiert den Strahl. Als Vetozähler wird B 4 eingesetzt, um Strahl-Halo-teilchen, die parallel zur Strahlachse fliegen, zurückzuweisen. B 4 hat ein quadratisches Loch mit einer Höhe von 1.2 cm und einer Breite von 1.5 cm und eine aktive Fläche mit einem Durchmesser von 32 cm.

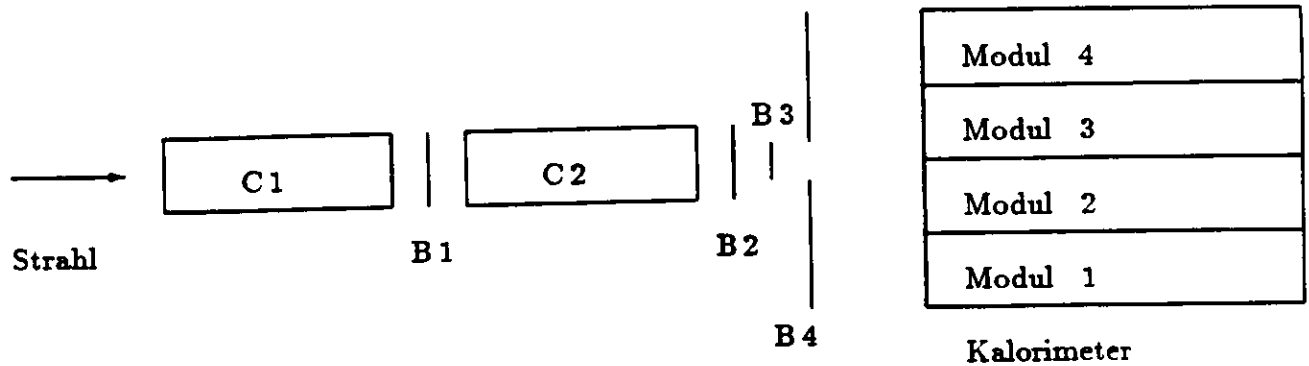


Abbildung 5.7: Experimenteller Aufbau im Strahl.

Beide Čerenkov-Zähler sind mit CO_2 gefüllt. In der vorliegenden Arbeit werden sie zur Hadron-Elektron-Selektion benutzt. Tab.5.1 zeigt die Schwellendrucke und die Drücke, die bei den unterschiedlichen Teilchenimpulsen eingestellt werden. Bei höheren Impulsen enthält der Strahl überwiegend Hadronen, wie in Abschnitt 6.7 gezeigt wird. C 2 ist bei manchen Runs in das Trigger-System eingegliedert, um genügend Elektronen-Daten für die Analyse zu erhalten (Tab.5.2). Diese Runs werden auch als 'Elektronen-Runs' bezeichnet.

Tabelle 5.1: Schwellendruck in den beiden Čerenkov-Zählern für Myonen, P_μ , und Pionen, P_π , und Druck, P, der im Experiment eingestellt ist.

Strahl GeV/c	P_μ [atm]	P_π [atm]	P [atm]
2	3.33	5.8	0.8
3	1.88	2.59	0.8
5	0.53	0.93	0.8
9	0.16	0.29	0.31

Die Prototyp-Module sind in einem bewegbaren Überrahmen eingebaut, der horizontale und ver-

tionale Verschiebungen und Drehungen erlaubt. Die Strahlposition am Kalorimeter kann mit einer Genauigkeit von 2 mm in horizontaler und 1 mm in vertikaler Richtung eingestellt werden. Sie ist in Abb. 5.4 für die unterschiedlichen Strahlimpulse gezeigt. Bei 5 GeV/c ist der Strahl auf den 3. EMC-Turm von unten gerichtet ('x') und bei 2, 3 und 9 GeV/c genau zwischen den 2. und 3. EMC-Turm ('o'). Der Stand kann außerdem zur Veränderung des Strahleinfallwinkels gedreht werden.

Tabelle 5.2: Run-Daten im CERN-Experiment.

Run	Impuls [GeV/c]	Zahl der Ereignisse	Trigger	
7537	2	9637	Strahl	$\pi^- + e^-$
7545	3	19963	Strahl	$\pi^- + e^-$
7323	5	9992	Strahl	$\pi^- + e^-$
7324	5	2998	Strahl · C2	e^-
7760	9	2980	Strahl · C2	e^-
7770	9	19817	Strahl	$\pi^- + e^-$
Strahl = $B_1 B_2 B_3 B_4$				

Kapitel 6

Auswertung der Daten

6.1 Die Bereitstellung der Daten

Die während der Testmessungen aufgenommenen und auf Band gespeicherten Meßdaten werden bei der Auswertung nicht in vollem Umfang benötigt. Die Meßwerte, die im folgenden analysiert werden sollen, wurden daher auf ein File geschrieben. Auf dem File sind die folgenden Informationen gespeichert:

- Ereignis-Nummer, Run-Nummer.
- Pulshöhen der Čerenkov-Zähler C 1 und C 2
- Pulshöhen von 2×9 HES-Dioden, die auf den Lagen nach $3 X_0$ und $6 X_0$ in Form von 3×3 Matrizen angeordnet sind. Die vom Strahl getroffene Diode befindet sich in der Mitte dieser Anordnung.
- Summe der Pulshöhen aller EMC-, HAC 1-, und HAC 2-Türme.
- Pulshöhen der EMC-Türme, der HAC 1- und HAC 2-Türme des Superturms, auf den der Strahl gerichtet war, und der 8 benachbarten Supertürme (Abb. 5.1).

Alle Meßwerte sind in Einheiten von ADC-Kanälen gegeben. Die Pulshöhen der HES-Dioden wurden in MeV umgerechnet, wobei eine Dicke von $375 \mu m$ zugrundegelegt wurde. Für $375 \mu m$ dicke Dioden gilt: 1 ADC-Kanal = 9.5 keV. Tab. 5.2 zeigt zu den verschiedenen Runs die Anzahl der ausgewerteten Ereignisse, die Energien und die Zusammenstellung des Trigger-Systems.

6.2 Die Auswahl von Elektronen und Hadronen mit den Čerenkov-Zählern

Für den Test des Kalorimeters und des Hadron-Elektron-Separators wurden Elektronen und Hadronen mit Hilfe der Čerenkov-Zähler identifiziert. In den Pulshöhen der Čerenkov-Zähler-Daten des unseparierten Strahls werden Schnitte gemacht und damit Elektronen- und Hadronen- Proben genommen. Abb. 6.1 und Abb. 6.2 zeigen die Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c Teilchen in den Čerenkov-Zählern und die Schnitte, die zur Auswahl von Elektronen und Hadronen angewandt werden.

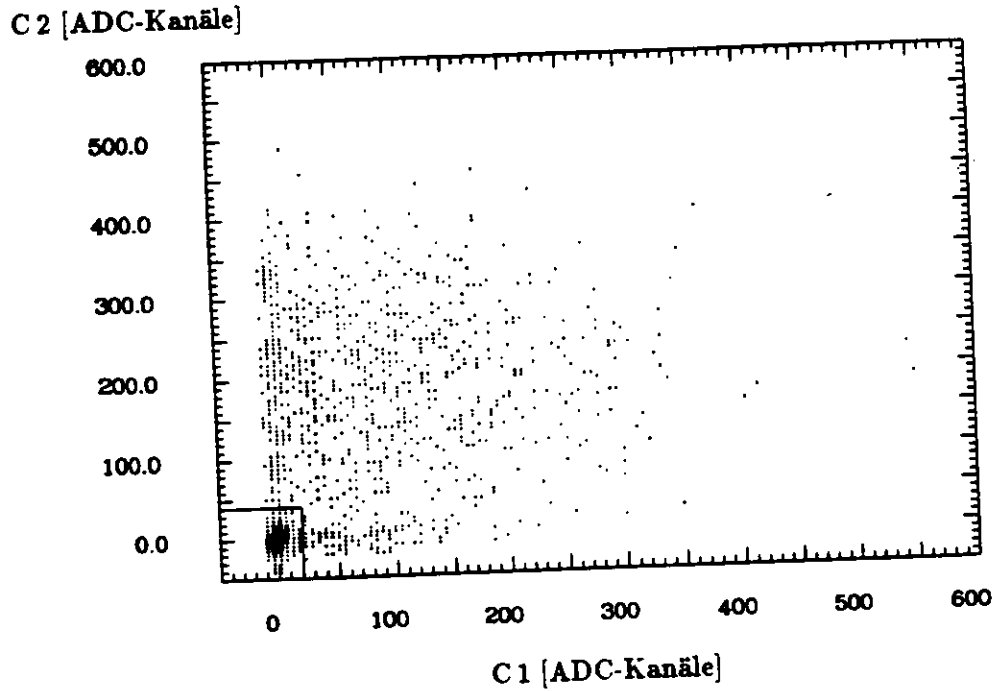


Abbildung 6.1: Pulshöhenverteilung von $5 \text{ GeV}/c$ Teilchen in den Čerenkov-Zählern (R 7323). Die durchgezogenen Linien umschließen eine Hadronen-Probe.

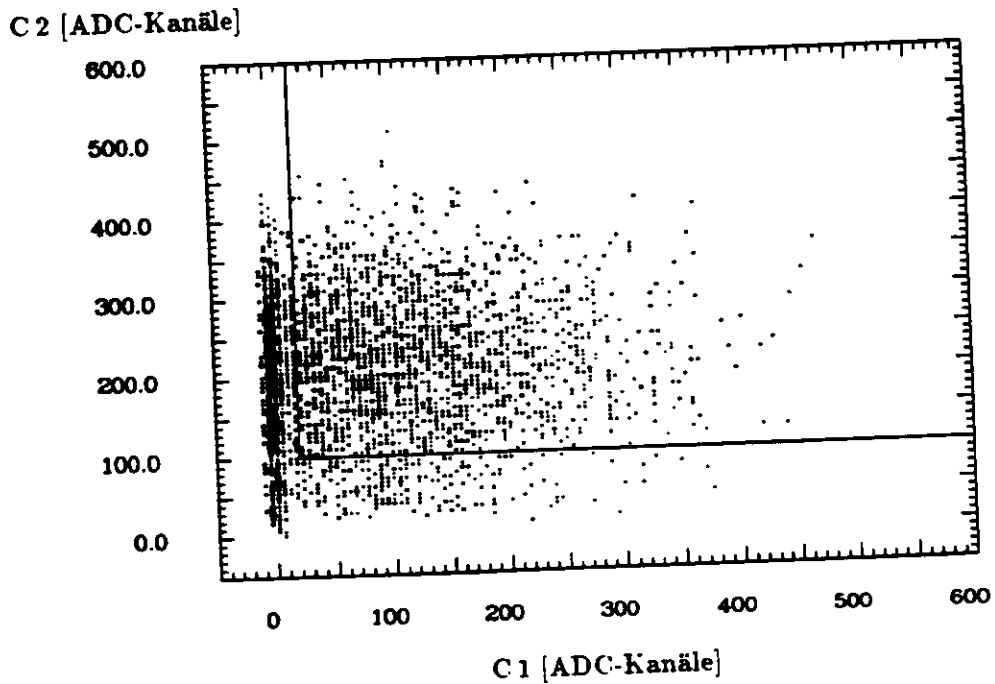


Abbildung 6.2: Pulshöhenverteilung von $5 \text{ GeV}/c$ Teilchen in den Čerenkov-Zählern (R 7324). Die durchgezogenen Linien umschließen eine Elektronen-Probe. C 2 war im Trigger (siehe Text).

6.3. Kalibration der Kalorimeter-Daten

Bei den im Experiment eingestellten Drücken in den Čerenkov-Zählern (Tab. 5.1) erzeugen Elektronen dort Licht und verursachen daher ein hohes Signal. Hadronen erzeugen aufgrund ihrer geringeren Fluggeschwindigkeit bei gleichem Impuls kein Licht.

Während in der ersten Abbildung die Daten eines Runs mit überwiegend Hadronen gezeigt sind, stellt die zweite die Daten eines Runs mit vielen Elektronen dar. In diesem Elektronen-Run wurde der Čerenkov-Zähler C 2 im Trigger verwendet. Die Trigger-Schwelle wurde für das Signal aus dem Zähler definiert, bevor es digitalisiert wurde. Hadronen, die kein Licht in C 2 induzieren, sind hier nicht aufgenommen. Die Verteilung in Abb. 6.2 ist daher asymmetrisch. Daß einige Daten aus C 2 bei 0 ADC-Kanälen trotzdem aufgenommen wurden, ist auf Störungen in der Trigger-Elektronik zurückzuführen. In den Figuren sind auch die Schnitte zur Unterscheidung von Elektronen und Hadronen gezeigt. Die Hadronen zeigen sich deutlich in Abb. 6.1 in der linken unteren Ecke der Verteilung, die Elektronen sind von den Linien rechts oben in Abb. 6.2 eingegrenzt. Für die 2, 3, 5 und 9 GeV/c Runs werden folgende Schnitte zur Definition von Elektronen- und Hadronen-Proben ausgewählt:

- 2 GeV/c RUN 7537
Pulshöhe ≤ 10 ADC-Kanäle in C1 und C2: Hadron.
Pulshöhe > 55 ADC-Kanäle in C1 und C2: Elektron.
- 3 GeV/c RUN 7545
Pulshöhe ≤ 10 ADC-Kanäle in C1 und
Pulshöhe ≤ 30 ADC-Kanäle in C2: Hadron.
Pulshöhe > 40 ADC-Kanäle in C1 und
Pulshöhe > 70 ADC-Kanäle in C2: Elektron.
- 5 GeV/c RUN 7323
Pulshöhe ≤ 20 ADC-Kanäle in C1 und
Pulshöhe ≤ 40 ADC-Kanäle in C2: Hadron.
- 5 GeV/c RUN 7324
Pulshöhe > 20 ADC-Kanäle in C1 und
Pulshöhe > 100 ADC-Kanäle in C2: Elektron.
- 9 GeV/c RUN 7760
Pulshöhe > 20 ADC-Kanäle in C1 und
Pulshöhe > 100 ADC-Kanäle in C2: Elektron.
- 9 GeV/c RUN 7770
Pulshöhe ≤ 20 ADC-Kanäle in C1 und
Pulshöhe ≤ 20 ADC-Kanäle in C2: Hadron.

Wie in Abschnitt 6.6 gezeigt wird, ist der Anteil der Myonen im Strahl kleiner als 5% bei 2 und 3 GeV/c und kleiner als 3% bei 5 und 9 GeV/c. Bei den 2 und 3 GeV/c Runs ist der Druck in den Čerenkov-Zählern unter der Myonen-Schwelle (Tab. 5.1), und bei den 5 und 9 GeV/c Runs ist er höher aber die Lichtausbeute sehr gering, so daß die meisten Myonen in den Hadronen-Proben der Zähler sind.

6.3 Kalibration der Kalorimeter-Daten

Die im Kalorimeter gemessenen Energien sind in Einheiten von 'ADC-Kanälen' gegeben. Die EMC, HAC 1 und HAC 2-Türme sind bereits relativ zueinander kalibriert. Um die gemessenen Energien in

Einheiten von GeV eichen zu können, werden Normalverteilungen den Elektronen-Pulshöhenverteilungen des gesamten Prototyp-Kalorimeters angepaßt. Aus den Mittelwerten der Normalverteilungen für die verschiedenen Runs lassen sich dann Umrechnungsfaktoren bestimmen, mit denen die in ADC-Kanälen gemessenen Energien in Einheiten von GeV geeicht werden können. Tab. 6.1 gibt die gemessenen Elektronen-Energien des gesamten Prototyp-Kalorimeters für die 2, 3, 5 und 9 GeV/c Runs an, unter der Annahme, daß die relative Kalibrierung der einzelnen Türme richtig ist. Daneben sind Standardabweichungen und die abgegebenen Energien pro ADC-Kanal jeweils aufgelistet.

Tabelle 6.1: Gemessene mittlere Elektron-Energien des gesamten Prototyp-Kalorimeters und deponierte Energien pro ADC-Kanal.

Strahl GeV/c	$\langle E \rangle$ ADC-K.	σ_E ADC-K.	E/ADC-Kanal MeV
2	341.74 ± 1.76	50.32 ± 2.79	5.85 ± 0.03
3	497.58 ± 1.46	63.55 ± 1.77	6.03 ± 0.02
5	907.49 ± 3.34	78.42 ± 4.82	5.51 ± 0.02
9	1483.14 ± 8.09	102.23 ± 9.89	6.07 ± 0.03

6.4 Identifikation von Elektronen mit dem Kalorimeter und dem HES

Im Kalorimeter und im Hadron-Elektron-Separator basiert die Hadron-Elektron-Separation auf den unterschiedlichen Schauerprofilen von Elektronen und Hadronen. Die Schauermaxima von 5 GeV/c Elektronen zum Beispiel liegen im Mittel bei einer Tiefe von etwa $4X_0$ in der EMC-Sektion des Kalorimeters, und die Schauer weisen im allgemeinen eine Breite von weniger als 5 cm auf. Bei senkrechtem Einfall deponierten Elektronen den größten Teil ihrer Energie innerhalb eines einzelnen EMC-Turms, in einem Volumen von $5 \times 20 \times 24 \text{ cm}^3$.

Hadronische Schauer sind ausgedehnter. Für das hier benutzte Uran-Szintillator-Sandwich ist das Verhältnis $\lambda_0(g/cm^2)/X_0(g/cm^2) \approx 24$ [ZC89]. Sie überschreiten die Dimension eines Turms mit einem Querschnitt von $20 \times 20 \text{ cm}^2$.

Elektronen sollten daher ein größeres Signal in einem Volumen von $5 \times 20 \times 24 \text{ cm}^3$ in der EMC-Sektion und im Hadron-Elektron-Separator verursachen und Hadronen in dem umgebenden Volumen der HAC 1- und EMC-Türme.

Es gibt jedoch einige Hadronen, die sich im HES und im Kalorimeter wie Elektronen verhalten und der Teilchenidentifikation eine natürliche Grenze setzen. Der Hauptbeitrag der Hadronen, die Elektronen simulieren, kommt von ladungsverändernden Reaktionen, wie $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Solche Reaktionen in der ersten Uran-Platte des Kalorimeters verursachen elektromagnetischen Schauer, und die Hadronen werden als Elektronen fehlidentifiziert.

Die unterschiedliche Energieabgabe von Elektronen und Hadronen in den Türmen des Kalorimeters und dem Hadron-Elektron-Separator wird zur Elektronen-Identifikation ausgenutzt, indem in den Detektormesswerten Schnitte zur Unterscheidung der Teilchen gesetzt werden. Nur ein Teil der Elektronen wird akzeptiert. Dieser Anteil wird hier als *Elektronen-Effizienz* definiert. Die *Hadronen-Fehlidentifikation* ist der Anteil der Hadronen, welche die Elektronen-Schnitte passieren und daher falsch identifiziert werden.

6.4.1 Methoden zur Elektronen-Identifikation im HES und im Kalorimeter

Verschiedene Methoden zur Elektronen-Identifikation im HES und im Kalorimeter sollen jetzt vorgestellt und miteinander verglichen werden.

Im ersten Schritt werden die Unterschiede zwischen den longitudinalen Schauerprofilen von Elektronen und Hadronen zur Elektronen-Identifikation im Hadron-Elektron-Separator und im Kalorimeter ausgenutzt. Dazu werden Schnitte in den Daten der vom Strahl getroffenen HES-Diode und HAC 1-Sektion gewählt, so daß 70, 80 und 90 % der in den Čerenkov-Zähler identifizierten Elektronen nachgewiesen werden können. Zu denselben Schnitten läßt sich die Hadronen-Fehlidentifikation ermitteln. Die Informationen aus der HES-Diode und der HAC 1-Sektion werden zur Verbesserung der Elektronen-Identifikation miteinander kombiniert.

Im zweiten Schritt werden die unterschiedlichen Breiten elektromagnetischer und hadronischer Schauer berücksichtigt und die laterale Segmentierung des Kalorimeters ausgenutzt. Im ZEUS-Experiment steht jedoch wahrscheinlich meistens nur ein Superturm zur Verfügung, da die Teilchendichte innerhalb von Jets so groß ist, daß mehrere Teilchen zur selben Zeit die Querschnittsfläche von neun Türmen ($60 \times 60 \text{ cm}^2$) durchqueren können. Als Konsequenz daraus sollen hier kombinierte Schnitte in den Pulshöhen der EMC- und HAC 1-Türme von einem und neun Supertürmen gelegt werden. Die Trennung der Hadronen von den Elektronen läßt sich wieder durch die Kombination der HES- mit den Kalorimeter-Daten verbessern.

In diesem Abschnitt wird angenommen, daß mit den auf Seite 35 angesetzten Čerenkov-Schnitten Elektronen und Hadronen in den Zählern exakt voneinander unterschieden werden können. Schnitte zu den unterschiedlichen Elektronen-Effizienz-Werten im HES und im Kalorimeter werden mit Hilfe der Runs ermittelt, die eine ausreichende Anzahl an Elektronen-Daten aufweisen, um zu hohe statistische Fehler zu vermeiden. Bei 5 und 9 GeV/c sind das Runs, bei denen der Čerenkov-Zähler C 2 in das Triggersystem eingegliedert werden mußte ('Elektronen-Runs'), um genügend viele Elektronen-Daten zu erhalten (siehe Abschnitt 5.3 und Tab. 5.2). Die Daten der Runs, bei denen C 2 nicht im Trigger ist, werden zur direkten Bestimmung der Hadronen-Fehlidentifikation zu den Schnitten von 70, 80 und 90 % Elektronen-Effizienz ausgewertet.

Wie dann in Abschnitt 6.5 gezeigt wird, identifizieren die Čerenkov-Zähler einen kleinen Teil der Elektronen und Hadronen falsch. Die Hadronen-Fehlidentifikation und die Elektronen-Fehlidentifikation der Zähler wird dort abgeschätzt, um die in diesem Abschnitt vorgestellten Werte der Hadronen-Fehlidentifikation im HES und Kalorimeter in Abschnitt 6.7 zu korrigieren.

Einige Methoden zur Elektronen-Identifikation im HES und Kalorimeter sollen jetzt exemplarisch anhand der 5 GeV/c Daten diskutiert werden. Wie bereits in Abschnitt 5.3 gesagt wurde, ist der 5 GeV/c Strahl auf den 3. EMC-Turm und auf eine Diode gerichtet (siehe Abb. 5.4). Tab. 6.9, Tab. 6.10 und Tab. 6.15 zeigen die Schnitte in den HES- und Kalorimeter-Daten, bei denen etwa 70, 80 und 90 % der in den Čerenkov-Zählern als Elektronen identifizierten Teilchen akzeptiert werden. Daneben sind die entsprechenden Werte der Hadronen-Fehlidentifikation im HES und im Kalorimeter aufgelistet. $\tilde{P}'(\pi \rightarrow e)$ bezeichnet die hier berechneten unkorrigierten Werte für die Hadronen-Fehlidentifikation und $\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$ die Werte, die nach der Korrektur der Čerenkov-Zähler in Abschnitt 6.7 bestimmt werden. In den Tabellen sind auch die statistischen Fehler angegeben.

Der nachfolgend verwendeten Begriff 'Akzeptanz-Schnitt' bezieht sich auf Teilchen, deren HES- oder Kalorimeter-Meßwerte größer als der Schnittwert sein müssen, um als Elektron akzeptiert zu werden. Der Terminus 'Veto-Schnitt' wird gebraucht wenn umgekehrt Teilchen nicht mehr Energie als der Schnittwert abgeben dürfen, um als Elektronen erkannt zu werden.

METHODE 1: AKZEPTANZ-SCHNITTE IN DEN DATEN VON 1 HES-DIODE: Abb. 6.3 zeigt die Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c Elektronen und Hadronen in der HES-Diode. Das Maximum der Elektronenverteilung liegt bei 4 MeV. Die Hadronen (schraffierte Fläche) deponieren die Energie eines minimal ionisierenden Teilchens ($\langle dE/dx \rangle_{\text{mip}} \approx 0.12 \text{ MeV}$ für 375 μm dickes Si). Mit

den Schnitten für etwa 90, 80 und 70 % Elektronen-Effizienz ergeben sich Werte von 3.51, 2.22 und 1.60 % für die Hadronen-Fehlidentifikation (Tab. 6.9).

METHODE 2: VETO-SCHNITTE IN DEN DATEN VON 1 HAC 1-Turm: Die 2 - 9 GeV/c Teilchen geben fast ihre gesamte Energie im EMC- und HAC 1-Teil des Kalorimeters ab. Die Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c Hadronen und Elektronen sind in Abb. 6.4 und Abb. 6.5 dargestellt. Die meisten Hadronen (schraffierte Fläche) deponieren etwa 90 % ihrer Energie im HAC 1-Turm (Abb. 6.4). Die meisten Elektronen schauen bereits in der EMC-Sektion auf und geben an die HAC 1-Sektion nur einen kleinen Teil ihrer Energie ab (Abb. 6.5). Bei Benutzung eines HAC 1-Turms erzielt man eine Hadronen-Fehlidentifikation von 5.61, 4.21 und 3.27 % bei einer Elektronen-Effizienz von etwa 90, 80, und 70 % (Tab. 6.9).

METHODE 3: AKZEPTANZ-SCHNITTE IN DEN DATEN VON 1 HES-Diode UND EIN VETO-SCHNITT IN DEN DATEN VON 1 HAC 1-Turm: Abb. 6.6 und Abb. 6.7 zeigen die Verteilungen von 5 GeV/c Elektronen (6.6) und Hadronen (6.7) in der Kombination aus einem HAC 1-Turm und der HES-Diode. Zur Trennung der Hadronen und Elektronen werden hier Schnitte in den HAC 1- und HES-Meßwerten gesetzt. Der Schnitt in den Kalorimeter-Daten wird festgehalten ($Energie(HAC 1)/(Energie(EMC) + Energie(HAC 1)) : 0.02$) und die Schnitte in den HES-Daten entsprechend der betrachteten Nachweiswahrscheinlichkeit verändert. 'Energie' bedeutet hier die in der jeweiligen Kalorimeter-Sektion deponierte Energie. Aus Tab. 6.9 sieht man, daß sich bei 90, 80, und 70 %iger Nachweiswahrscheinlichkeit die Hadronen-Fehlidentifikation von 5.61, 4.21 und 3.27 % auf 1.82, 1.24 und 0.88 % reduziert, wenn der Hadron-Elektron-Separator zur Elektronen-Identifikation mitbenutzt wird.

METHODE 4: VETO-SCHNITTE IN DEN DATEN VON 9 HAC 1-Türmen: Bei Einbeziehung der Nachbartürme in die Datenanalyse kann die Hadronen-Fehlidentifikation reduziert werden. Abb. 6.8 zeigt die Pulshöhenverteilungen von Elektronen (schraffierte Fläche) und Hadronen in neun Türmen des Prototypen. Die Anordnung der Bilder entspricht der Lage der Türme im FCAL-Prototypen (Abb. 5.1). Man sieht, daß die meisten Hadronen in dem mittleren vom Strahl getroffenen HAC 1-Turm einen breiten Schauer verursachen, der bis in die benachbarten Türme hineinreicht. Einige Hadronen werden auch in die Nachbartürme gestreut, wo sie dann aufschauern und mehr Energie als im mittleren Turm deponieren. Zu variablen Veto-Schnitten in den Daten des mittleren Turms werden feste Veto-Schnitte von 20 ADC-Kanälen für die Nachbartürme gewählt. Dieselben festen Schnitte werden auch bei allen anderen Energien angewandt. Tab. 6.9 listet die Werte für die Fehlidentifikation der Hadronen und für den Anteil der von den Schnitten akzeptierten Elektronen auf. Im Vergleich zu den Werten einer HAC 1-Sektion haben sie sich von 5.61, 4.21 und 3.27 % auf 3.06, 2.36 und 1.87 % bei einer Elektronen-Effizienz von etwa 90, 80 und 70 % verbessert.

METHODE 5: VETO-SCHNITTE IN DEN DATEN VON 9 HAC 1-Türmen UND AKZEPTANZ-SCHNITTE IN DEN DATEN VON 1 Diode: Durch eine Einbeziehung des Hadron-Elektron-Separators reduzieren sich die Werte von 3.06, 2.36 und 1.87 auf 1.21, 0.84 und 0.60 % bei etwa 90, 80 und 70 % Elektronen-Effizienz (Tab. 6.9).

METHODE 6: VETO-SCHNITTE IN DEN DATEN VON 1 HAC 1-Turm UND 3 EMC-Türmen SOWIE EIN AKZEPTANZ-SCHNITT IN DEN DATEN VON 1 EMC-Turm: Abb. 6.9 zeigt die Pulshöhenverteilungen von 5 GeV Teilchen in den EMC-Türmen des vom Strahl getroffenen Superturms. Die Elektronen (gepunktete Fläche) und die Hadronen sind sowohl mit den Čerenkov-Zählern als auch mit den neun HAC 1-Türmen mit Hilfe der 90 % Elektronen-Effizienz-Schnitte identifiziert. In den Abbildungen sind daher etwa 90 % der in den Čerenkov-Zählern nachgewiesenen Elektronen und die in den 9 HAC 1-Sektionen fehlidentifizierten Hadronen zu sehen. Die Elektronen deponieren den größten Teil ihrer Energie in einem EMC-Turm (EM(6,3)) und weniger

in den anderen Türmen, wohingegen die Hadronen wegen ihrer ausgedehnten Schauer ihre Energie auf mehrere Türme verteilen. Aus den Abbildungen ist ersichtlich, daß Veto-Schnitte von 40, 100 und 100 ADC-Kanälen in EM(6,1), EM(6,2), und EM(6,4) und ein Akzeptanz-Schnitt von 600 ADC-Kanälen in EM(6,3) sinnvoll sind, um 'falsche Elektronen' auszusortieren. Die Schnitte in den EMC-Daten sind auch in Tab. 6.15 angegeben. Die gewünschten Werte der Elektronen-Effizienz werden wieder mit dem variablen HAC 1-Schnitt eingestellt. Die EMC-Türme verbessern die Hadron-Elektron-Trennung wesentlich. Während noch im HAC 1-Turm 5.61, 4.21 und 3.27 % der Hadronen als Elektronen gesehen werden, sind es in einem Superturm nur noch 0.72, 0.55 und 0.41 % bei einer Elektronen-Effizienz von etwa 90, 80 und 70 % (Tab. 6.10).

METHODE 7: VETO-SCHNITTE IN DEN DATEN VON 1 HAC 1-TURM UND 3 EMC-TÜRME SOWIE AKZEPTANZ-SCHNITTE IN DEN DATEN VON 1 EMC-TURM UND 1 HES DIODE: Der Hadron-Elektron-Separator reduziert die Hadronen-Fehlidentifikation von 0.72, 0.55 und 0.41 % auf 0.29, 0.21 und 0.17 % bei etwa 90, 80 und 70 % Elektronen-Effizienz (Tab. 6.10).

METHODE 8: VETO-SCHNITTE IN DEN DATEN VON 9 HAC 1-TÜRME UND 35 EMC-TÜRME SOWIE EIN AKZEPTANZ-SCHNITT IN DEN DATEN VON 1 EMC-TURM: Bei Ausnutzung der Kalorimeterinformation aller neun Türme werden nur 0.42, 0.34 und 0.24 % der Hadronen als Elektronen fehlidentifiziert, bei einer Elektronen-Effizienz von etwa 90, 80 und 70 % (Tab. 6.10). Diese Werte sind im Vergleich zur Hadronen-Fehlidentifikation für neun HAC 1-Türme (3.06, 2.36 und 1.87 %) sehr gering. Die Schnitte in den Daten aller EMC-Türme sind in Tab. 6.15 angegeben.

METHODE 9: VETO-SCHNITTE IN DEN DATEN VON 9 HAC 1-TÜRME UND 35 EMC-TÜRME SOWIE AKZEPTANZ-SCHNITTE IN DEN DATEN VON 1 EMC-TURM UND 1 HES DIODE: Wird der Hadron-Elektron-Separator zu den neun Supertürmen hinzugefügt, so fällt die Hadronen-Fehlidentifikation von 0.42, 0.34 und 0.24 % auf 0.23, 0.18 und 0.17 %.

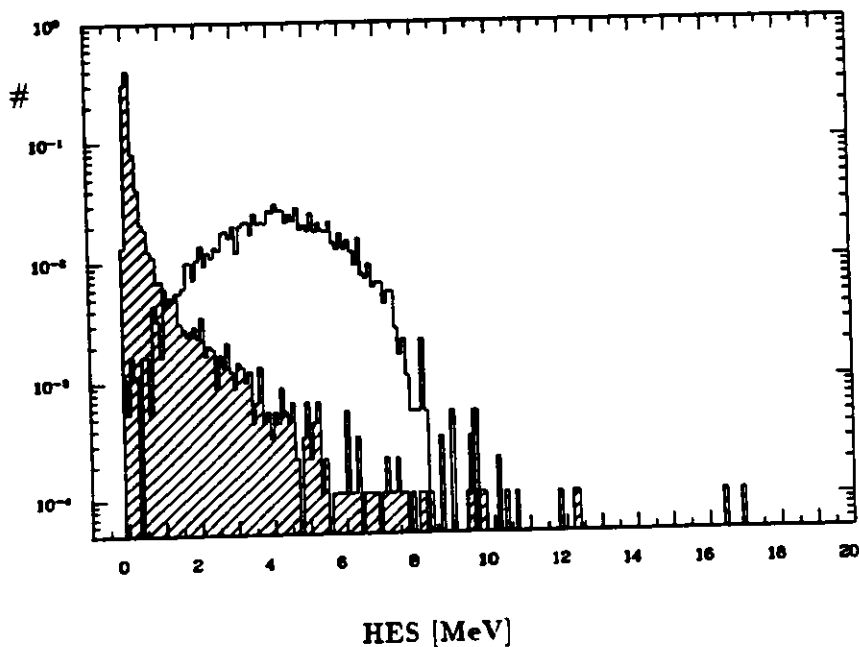


Abbildung 6.3: Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c Hadronen (schraffierte Fläche) und Elektronen in einer HES-Diode. Die Schnitte zu den unterschiedlichen Elektronen-Effizienz-Werten sind in Tab. 6.9 und Tab. 6.10 angegeben. Beide Verteilungen auf sind eins normiert.

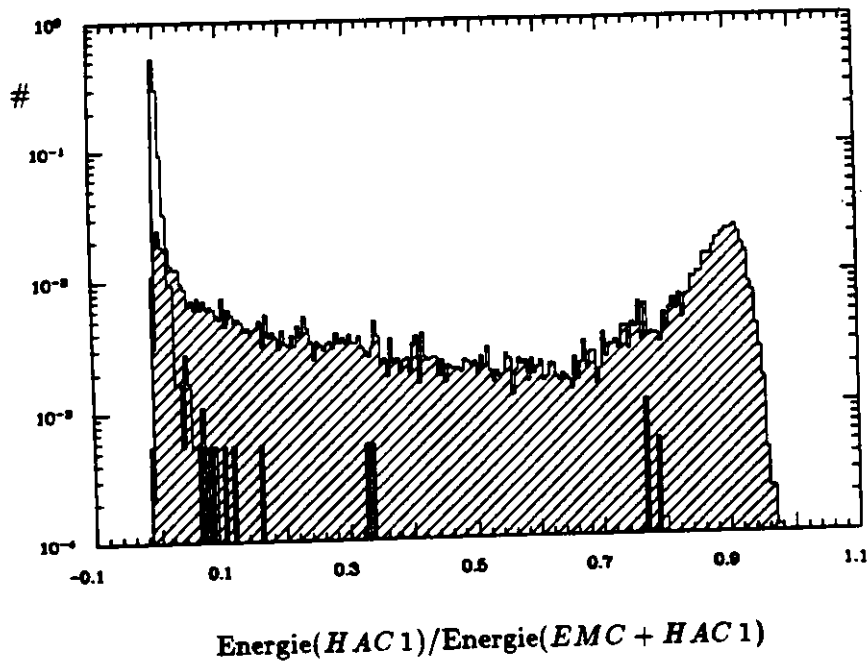


Abbildung 6.4: Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c Hadronen (schraffierte Fläche) und Elektronen im Kalorimeter (HAC 1). Die Schnitte zu den unterschiedlichen Elektronen-Effizienz-Werten sind in Tab. 6.9 und Tab. 6.10 angegeben. Beide Verteilungen sind auf eins normiert.

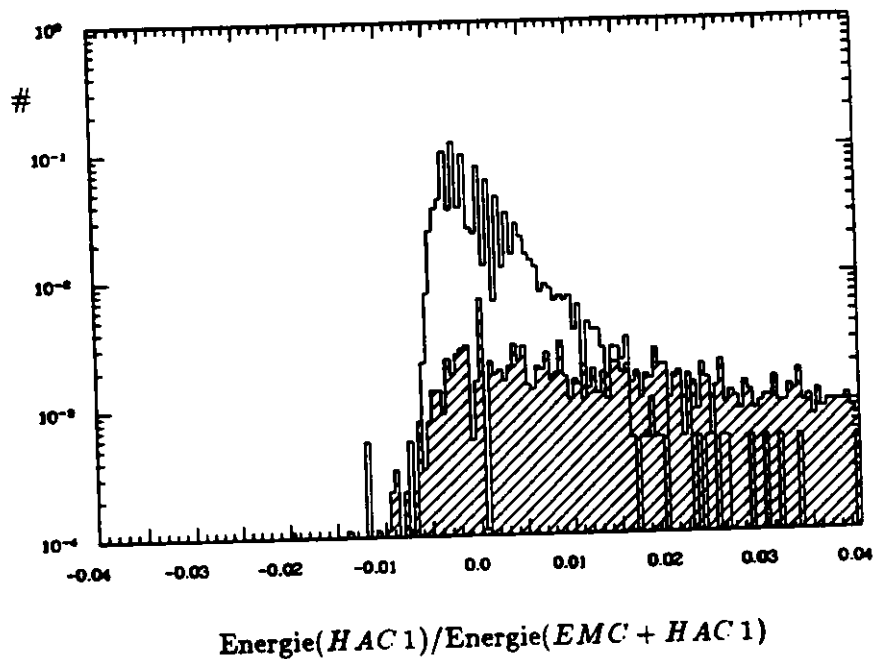


Abbildung 6.5: Dieselbe Abbildung wie die vorherige, vergrößert und mit einer anderen Intervallaufteilung.

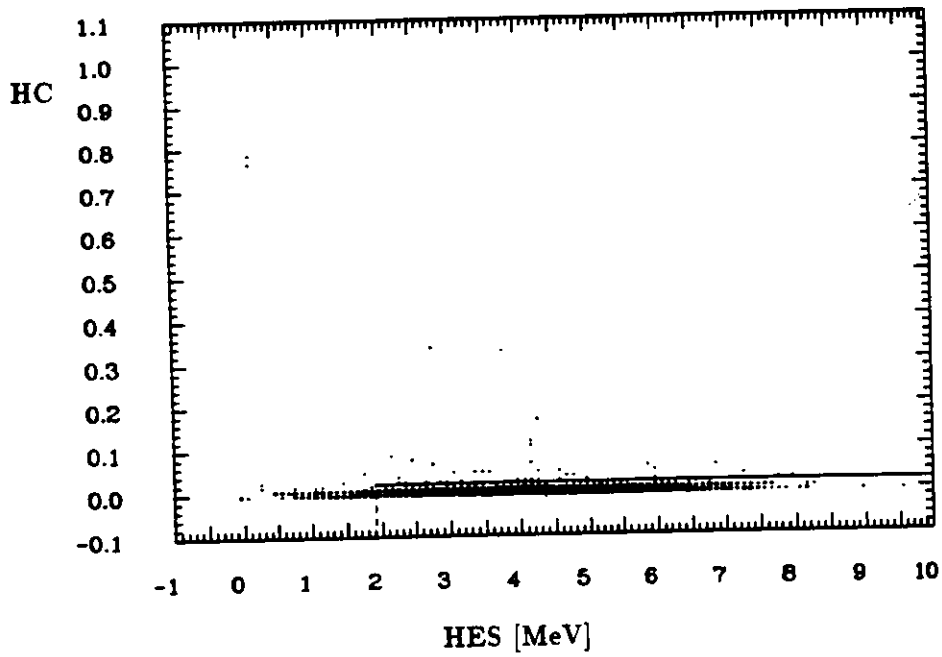


Abbildung 6.6: Verteilung für 5 GeV/c Elektronen in der vom Strahl getroffenen HES-Diode und dem Kalorimeter (HAC1). Die durchgezogene und die gestrichelte Linie kennzeichnen jeweils die angewandten festen und veränderlichen Schnitte.

$$HC = \text{Energie}(HAC1) / \text{Energie}(EMC + HAC1)$$

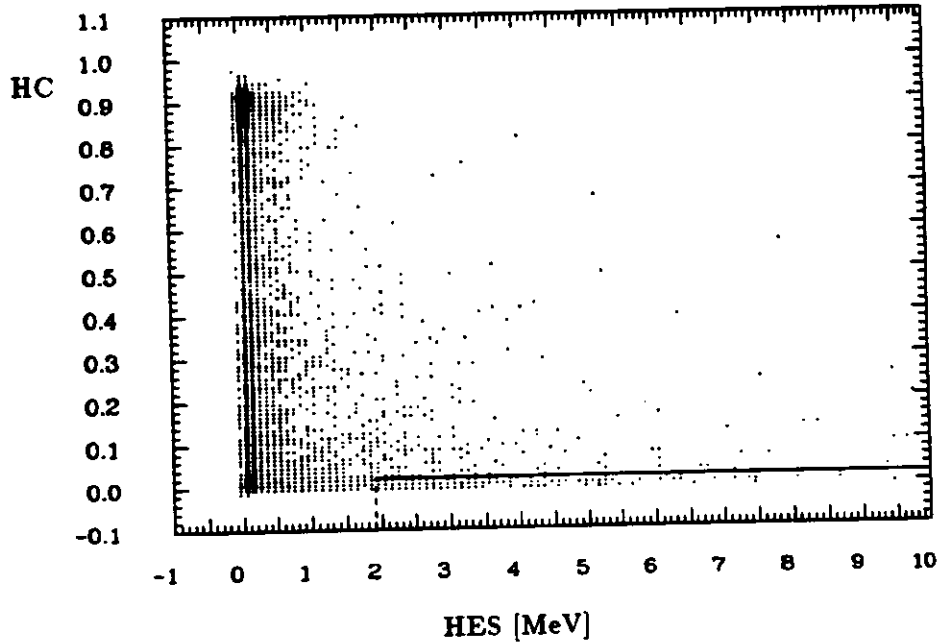


Abbildung 6.7: Verteilung für 5 GeV/c Hadronen in der vom Strahl getroffenen HES-Diode und dem Kalorimeter (HAC1). Die durchgezogene und die gestrichelte Linie kennzeichnen jeweils die angewandten festen und veränderlichen Schnitte.

$$HC = \text{Energie}(HAC1) / \text{Energie}(EMC + HAC1)$$

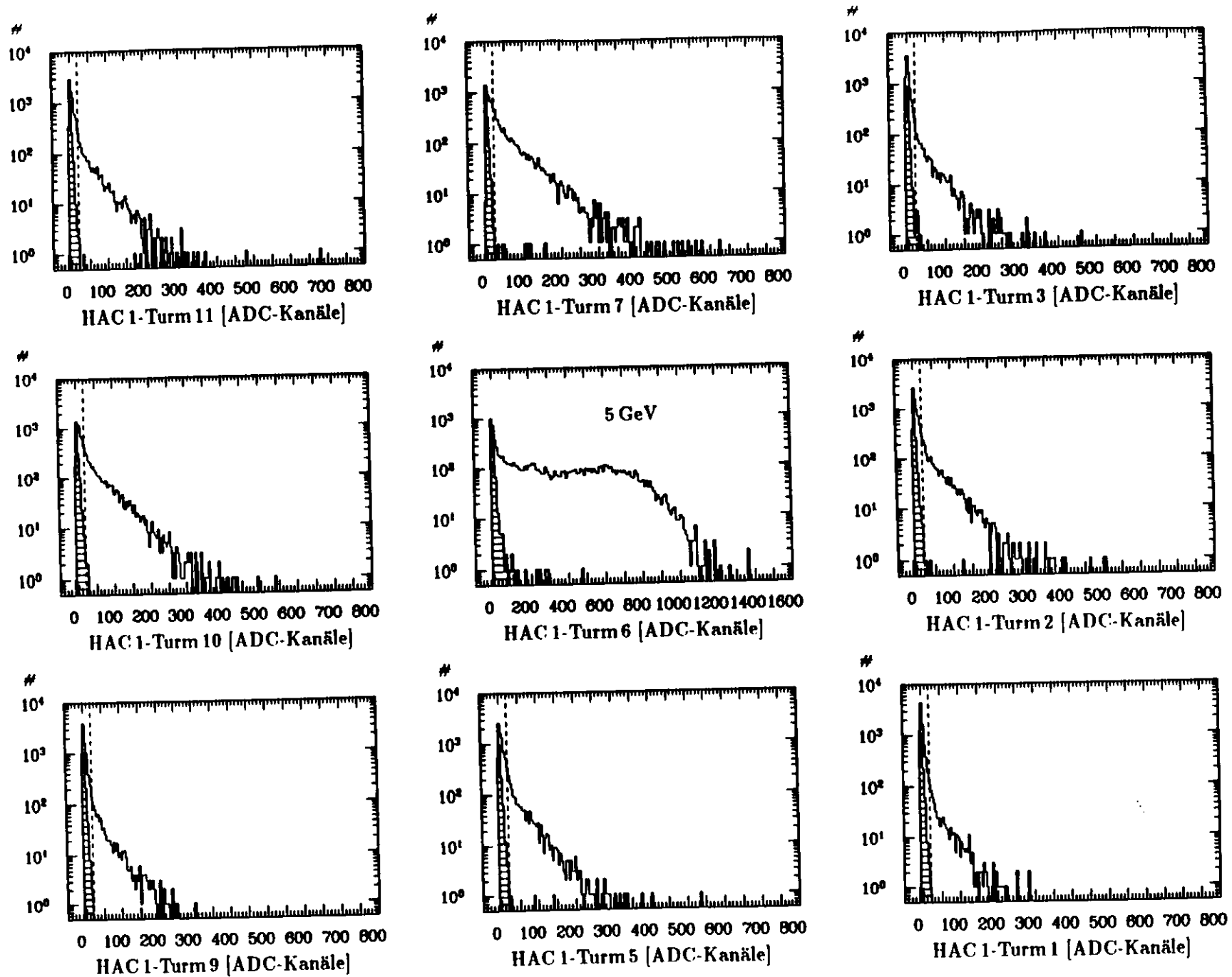


Abbildung 6.8: Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c Elektronen (schraffierte Fläche) und Hadronen in den 9 HAC1 Türmen. Die Anordnung der Bilder entspricht der Position der Türme im Experiment (Abb. 5.1). Die Veto-Schnitte zur Unterscheidung von Elektronen und Hadronen liegen bei 20 ADC-Kanälen.

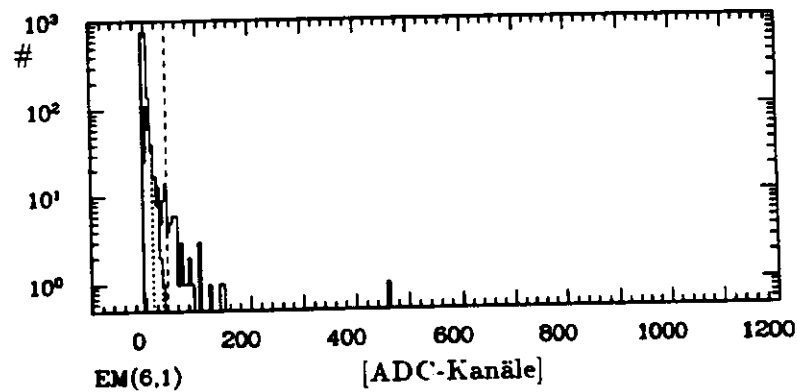
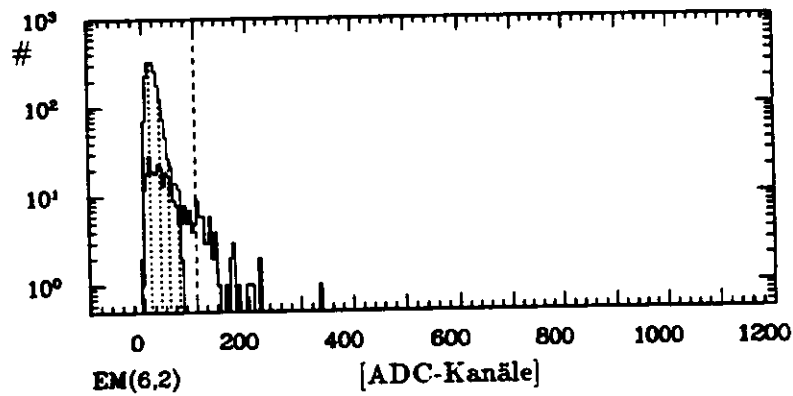
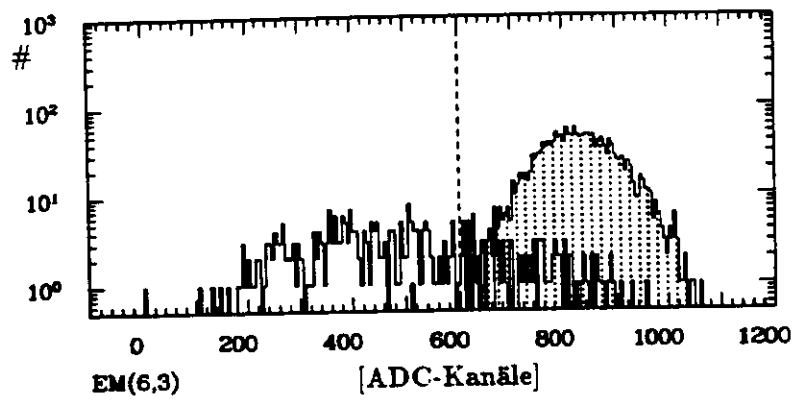
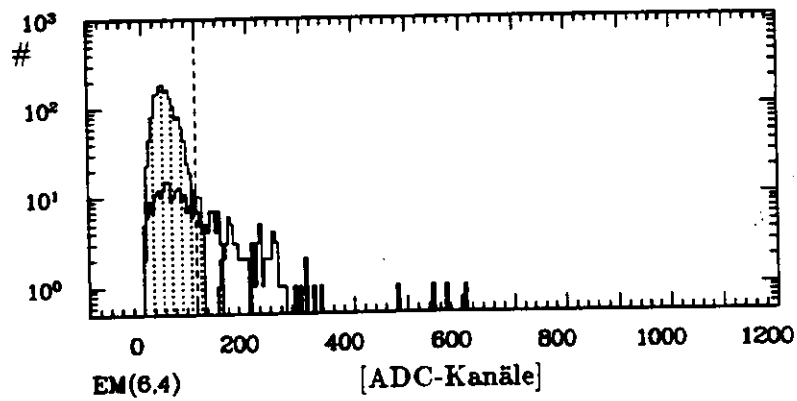


Abbildung 6.9: Pulshöhenverteilungen von $5 \text{ GeV}/c$ Elektronen (gepunktete Fläche) und Hadronen in den EMC-Türmen des Superturms 6 (siehe Abb. 5.1). Die Teilchen wurden mit den Čerenkov-Zählern und 9 HAC 1-Türmen identifiziert. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Schnitte zur Unterscheidung von Elektronen und Hadronen.

6.5 Kalibration der Čerenkov-Zähler-Daten

Unter den Elektronen, die in die Čerenkov-Zähler eintreten, gibt es solche, die sich wie Hadronen verhalten und umgekehrt. Hadronen können das CO_2 -Gas ionisieren und die freigesetzten δ -Elektronen Licht induzieren. Einige Elektronen im Strahl werden bei den gegebenen Drücken in den Čerenkov-Zählern kein Licht erzeugen und in der Hadronen-Probe zu finden sein. Wie in Abschnitt 6.7 gezeigt wird, führt dies zu einer Überschätzung des Anteils falsch identifizierter Hadronen im Hadron-Elektron-Separator und im Kalorimeter.

Im folgenden werden die Hadronen-Fehlidentifikation und die Elektronen-Fehlidentifikation der Čerenkov-Zähler für die auf Seite 35 angegebenen Schnitte abgeschätzt. Durch die falsch bestimmten Teilchen werden hier die Elektronen- und Hadronen-Proben der Čerenkov-Detektoren 'verunreinigt'. In Abschnitt 6.7 wird unter Berücksichtigung dieser Verunreinigungen die Elektronen-Effizienz und die Hadronen-Fehlidentifikation im Hadron-Elektron-Separator und im Kalorimeter bestimmt. Der Myonenanteil, der in Abschnitt 6.6 diskutiert wird, ist hier zunächst ignoriert.

6.5.1 Die Hadronen-Fehlidentifikation in den Čerenkov-Zählern

In Abschnitt 6.7 werden zur Berechnung der Elektronen-Effizienz für das Kalorimeter und den Hadron-Elektron-Separator Runs mit einer genügend hohen Anzahl an Elektronen benötigt, um zu hohe statistische Fehler zu vermeiden. Die Čerenkov-Zähler-Schnitte dieser Runs für die Elektronen-Identifikation sind bereits auf Seite 35 aufgelistet worden. Um jetzt die Reinheit der Elektronen Proben zu bestimmen, wird auf die Daten der Teilchen zurückgegriffen, die in der Kombination von einer HES-Diode und der vom Strahl getroffenen HAC1 Sektion als Hadronen identifiziert werden. Die Pulshöhenverteilungen der Teilchen des unseparierten Strahls in dieser Kombination sind in Abb. 6.10 und in Abb. 6.11 zu sehen. Abb. 6.10 zeigt die Daten von R 7324 mit einem hohen Elektronenanteil. Diese werden in diesem Abschnitt ausgewertet. In Abb. 6.11 sind die Daten von R 7323 dargestellt.

Die Hadronen-Schnitte aus Abb. 6.11 werden auch hier für den Elektronen-Run angewandt. Weil bei diesem Run Daten mit Hadronen, die in C 2 kein Licht induzierten, nicht getriggert wurden, sind in der Hadronen-Probe von Abb. 6.10 nur 22 Teilchen. In den Hadronen-Proben der anderen Runs sind 1573 (R 7537), 641 (R 7545) und 280 (R 7760) Teilchen. Von diesen ist keins in den Elektronen-Proben beider Čerenkov-Zähler. Legt man eine Poisson-Verteilung für die Zahl der Teilchen in den Elektronen-Proben der Čerenkov-Zähler zugrunde, so ist die Wahrscheinlichkeit kein Teilchen hier nachzuweisen, $P(0) = e^{-\mu}$, wobei μ der Mittelwert der Verteilung ist. Bei einem Mittelwert von $\mu = 2.3$ wäre diese Wahrscheinlichkeit nur noch etwa 10% hoch. Die Hadronen-Fehlidentifikation für $\mu = 2.3$ hat einen Wert von jeweils 0.15%, 0.36%, 10.45% und 0.82% für R 7537, R 7545, R 7324 und R 7760.

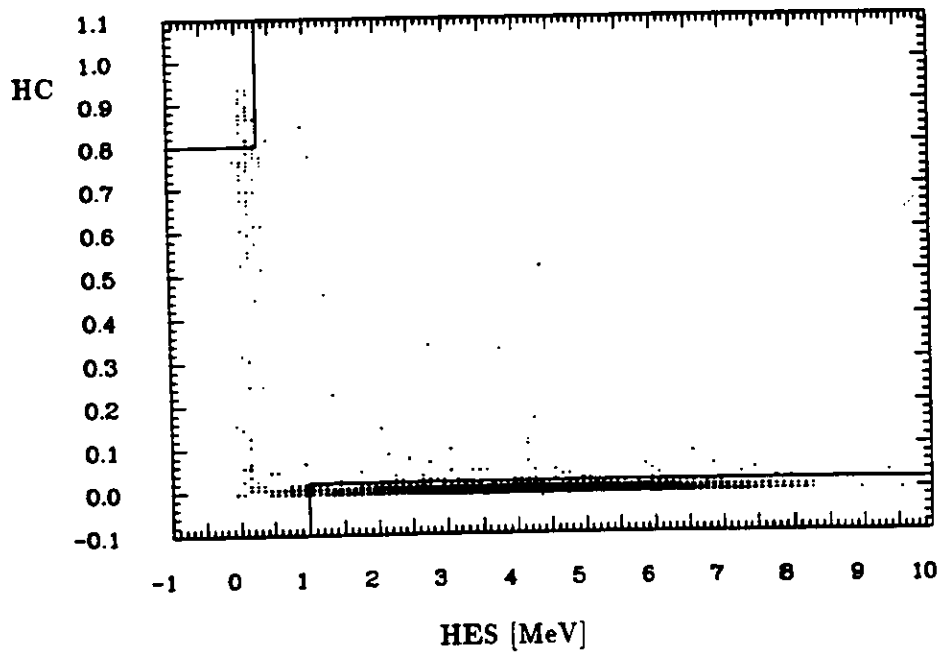


Abbildung 6.10: Verteilung für 5 GeV/c Teilchen aus einem Run mit hohem Elektronenanteil (R 7324) in der vom Strahl getroffenen HES-Diode und dem Kalorimeter (HAC1). Die gekennzeichneten Schnitte definieren Daten-Proben von Hadronen und Elektronen. Der Čerenkov-Zähler C2 war im Trigger. $HC = \text{Energie}(HAC1) / \text{Energie}(EMC + HAC1)$

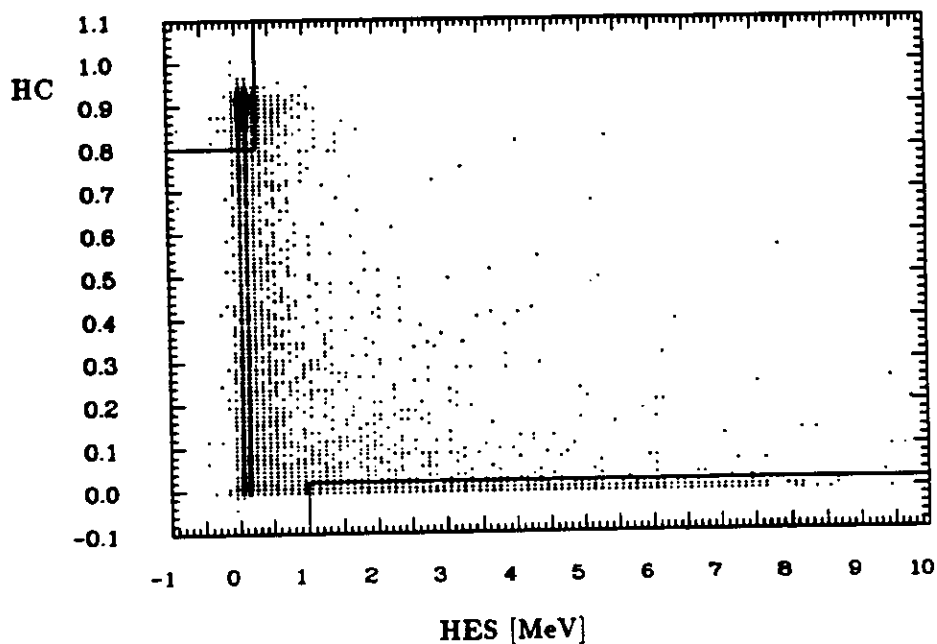


Abbildung 6.11: Verteilung für 5 GeV/c Teilchen aus einem Run mit hohem Hadronenanteil (R 7323) in der vom Strahl getroffenen HES-Diode und dem Kalorimeter (HAC1). Die gekennzeichneten Schnitte definieren Daten-Proben von Hadronen und Elektronen. $HC = \text{Energie}(HAC1) / \text{Energie}(EMC + HAC1)$

6.5.2 Die Elektronen-Fehlidentifikation in den Čerenkov-Zählern

Im folgenden wird der Anteil der Elektronen bestimmt, die von den Čerenkov-Zählern als Hadronen identifiziert werden. Dabei werden nur die Daten der Runs verwendet, bei denen Čerenkov-Zähler C2 nicht im Trigger-System ist (Tab. 5.2). Jeder Čerenkov-Detektor wird zunächst separat betrachtet, dann die Kombination aus beiden.

Eine möglichst reine Elektronen-Probe, die zur Lösung dieser Aufgabe benötigt wird, kann man beispielsweise mit geeigneten Schnitten in den Daten eines Čerenkov-Zählers, C_i, der HES-Diode, die vom Strahl getroffen ist, HES, und der neun HAC 1-Türme, CAL, gewinnen. Von den neun HAC 1 Türmen war der mittlere direkt im Strahl. Mit dieser Elektronen-Probe kann dann der Anteil der im anderen Čerenkov-Zähler, C_j, falsch identifizierten Elektronen direkt ermittelt werden. Dies soll nun anhand der 5 GeV/c Daten gezeigt werden.

Zunächst werden geeignete Schnitte in den C_i-, CAL- und HES-Daten ausgewählt:

Abb. 6.11 zeigt die Verteilung von 5 GeV Teilchen aus Run R 7323 in der HES-Diode und in der HAC 1-Sektion des vom Strahl getroffenen Superturms. Zu den hier gekennzeichneten Schnitten können in den Daten benachbarten HAC 1-Türme Veto-Schnitte von 20 ADC-Kanälen (≈ 110 McV) gesetzt werden, da hier die Elektronen, deren Schauer sich auf das Volumen eines EMC-Turms beschränken, wenig Energie deponieren, während die Hadronen dort weiter aufschauern und entsprechend mehr Energie abgeben (siehe Abb. 6.8). Für die durch diese Schnitte im Kalorimeter und im Hadron-Elektron-Separator selektierten Teilchen sind in Abb. 6.12 die Meßwerte der Čerenkov-Zähler C1 und C2 dargestellt. Schnitte zur Trennung von Elektronen und Hadronen werden jetzt auch hier ausgesucht. Sie sind durch die gestrichelten Linien markiert. Die kleineren Werte der Čerenkov-Schnitte sind dieselben, die auf Seite 35 zur Identifikation von Hadronen ausgesucht wurden. Die höheren Schnitte sind so gesetzt, daß eine möglichst große Anzahl von reinen Elektronendaten gewonnen wird, um hohe statistische Fehler zu vermeiden.

Werden die Schnitte in den Daten von C1 (C2), CAL und HES zusammen angewandt, so gewinnt man eine Elektronen-Probe mit 445 (757) Teilchen, in der weniger als zwei Hadronen sind, und die daher zur Bestimmung der Elektronen-Fehlidentifikation in C2 (C1) geeignet ist. Für die Daten aller anderer Energien mit der in Tab. 6.2 (3. und 6. Spalte) aufgelisteten Anzahl der Teilchen in den Elektronen-Proben gilt dasselbe.

Diese Behauptung soll bewiesen werden, bevor die Elektronen-Fehlidentifikation in C2 (C1) ermittelt wird: Dazu wird mit Hilfe von Schnitten in den HES- und CAL-Meßwerten eine Menge von Hadronen-Daten gewonnen und der Anteil jener Hadronen davon berechnet, die im Čerenkov-Zähler C1 (C2) als Elektronen identifiziert werden (Abb. 6.12). Dann wird umgekehrt der Anteil der Teilchen bestimmt, die in beiden Čerenkov-Zählern als Hadronen identifiziert werden und in HES und CAL Energien wie Elektronen abgeben. Die Werte beider Anteile bilden eine obere Grenze für die jeweilige Hadronen-Fehlidentifikation. Die Čerenkov-Zähler und die Kombination aus HES und CAL sind unabhängig voneinander. Folglich ist eine obere Grenze für den Gesamtanteil der Hadronen, die die Elektronen-Probe der Kombination aus HES, CAL und C1 (C2) kontaminieren, das Produkt der Einzelresultate. In Tab. A.1 und Tab. A.2 sind die Anteile falsch identifizierter Hadronen in HES & CAL & C1 (C2) aufgelistet. Damit ergibt sich für alle Energien, daß in der Elektronen-Probe von HES & CAL & C1 (C2) weniger als zwei Hadronen sind. Diese Abschätzung ist unter der Annahme des schlechtesten Falls gemacht, daß der Hadronen-Anteil der Teilchen eines Runs gleich eins ist.

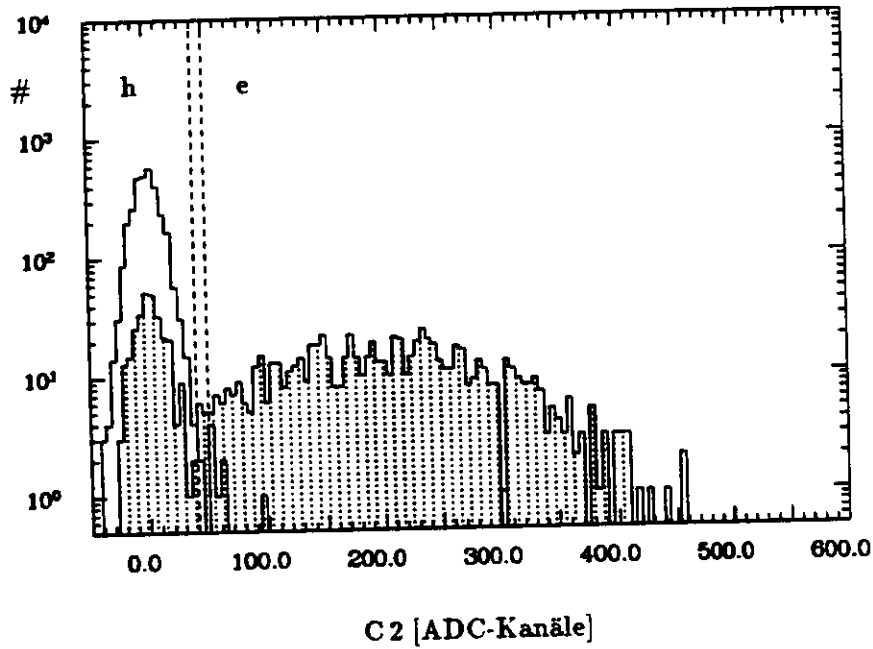
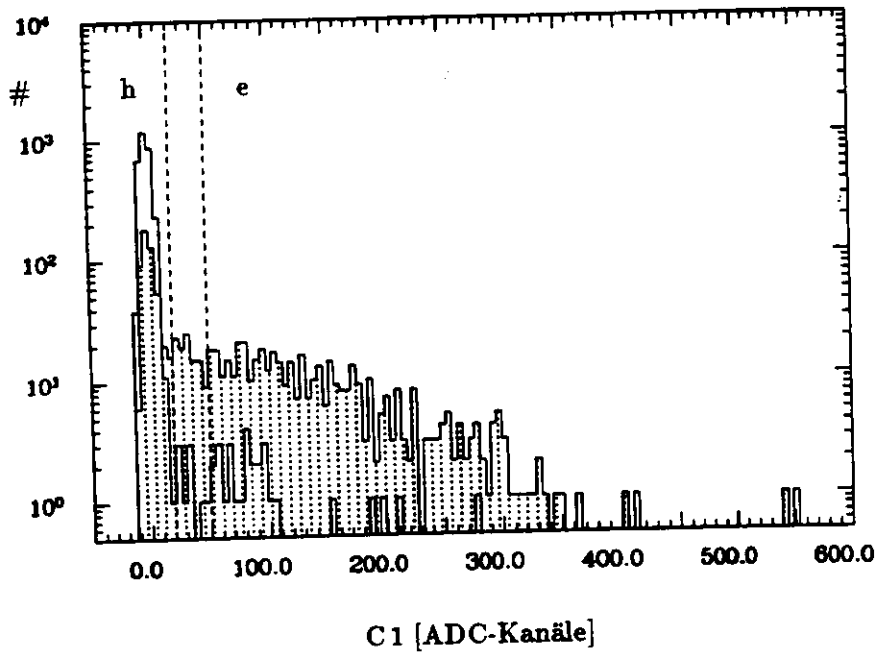


Abbildung 6.12: Pulshöhenverteilungen von $5 \text{ GeV}/c$ 'Elektronen' (gepunktete Fläche) und 'Hadronen' in den Čerenkov-Zählern C1 (oben) und C2 (unten). Die Teilchen wurden mit Hilfe von Schnitten in den Daten aus 9 HAC1-Türmen und dem Hadron-Elektron-Separator (1 Diode) getrennt. Die gestrichelten Linien deuten die Schnitte für Hadronen (links) und Elektronen (rechts) an (siehe Text).

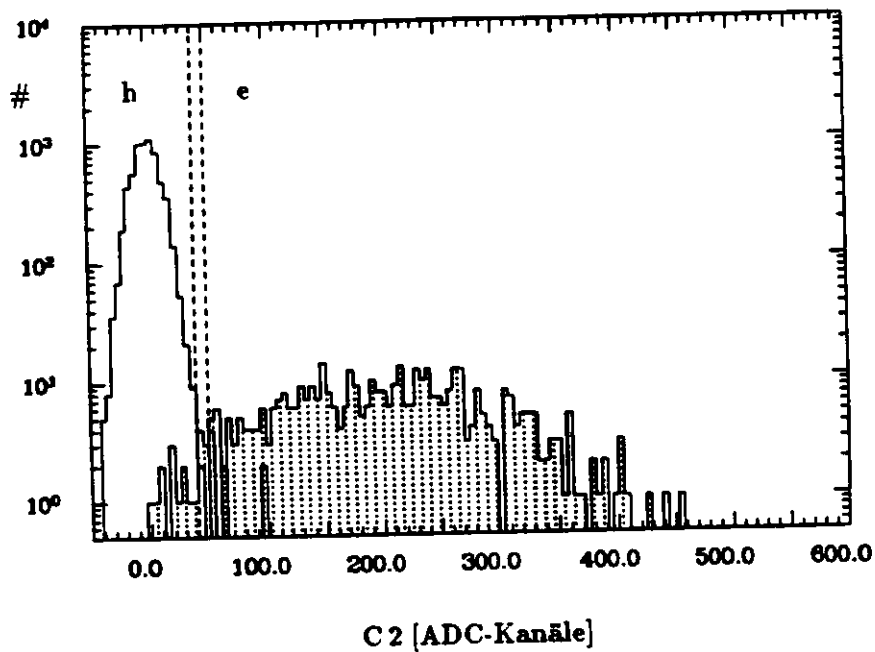
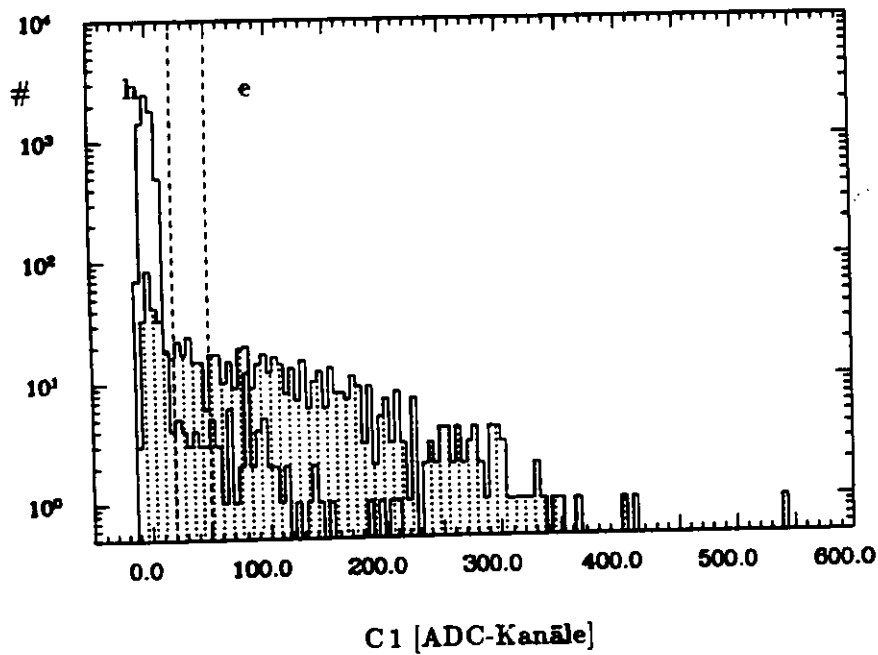


Abbildung 6.13: Pulshöhenverteilungen von $5 \text{ GeV}/c$ 'Elektronen' (gepunktete Fläche) und 'Hadronen' in den Čerenkov-Zählern C1 (oben a)) und C2 (unten b)). Die Teilchen wurden mit Hilfe von Schnitten in den Daten aus 9 HAC1-Türmen, dem Hadron-Elektron-Separator (1 Diode) und dem Čerenkov-Zähler C2 (oben) oder C1 (unten) getrennt. Die gestrichelten Linien deuten die Schnitte für Hadronen (links) und Elektronen (rechts) an (siehe Text).

Tabelle 6.2: Bruchteil falsch identifizierter Elektronen.

Run	p_{Strahl} [GeV/c]	3	4	$\mathcal{P}_1(e \rightarrow h)$ [%]	6	7	$\mathcal{P}_2(e \rightarrow h)$ [%]	$\mathcal{P}_{1,2}(e \rightarrow h)$ [%]
7537	2	3979	987	24.8 ± 0.7	2477	38	1.5 ± 0.3	0.4 ± 0.1
7545	3	4873	1129	23.2 ± 0.6	2363	69	2.9 ± 0.4	0.7 ± 0.1
7323	5	757	230	30.4 ± 1.7	445	12	2.7 ± 0.8	0.8 ± 0.2
7770	9	71	32	45.1 ± 5.9	65	27	41.5 ± 6.1	18.7 ± 3.7

Spalte

- 1: Run-Nummer,
- 2: Strahlimpuls, p_{Strahl} ,
- 3: Anzahl der Teilchen, die als *Elektronen* von C 2 & CAL & HES identifiziert werden,
- 4: Anzahl der *Elektronen* aus Spalte 3, die in C 1 als Hadronen bestimmt werden,
- 5: $\mathcal{P}_1(e \rightarrow h)$, Bruchteil falsch identifizierter Elektronen in Čerenkov-Zähler C 1,
- 6: Anzahl der Teilchen, die als *Elektron* in C 1 & CAL & HES identifiziert werden,
- 7: Anzahl der *Elektronen* aus Spalte 6, die in C 2 als Hadronen bestimmt werden,
- 8: $\mathcal{P}_2(e \rightarrow h)$, Bruchteil falsch identifizierter Elektronen in Čerenkov-Zähler C 2,
- 9: $\mathcal{P}_{1,2}(e \rightarrow h)$, Bruchteil falsch identifizierter Elektronen in Čerenkov-Zähler C 1 und C 2.

Mit den Elektronen-Daten aus der Kombination von HES, CAL und C 1 (C 2) läßt sich jetzt direkt der Bruchteil der Elektronen in C 2 (C 1) bestimmen, deren Pulshöhen kleiner oder gleich sind wie die Schnitte für die Hadronen-Proben der Čerenkov-Zähler. Abb. 6.13 a) (Abb. 6.13 b)) zeigt die Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c Elektronen und Hadronen in C 1 (C 2). Die Teilchen sind in der Kombination aus C 2 (C 1), CAL und HES identifiziert worden.

Die Ergebnisse sind oben in Tab. 6.2 in den Spalten 5, 8 und 9 aufgelistet. C 2 ist für die Trennung von Hadronen und Elektronen der bessere Čerenkov-Zähler. Der Gesamtbruchteil der Elektronen, die in beiden Zählern falsch identifiziert werden, ergibt sich aus dem Produkt der Resultate für C 1 und C 2, die unabhängig voneinander arbeiten. Der Wert von 18.7% bei 9 GeV/c ist im Vergleich zu den anderen Werten hoch. Die Ursache dafür liegt in der Herabsetzung des CO_2 Druckes zur Zeit des 9 GeV/c Runs. (siehe Tab. 5.1). Bei geringeren Drücken erzeugen weniger Elektronen Licht und werden falsch identifiziert.

Wäre nun in der Elektronen-Probe von HES & CAL & C 1 (C 2), in der weniger als 2 Hadronen sind, ein Hadron, so müßten die Werte der Elektronen-Fehlidentifikation in den Spalten 5, 8 und 9 korrigiert werden. Bei einer Korrektur kämen kleinere Werte für die Elektronen-Fehlidentifikation heraus.

In Tab. 6.3 ist die Zusammensetzung des Strahls, die Zahl der Teilchen in der Elektronen- und Hadronen-Probe der Čerenkov-Zähler und die Zahl der Elektronen in der Hadronen-Probe angegeben. Hierbei ist angenommen, daß im Strahl nur Elektronen und Hadronen sind. Die Werte werden in Abschnitt 6.7 berechnet.

Tabelle 6.3: Zusammensetzung des Strahls, der Elektronen- und der Hadronen-Probe der Čerenkov-Zähler, unter der Annahme, daß nur Elektronen und Hadronen im Strahl sind. Čerenkov-Zähler C2 ist bei R 7324 und R 7760 im Trigger. Der Myonenanteil im Strahl wird in Abschnitt 6.6 abgeschätzt.

Run	p_{Strahl} [GeV/c]	f_e [%]	f_π [%]	n_{ec}	$n_{\pi c}$	δe
7537	2	55.3 ± 1.1	44.7 ± 1.1	2923	3870	21 ± 5
7545	3	31.1 ± 0.6	68.9 ± 0.6	3766	13527	44 ± 6
7323	5	8.1 ± 0.5	91.9 ± 0.5	-	9023	7 ± 2
7324	5	96.9 ± 2.8	3.1 ± 2.8	1822	-	-
7770	9	0.8 ± 0.2	99.2 ± 0.2	-	18638	31 ± 12
7760	9	71.3 ± 2.3	28.7 ± 2.3	442	-	-

Spalte

- 1: Run Nummer,
- 2: Strahlimpuls, p_{Strahl} ,
- 3: Anteil der Elektronen im Strahl, f_e ,
- 4: Anteil der Hadronen im Strahl, f_π ,
- 5: Anzahl der Teilchen in der Elektronen-Probe der Čerenkov-Zähler, n_{ec} ,
- 6: Anzahl der Teilchen in der Hadronen-Probe der Čerenkov-Zähler, $n_{\pi c}$,
- 7: Anzahl der Elektronen in der Hadronen-Probe der Čerenkov-Zähler, δe .

6.6 Der Anteil der Myonen

An dieser Stelle soll auf die Myonen im Strahl eingegangen werden. Bei den 5 und 9 GeV/c Runs erkennt man sie in den Korrelations-Diagrammen der EMC- und der HAC1-Sektion (Abb. 6.14) als eine Ansammlung von Ereignissen bei 70 ADC-Kanälen ($\approx 0.4 \text{ GeV}^1$) und 210 ADC-Kanälen ($\approx 1.2 \text{ GeV}$), wo sie etwa die Energie eines minimalionisierenden Teilchens abgeben. Der Anteil der Myonen in den 5 und 9 GeV/c Runs ist kleiner als 3%. Die 2 GeV/c und 3 GeV/c Myonen können mit ihren geringen Energien nicht mehr den ganzen HAC1-Turm durchqueren und werden herausgestreut. Als Obergrenze für den Myonenanteil im Strahl wird ein Wert von 5% geschätzt [AF91]. Myonen verursachen ein Signal von etwa 0.12 MeV in einer $375 \mu\text{m}$ dicken HES-Diode und deponieren in der HAC1-Sektion 75% der Energie, die sie im EMC- und HAC1-Turm zusammen abgeben. Bei vorgegebenen Schnitten von 70, 80, und 90% Elektronen-Effizienz sind sie in der Hadronen-Probe des Hadron-Elektron-Separators und des Kalorimeters zu finden. Werden sie in den Čerenkov-Detektoren als Hadronen bestimmt, was für die meisten Myonen der Fall ist (siehe Abschnitt 6.2), so ist die Hadronen-Fehlidentifikation etwa 10% größer als jene, die in Abschnitt 6.4 berechnet wurde. Die in den Čerenkov-Detektoren als Elektronen identifizierten Myonen werden im Hadron-Elektron-Separator und im Kalorimeter als minimalionisierende Teilchen gemessen. In den 2 und 3 GeV/c

¹ siehe Tab. 6.1.

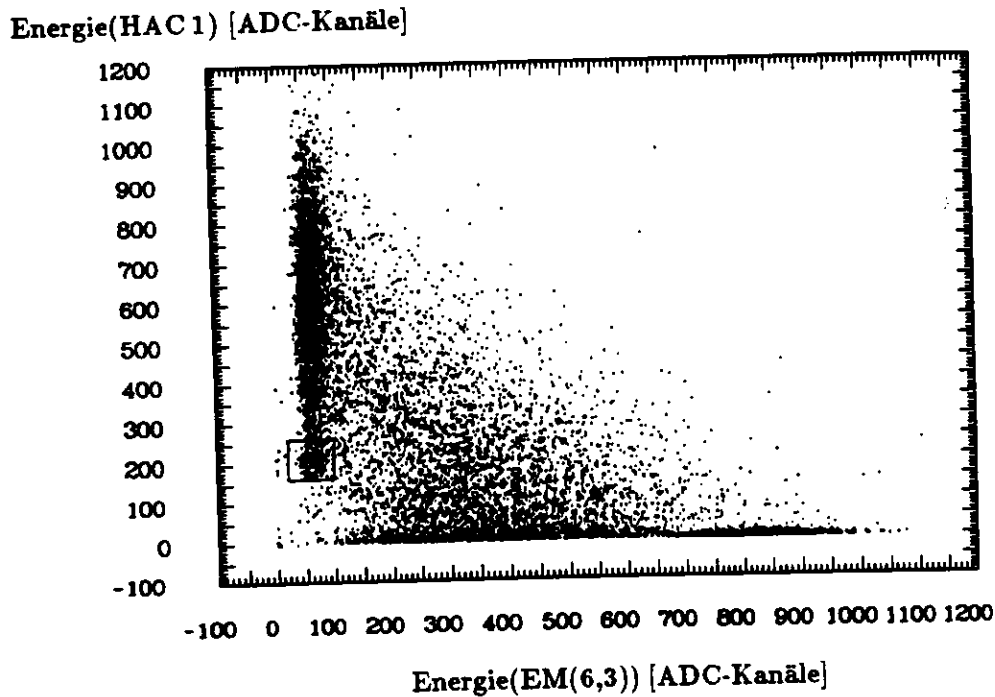


Abbildung 6.14: Verteilung für 5 GeV Teilchen in dem vom Strahl getroffenen EMC- und HAC 1-Turm. Die Myonendaten (3% aller Ereignisse) sind von einem Rechteck umgeben. Myonen deponieren hier etwa 413 MeV (70 ADC-Kanäle) im EMC-Teil und dreimal soviel im HAC 1 Teil.

Run-Daten ist kein solches Myon zu sehen, während in den 5 und 9 GeV/c Daten weniger als 0.2% in der Elektronen-Probe der Čerenkov-Zähler sind. Von nun an wird angenommen, daß der Strahl nur aus Elektronen und Hadronen besteht.

6.7 Die Elektronenidentifikation in HES und CAL

Die Ineffizienz beider Čerenkov-Zähler wird jetzt bei der Bestimmung der Hadronen-Fehlidentifikation und der Elektronen-Effizienz im HES und im Kalorimeter berücksichtigt.

6.7.1 Die Elektronen-Effizienz im HES und im Kalorimeter

Die Elektronen-Effizienz wird zunächst als bekannt vorausgesetzt. Die Werte hierzu wurden bereits in Abschnitt 6.4 ermittelt. Sie sind in Tab. 6.5 - Tab. 6.12 angegeben. Am Ende des nächsten Abschnitts wird auf die Elektronen-Effizienz nocheinmal eingegangen.

6.7.2 Die Hadronen-Fehlidentifikation im HES und im Kalorimeter

Bei der Herleitung der Formel für die Hadronen-Fehlidentifikation im HES und im Kalorimeter werden folgende Variablen verwendet:

Gegeben sind

- $n_{\pi c}$: die gemessene Zahl der in den Čerenkov-Zählern als Hadronen identifizierten Teilchen,
 $n_{\pi ceh}$: die gemessene Zahl der in den Čerenkov-Zählern als Hadronen identifizierten Teilchen, die z.B. im HES als Elektronen gesehen werden,
 n_{eh} : die Zahl der direkt im HES als Elektronen identifizierten Teilchen,
 $\tilde{P}_{1,2}(e \rightarrow \pi)$: die Elektronen-Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit beider Čerenkov-Zähler,
 $\tilde{E}(e \rightarrow e)$: die Elektronen-Effizienz im HES,
 N : die Gesamtzahl der Teilchen,

und folgende Variablen sind unbekannt

- $\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$: die Hadronen-Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit im HES,
 n_e : die Zahl der Elektronen im Strahl,
 n_π : die Zahl der Hadronen im Strahl,
 $\tilde{E}_{1,2}(\pi \rightarrow \pi)$: die Hadronen-Effizienz beider Čerenkov-Zähler.

Die Hadronen-Probe der Čerenkov-Zähler setzt sich aus den Daten der dort nachgewiesenen echten Hadronen, $\tilde{E}_{1,2}(\pi \rightarrow \pi) n_\pi$, und der dort fehlidentifizierten Elektronen, $\tilde{P}_{1,2}(e \rightarrow \pi) n_e$ zusammen. Es gilt:

$$n_{\pi c} = \tilde{E}_{1,2}(\pi \rightarrow \pi) n_\pi + \tilde{P}_{1,2}(e \rightarrow \pi) n_e. \quad (6.1)$$

Die Zahl der Teilchen aus der Hadronen-Probe der Čerenkov-Zähler, die im HES als Elektronen gesehen werden ist:

$$n_{\pi ceh} = \tilde{P}(\pi \rightarrow e) \tilde{E}_{1,2}(\pi \rightarrow \pi) n_\pi + \tilde{E}(e \rightarrow e) \tilde{P}_{1,2}(e \rightarrow \pi) n_e. \quad (6.2)$$

Für die Zahl der direkt im HES als Elektronen identifizierten Teilchen ergibt sich analog zu Gl.(6.1):

$$n_{eh} = \tilde{E}(e \rightarrow e) n_e + \tilde{P}(\pi \rightarrow e) n_\pi. \quad (6.3)$$

Die Gesamtzahl der Teilchen ist hier die Summe aus n_e und n_π , da angenommen wird, daß der Strahl nur aus Elektronen und Hadronen besteht:

$$N = n_e + n_\pi. \quad (6.4)$$

Mit diesen 4 Gleichungen können jetzt die 4 Unbekannten, $\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$, n_π , n_e und $\tilde{E}_{1,2}(\pi \rightarrow \pi)$ gefunden werden. Aus Gl.(6.1) und Gl.(6.2) folgt:

$$\tilde{P}(\pi \rightarrow e) = \frac{n_{\pi ceh} - \tilde{E}(e \rightarrow e) \tilde{P}_{1,2}(e \rightarrow \pi) n_e}{n_{\pi c} - \tilde{P}_{1,2}(e \rightarrow \pi) n_e}. \quad (6.5)$$

Die Zahl der Elektronen ist unbekannt. Mit Gl.(6.3) und Gl.(6.4) läßt sich jedoch n_e eliminieren und es folgt,

$$\tilde{P}(\pi \rightarrow e) = \frac{n_{\pi ceh} - \tilde{P}_{1,2}(e \rightarrow \pi) n_{eh}}{n_{\pi c} - \tilde{P}_{1,2}(e \rightarrow \pi) N}. \quad (6.6)$$

Die Formeln können auch für das Kalorimeter oder die Kombination aus HES und Kalorimeter angewandt werden. Gl.(6.5) ist die Formel zur Korrektur der in Abschnitt 6.4 direkt bestimmten Werte für die Hadronen-Fehlidentifikation.

Aus Gl.(6.3) und Gl.(6.4) kann jetzt die Zusammensetzung des Strahls bestimmt werden, in der Annahme, daß er nur Elektronen und Hadronen enthält:

$$n_{\pi} = \frac{n_{eh} - \bar{\mathcal{E}}(e \rightarrow e) N}{\hat{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e) - \bar{\mathcal{E}}(e \rightarrow e)} \quad (6.7)$$

und

$$n_e = N - n_{\pi}. \quad (6.8)$$

Die Hadronen-Effizienz $\bar{\mathcal{E}}_{1,2}(\pi \rightarrow \pi)$ beider Čerenkov-Zähler ergibt sich unmittelbar aus Gl.(6.1):

$$\bar{\mathcal{E}}_{1,2}(\pi \rightarrow \pi) = \frac{n_{\pi c} - \hat{\mathcal{P}}_{1,2}(e \rightarrow \pi) n_e}{n_{\pi}} \quad (6.9)$$

Tab. 6.3 zeigt die Anteile der Elektronen und Hadronen im Strahl und die mit $\hat{\mathcal{P}}_{1,2}(e \rightarrow \pi)$ ermittelten Zahlen der Elektronen in der Hadronen-Probe der Čerenkov-Zähler.

Durch Einsetzen aller hier berechneten Größen in die 4 Ausgangsgleichungen 6.1, 6.2, 6.3 und 6.4 überzeugt man sich von deren Konsistenz. Dies soll an einem Zahlenbeispiel verdeutlicht werden. Bei 5 GeV/c wurden bei den auf Seite 35 angegebenen Čerenkov-Schnitten und bei einem Schnitt von 2.08 MeV in den Daten der HES-Diode folgende Werte gezählt:

$N: 9992, n_{\pi c}: 9023, n_{\pi eh}: 317, n_{eh}: 1050.$

Aus Tab. 6.9 ist die Elektronen-Effizienz, $\bar{\mathcal{E}}(e \rightarrow e)$, im HES bekannt, die in Abschnitt 6.4 ermittelt wurde, und die Elektronen-Fehlidentifikation in den Čerenkov-Zählern, $\hat{\mathcal{P}}_{1,2}(e \rightarrow \pi)$, wurde in Abschnitt 6.5.2 ermittelt (Tab. 6.2):

$\bar{\mathcal{E}}(e \rightarrow e): 0.901$ und $\hat{\mathcal{P}}_{1,2}(e \rightarrow \pi): 0.008.$

Die mit den 4 Ausgangsgleichungen berechneten Werte sind:

$\hat{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e) = 0.0345, n_{\pi} = 9178, n_e = 814$ und $\bar{\mathcal{E}}_{1,2}(\pi \rightarrow \pi) = 0.9824.$

Durch Einsetzen der berechneten Werte in die 4 Ausgangsgleichungen ergibt sich:

$N = 9992, n_{\pi c} = 9023, n_{\pi eh} = 317$ und $n_{eh} = 1050.$

Gl.(6.5) kann nach $\hat{\mathcal{P}}_{1,2}(e \rightarrow \pi) n_e / n_{\pi c}$ entwickelt werden. In erster Ordnung ist die Hadronen-Fehlidentifikation:

$$\hat{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e) = \hat{\mathcal{P}}'(h \rightarrow e) - \bar{\mathcal{E}}(e \rightarrow e) \hat{\mathcal{P}}_{1,2}(e \rightarrow \pi) n_e / n_{\pi c} \quad (6.10)$$

mit

$\hat{\mathcal{P}}'(h \rightarrow e)$: für die unkorrigierte Hadronen-Fehlidentifikation, d.h. $n_{\pi eh} / n_{\pi c}$, und
 $\hat{\mathcal{P}}_{1,2}(e \rightarrow \pi) n_e / n_{\pi c}$ für den Anteil der Elektronen in der Hadronen-Probe der Čerenkov-Zähler.

Diese Formel kann wie Gl.(6.6) zur Korrektur der direkt bestimmten Hadronen-Fehlidentifikation benutzt werden.

Wie in Abschnitt 6.5.1 gezeigt wurde, ist die Hadronen-Fehlidentifikation der Čerenkov-Zähler sehr gering. Eine Ausnahme bildet nur der 5 GeV/c Run, bei dem auch ein Mittelwert von 10.47% realistisch ist. Daher sei noch einmal auf die in den obigen Gleichungen als bekannt vorausgesetzte Elektronen-Effizienz, $\bar{\mathcal{E}}(e \rightarrow e)$, eingegangen:

Die Korrektur der direkt ermittelten Elektronen-Effizienz wird analog zur Korrektur der Hadronen-Fehlidentifikation durchgeführt. Zur Berechnung der Elektronen-Effizienz benötigt man jetzt u.a. statt der Elektronen-Fehlidentifikation die Hadronen-Fehlidentifikation der Čerenkov-Zähler. Nimmt man dafür die Zahlen aus Abschnitt 6.5.1, so liegen die neu berechneten Werte für die Elektronen-Effizienz innerhalb der Fehlergrenzen der direkt bestimmten Werte. Damit können diese übernommen werden.

6.8 Ergebnisse

Die korrigierten Werte für die Hadronen-Fehlidentifikation, $\hat{P}(h \rightarrow e)$, bei 70, 80 und 90 % Elektronen-Effizienz-Schnitten im Hadron-Elektron-Separator und im Kalorimeter sind in Tab. 6.5 - Tab. 6.12 angegeben. Bei 2, 3, 5 und 9 GeV/c und etwa 90 % Elektronen-Effizienz sind die Werte für die Hadronen-Fehlidentifikation um 0.45, 0.28, 0.07 und 0.15 % reduziert gegenüber den unkorrigierten Werten. Die Korrektur für den Hadron-Elektron-Separator, das Kalorimeter und die Kombination aus beiden ist gleich. Dies sieht man sofort an Gl.(6.10), in der der zweite Term bei vorgegebener Elektronen-Effizienz unabhängig davon ist, ob der Hadron-Elektron-Separator oder das Kalorimeter zur Elektronen-Identifikation eingesetzt werden.

Tab. 6.4 faßt die wichtigsten Ergebnisse aller Energien für 90 % Elektronen-Effizienz zusammen. In der HES-Diode mit einer Fläche von $3 \times 3 \text{ cm}^2$ werden etwa 3.6 % der 2, 3, 5 und 9 GeV/c Hadronen falsch identifiziert. Obwohl die im EMC-Teil des Kalorimeters deponierte Energie mit ansteigendem Strahlimpuls größer wird, sind die Elektronen-Signale in der HES-Diode und damit die Abstände von den durch Hadronen induzierten Pulshöhen nicht groß genug, die Hadron-Elektron-Separation zu verbessern. Ein Grund dafür ist, daß sich mit höheren Energien die Position eines elektromagnetischen Schauermaximums tiefer in die EMC-Sektion verschiebt. Abb. 6.15 vergleicht die Pulshöhenverteilungen in der HES-Diode bei 2, 3, 5 und 9 GeV/c.

Im Kalorimeter verbessert sich die Hadron-Elektron-Trennung mit ansteigendem Strahlimpuls. So deponieren bei 9 GeV/c wesentlich mehr Hadronen Energie im HAC 1-Teil als bei 2 GeV/c, und die Pulshöhenmaxima von Elektronen und Hadronen liegen weiter auseinander (Abb. 6.16). Der Abstand der Hadronen- und Elektronen-Signale vergrößert sich nochmals, wenn der Hadron-Elektron-Separator mit dem Kalorimeter zusammen benutzt wird. In den entsprechenden Diagrammen (Abb. 6.17) häufen sich die Hadronen-Daten bei großen HAC 1- und kleinen HES-Werten an, während Elektronen im HES viel und im HAC 1-Turm wenig Energie abgeben (Abb. 6.17).

Bei der Trennung mit einem Superturm mit einem Querschnitt von $20 \times 20 \text{ cm}^2$ (d.h. 4 EMC-Türme und 1 HAC 1-Turm) ist der Anteil der falsch identifizierten Hadronen groß für 2 und 3 GeV/c und wesentlich niedriger für 5 und 9 GeV/c. Die Trennung verbessert sich um einen Faktor von etwa 5, 5, 3 und 2.5 bei 2, 3, 5 und 9 GeV/c, wenn der Hadron-Elektron-Separator mitbenutzt wird.

Die Ergebnisse werden besser, wenn neun Supertürme (d.h. 36 EMC-Türme und 9 HAC 1-Türme) zur Hadron-Elektron-Trennung eingesetzt werden. Der Querschnitt, der hier von einem zu identifizierenden Elektron durchquert wird, ist $60 \times 60 \text{ cm}^2$ groß. Wird wieder der Hadron-Elektron-Separator eingeschlossen, fällt die Hadronen-Fehlidentifikation um einen Faktor von 4, 4, 2 und 2 für 2, 3, 5 und 9 GeV/c.

Tabelle 6.4: Hadronen-Fehlidentifikation (in %) in der HES-Diode und im Kalorimeter bei etwa 90 % Elektronen-Effizienz. Zur Hadron-Elektron-Separation wurden Schnitte in 4 EMC-Türmen und 1 HAC1-Turm oder in 36 EMC- und 9 HAC1-Türmen gewählt (siehe Abb. 5.1). Schnitte in den HES-Daten wurden zur Verbesserung der Hadron-Elektron-Trennung mit Schnitten der Kalorimeterdaten kombiniert. Die Schnitte sind in Tab. 6.5 - Tab. 6.12 und Tab. 6.13 - Tab. 6.16 angegeben.

	2 GeV/c	3 GeV/c	5 GeV/c	9 GeV/c
HES	3.84 ± 0.34	3.42 ± 0.17	3.45 ± 0.20	3.59 ± 0.18
4 EMC-Türme und 1 HAC1-Turm				
Kalorimeter	7.79 ± 0.45	4.03 ± 0.18	0.65 ± 0.09	0.37 ± 0.08
HES und Kalorimeter	1.47 ± 0.24	0.86 ± 0.10	0.22 ± 0.06	0.15 ± 0.06
36 EMC-Türme und 9 HAC1-Türme				
Kalorimeter	4.28 ± 0.35	1.61 ± 0.12	0.36 ± 0.07	0.23 ± 0.07
HES und Kalorimeter	0.98 ± 0.21	0.40 ± 0.08	0.17 ± 0.06	0.11 ± 0.06

Tabellen

- 7.5: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 2 GeV/c im HES (1 Diode nach $3 X_0$) und im Kalorimeter (HAC 1-Türme).
- 7.6: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 2 GeV/c im HES (1 Diode nach $3 X_0$) und im Kalorimeter (HAC 1- und EMC-Türme).
- 7.7: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 3 GeV/c im HES (1 Diode nach $3 X_0$) und im Kalorimeter (HAC 1-Türme).
- 7.8: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 3 GeV/c im HES (1 Diode nach $3 X_0$) und im Kalorimeter (HAC 1- und EMC-Türme).
- 7.9: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 5 GeV/c im HES (1 Diode nach $3 X_0$) und im Kalorimeter (HAC 1-Türme).
- 7.10: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 5 GeV/c im HES (1 Diode nach $3 X_0$) und im Kalorimeter (HAC 1- und EMC-Türme).
- 7.11: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 9 GeV/c im HES (1 Diode nach $3 X_0$) und im Kalorimeter (HAC 1-Türme).
- 7.12: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 9 GeV/c im HES (1 Diode nach $3 X_0$) und im Kalorimeter (HAC 1- und EMC-Türme).
- 7.13: Veto- und Akzeptanz- Schnitte in den Daten der EMC-Türme für 2 GeV/c.
- 7.14: Veto- und Akzeptanz- Schnitte in den Daten der EMC-Türme für 3 GeV/c.
- 7.15: Veto- und Akzeptanz- Schnitte in den Daten der EMC-Türme für 5 GeV/c.
- 7.16: Veto- und Akzeptanz- Schnitte in den Daten der EMC-Türme für 9 GeV/c.

Tabelle 6.5: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 2 GeV/c im HES (1 Diode nach $3X_0$) und im Kalorimeter (HAC1-Türme). $\tilde{\mathcal{P}}'(\pi \rightarrow e)$ wurde vor der Korrektur der Čerenkov-Zähler-Daten und $\hat{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e)$ nach der Korrektur berechnet. $E_{tot} = E_{EMC} + E_{HAC1}$.

Strahl: 2 GeV/c			
------------------------	--	--	--

Schnitte	$\tilde{\mathcal{E}}(e \rightarrow e)$	$\tilde{\mathcal{P}}'(\pi \rightarrow e)$	$\hat{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e)$
----------	--	---	--

1 HES-Diode			
[MeV]	[%]	[%]	[%]
0.69	90.2 ± 0.6	4.29 ± 0.33	3.84 ± 0.34
0.99	79.9 ± 0.7	2.76 ± 0.26	2.36 ± 0.28
1.20	70.2 ± 0.9	2.30 ± 0.24	1.94 ± 0.25

1 HAC1-Turm			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
1.40	90.4 ± 0.6	18.7 ± 0.6	18.3 ± 0.6
0.75	80.1 ± 0.7	15.1 ± 0.6	14.8 ± 0.6
0.33	70.0 ± 0.9	12.4 ± 0.5	12.1 ± 0.5

1 HAC1-Turm & 1 HES-Diode			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
0.47	90.0 ± 0.6	3.51 ± 0.30	3.06 ± 0.31
0.89	80.0 ± 0.7	1.91 ± 0.22	1.50 ± 0.23
1.13	69.9 ± 0.9	1.55 ± 0.20	1.19 ± 0.21
E_{HAC1}/E_{tot} -Schnitt: 0.02			

9 HAC1-Türme			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
1.38	90.0 ± 0.6	15.2 ± 0.6	14.8 ± 0.6
0.75	80.0 ± 0.7	12.5 ± 0.5	12.1 ± 0.5
0.33	69.9 ± 0.9	10.4 ± 0.5	10.0 ± 0.5
Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle			

9 HAC1-Türme & 1 HES-Diode			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
0.46	90.0 ± 0.6	3.05 ± 0.28	2.59 ± 0.29
0.88	80.3 ± 0.7	1.78 ± 0.21	1.37 ± 0.23
1.12	70.2 ± 0.9	1.45 ± 0.19	1.09 ± 0.20
Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle			
E_{HAC1}/E_{tot} -Schnitt: 0.02			

Tabelle 6.6: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 2 GeV/c im HES (1 Diode nach $3 X_0$) und im Kalorimeter (EMC- und HAC1-Türme). Die EMC-Schnitte sind in Tab. 6.13 gegeben. $\tilde{P}'(\pi \rightarrow e)$ wurde vor der Korrektur der Čerenkov-Zähler-Daten und $\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$ nach der Korrektur berechnet. $E_{tot} = E_{EMC} + E_{HAC1}$.

Strahl: 2 GeV/c			
Schnitte	$\mathcal{E}(e \rightarrow e)$	$\tilde{P}'(\pi \rightarrow e)$	$\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$
<i>4 EMC-Türme und 1 HAC-Turm</i>			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
1.37	90.0 ± 0.6	8.22 ± 0.48	7.79 ± 0.45
0.75	80.0 ± 0.7	6.72 ± 0.43	6.33 ± 0.41
0.33	69.9 ± 0.9	5.19 ± 0.38	4.85 ± 0.37
<i>4 EMC-Türme, 1 HAC1-Turm & 1 HES-Diode</i>			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
0.465	90.1 ± 0.6	1.94 ± 0.23	1.47 ± 0.24
0.890	79.9 ± 0.7	1.21 ± 0.18	0.80 ± 0.19
1.120	70.2 ± 0.9	1.03 ± 0.16	0.67 ± 0.18
E_{HAC1}/E_{tot} -Schnitt: 0.02			
<i>36 EMC-Türme und 9 HAC1-Türme</i>			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
1.65	90.0 ± 0.6	4.73 ± 0.36	4.28 ± 0.35
0.84	80.0 ± 0.7	3.85 ± 0.32	3.45 ± 0.32
0.40	70.0 ± 0.9	3.26 ± 0.30	2.90 ± 0.29
Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle			
<i>36 EMC-Türme, 9 HAC1-Türme & 1 HES-Diode</i>			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
0.31	90.0 ± 0.6	1.45 ± 0.20	0.98 ± 0.21
0.82	79.9 ± 0.7	0.90 ± 0.15	0.49 ± 0.17
1.08	70.0 ± 0.9	0.75 ± 0.14	0.38 ± 0.15
Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle			
E_{HAC1}/E_{tot} Schnitt: 0.02			

Tabelle 6.7: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 3 GeV/c im HES (1 Diode nach $3X_0$) und im Kalorimeter (HAC1-Türme). $\tilde{P}'(\pi \rightarrow e)$ wurde vor der Korrektur der Čerenkov-Zähler-Daten und $\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$ nach der Korrektur berechnet. $E_{tot} = E_{EMC} + E_{HAC1}$.

Strahl: 3 GeV/c			
Schnitte	$\tilde{E}(\epsilon \rightarrow e)$	$\tilde{P}'(\pi \rightarrow e)$	$\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$
<i>1 HES-Diode</i>			
[MeV]	[%]	[%]	[%]
1.04	90.1 ± 0.5	3.69 ± 0.17	3.42 ± 0.17
1.44	80.1 ± 0.7	2.48 ± 0.14	2.24 ± 0.14
1.73	70.0 ± 0.8	1.95 ± 0.12	1.74 ± 0.12
<i>1 HAC1-Turm</i>			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
1.09	90.1 ± 0.5	12.7 ± 0.3	12.4 ± 0.3
0.58	80.1 ± 0.7	10.1 ± 0.3	9.86 ± 0.26
0.23	70.1 ± 0.8	7.70 ± 0.25	7.50 ± 0.23
<i>1 HAC1-Turm & 1 HES-Diode</i>			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
0.94	90.1 ± 0.5	2.45 ± 0.14	2.17 ± 0.14
1.37	80.1 ± 0.7	1.70 ± 0.11	1.46 ± 0.12
1.69	70.0 ± 0.8	1.32 ± 0.10	1.10 ± 0.10
E_{HAC1}/E_{tot} -Schnitt: 0.02			
<i>9 HAC1-Türme</i>			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
1.11	90.0 ± 0.5	8.49 ± 0.26	8.23 ± 0.24
0.58	80.0 ± 0.7	6.76 ± 0.23	6.54 ± 0.22
0.23	70.0 ± 0.8	5.23 ± 0.20	5.03 ± 0.20
Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle			
<i>9 HAC1-Türme & 1 HES-Diode</i>			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
0.93	90.0 ± 0.5	1.91 ± 0.12	1.63 ± 0.12
1.37	80.0 ± 0.7	1.37 ± 0.10	1.12 ± 0.11
1.69	70.0 ± 0.8	1.07 ± 0.09	0.86 ± 0.09
20 ADC-Kanäle	Veto-Schnitte in benachbarten HAC1-Sektionen		
E_{HAC1}/E_{tot} Schnitt: 0.02			

Tabelle 6.8: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 3 GeV/c im HES (1 Diode nach $3 X_0$) und im Kalorimeter (EMC- und HAC1-Türme). Die EMC-Schnitte sind in Tab. 6.14 gegeben. $\tilde{P}'(\pi \rightarrow e)$ wurde vor der Korrektur der Čerenkov-Zähler-Daten und $\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$ nach der Korrektur berechnet. $E_{tot} = E_{EMC} + E_{HAC1}$.

Strahl: 3 GeV/c			
Schnitte	$\tilde{E}(e \rightarrow e)$	$\tilde{P}'(\pi \rightarrow e)$	$\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$
<i>4 EMC-Türme und 1 HAC-Turm</i>			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
1.11	90.1 ± 0.5	4.30 ± 0.18	4.03 ± 0.18
0.59	80.2 ± 0.7	3.38 ± 0.16	3.14 ± 0.16
0.24	70.1 ± 0.8	2.54 ± 0.14	2.33 ± 0.14
<i>4 EMC-Türme, 1 HAC1-Turm & 1 HES-Diode</i>			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
0.91	90.0 ± 0.5	1.14 ± 0.09	0.86 ± 0.10
1.36	80.1 ± 0.7	0.81 ± 0.08	0.56 ± 0.09
1.67	70.2 ± 0.8	0.65 ± 0.07	0.43 ± 0.08
E_{HAC1}/E_{tot} Schnitt: 0.02			
<i>36 EMC-Türme und 9 HAC1-Türme</i>			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
1.25	90.0 ± 0.5	1.89 ± 0.12	1.61 ± 0.12
0.62	80.1 ± 0.7	1.46 ± 0.11	1.21 ± 0.11
0.33	70.0 ± 0.8	1.21 ± 0.10	1.00 ± 0.10
Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle			
<i>36 EMC-Türme, 9 HAC1-Türme & 1 HES-Diode</i>			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
0.82	90.1 ± 0.5	0.68 ± 0.07	0.40 ± 0.08
1.32	80.0 ± 0.7	0.50 ± 0.06	0.26 ± 0.07
1.65	70.1 ± 0.8	0.40 ± 0.05	0.18 ± 0.06
Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle			
E_{HAC1}/E_{tot} Schnitt: 0.02			

Tabelle 6.9: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 5 GeV/c im HES (1 Diode nach $3X_0$) und im Kalorimeter (HAC1-Türme). $\tilde{P}'(\pi \rightarrow e)$ wurde vor der Korrektur der Čerenkov-Zähler-Daten und $\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$ nach der Korrektur berechnet. $E_{tot} = E_{EMC} + E_{HAC1}$.

Strahl: 5 GeV/c			
-----------------	--	--	--

Schnitte	$\tilde{E}(\epsilon \rightarrow e)$	$\tilde{P}'(\pi \rightarrow e)$	$\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$
----------	-------------------------------------	---------------------------------	--------------------------------

1 HES-Diode			
[MeV]	[%]	[%]	[%]
2.08	90.1 ± 0.7	3.51 ± 0.19	3.45 ± 0.20
2.84	80.0 ± 0.9	2.22 ± 0.16	2.16 ± 0.16
3.38	70.0 ± 1.1	1.60 ± 0.13	1.55 ± 0.13

1 HAC1-Turm			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
0.77	90.1 ± 0.7	5.61 ± 0.24	5.55 ± 0.25
0.42	80.4 ± 0.9	4.21 ± 0.21	4.16 ± 0.21
0.21	70.0 ± 1.1	3.27 ± 0.19	3.22 ± 0.19

1 HAC1-Turm & 1 HES-Diode			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
1.91	90.0 ± 0.7	1.82 ± 0.14	1.75 ± 0.14
2.72	80.0 ± 0.9	1.24 ± 0.12	1.18 ± 0.12
3.30	70.1 ± 1.1	0.88 ± 0.10	0.83 ± 0.10
E_{HAC1}/E_{tot} -Schnitt: 0.02			

9 HAC1-Türme			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
0.81	90.0 ± 0.7	3.06 ± 0.18	2.99 ± 0.18
0.43	80.1 ± 0.9	2.36 ± 0.16	2.30 ± 0.16
0.22	70.6 ± 1.1	1.87 ± 0.14	1.82 ± 0.15
Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle			

9 HAC1-Türme & 1 HES-Diode			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
1.78	90.0 ± 0.7	1.21 ± 0.12	1.14 ± 0.12
2.68	80.1 ± 0.9	0.84 ± 0.10	0.78 ± 0.10
3.27	70.0 ± 1.1	0.60 ± 0.08	0.55 ± 0.08
Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle			
E_{HAC1}/E_{tot} -Schnitt: 0.02			

Tabelle 6.10: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 5 GeV/c im HES (1 Diode nach $3 X_0$) und im Kalorimeter (EMC- und HAC1-Türme). Die EMC-Schnitte sind in Tab. 6.15 gegeben. $\tilde{P}'(\pi \rightarrow e)$ wurde vor der Korrektur der Čerenkov-Zähler-Daten und $\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$ nach der Korrektur berechnet. $E_{tot} = E_{EMC} + E_{HAC1}$.

Strahl: 5 GeV/c			
Schnitte	$\mathcal{E}(\epsilon \rightarrow e)$	$\tilde{P}'(\pi \rightarrow e)$	$\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$
<i>4 EMC-Türme und 1 HAC-Turm</i>			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
0.83	90.0 ± 0.7	0.72 ± 0.09	0.65 ± 0.09
0.43	79.7 ± 0.9	0.55 ± 0.08	0.50 ± 0.08
0.22	70.3 ± 1.1	0.41 ± 0.07	0.36 ± 0.07
<i>4 EMC-Türme, 1 HAC1-Turm & 1 HES-Diode</i>			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
1.78	89.9 ± 0.7	0.29 ± 0.06	0.22 ± 0.06
2.68	80.1 ± 0.9	0.21 ± 0.05	0.15 ± 0.05
3.27	70.0 ± 1.0	0.17 ± 0.04	0.12 ± 0.05
E_{HAC1}/E_{tot} -Schnitt: 0.02			
<i>36 EMC-Türme und 9 HAC1-Türme</i>			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
1.26	90.0 ± 0.7	0.42 ± 0.07	0.36 ± 0.07
0.53	79.9 ± 0.9	0.34 ± 0.06	0.29 ± 0.07
0.30	70.0 ± 1.0	0.24 ± 0.05	0.20 ± 0.06
Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle			
<i>36 EMC-Türme, 9 HAC1-Türme & 1 HES-Diode</i>			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
1.09	90.0 ± 0.7	0.23 ± 0.05	0.17 ± 0.06
2.38	80.1 ± 0.9	0.18 ± 0.04	0.12 ± 0.05
3.06	69.9 ± 1.1	0.17 ± 0.04	0.12 ± 0.05
Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle			
E_{HAC1}/E_{tot} Schnitt: 0.02			

Tabelle 6.11: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 9 GeV/c im HES (1 Diode nach $3X_0$) und im Kalorimeter (HAC1-Türme). $\tilde{\mathcal{P}}'(\pi \rightarrow e)$ wurde vor der Korrektur der Čerenkov-Zähler-Daten und $\tilde{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e)$ nach der Korrektur berechnet. $E_{tot} = E_{EMC} + E_{HAC1}$.

Strahl: 9 GeV/c			
------------------------	--	--	--

Schnitte	$\tilde{\mathcal{E}}(e \rightarrow e)$	$\tilde{\mathcal{P}}'(\pi \rightarrow e)$	$\tilde{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e)$
----------	--	---	--

1 HES-Diode			
[MeV]	[%]	[%]	[%]
2.57	90.0 ± 1.0	3.73 ± 0.14	3.59 ± 0.18
3.20	80.1 ± 1.9	2.73 ± 0.12	2.60 ± 0.16
3.82	69.9 ± 2.2	2.02 ± 0.10	1.91 ± 0.14

1 HAC1-Turm			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
0.90	90.3 ± 1.4	2.10 ± 0.11	1.96 ± 0.14
0.46	80.0 ± 2.0	1.29 ± 0.08	1.16 ± 0.11
0.25	70.1 ± 2.2	0.93 ± 0.07	0.82 ± 0.10

1 HAC1-Turm & 1 HES-Diode			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
2.12	90.0 ± 1.4	1.16 ± 0.08	1.02 ± 0.11
3.07	79.9 ± 1.9	0.78 ± 0.06	0.64 ± 0.09
3.64	70.1 ± 2.2	0.68 ± 0.06	0.56 ± 0.08
E_{HAC1}/E_{tot} -Schnitt: 0.02			

9 HAC1-Türme			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
1.00	90.0 ± 1.4	0.86 ± 0.07	0.71 ± 0.10
0.48	79.6 ± 1.9	0.56 ± 0.06	0.43 ± 0.08
0.26	69.9 ± 2.2	0.44 ± 0.05	0.32 ± 0.07
Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle			

9 HAC1-Türme & 1 HES-Diode			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
1.80	90.0 ± 1.4	0.46 ± 0.05	0.31 ± 0.07
2.88	79.9 ± 1.9	0.34 ± 0.04	0.20 ± 0.07
3.53	70.1 ± 2.2	0.31 ± 0.04	0.18 ± 0.06
Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle			
E_{HAC1}/E_{tot} -Schnitt: 0.02			

Tabelle 6.12: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation bei 9 GeV/c im HES (1 Diode nach $3X_0$) und im Kalorimeter (EMC- und HAC1-Türme). Die EMC-Schnitte sind in Tab. 6.16 gegeben. $\tilde{P}'(\pi \rightarrow e)$ wurde vor der Korrektur der Čerenkov-Zähler-Daten und $\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$ nach der Korrektur berechnet. $E_{tot} = E_{EMC} + E_{HAC1}$.

Strahl: 9 GeV/c			
Schnitte	$\mathcal{E}(e \rightarrow e)$	$\tilde{P}'(\pi \rightarrow e)$	$\tilde{P}(\pi \rightarrow e)$
<i>4 EMC-Türme und 1 HAC-Turm</i>			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
0.86	90.0 ± 1.4	0.53 ± 0.05	0.37 ± 0.08
0.47	80.1 ± 1.9	0.40 ± 0.05	0.27 ± 0.07
0.25	70.1 ± 2.2	0.31 ± 0.04	0.20 ± 0.06
<i>4 EMC-Türme, 1 HAC1-Turm & 1 HES-Diode</i>			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
1.91	90.0 ± 1.4	0.30 ± 0.04	0.15 ± 0.06
3.04	79.9 ± 1.9	0.24 ± 0.04	0.10 ± 0.06
3.59	69.9 ± 2.2	0.22 ± 0.03	0.10 ± 0.05
E_{HAC1}/E_{tot} -Schnitt: 0.02			
<i>36 EMC-Türme und 9 HAC1-Türme</i>			
$E_{HAC1}/E_{tot} [10^{-2}]$	[%]	[%]	[%]
1.98	90.0 ± 1.4	0.39 ± 0.05	0.23 ± 0.07
0.58	80.3 ± 1.9	0.28 ± 0.04	0.15 ± 0.06
0.32	70.1 ± 2.2	0.24 ± 0.04	0.12 ± 0.06
<i>Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle</i>			
<i>36 EMC-Türme, 9 HAC1-Türme & 1 HES-Diode</i>			
HES [MeV]	[%]	[%]	[%]
0.266	90.0 ± 1.4	0.27 ± 0.04	0.11 ± 0.06
2.720	79.9 ± 1.9	0.22 ± 0.03	0.07 ± 0.06
3.380	70.1 ± 2.2	0.20 ± 0.03	0.07 ± 0.05
<i>Veto-Schnitte der benachbarten HAC1-Türme: 20 ADC-Kanäle</i>			
E_{HAC1}/E_{tot} Schnitt: 0.02			

Tabelle 6.13: Veto- und Akzeptanz-Schnitte in den Daten der EMC-Türme. Der Strahl ist zwischen EM(6,2) und EM(6,3) positioniert. (1 ADC Kanal \approx 5.9 MeV)

Strahl: 2 GeV/c		
EM(11,4) < 15	EM(7,4) < 15	EM(3,4) < 15
EM(11,3) < 15	EM(7,3) < 15	EM(3,3) < 15
EM(11,2) < 15	EM(7,2) < 15	EM(3,2) < 15
EM(11,1) < 15	EM(7,1) < 15	EM(3,1) < 15
EM(10,4) < 15	EM(6,4) < 40	EM(2,4) < 20
EM(10,3) < 15	EM(6,3) +	EM(2,3) < 20
EM(10,2) < 15	EM(6,2) > 190	EM(2,2) < 20
EM(10,1) < 15	EM(6,1) < 40	EM(2,1) < 20
EM(9,4) < 15	EM(5,4) < 15	EM(1,4) < 15
EM(9,3) < 15	EM(5,3) < 15	EM(1,3) < 15
EM(9,2) < 15	EM(5,2) < 15	EM(1,2) < 15
EM(9,1) < 15	EM(5,1) < 15	EM(1,1) < 15

Tabelle 6.14: Veto- und Akzeptanz-Schnitte in den Daten der EMC-Türme. Der Strahl ist zwischen EM(6,2) und EM(6,3) positioniert. (1 ADC Kanal \approx 6.0 MeV)

Strahl: 3 GeV/c		
EM(11,4) < 15	EM(7,4) < 15	EM(3,4) < 20
EM(11,3) < 15	EM(7,3) < 15	EM(3,3) < 20
EM(11,2) < 15	EM(7,2) < 15	EM(3,2) < 20
EM(11,1) < 15	EM(7,1) < 15	EM(3,1) < 20
EM(10,4) < 15	EM(6,4) < 40	EM(2,4) < 30
EM(10,3) < 15	EM(6,3) +	EM(2,3) < 30
EM(10,2) < 15	EM(6,2) > 300	EM(2,2) < 30
EM(10,1) < 15	EM(6,1) < 40	EM(2,1) < 30
EM(9,4) < 15	EM(5,4) < 15	EM(1,4) < 15
EM(9,3) < 15	EM(5,3) < 15	EM(1,3) < 15
EM(9,2) < 15	EM(5,2) < 15	EM(1,2) < 15
EM(9,1) < 15	EM(5,1) < 15	EM(1,1) < 15

Tabelle 6.15: Veto- und Akzeptanz-Schnitte in den Daten der EMC-Türme. Der Strahl trifft EM(6,3). (1 ADC count \approx 5.5 MeV)

Strahl: 5 GeV/c		
EM(11,4) < 20	EM(7,4) < 10	EM(3,4) < 20
EM(11,3) < 20	EM(7,3) < 10	EM(3,3) < 20
EM(11,2) < 20	EM(7,2) < 10	EM(3,2) < 20
EM(11,1) < 20	EM(7,1) < 20	EM(3,1) < 20
EM(10,4) < 20	EM(6,4) < 100	EM(2,4) < 20
EM(10,3) < 20	EM(6,3) > 600	EM(2,3) < 20
EM(10,2) < 20	EM(6,2) < 100	EM(2,2) < 20
EM(10,1) < 20	EM(6,1) < 40	EM(2,1) < 20
EM(9,4) < 20	EM(5,4) < 15	EM(1,4) < 20
EM(9,3) < 20	EM(5,3) < 15	EM(1,3) < 20
EM(9,2) < 20	EM(5,2) < 15	EM(1,2) < 20
EM(9,1) < 20	EM(5,1) < 10	EM(1,1) < 20

Tabelle 6.16: Veto- und Akzeptanz-Schnitte in den Daten der EMC-Türme. Der Strahl ist zwischen EM(6,2) und EM(6,3) positioniert. (1 ADC count \approx 6.1 MeV)

Strahl: 9 GeV/c		
EM(11,4) < 20	EM(7,4) < 20	EM(3,4) < 20
EM(11,3) < 20	EM(7,3) < 20	EM(3,3) < 20
EM(11,2) < 20	EM(7,2) < 20	EM(3,2) < 20
EM(11,1) < 20	EM(7,1) < 20	EM(3,1) < 20
EM(10,4) < 20	EM(6,4) < 50	EM(2,4) < 30
EM(10,3) < 20	EM(6,3) +	EM(2,3) < 30
EM(10,2) < 20	EM(6,2) > 1100	EM(2,2) < 30
EM(10,1) < 20	EM(6,1) < 50	EM(2,1) < 30
EM(9,4) < 20	EM(5,4) < 20	EM(1,4) < 20
EM(9,3) < 20	EM(5,3) < 20	EM(1,3) < 20
EM(9,2) < 20	EM(5,2) < 20	EM(1,2) < 20
EM(9,1) < 20	EM(5,1) < 20	EM(1,1) < 20

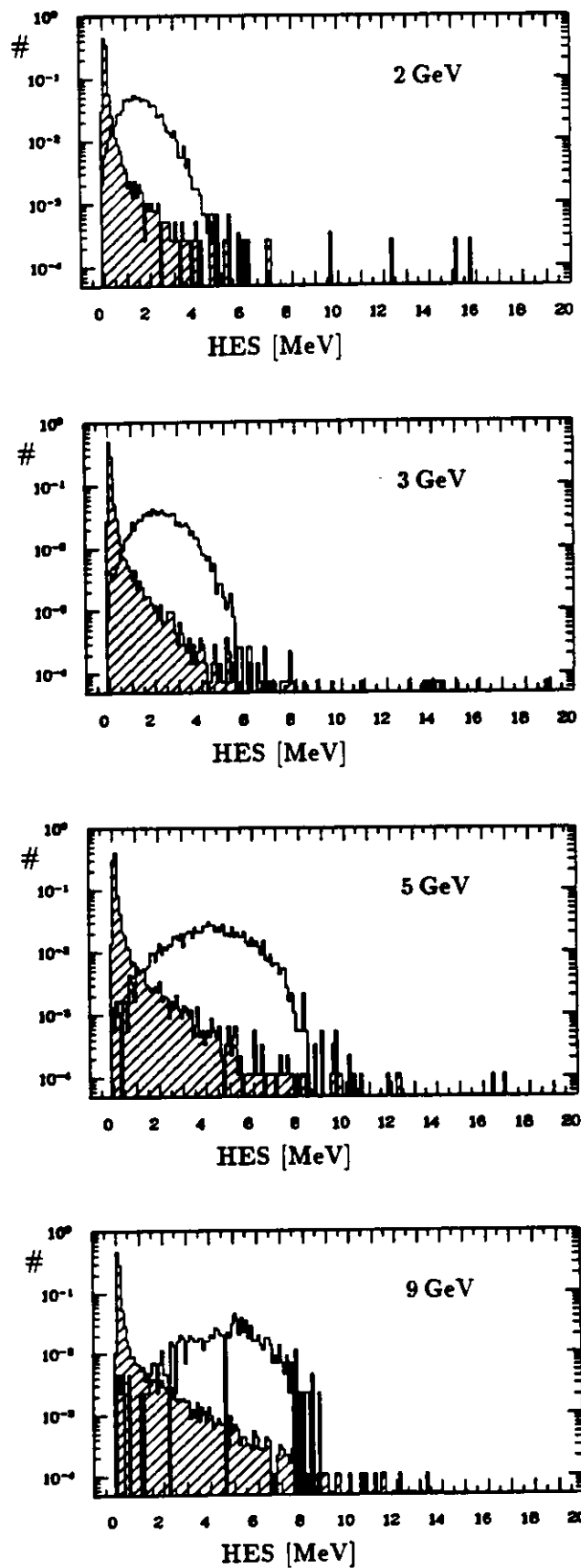


Abbildung 6.15: Pulshöhenverteilungen von 2, 3, 5 und 9 GeV/c Hadronen (schraffierte Fläche) und Elektronen in einer HES-Diode. Die Schnitte zu den unterschiedlichen Elektronen-Effizienz-Werten sind in Tab. 6.5 - Tab. 6.12 angegeben. Alle Verteilungen sind auf eins normiert.

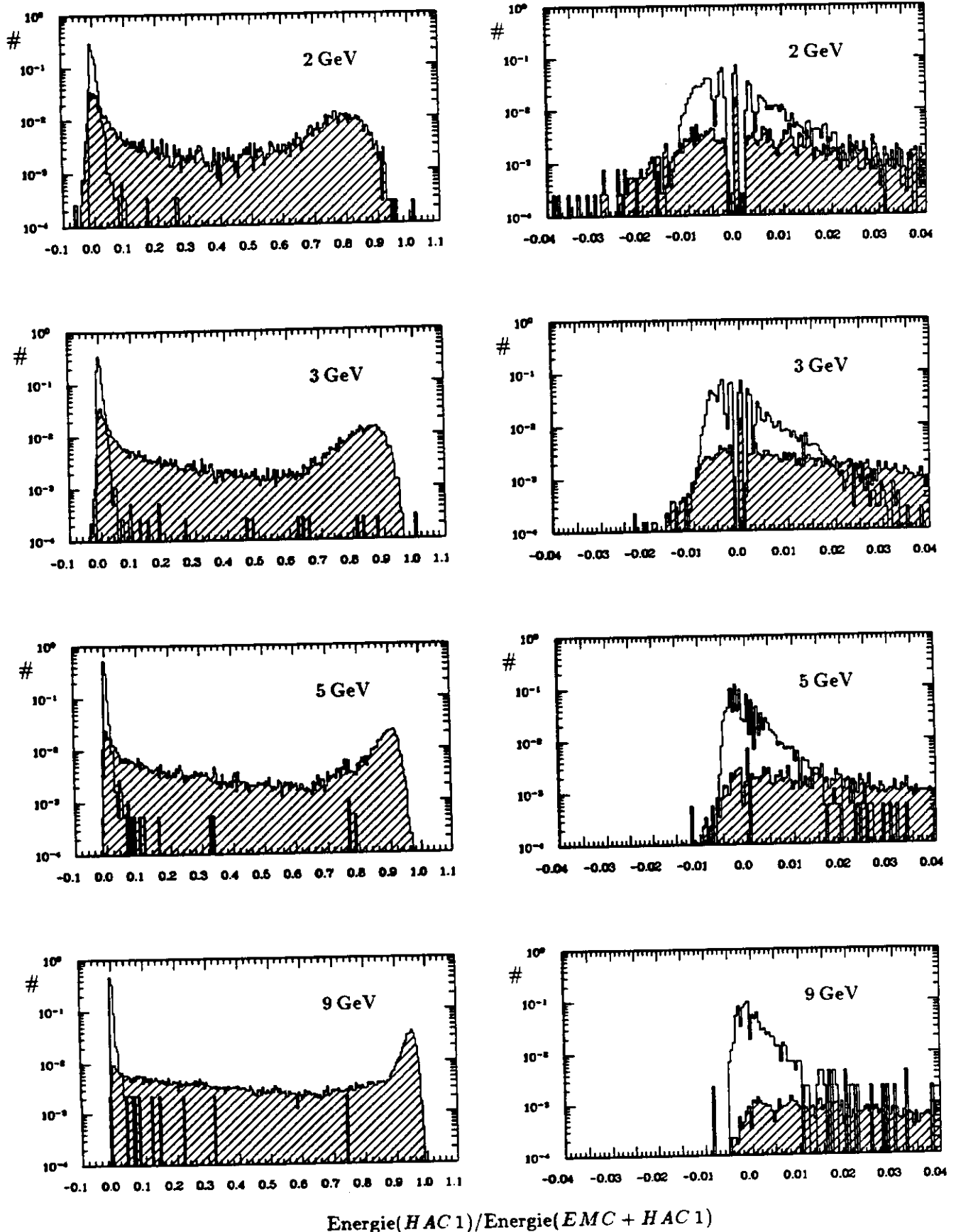


Abbildung 6.16: Pulshöhenverteilungen von 2, 3, 5 und 9 GeV/c Hadronen (schraffierte Fläche) und Elektronen im Kalorimeter (HAC1). Auf der rechten Seite sind die Bilder von links mit einem anderen Intervall und einer feineren Intervallaufteilung aufgetragen. Die Schnitte zu den unterschiedlichen Elektronen-Effizienz-Werten sind in Tab. 6.5 - Tab. 6.12 angegeben. Alle Verteilungen sind auf eins

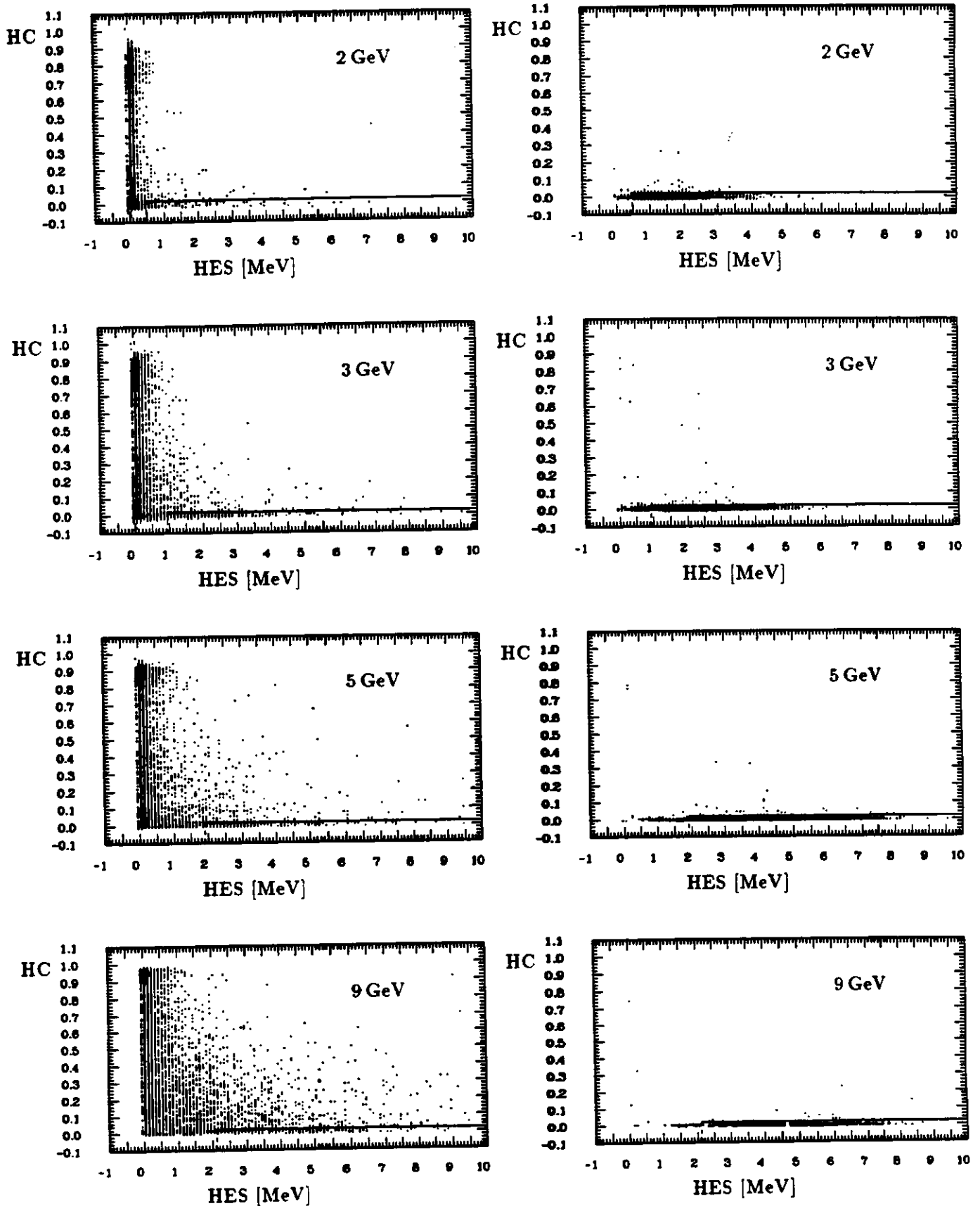


Abbildung 6.17: Verteilungen für 5 GeV/c Hadronen (links) und Elektronen (rechts) in der vom Strahl getroffenen HES-Diode und dem Kalorimeter (HAC1). Die durchgezogenen und die gestrichelten Linien kennzeichnen jeweils die angewandten festen und veränderlichen Schnitte. Die Schnitte zu den unterschiedlichen Elektronen-Effizienz-Werten sind in Tab. 6.5 - Tab. 6.12 angegeben.
 $HC = \text{Energie}(HAC1) / \text{Energie}(EMC + HAC1)$

6.9 Vergleich mit einer Monte-Carlo-Rechnung

Zur Identifikation von Elektronen aus Zerfällen schwerer Quarks wurden in der letzten Zeit einige Monte-Carlo-Studien [JdP91], [ZC91a] gemacht. Der Nachweis von isolierten Elektronen wurde mit dem 'ZEUS-Trigger-Monte-Carlo-Programm' der Version ZG313T2 [HAR90] untersucht [ZC91a]. In dieser Monte-Carlo-Rechnung wurden die Tests am FCAL-Prototypen simuliert.

In diesem Abschnitt soll die Elektronen-Identifikation für isolierte Elektronen mit Schnitten untersucht werden, die in den Monte-Carlo-Studien gewählt wurden. Das Ziel ist es die Elektronen-Identifikation im Experiment mit dem Elektronen-Nachweis in der Monte-Carlo-Rechnung zu vergleichen. Zunächst werden die in den Monte-Carlo-Rechnungen und ebenso in diesem Abschnitt verwendeten Schnitte erklärt:

- Schnitt a: $0.8 \leq E_{EMC}/p_{Strahl} \leq 1.2$
- Schnitt b: Schnitt a und $E_{HES}(3 X_0) \geq 2 \text{ mip}$
- Schnitt c: Schnitt a und $E_{HES}(3 X_0) \geq 5 \text{ mip}$
- Schnitt d: Schnitt a und $E_{HES}(3 X_0) \geq 10 \text{ mip}$

Dabei ist

- E_{EMC} : die in 2 EMC-Türmen deponierte Energie.
- $E_{HES}(3 X_0)$: die in der HES-Diode abgegebene Energie, angegeben in *mips*, wobei 1 mip 0.12 MeV entspricht.
- p_{Strahl} : der Impuls der nachzuweisenden Teilchen. In diesem Abschnitt werden dafür die Teststrahlimpulse eingesetzt.

Zur Bestimmung von E_{EMC} werden in diesem Abschnitt die Meßwerte der zwei EMC-Türme addiert, in denen die meiste Energie deponiert wurde. Bei den 2, 3, und 9 GeV/c-Runs sind das die Türme EM(6,2) und EM(6,3) (siehe Abb. 5.1), zwischen denen der Strahl positioniert war. Bei 5 GeV/c sind das die Türme EM(6,3) und EM(6,4), da hierbei EM(6,3) vom Strahl getroffen wurde, die Strahlposition jedoch näher an EM(6,4) als an EM(6,2) war. Die Impulse der Teilchen im Strahl, p_{Strahl} , sind hier bereits in GeV/c angegeben, wohingegen die im EMC-Teil deponierten Energien in ADC-Kanälen gemessen wurden und mit den Konstanten aus Tab. 6.1 in Einheiten von GeV umgerechnet werden.

Zu den erklärten Schnitten soll jetzt die Elektronen-Identifikation im Kalorimeter und im HES untersucht werden. Abb. 6.18 vergleicht die Pulshöhenverteilungen von 2, 3, 5 und 9 GeV Elektronen und Hadronen in zwei EMC-Türmen. Die gestrichelten Linien geben die Schnitte zur Elektronen-Identifikation an. Die Maxima der in beiden EMC-Türmen deponierten Energien der Elektronen liegen etwa zwischen 90 und 95 %. Die Fluktuationen sind bei kleinen Energien, wie erwartet, größer als bei höheren. Entsprechend gehen bei den gewählten Schnitten mehr Teilchen verloren, und die Werte für die Elektronen-Effizienz sind geringer. Sie sind mit den Werten der Hadronen-Fehlidentifikation in Tab. 6.17 und Tab. 6.18 gezeigt. Bei den Pulshöhenverteilungen der Hadronen liegen die Schnitte auf der abfallenden Flanke. Wie bereits im letzten Abschnitt gesagt wurde, geben mit ansteigender Energie mehr Hadronen ihre Energie in den HAC1-Türmen ab, so daß auch hier der hadronische Untergrund kleiner wird (Tab. 6.17 und Tab. 6.18). Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, daß die hochenergetischen Ausläufer der Verteilungen im Monte-Carlo unterschätzt werden und die Hadronen-Kontaminationen entsprechend geringer ausfallen.

Mit der zusätzlichen Information aus der HES-Diode wird die Elektronen-Identifikation wesentlich

verbessert. Wie aus der Tab. 6.17 und Tab. 6.18 zu entnehmen ist, wird durch die zusätzlichen Schnitte der hadronische Untergrund stark reduziert, während im Vergleich dazu kaum Elektronen verloren gehen. Bei einem HES-Schnitt von 5 mip (0.6 MeV) reduziert sich die Hadronen-Fehlidentifikation um einen Faktor von etwa 9, 8, 4 und 3 bei jeweils 2, 3, 5 und 9 GeV/c. Die Elektronen-Effizienz vermindert sich bei allen Energien um weniger als 10 %.

An dieser Stelle soll noch untersucht werden, wie sich die Werte der Elektronen-Effizienz und der Hadronen-Fehlidentifikation unterscheiden, wenn 1, 2, 3 und 4 EMC-Türme zum Nachweis von Elektronen benutzt werden. Abb. 6.19 zeigt dazu die unterschiedlichen Kombinationen. Oben sind die Verteilungen in einem EMC-Turm dargestellt. Bei den nachfolgenden Histogrammen ist jeweils ein Turm hinzuaddiert. Die Schnitte sind durch die gestrichelten Linien markiert. Die Elektronen-Effizienz ist bei der Benutzung weniger Türme geringer als bei der Identifikation mit mehreren (Tab. 6.19). Sie liegt bei 92.3 % bei einem Querschnitt von $5 \times 20 \text{ cm}^2$ (1 Turm) und bei 98.0 % bei einem Querschnitt von $20 \times 20 \text{ cm}^2$ (4 Türme). Die Hadronen-Fehlidentifikation in einem Turm beträgt 1.25 % und in 4 Türmen 6.38 %.

Die experimentellen Ergebnisse werden jetzt mit den Resultaten der Rechnung, die mit dem 'ZEUS-Trigger-Monte-Carlo-Programm' durchgeführt wurde, verglichen.

Im Vergleich zum Experiment gibt es in der Monte-Carlo-Rechnung Unterschiede in der Schauerentwicklung und dem Aufbau des Kalorimeters:

Elektromagnetische Schauer

Die meisten sekundären Teilchen, die von Elektronen, Positronen oder Photonen einer Energie von weniger als 200 MeV bei einer elektromagnetischen Schauerentwicklung erzeugt werden, werden bei der Monte-Carlo-Rechnung nicht mehr berücksichtigt. In der Simulation werden nur die Spuren einiger weniger Schauerteilchen vollständig berechnet. Deren Impulse werden unter Berücksichtigung der Energie- und Impuls-Erhaltung gewichtet. Die Aufteilung in Sekundärteilchen trägt in diesem Energiebereich nicht mehr wesentlich zur transversalen Ausbreitung des Schauers bei, so daß sich die Beschränkung auf weniger sekundäre Teilchen bei der Schauersimulation nicht nachteilig auswirkt.

Hadronische Schauer

Bei der Simulation hadronischer Schauer wird die Energie aller Verdampfungsteilchen und Spallation-neutronen [BR87] unter 50 MeV direkt verteilt [HAR88]. Die Energieverteilung über Zwischenschritte wie thermische Neutronen soll dabei umgangen werden.

Aufbau des Kalorimeters

In einem Monte-Carlo-Programm ist die Bestimmung der Spur eines Teilchens im Kalorimeter um so zeitaufwendiger, je komplexer dessen konstruierter Aufbau ist. Die Rechenzeit im 'ZEUS-Trigger-Monte-Carlo-Programm' wird dadurch verkürzt, daß die Struktur der Kalorimeter-Türme vereinfacht und jedes EMC- und HAC-Volumen als Uran-Szintillator-Mischung definiert wird [HAR90]. Die Wellenlängenschieber an den Seiten der Türme und die HES-Lagen im EMC-Teil bleiben als unterschiedene Volumina erhalten.

Im Vergleich zu Monte-Carlo-Versionen in denen die Geometrie des Kalorimeters bis ins Detail rekonstruiert ist, arbeitet die Version ZG313T2 bis zu 20 mal schneller.

Einige der beim FCAL-Test gemessenen Daten werden nun mit den im 'ZEUS-Trigger-Monte-Carlo-Programm' berechneten Daten verglichen. Abb. 6.20 zeigt eine Pulshöhenverteilung der Monte-Carlo-Rechnung für 5 GeV/c Hadronen im Kalorimeter (EMC), und Abb. 6.21 die entsprechende Verteilung der gemessenen Daten. Die Kurven stimmen gut überein. In der Monte-Carlo-Rechnung ist jedoch der Ausläufer zu höheren Energien unterschätzt worden. Die Werte für die Elektronen-Effizienz und die Hadronen-Fehlidentifikation aus der Monte-Carlo-Rechnung im Vergleich zu den Werten aus der hier durchgeführten Datenanalyse sind in Tab. 6.17 und Tab. 6.18 aufgelistet. In der Monte-Carlo-

Rechnung ist die Elektronen-Effizienz höher und die Hadronen-Fehlidentifikation um einen Faktor von 3 - 4 geringer als im Experiment.

Die Elektronen-Identifikation verbessert sich jedoch in der Monte-Carlo-Rechnung genau so wie im Experiment, wenn der Hadron-Elektron-Separator eingesetzt wird. Bei einem HES-Schnitt von 5 mip (0.6 MeV) reduziert sich die Hadronen-Fehlidentifikation um einen Faktor von etwa 8, 4 und 3 bei jeweils 3, 5 und 9 GeV/c. Die Elektronen-Effizienz vermindert sich bei allen Energien um weniger als 10 %.

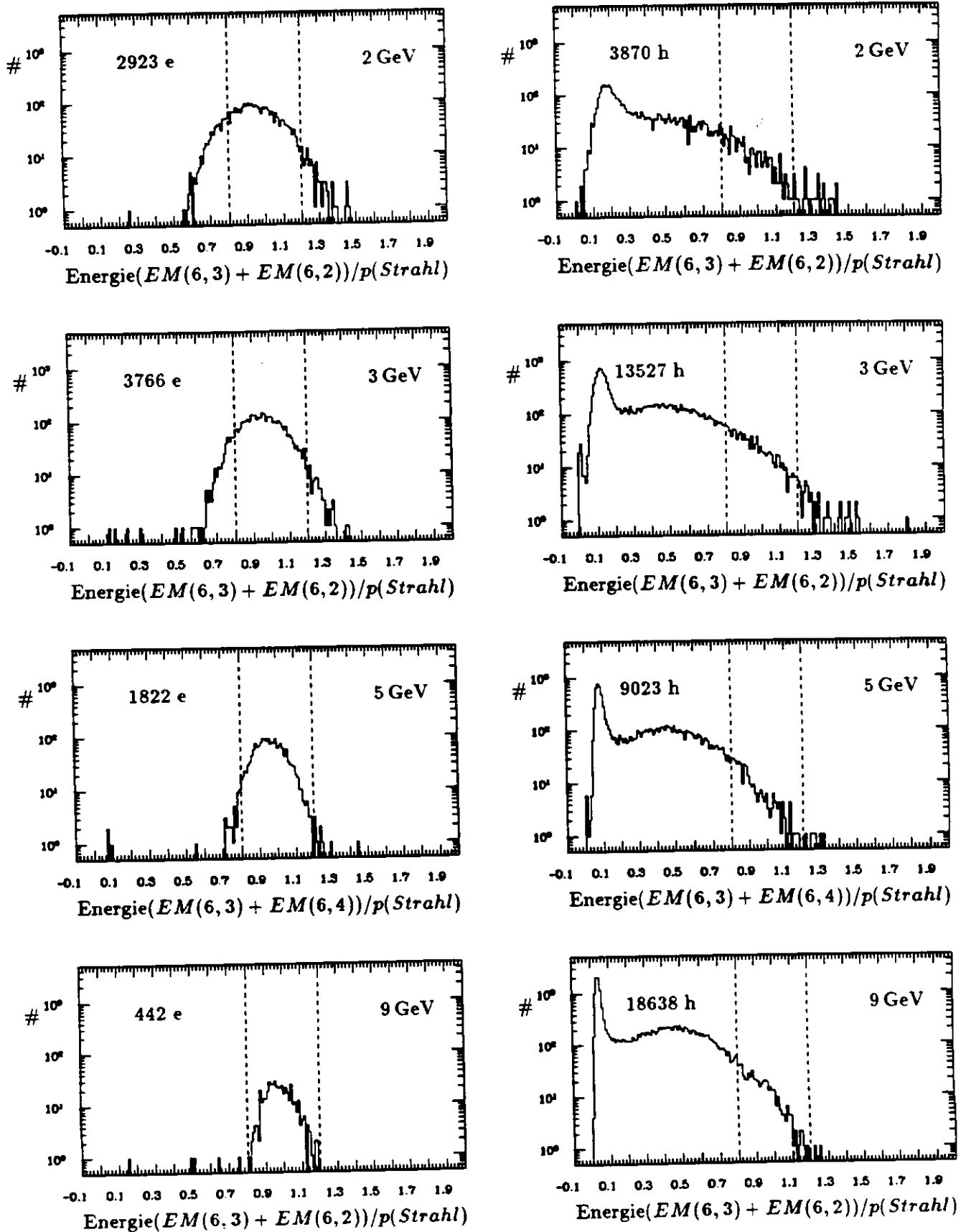


Abbildung 6.18: Pulshöhenverteilungen von 2, 3, 5 und 9 GeV/c Elektronen (links) und Hadronen (rechts) im Kalorimeter (EMC). Die Schnitte sind durch die gestrichelten Linien markiert. Die Zahlen der Daten von den Elektronen- und Hadronen-Proben der Čerenkov-Zähler sind auch mitangegeben.

Tabelle 6.17: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation in der HES-Diode und im Kalorimeter aus der Datenanalyse und der Monte-Carlo-Rechnung [ZC91a]. $\tilde{\mathcal{P}}'(\pi \rightarrow e)$ wurde vor der Korrektur der Čerenkov-Zähler-Daten und $\tilde{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e)$ nach der Korrektur berechnet. In den Kopfzeilen sind neben den Strahlimpulswerten die Zahlen der in den Čerenkov-Zähler als Elektronen (e) und Hadronen (π) identifizierten Teilchen angegeben. Davon werden im Kalorimeter (und HES) die in Spalte 2 angegebenen Elektronen nachgewiesen und die in Spalte 4 angegebenen Hadronen fehlidentifiziert. $1 \text{ mip} = 0.12 \text{ MeV}$

Daten					
2 GeV/c:					
in 2923 e , 3870 π					
Schnitt	Zahl der e	$\mathcal{E}(e \rightarrow e)$ [%]	Zahl der π	$\tilde{\mathcal{P}}'(\pi \rightarrow e)$ [%]	$\tilde{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e)$ [%]
a	2377	81.3 ± 0.7	304	7.86 ± 0.47	7.46 ± 0.44
b	2331	79.7 ± 0.7	73	1.89 ± 0.22	1.47 ± 0.23
c	2205	75.4 ± 0.8	47	1.21 ± 0.18	0.82 ± 0.19
d	1698	58.1 ± 0.9	27	0.70 ± 0.14	0.40 ± 0.14

Daten					
3 GeV/c:					
in 3766 e , 13527 π					
Schnitt	Zahl der e	$\mathcal{E}(e \rightarrow e)$ [%]	Zahl der π	$\tilde{\mathcal{P}}'(\pi \rightarrow e)$ [%]	$\tilde{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e)$ [%]
a	3328	88.4 ± 0.5	927	6.85 ± 0.23	6.60 ± 0.22
b	3305	87.8 ± 0.5	239	1.77 ± 0.12	1.50 ± 0.12
c	3236	85.9 ± 0.6	148	1.09 ± 0.09	0.83 ± 0.10
d	2912	77.3 ± 0.7	96	0.71 ± 0.07	0.47 ± 0.08
Monte-Carlo-Rechnung					
a		96			2.3
c		95			0.30 ± 0.05

Schnitt a: $0.8 \leq E_{EMC}/p_{Strahl} \leq 1.2$

Schnitt b: Schnitt a und $E_{HES}(3 X_0) \geq 2 \text{ mip}$

Schnitt c: Schnitt a und $E_{HES}(3 X_0) \geq 5 \text{ mip}$

Schnitt d: Schnitt a und $E_{HES}(3 X_0) \geq 10 \text{ mip}$

EMC = EM(6,3) + EM(6,2) 2, 3, und 9 GeV/c

EMC = EM(6,3) + EM(6,4) 5 GeV/c

Tabelle 6.18: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation in der HES-Diode und im Kalorimeter aus der Datenanalyse und der Monte-Carlo-Rechnung. $\tilde{\mathcal{P}}'(\pi \rightarrow e)$ wurde vor der Korrektur der Čerenkov-Zähler-Daten und $\tilde{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e)$ nach der Korrektur berechnet. In den Kopfzeilen sind neben den Strahlimpulswerten die Zahlen der in den Čerenkov-Zähler als Elektronen (e) und Hadronen (π) identifizierten Teilchen angegeben. Davon werden im Kalorimeter (und HES) die in Spalte 2 angegebenen Elektronen nachgewiesen und die in Spalte 4 angegebenen Hadronen fehlidentifiziert.

Daten					
5 GeV/c:					
in 1822 e, 9023 π					
Schnitt	Zahl der e	$\mathcal{E}(e \rightarrow e)$ [%]	Zahl der π	$\mathcal{P}'(\pi \rightarrow e)$ [%]	$\tilde{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e)$ [%]
a	1772	97.3 ± 0.4	317	3.51 ± 0.20	3.44 ± 0.20
b	1768	97.0 ± 0.4	133	1.47 ± 0.13	1.40 ± 0.13
c	1761	96.7 ± 0.4	77	0.85 ± 0.09	0.78 ± 0.10
d	1728	94.8 ± 0.5	59	0.65 ± 0.08	0.58 ± 0.09
Monte-Carlo-Rechnung					
a		99			0.85
c		98			0.20 ± 0.05

Daten					
9 GeV/c:					
in 442 e, 18638 π					
Schnitt	Zahl der e	$\mathcal{E}(e \rightarrow e)$ [%]	Zahl der π	$\mathcal{P}'(\pi \rightarrow e)$ [%]	$\tilde{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e)$ [%]
a	437	98.9 ± 0.5	502	2.69 ± 0.12	2.55 ± 0.16
b	436	98.6 ± 0.6	221	1.19 ± 0.08	1.04 ± 0.11
c	434	98.2 ± 0.6	173	0.93 ± 0.08	0.78 ± 0.10
d	432	97.7 ± 0.7	140	0.75 ± 0.06	0.60 ± 0.09
Monte-Carlo-Rechnung					
a		100			0.75
c		100			0.20 ± 0.05

- Schnitt a: $0.8 \leq E_{EMC}/p_{Strahl} \leq 1.2$
 Schnitt b: Schnitt a und $E_{HES}(3X_0) \geq 2 \text{ mip}$
 Schnitt c: Schnitt a und $E_{HES}(3X_0) \geq 5 \text{ mip}$
 Schnitt d: Schnitt a und $E_{HES}(3X_0) \geq 10 \text{ mip}$

EMC = EM(6,3)+EM(6,2) 2, 3, und 9 GeV/c
 EMC = EM(6,3)+EM(6,4) 5 GeV/c

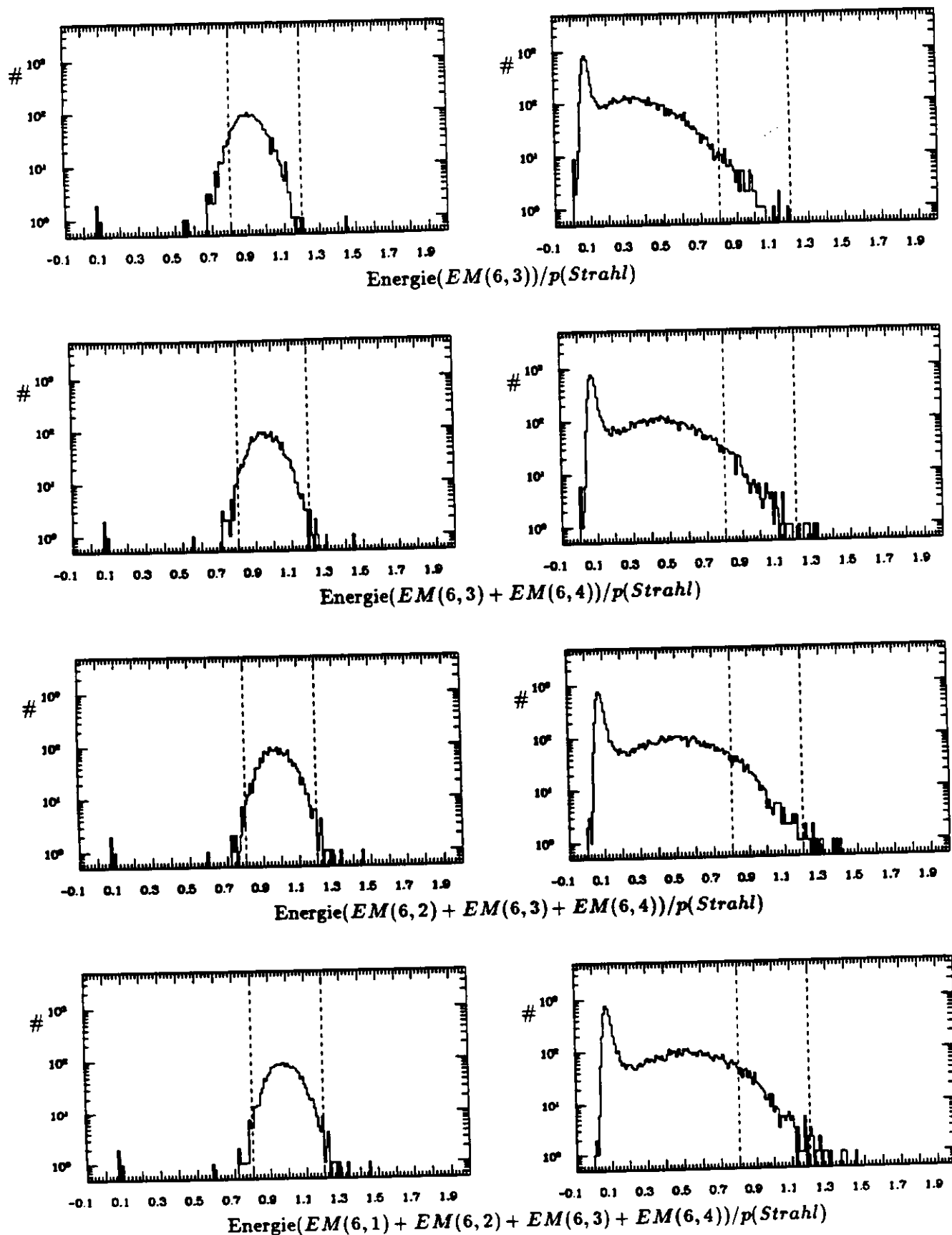


Abbildung 6.19: Pulshöhenverteilungen von 5 GeV/c Elektronen (links) und Hadronen (rechts) im Kalorimeter (EMC). Oben sind die Verteilungen nur in einem EMC-Turm dargestellt. Bei den nachfolgenden Histogrammen ist jeweils ein Turm hinzuaddiert. Die Schnitte sind durch die gestrichelten Linien markiert.

Tabelle 6.19: Elektronen-Effizienz und Hadronen-Fehlidentifikation in der HES-Diode und im Kalorimeter. $\tilde{\mathcal{P}}'(\pi \rightarrow e)$ wurde vor der Korrektur der Čerenkov-Zähler-Daten und $\tilde{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e)$ nach der Korrektur berechnet. In der Kopfzeile sind neben dem Strahlimpulswert die Zahlen der in den Čerenkov-Zähler als Elektronen (e) und Hadronen (π) identifizierten Teilchen angegeben. Davon werden im Kalorimeter (und HES) die in Spalte 2 angegebenen Elektronen nachgewiesen und die in Spalte 4 angegebenen Hadronen fehlidentifiziert.

5 GeV/c:		in 1822 e, 9023 π			
Anzahl d. EMC-Türme	Zahl der e	$\tilde{\mathcal{E}}(e \rightarrow e)$ [%]	Zahl der π	$\tilde{\mathcal{P}}'(\pi \rightarrow e)$ [%]	$\tilde{\mathcal{P}}(\pi \rightarrow e)$ [%]
1	1681	92.3 ± 0.6	119	1.32 ± 0.12	1.25 ± 0.12
2	1772	97.3 ± 0.4	317	3.51 ± 0.20	3.44 ± 0.20
3	1786	98.0 ± 0.3	521	5.77 ± 0.26	5.70 ± 0.25
4	1785	98.0 ± 0.3	582	6.45 ± 0.28	6.38 ± 0.27

- 1 EMC-Turm: $EM(6,3)$
 2 EMC-Türme: $EM(6,4) + EM(6,3)$
 3 EMC-Türme: $EM(6,4) + EM(6,3) + EM(6,2)$
 4 EMC-Türme: $EM(6,4) + EM(6,3) + EM(6,2) + EM(6,1)$

Schnitt: $0.8 \leq E_{EMC}/p_{Strahl} \leq 1.2$

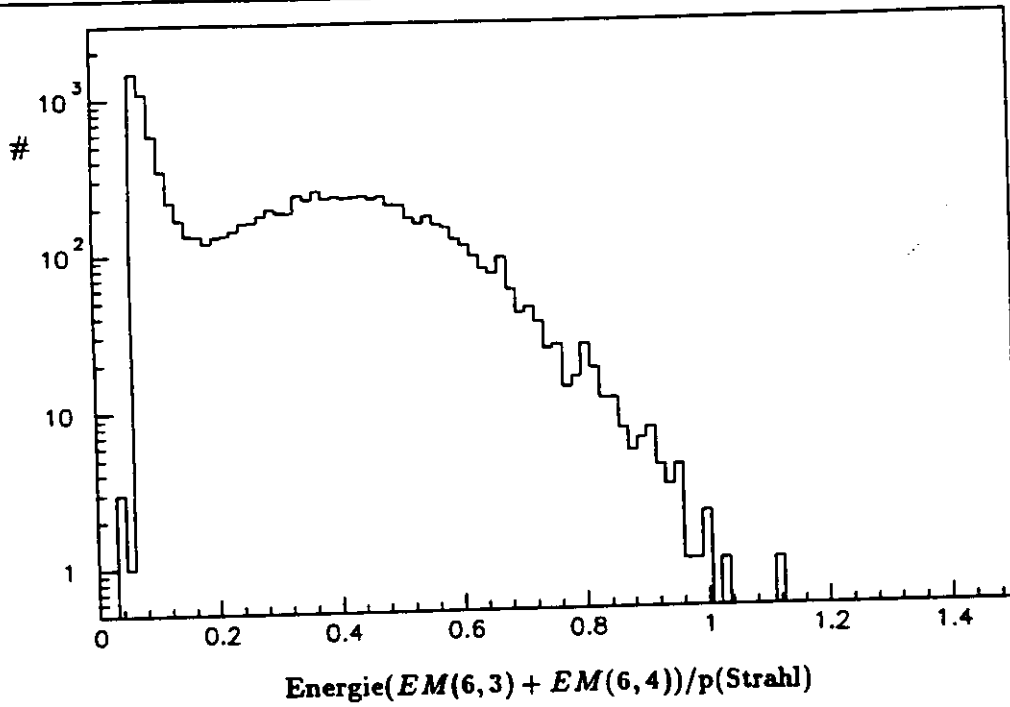


Abbildung 6.20: Pulshöhenverteilung für 5 GeV/c Hadronen im Kalorimeter (EMC). Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Schnitte. (Monte-Carlo)

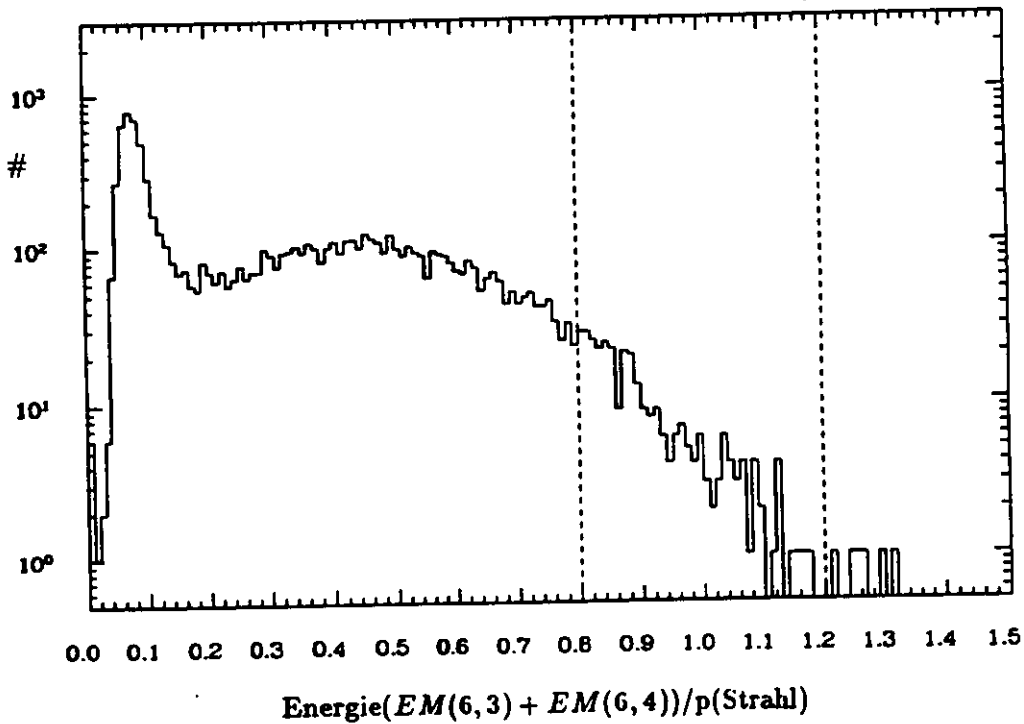


Abbildung 6.21: Pulshöhenverteilung von 5 GeV/c Hadronen im Kalorimeter (EMC). Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Schnitte. (Daten)

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Daten, die bei einem Test des FCAL- und HES-Prototypen am CERN-PS aufgenommen wurden, ausgewertet. Die Elektronen-Effizienz und die Hadronen-Fehlidentifikation für eine HES-Diode, das Kalorimeter und die Kombination aus beiden Detektoren wurde unter Ausnutzung des Unterschieds zwischen den longitudinalen und lateralen Schauerprofilen von Elektronen und Hadronen bestimmt. Dazu wurden verschiedene Methoden entwickelt und miteinander verglichen. Bei 90 % Elektronen-Effizienz wurden folgende Resultate ermittelt:

Für eine HES-Diode mit einer Fläche von etwa $3 \times 3 \text{ cm}^2$, die nach der 3. DU-SZI-Lage im Kalorimeter eingebaut war und vom Test-Strahl getroffen wurde, sind die Werte der Hadronen-Fehlidentifikation etwa 3.6 % bei 2, 3, 5, und 9 GeV/c.

Im Kalorimeter verbessert sich die Hadron-Elektron-Separation mit ansteigendem Strahimpuls. Bei einer Trennung in einem Superturm, mit 4 EMC-Türmen und einem HAC 1-Turm, der einen Querschnitt von $20 \times 20 \text{ cm}^2$ aufweist, ist die Hadronen-Fehlidentifikation für 2 und 3 GeV/c mit Werten von etwa 7.79 % und 4.03 % groß und bei 5 und 9 GeV/c mit Werten von etwa 0.65 % und 0.37 % wesentlich niedriger. Die Trennung verbessert sich um einen Faktor von etwa 5, 5, 3 und 2.5 bei 2, 3, 5 und 9 GeV/c auf Werte von jeweils 1.47, 0.86, 0.22 und 0.15 %, wenn der Hadron-Elektron-Separator zur Elektronen-Identifikation mitverwendet wird.

Bei der Verwendung von 9 Supertürmen, mit 36 EMC- und 9 HAC 1-Türmen, die zusammen einen Querschnitt von $60 \times 60 \text{ cm}^2$ haben, verbessern sich die Resultate im Vergleich zu denen, die mit einem Superturm erzielt wurden. Die Werte liegen bei etwa 4.28, 1.61, 0.36, und 0.23 % für 2, 3, 5 und 9 GeV/c. Auch hier ist die Hadronen-Fehlidentifikation bei 5 und 9 GeV/c wesentlich niedriger als bei 2 und 3 GeV/c. Der Hadron-Elektron-Separator reduziert die Hadronen-Fehlidentifikation auf etwa 0.98, 0.40, 0.17 und 0.11 % für 2, 3, 5 und 9 GeV/c, was etwa einer Verbesserung um einen Faktor von jeweils 4, 4, 2 und 2 entspricht.

Abschließend wurde die Identifikation isolierter Elektronen mit Schnitten in den EMC- und HES-Daten untersucht, die in einigen Monte-Carlo-Studien zum Nachweis von Elektronen aus den Zerfällen schwerer Quarks verwendet wurden. Die Ergebnisse wurden mit denen einer Monte-Carlo-Rechnung verglichen, in der die Test-Runs am CERN simuliert wurden. Die Elektronen-Effizienz im elektromagnetischen Kalorimeter ist in der Monte-Carlo-Rechnung höher als in den Daten. Die hochenergetischen Ausläufer der Hadronen-Pulshöhenverteilungen im EMC werden in der Monte-Carlo-Rechnung unterschätzt. Die Hadronen-Fehlidentifikation ist daher um ein Faktor von 3 - 4 kleiner als in den Daten. Die Verbesserung der Hadron-Elektron-Trennung mit dem HES ist in der Monte-Carlo-Rechnung und bei der Datenanalyse etwa gleich. Die Werte der Hadronen-Fehlidentifikation verringern sich um einen Faktor von etwa 8, 4 und 3 bei 3, 5 und 9 GeV/c. Bei den 2 GeV-Daten ist die Hadronen-Fehlidentifikation um einen Faktor von 9 reduziert.

Anhang A

Tabelle A.1: Anteile falsch identifizierter Hadronen in der Kombination aus HES & CAL, C1 und der Kombination aus HES & CAL & C1.

Run	Energie	3	4	$\bar{P}(h \rightarrow e)$	6	7	$\bar{P}_1(h \rightarrow e)$	$P_1(h \rightarrow e)$
	GeV/c			[%]			[%]	[%]
7537	2	3870	69	1.78 ± 0.21	2229	14	0.63 ± 0.17	0.0111 ± 0.0033
7545	3	13527	264	1.95 ± 0.12	7825	20	0.26 ± 0.06	0.0050 ± 0.0012
7323	5	9023	155	1.72 ± 0.14	6423	33	0.51 ± 0.09	0.0088 ± 0.0017
7770	9	18638	106	0.57 ± 0.06	13818	54	0.39 ± 0.05	0.0022 ± 0.0004

Spalte

- 1: Run-Nummer,
- 2: Strahlimpuls, P_{Strahl} ,
- 3: Anzahl der Teilchen, die in den Čerenkov-Zählern als *Hadronen* identifiziert werden.
- 4: Anzahl der '*Hadronen*' aus 3, die in CAL & HES als Elektronen bestimmt werden.
- 5: $\bar{P}(h \rightarrow e)$, Hadronen-Fehlidentifikation in CAL & HES.
- 6: Anzahl der Teilchen, die von CAL & HES als *Hadronen* identifiziert werden.
- 7: Anzahl der '*Hadronen*' aus 6, die in C1 als Elektronen bestimmt werden.
- 8: $\bar{P}_{1(2)}(h \rightarrow e)$, Hadronen-Fehlidentifikation in C1.
- 9: $P_{1(2)}(h \rightarrow e)$, Hadronen-Fehlidentifikation in HES & CAL & C1.

Tabelle A.2: Anteile falsch identifizierter Hadronen in der Kombination aus HES & CAL, C2 und der Kombination aus HES & CAL & C2.

Run	Energie	3	4	$\bar{P}(h \rightarrow e)$	6	7	$\bar{P}_2(h \rightarrow e)$	$P_2(h \rightarrow e)$
	GeV/c			[%]			[%]	[%]
7537	2	3870	69	1.78 ± 0.21	2417	14	0.58 ± 0.15	0.0103 ± 0.0030
7545	3	13527	264	1.95 ± 0.12	7825	9	0.11 ± 0.04	0.0022 ± 0.0076
7323	5	9023	155	1.72 ± 0.14	6352	9	0.14 ± 0.05	0.0024 ± 0.0083
7770	9	18638	106	0.57 ± 0.06	14371	18	0.13 ± 0.03	0.0007 ± 0.0002

Spalten: wie in Tab. A.1, jedoch C1 durch C2 ersetzt.

Literaturverzeichnis

- [AG90] G. D'Agostini, D. Monaldi,
Photon-Gluon Fusion at HERA Measurement of the Fractional Momentum of the Gluon in Low Q^2 Events,
DESY 90-015 (1990);
- [AL87] A. Ali et al.,
Heavy Quark Physics at HERA,
Proceedings of the HERA workshop, Vol. 1 (1987);
- [BA89] F. Barreiro et al.,
Experimental Aspects of Heavy Quark Physics at HERA,
DESY 89-116 (1989);
- [BAR90a] J. Bartels,
Structure Functions at Small-x: New Physics at HERA,
DESY 90-153 (1990);
- [BAR90b] J. Bartels, G.A. Schuler,
Small-x Physics at LEP/LHC,
DESY 90-167 (1990);
- [BAW91] A.C. Bawa et al.,
Deep inelastic Compton scattering at the ep collider HERA,
Z. Phys. C Particles and Fields 50, 293-304 (1991);
- [BIJ87] J. Bijnens,
Leptoquarks and Leptogluons at HERA Proceedings of the HERA workshop, Vol. 2 (1987);
- [BL87] J. Blümlein et al.,
Structure functions, quark distributions and Λ_{QCD} at HERA. Proceedings of the HERA workshop, Vol. 1 (1987);
- [BL90] J. Blümlein, G. Schuler,
Structure Functions, Parton Distributions and QCD Tests at HERA,
DESY 90-72, PHE 90-08, (1990);
- [BR87] H. Brückmann, et al.,
On the Theoretical Understanding of Sampling Calorimeters,
DESY 87-064 (1987);
- [CHA90] K. Charchula et al.,
Some Topics in ep Scattering at HERA: I. Parton Distribution in the Nucleon,
DESY 90-019;

- [AF91] A. Fürtjes,
private Mitteilung;
- [KHB91] K. H. Barth,
Messungen zur Homogenität des ZEUS Hadron-Elektron-Separators,
Experimentell-physikalische Diplomarbeit an der Universität Hamburg, (1991);
- [DWU89] A. Dwurażny et al.,
Experimental Study of Electron-Hadron Separation in Calorimeters Using Silicon Diodes,
Nucl. Instr. and Meth. A277 (1989) 176;
- [EIS88] Y. Eisenberg et al.,
Study of Optimal Position of Silicon Detector Diode Planes,
ZEUS-Note 88-030 (1988);
- [EIS90] Y. Eisenberg et al.,
Electron Identification and Hadron Contamination for Semileptonic b-decays in the RHES,
ZEUS-Note 90-094 (1990);
- [FEL87] J. Feltesse,
Measurement of Inclusive Differential Cross Sections,
Proceedings of the HERA workshop, Vol. 1 (1987);
- [HA87] N. Harnew,
Experimental Signatures for Leptoquark and Leptogluon Production at HERA,
Proceedings of the HERA workshop, Vol. 2 (1987);
- [HAG85] K. Hagiwara et al., *Exited Lepton Production at LEP and HERA,*
Z. Phys. C - Particles and Fields 29 115-122 (1985);
- [HAR88] G.F. Hartner,
Monte Carlo Shower Terminators for ZEUS inside GEANT311,
ZEUS-Note 88-049;
- [HAR90] G.F. Hartner,
ZEUS Trigger Monte Carlo Program Status,
ZEUS-Note 90-84;
- [HEI83] E. H. Heijne, *Muon Flux Measurement with Silicon Detectors in the CERN Neutrino Beams,*
Yellow Report CERN 83-06 (1983);
- [HER87I] *Proceedings of the HERA workshop, Vol. 1 (1987);*
- [HER87II] *Proceedings of the HERA workshop, Vol. 2 (1987);*
- [HER91] L. Hervás,
The Pipelined Readout for the ZEUS Calorimeter,
DESY F35D-91-01, FTUAM-EP-91-01 (1991);
- [HOL91] U. Holm,
private Mitteilung;
- [ING87] G. Ingelman et al.,
Deep Inelastic Physics and Simulation Proceedings of the HERA workshop, Vol. 1 (1987);

- [JdP91] J. del Peso, J.F. de Trocónitz,
Identification of e^\pm from heavy quark decays using the ZEUS calorimeter,
ZEUS-Note 91-060, FTUAM-EP/91-01;
- [KLA91] R. Klanner,
Eichung des ZEUS-Kalorimeters mit 1 % Genauigkeit,
Innerbetriebliche Fortbildung, Vortrag am 10.4.1991;
- [KL84] M. Klein, T. Riemann,
Electroweak Interactions Probing the Nucleon Structure,
Z. Phys. C - Particles and Fields 24, 151-155 (1984);
- [KR91] J. Krüger,
The ZEUS Uranium Scintillator Calorimeter,
DESY-Hamburg (1991) (in Vorbereitung);
- [MOM91] M. Momayezi,
Experimentell-physikalische Dissertation an der Universität Hamburg, (in Vorbereitung);
- [RPP91] Particle Data Group,
Review of Particle Properties,
Phys. Lett. B253 (1991);
- [SAX91] D H Saxon,
The HERA Physics Programme,
DESY 91-101 (1991);
- [SCH87] G.A. Schuler,
Heavy Flavor Production at HERA,
DESY 87-114;
- [STA87] L. Stanco,
Detection of Supersymmetric Signals at HERA,
Proceedings of the HERA workshop, Vol. 2 (1987);
- [TK87] S.M. Tkaczyk et al.,
Inclusive J/Ψ Produktion and Measurement of the Low-x Gluon Distribution of the Proton.
Proceedings of the HERA workshop, Vol. 1 (1987);
- [WOL86] G. Wolf,
HERA: Machine and Experiments,
DESY 86-089;
- [ZC86] ZEUS Collaboration,
The ZEUS Detector, Technical Proposal, March 1986,
DESY-Hamburg (1986);
- [ZC89] ZEUS Collaboration,
Status Report 1989,
DESY-Hamburg (1989);
- [ZC90] ZEUS Collaboration,
Proposal for a Hadron-Electron Separator in the ZEUS Rear Calorimeter,
August 24, 1990;

- [ZC91a] ZEUS Collaboration,
Proposal for a Hadron-Electron Separator in the ZEUS Forward and Barrel Calorimeters,
ZEUS-Note 91-044;
- [ZC91b] ZEUS Collaboration,
Construction and Beam Test of the ZEUS Forward and Rear Calorimeter,
DESY 91-026, PRC 91-02;
- [ZCG89] ZEUS Calorimeter Group,
*Response of a Uranium-Scintillator Calorimeter to Electrons, Pions, and Protons in the
Momentum Range 0.5 - 10 GeV/c,*
Nucl. Instr. and Meth. A290 (1990) 95, DESY 89-149;
- [ZCG90] ZEUS Calorimeter Group,
Test of the ZEUS Forward Calorimeter Prototype,
Nucl. Instr. and Meth. A289 (1990) 115, DESY 89-128;

Danksagung

Diese Arbeit entstand in der ZEUS-HES Forschungsgruppe am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg. An dieser Stelle möchte ich mich bei den Gruppenmitgliedern für die gute Zusammenarbeit bedanken.

Für die Aufgabenstellung und die freundliche Unterstützung dieser Arbeit danke ich Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann.

Besonders möchte ich Herrn Dr. K. U. Poesnecker für die zahlreichen Diskussionen und die fachliche Betreuung danken.

Bei Michael Momayezi bedanke ich mich für die Diskussionen zum Versuchsaufbau am CERN. Speziell danke ich Sabine Boltzendahl und Heike Landfermann, die meine Arbeit zur Korrektur gelesen haben. Meinen Kollegen Kai-Henrik Barth Carsten Coldewey und Jan-Ullrich Kath danke ich für die belebende Arbeitsatmosphäre.

Nicht zuletzt danke ich Volker, Ali, Eva, Brigitte, Harru, Andrea und Sabine für die angenehme Atmosphäre in der ich meine Arbeit verrichtet habe.

Hamburg, den 23. Oktober 1991

Hiermit versichere ich, die vorliegende Diplomarbeit selbständig unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt zu haben.

(Martin Ernst)

