

Interner Bericht
DESY F35D-97-07
August 1997



X1997-01597

Aufbau, Kalibration und Anwendung des ZEUS-Presamplifier-Detektors

von

D. Horstmann



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"**

**Aufbau, Kalibration und Anwendung
des
ZEUS-Presamplifier-Detektors**

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

vorgelegt von
Dieter Horstmann
aus Schneverdingen



**Hamburg
1997**

Gutachter der Dissertation : Prof. Dr. K. Wick
Prof. Dr. R. Klanner

Gutachter der Disputation : Prof. Dr. K. Wick
Prof. Dr. W. Scobel

Datum der Disputation : 27.05.97

**Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses** : Prof. Dr. B. Kramer

Abstract

Reaction particles emanating from the ZEUS collision zone traverse so-called "dead material", that is, portions of the detector such as structural elements which do not generate a signal, before encountering the calorimeter. Electromagnetic or hadronic showers may be initiated in the dead material and ionization losses of energy to this material will occur. Fluctuations in the energy deposited in the dead material by the shower particles degrade the effective energy resolution of the ZEUS detector. By measuring the multiplicity of the incipient shower with the "Presampler Detector", the fluctuations in energy lost in the material in front of the calorimeter can be partially compensated and the detector resolution partially restored.

The Presampler is mounted just in front of the RCAL and FCAL. It consists of 576 plastic scintillator tiles of dimensions $0.5 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$, read out with wave length shifting fibers, which in turn are read out by 16 channel photo-multipliers.

The calibration of the Presampler is performed with halo muons, cosmic ray muons and low energy hadrons. Monitoring of the read-out chain is done with a laser and LED-based system. The calibration using particles is stable to $\pm 5\%$ over a few months.

Test beam measurements on Presampler prototypes carried out at the CERN SPS have produced results on the response to electrons and pions of 3 GeV to 100 GeV after penetrating from 0 to 4.1 radiation lengths of "dead material". The effects on both the calorimeter and Presampler response of varying the type and distribution of material in front of the Presampler, as well as varying the impact angle of the incident particle were investigated. Simulations were checked against the data.

The presampler and calorimeter responses are anti-correlated. This can be used to quantitatively correct the calorimeter response. The test beam data were used to develop correction functions which reconstruct the original particle energy to within 2% for electrons and 5% for hadrons. An improvement in the calorimeter energy resolution for particle energies above 10 GeV was also possible. For "kinematic peak" electrons in the ZEUS-Detector a resolution of $\pm 2\%$ was achieved.

Kurzfassung

Durch inaktive Materie vor dem ZEUS-Uran-Scintillator-Kalorimeter können Reaktionsteilchen (Elektronen, Hadronen) Energie durch Schauerprozesse verlieren. Die gemessene Kalorimeterenergie soll mit einem Presampler-Detektor, der die Multiplizität von Schauern mißt, korrigiert werden.

Der Presampler ist vor dem Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter des ZEUS-Detektors montiert und besteht aus 576 einlagigen Plattenszintillatoren ($0,5 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$) mit Wellenlängenschieber- und Lichtleitfaserauslese. Die Fasern werden mit 16-Kanalphotomultipliern ausgelesen.

Die Kalibration der Presamplerkacheln erfolgt mit Halo-Myonen, kosmischen Myonen und niederenergetischen Hadronen. Zur Kalibration der Auslekette ist ein LASER-LED-Kalibrationssystem installiert. Die Teilchenkalibration ist während einer HERA-Betriebsperiode auf $\pm 5\%$ stabil.

Die zur Entwicklung des Presamplers am CERN-SPS durchgeführten Experimente untersuchten das Antwortverhalten verschiedener Presamplerprototypen auf 3 bis 100 GeV Elektronen und Pionen, aufgeschauert in 0 bis 4,1 X_0 inaktiver Materie. Untersucht wurde der Einfluß der Menge, Art und Verteilung inaktiver Materie vor dem Presampler, die Größe des Rückstreuantteils im Presampelsignal und der Einfluß des Winkels eines Schauers auf das Antwortsignal. Zu Teilaspekten des Antwortverhaltens wurden EGS4- und GEANT- Monte Carlo Simulationen erstellt.

Die Antikorrelation zwischen sinkender Kalorimeterenergie und steigender Presamplerenergie deponition beim Aufschauern von Teilchen im Detektor kann zur Korrektur der Kalorimeterenergie genutzt werden. Zur Parametrisierung der Antikorrelation wurden mit den CERN-Testdaten fünf Korrekturfunktionen entwickelt. Die Korrektur erreicht beim CERN-Presamplerprototypen für Elektronen $\pm 2\%$ der Ursprungsenergie und für Hadronen $\pm 5\%$, bei einer weitgehend von Einschußenergie und Materiemenge unabhängigen Korrekturmethode. Eine wesentliche Verbesserung der gemessenen Kalorimeterenergieauflösung ist für Einschußenergien oberhalb von 10 GeV ebenfalls möglich.

Der Test der Energiekorrektur im ZEUS-Kalorimeter erreichte für „kinematic peak“-Elektronen eine Güte $\pm 2\%$ der Einschußenergie.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	6
1 EINLEITUNG	7
2 FUNKTION UND GRUNDLAGEN EINES PRESAMPLER-DETEKTORS	9
2.1 Rahmenbedingungen bei ZEUS und Arbeitsweise des ZEUS-Presamplers	9
2.1.1 Verteilung der inaktiven Materie und der Teilchenenergien im ZEUS-Detektor	9
2.1.2 Prinzipielle Arbeitsweise des ZEUS-Presamplers	11
2.2 Grundlagen der Physik des Presamplers	13
2.2.1 MIP-Definition und Anpassung der Presamplerenergieverteilungen	13
2.2.2 Multiplizität elektromagnetischer Schauer	16
2.2.3 Rückstreuung und Absorption von Gammastrahlung	17
2.2.4 Energetische Komponenten von hadronischen Schauern	18
Kapitel 2 - Kurzzusammenfassung	20
3 AUFBAU UND INSTALLATION DES ZEUS-PRESAMPLERS	21
3.1 Komponenten, Eigenschaften und Aufbau der Presamplerkacheln	21
3.1.1 Versuchsübersicht, -aufbauten und Vergleichbarkeit der Ergebnisse	21
3.1.2 Szintillatormaterial, Wellenlängenschieber- und Lichtleitfasern	22
3.1.3 Flächenhomogenität, Aufbau und Test der Presamplerkacheln	24
3.1.4 Größe der Presamplerkacheln und Kalorimeterabdeckung	29
3.2 Eigenschaften des Photomultipliers R4760	30
3.2.1 Aufbau, Hochspannungssystem und Linearität	30
3.2.2 Photokathodensensitivität, Verstärkung und Quanteneffektivität	31
3.2.3 Übersprechverhalten und Einfluß von Magnetfeldern	33
3.3 Aufbau der Presamplerkassetten und Installation des ZEUS-Presamplers	35
3.3.1 Aufbau der Presamplerkassetten und Installation des Presamplers am ZEUS-Detektor	35
3.3.2 Kopplung der Lichtleitfasern und Installation der Photomultiplier	36
3.3.3 Übersicht der Installationen für den Presampler am ZEUS-Detektor	38
Kapitel 3 - Kurzzusammenfassung	39
4 AUSLESE UND KALIBRATION DES ZEUS-PRESAMPLERS	40
4.1 Signalauslese und Hochspannungssteuerung	40
4.1.1 Signalauslese des Presamplers	40
4.1.2 Hochspannungssteuerung für den Presampler	41
4.2 Kurzzeit-Kalibration mit dem LASER-LED-System	41
4.3 Langzeit-Kalibration	44
4.3.1 Kalibration mit HALO-Myonen und kosmischen Myonen	44
4.3.2 Kalibration mit niederenergetischen Hadronen	47
4.3.3 Kalibration mit bewegten, punktförmigen Kobaltpräparaten	50
4.4 Stabilität und Kontrolle der Kalibration	54
4.4.1 Zeitliche Stabilität der Kurz- und Langzeitkalibration	54
4.4.2 Vergleich von Presampler- und SRTD-Energie deponition zur Kalibrationskontrolle	56
Kapitel 4 - Kurzzusammenfassung	57

5 TEST DER PRESAMPLERPROTOTYPEN AM CERN-SPS	58
5.1 Aufbau der Testexperimente am CERN-SPS	58
5.1.1 Übersicht über die CERN-Tests und die verwendeten Presamplertypen	58
5.1.2 Versuchsaufbau in der Experimentierhalle	58
5.1.3 Versuchsaufbauten zum Test der Presamplertypen	60
5.2 Kalibration und Datenaufbereitung bei den Testexperimenten am CERN-SPS	64
Kapitel 5 - Kurzzusammenfassung	65
6 ANTWORTVERHALTEN UND ANWENDUNG DES PRESAMPLERS BEI ELEKTROMAGNETISCHEN SCHAUERN	66
6.1 Antwortverhalten des CERN-Presamplertypen bei elektromagnetischen Schauern	66
6.1.1 Vergleich von Elektron- und Myonenenergie deposition im Presamplertypen	66
6.1.2 Signalabhängigkeit von Einschubenergie und Menge inaktiver Materie	67
6.1.3 Signalabhängigkeit von Entfernung und Verteilung inaktiver Materie	68
6.1.4 Signalabhängigkeit von Größe und Homogenität der Auslesefläche	69
6.1.5 Signalabhängigkeit von der Art der inaktiven Materie	71
6.1.6 Signalabhängigkeit von der Rückstreuung	72
6.1.7 Signalabhängigkeit vom Auftreffwinkel der Schauersachse	77
6.2 Vergleich von CERN- und Monte-Carlo-Daten	78
6.3 Korrektur der Kalorimeterenergie bei elektromagnetischen Schauern mit dem CERN - Presamplertypen	79
6.3.1 Korrelation zwischen Presamplertypen- und Kalorimeterenergie	79
6.3.2 Gewinnung von Korrekturfunktionen bei elektromagnetischen Schauern	81
6.3.3 Qualität der Kalorimeterenergiekorrektur bei elektromagnetischen Schauern	85
6.4 Korrektur der Kalorimeterenergie bei elektromagnetischen Schauern mit dem ZEUS-Presamplertypen	90
6.4.1 Anwendbarkeit von CERN- und MC-Datensätzen und Datenaufbereitung	91
6.4.2 Test der Energiekorrektur am ZEUS-Kalorimeter	92
6.5 Weitere Anwendungen des ZEUS-Presamplers	94
6.5.1 Bestimmung der Menge inaktiver Materie vor dem ZEUS-Kalorimeter	94
6.5.2 Hadron-Elektron-Separation mit der Presamplertypeninformation	96
Kapitel 6 - Kurzzusammenfassung	98
7 ANTWORTVERHALTEN UND ANWENDUNG DES PRESAMPLERS BEI HADRONISCHEN SCHAUERN	99
7.1 Antwortverhalten des CERN-Presamplertypen bei hadronischen Schauern	99
7.1.1 Vergleich von Elektron- und Hadronenergie deposition im Presamplertypen	99
7.1.2 Signalabhängigkeit von Einschubenergie und Menge inaktiver Materie	99
7.1.3 Antwortverhalten bei multiplen Hadronschauern	101
7.2 Korrektur der Kalorimeterenergie bei hadronischen Schauern mit dem CERN-Presamplertypen	103
7.2.1 Korrelation zwischen Presamplertypen- und Kalorimeterenergie	103
7.2.2 Gewinnung von Korrekturfunktionen bei hadronischen Schauern	104
7.2.3 Qualität der Kalorimeterenergiekorrektur bei hadronischen Schauern	105
Kapitel 7 - Kurzzusammenfassung	107
8 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	108

ANHANG	110
A - Übersicht der Materialien und Meßaufbauten zum Test der Presamplertypen	110
B - Übersicht der CERN-Datensätze für den ZEUS-Presamplertypen	113
C - Integration des Presamplers in den ZEUS-Daten und der MC-Simulation	114
D - Übersicht der getesteten Verfahren zur Energiekorrektur	115
Literaturverzeichnis	117
Stichwortverzeichnis	121
Danksagungen	123

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog-Digital-Wandler
BCAL	Zentralkalorimeter ¹
BMUI	innere Zentralmyonkammer ¹
BMUO	Zentralmyonkammer ¹
BPC	„beam pipe calorimeter“, Strahlrohrkalorimeter
CAL	Kalorimeter
CTD	„central tracking detector“, zentrale Spurkammer
DA	„double angle“ - Rekonstruktionsmethode für kinematische Variablen
DIS	„deep inelastic scattering“, tief inelastische Streuung
FCAL	Vorwärtskalorimeter
FMUI	innere Vorwärtsmyonkammer
FMUO	Vorwärtsmyonkammer
FNC	„forward neutron calorimeter“
FPRE	Vorwärtspresamplifier
FTD	„forward tracking detector“, Vorwärtsspurkammer
FSR	„final state radiation“ - Gammastrahlung
ISR	„initial state radiation“ - Gammastrahlung
KP	„kinematic peak“, Elektronen
MC	Monte-Carlo-Simulation
MPM	Multianodenphotomultiplier
PMT	Photomultiplier
PRES	Presamplifier-Detektor
QEDC	„QED-Compton“ - Gammastrahlung
RCAL	Rückwärtskalorimeter
RMUI	innere Rückwärtsmyonkammer
RMUO	Rückwärtsmyonkammer
RPRE	Rückwärtspresamplifier
RTD	„rear tracking detector“, Rückwärtsspurkammer
SRTD	„small-angle-rear-tracking-detector“, ortsauflösender Spurdetektor für kleine Winkel im Rückwärtsbereich
UNO	„uranium noise“, Uransignal im Kalorimeter
VETO	Veto-Wand
VXD	Vertexdetektor
WLS	Wellenlängenschieber
ep-Streuung	Elektron-Proton-Streuung
MEAN	Mittelwert einer Verteilung
MIP	„minimum ionising particle“, minimal ionisierendes Teilchen
mip	Maßeinheit für die Energiedeposition eines MIP
MOP	„most probable value“, wahrscheinlichster Wert einer Verteilung

¹ Beim Kalorimeter und der Myonkammer steht der Buchstabe „B“ für den englischen Begriff „barrel“ (deutsch: „Faß“). Er wird in dieser Dissertation mit „Zentral“ übersetzt.

1 Einleitung

Im Jahre 1992 wurde mit der Datennahme durch die zwei großen Experimente ZEUS und H1 am Elektron-Proton-Speicherung HERA begonnen. Der ZEUS-Detektor ist ein Universaldetektor zur Elektron-Proton-Kollisionsuntersuchung mit orts-, zeit- und energieauflösenden Komponenten. Abbildung 1-1 zeigt einen Längsschnitt durch den ZEUS-Detektor. Im Inneren des Detektors befinden sich die ortsauflösenden Komponenten wie der Vertexdetektor (VXD) und die Spurdetektoren (CTD, FTD, RTD). Diese sind von einer supraleitenden Magnetspule eingeschlossen. Darauf folgen die energieauflösenden Komponenten mit dem Herzstück des ZEUS-Detektors, dem Uran-Szintillator-Sampling-Kalorimeter. Dieses ist aufgeteilt in Vorwärts-, Zentral- und Rückwärtskalorimeter (FCAL, BCAL, RCAL).

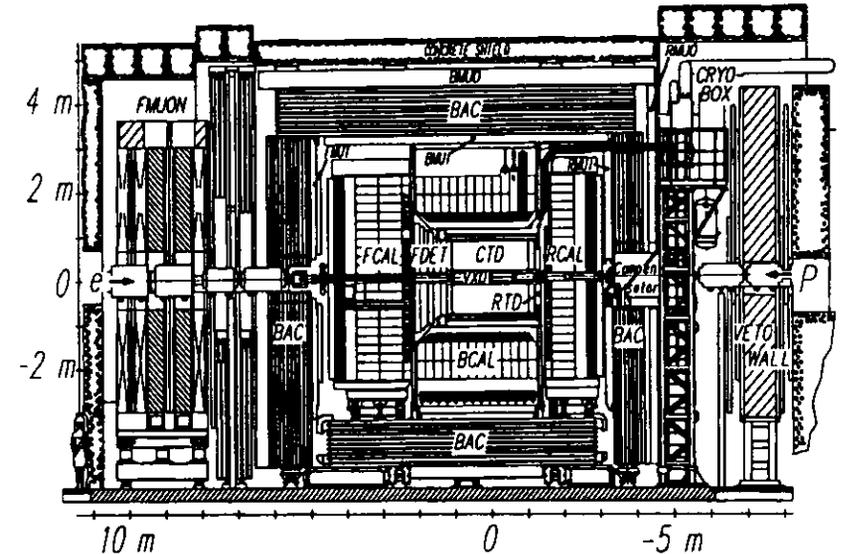


Abbildung 1-1 : ZEUS-Detektor im Längsschnitt

Die Schalenstruktur des Aufbaus führt dazu, daß auf engstem Raum eine Vielzahl von Komponenten untergebracht werden muß. Hinzu kommen die elektrischen und optischen Verbindungen, Halterungen, Kabel, elektronische Bauteile, Kühlung der Komponenten und die supraleitende Magnetspule mit ihrer Halterung und das Eisenjoch. Diese Materialien werden als „inaktive Materie“ bezeichnet. Sie sind notwendig, können aber die Detektion von Teilchen stören.

Bei der Energiemessung mit dem Kalorimeter besteht der gesamte innere Bereich des Detektors - vom Wechselwirkungspunkt bis zum Kalorimeter - aus inaktiver Materie. Die minimale Menge der inaktiven Materie liegt bei einer elektromagnetischen Strahlungslänge (X_0), die maximale bei über $4,2 X_0$. Sie führt dazu, daß elektromagnetisch oder hadronisch wechselwirkende Teilchen durch vorzeitiges einen Teil ihrer ursprünglichen Energie verlieren und im Kalorimeter weniger Energie gemessen wird.

Dieser Energieverlust ist problematisch bei der genauen Vermessung von Reaktionen der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung und der Bestimmung der kinematischen Größen (auch Abbildung 2-2). Im Vergleich verschiedener Rekonstruktionsmethoden der kinematischen Größen bei NC-Ereignissen („NC - neutral current“) zeigt sich im Bereich $1 > y > 0,5$, $x < 0,05$ und $Q^2 < 10^4$ eine deutliche Verbesserung der Rekonstruktion durch die Energiemessung des Elektrons gegenüber der Rekonstruktion über die Winkel der Reaktionsprodukte (Doppel-Winkel-Rekonstruktion) und der gemischten Rekonstruktion (Jacquet-Blondel-Methode).

Ferner ist bei der Rekonstruktion von CC-Ereignissen („CC - charged current“) eine genaue Energie- und Winkelmessung erforderlich, weil nur die Information des hadronischen Systems zur Verfügung steht. Kommt es durch die inaktive Materie vor dem Kalorimeter (Abbildung 2-1) zu einem Aufschauern des Elektrons oder von Teilen des Hadronjets, ist die genaue Bestimmung der kinematischen Größen nicht mehr gewährleistet.

Um die gemessene Kalorimeterenergie im Falle des Aufschauerns eines Teilchens korrigieren zu können, wurde während der Betriebspause 1994/95 ein „Presampler“-Detektor direkt vor den Modulen von FCAL und RCAL eingebaut. Er besteht aus einem einlagigen Plattenszintillator, der mit Wellenlängenschieber- und Lichtleitfasern ausgelesen wird.

Das Prinzip eines Presamplers beruht auf der Messung der Energie, die geladene Teilchen beim Durchqueren der Szintillatorplatten in ihr deponieren. Die deponierte Energie ist proportional zur Anzahl der Teilchen, die eine Platte durchquert haben. Ziel ist es, mit dem Presampler die Multiplizität eines vorzeitig aufgelösten Teilchenschauers zu bestimmen, und diese Information mit der gemessenen Kalorimeterenergie zu korrelieren. Damit wird der individuelle Energieverlust eines Teilchens bestimmt. Mit geeigneten Funktionen kann dann die gemessene Kalorimeterenergie korrigiert werden. Diese ereignisweise Korrektur führt auch zu einer erheblichen Verbesserung der Energieauflösung des Kalorimeters.

Der Konzeptentwicklung des Presamplers gingen Untersuchungen an einem FCAL-Prototypen am CERN (1991 - 1995) und Monte Carlo Simulationsstudien voraus. Während der Betriebspause 1993/94 wurde erstmals ein Presamplerprototyp, bestehend aus zehn $20 \times 20 \text{ cm}^2$ Szintillatorplatten, in den ZEUS Detektor eingebaut. Seit Betriebsbeginn 1995 steht der komplette Presampler für FCAL und RCAL zur Verfügung. Ziel dieser Arbeit ist es, einen vollständigen Überblick über die technischen und physikalischen Aspekte eines Presampler-Detektors und seiner Anwendung zu geben.

2 Funktion und Grundlagen eines Presampler-Detektors

In diesem Kapitel sollen die wichtigsten technischen und physikalischen Grundlage des ZEUS - Presamplers und die Rahmenbedingungen zur Anwendung des Presamplers innerhalb von ZEUS dargestellt werden.

2.1 Rahmenbedingungen bei ZEUS und Arbeitsweise des ZEUS-Presamplers

2.1.1 Verteilung der inaktiven Materie und der Teilchenenergien im ZEUS-Detektor

In Abbildung 2-1 ist die Verteilung der inaktiven Materie zwischen Wechselwirkungspunkt und dem ZEUS-Kalorimeter (Angaben in elektromagnetischen Strahlungslängen X_0) in Abhängigkeit des Polariswinkel vom Wechselwirkungspunkt dargestellt. Der 0° -Wert ist die positive Richtung der z-Achse in Richtung des Protonenstrahls. Als senkrechte Striche sind die Übergänge vom RCAL zum BCAL und vom FCAL zum BCAL gekennzeichnet.

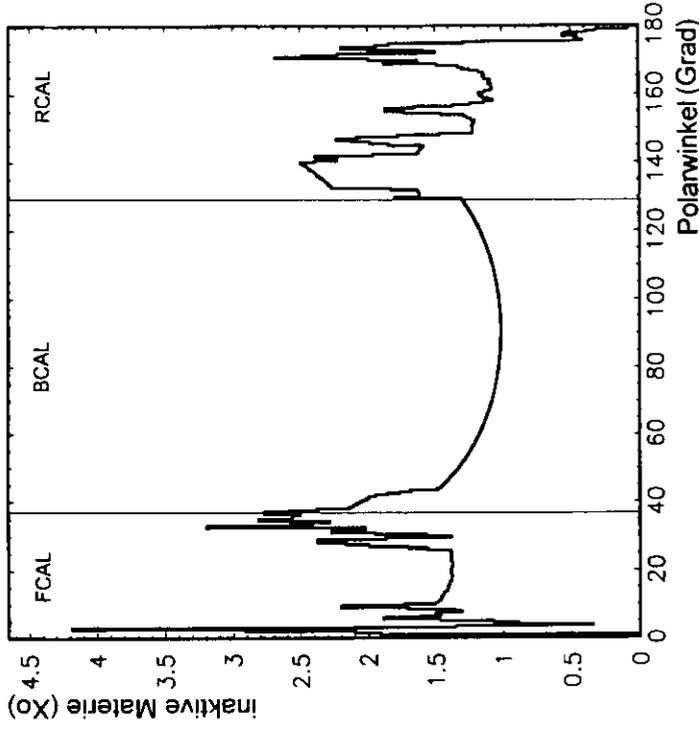


Abbildung 2-1: Verteilung der Menge inaktiver Materie über den Polariswinkel ermittelt aus der ZEUS Monte Carlo Simulation MOZART (ZEUS-Konfiguration 1995)

Die Menge inaktiver Materie liegt minimal bei ca. $1,1 X_0$ im Bereich des Zentralkalorimeters. Vor dem Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter gibt es im ZEUS-Detektor die größten Schwankungen in der Menge inaktiver Materie. An den Übergängen von BCAL nach FCAL und RCAL und FCAL befinden sich bis zu $2,5 X_0$ inaktiver Materie. In der Nähe des Strahlrohrs am FCAL steigt die Menge inaktiver Materie bis auf $4,2 X_0$ an.

an. Im Mittel haben Teilchen oder Jets vom Wechselwirkungspunkt aus $2 X_0$ inaktiver Materie zu passieren, bevor sie das Kalorimeter erreichen.
 Vor FCAL und RCAL schwankt die Menge inaktiver Materie innerhalb weniger Grade des Polarwinkels, und es treten die größten Menge inaktiver Materie im ZEUS-Detektor auf. Daher wurde hier die Installation des Presampler vorgenommen.

Der Energieverlust von Teilchen innerhalb der inaktiven Materie ist problematisch bei der genauen Vermessung von Reaktionen der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung („ep-Streuung“, [HERA], [KRÜ92], [PER93], [WOL92]). In Abbildung 2-2 sind die Feynmangraphen solcher Reaktionen in niedrigster Ordnung dargestellt. In der Abbildung entsprechen Q^2 und ν dem Quadrat der Impulse, bzw. der Energie des Austauschteilchens im Ruhesystem des Protons. Mit x ist der Impulsanteil des an der Streuung beteiligten Quarks bezeichnet. Die Ereignisklassifikation erfolgt über die Art des bei der Wechselwirkung ausgetauschten Eichbosons. Bei den Ereignissen mit neutralem Strom („NC - neutral current“) ist das Austauschteilchen ein γ oder ein Z^0 -Teilchen. Bei Ereignissen mit geladenen Strömen („CC - charged current“) wird ein W^+ oder W^- ausgetauscht.

Bei NC-Ereignissen beobachtet man ein isoliertes Elektron, dessen Transversalimpuls bezüglich der Strahlachse durch einen Hadronenjet ausbalanciert wird. Der Jet des Protonenrestes deponiert seine Energie in einem schmalen Kegel um die Richtung der Strahlachse. Für die Berechnung von Q^2 und x können bei NC-Ereignissen daher wahlweise die Energie und der Winkel des gestreuten Elektrons (E_e, Θ_e), oder Energie und Winkel der hadronischen Stromjets (E_{jet}, Θ_{jet}) herangezogen werden.

Bei Ereignissen mit geladenen Strömen (CC) ist das auslaufende Lepton ein Neutrino oder Antineutrino, das sich der Beobachtung entzieht. Solche Ereignisse müssen also über den fehlenden Transversalimpuls, den das Neutrino weggetragen hat, erkannt werden. Hierbei können zur Bestimmung von Q^2 und x nur die Parameter des hadronischen Systems verwendet werden.

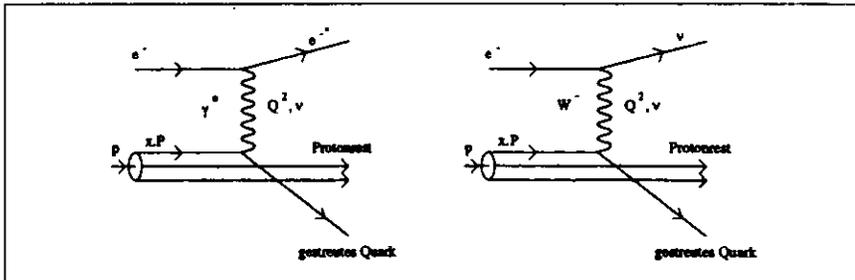


Abbildung 2-2 : Feynmangraphen für die in der Elektron-Proton-Streuung auftretenden NC- (links) und CC- (rechts) Prozesse

Die Energiebereiche der Teilchen nach einer ep-Reaktion liegen typischerweise bei einigen GeV bis zu einigen 100 GeV für Elektronen, 0,5- 10 GeV für sekundäre Reaktionselektronen².

In Abbildung 2-3 ist die Energieverteilung von gestreuten Elektronen einschließlich der Monte Carlo Daten für den Bereich des Rückwärtskalorimeters des ZEUS - Detektors (Daten von 1993) dargestellt ([ZEU95], [ZEU96]). Der „kinematische Peak“ (KP) dieser Elektronen liegt bei etwa 26,7 GeV (1993) etwas unterhalb der Nominalenergie (27,1 GeV, Abschnitt 6.4.2).

² Neben der in der Einleitung geschilderten primären Wechselwirkung bei der ep-Streuung, können in anderen Reaktionen auch schwere Quarks (b,c) entstehen, die dann durch ein weiteres Elektron aus einem semileptonischen Zerfallskanal identifiziert werden können. Dieses Elektron befindet sich in der Regel innerhalb des Hadronjets und erfordert daher eine gute Teilchenidentifizierung des Kalorimeters gegenüber den Hadronen

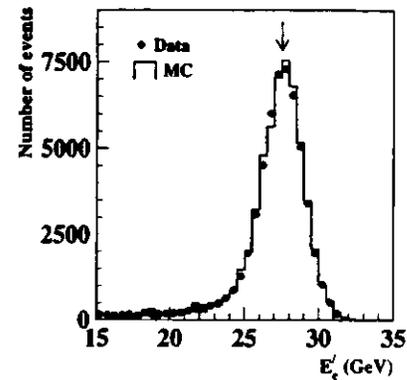


Abbildung 2-3 : Energieverteilung von gestreuten Elektronen im ZEUS - Detektor in absoluten Energien incl. MC-Daten im RCAL

In Abbildung 2-4a ist die Verteilung der Transversalimpulse ($p_t^* = p \cdot \sin(\Theta)$) für geladene Hadronen eines Jets normiert auf die Gesamtereignisanzahl und Energie aufgetragen [ZEU96b]. Die absoluten Energien betragen 0,1 GeV bis ca. 10 GeV für Einzelteilchenenergien in einem Hadronenjet und wenige GeV bis zu mehreren 100 GeV für die Gesamtenergie eines Hadronjets. Für $p_t^* < 0,1$ GeV/c werden die Teilchen vom Magnetfeld eingefangen.

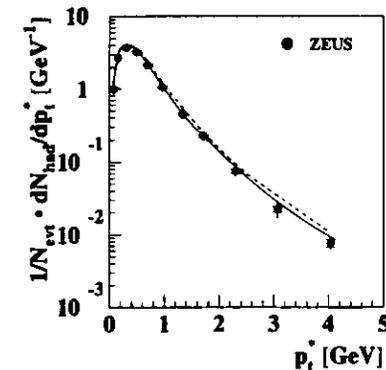
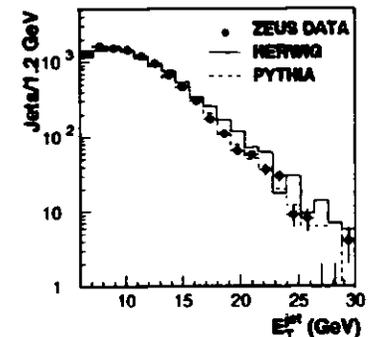


Abbildung 2-4 a,b : Verteilung des Transversalimpulses von Einzelhadronen in Jets (links) und Gesamttransversalenergieverteilung (unten) oberhalb von 6 GeV von Hadronjets



Für die Untersuchungen zur Entwicklung und Test des ZEUS - Presamplers bedeuten die Energieverteilungen, daß die Presamplerprototypen mit Elektronen im Energiebereich 25- 30 GeV und mit Hadronen im Energiebereich unterhalb von 1 GeV getestet werden mußten. Da der Teststrahl am CERN-SPS (Kapitel 5) für Hadronen (Pionen) nur oberhalb von ca. 3 GeV bis 100 GeV betrieben werden konnte, waren Untersuchungen im Energiebereich unterhalb von 1 GeV nicht möglich.

2.1.2 Prinzipielle Arbeitsweise des ZEUS-Presamplers

Mit Hilfe des ZEUS-Presamplers (zum Aufbau sehe man Abschnitte 3.1 und 3.3) wird die Anzahl der geladenen Schauerteilchen in elektromagnetischen und hadronischen Schauern, die durch den Energieverlust eines Primärteilchens entstehen können, bestimmt.

Ein einfach geladenes Teilchen (Elektronen, Positronen, Hadronen, Myonen) deponiert beim Durchqueren der Szintillatorplatte Energie (nächster Abschnitt). Diese Energiedeposition ist in erster Näherung für alle Teilchensorten gleich. D.h. die in einer Szintillatorplatte deponierte Gesamtenergie ist proportional zur Anzahl der sie durchquerenden Schauerteilchen.

In Abbildung 2-5 ist die Verteilung der Energiedepositionen in einem Kalorimeter- und einem Presamplerprototypen (mip, Einheiten „minimal-ionisierender Teilchen“, nächster Abschnitt) am CERN für einen 25 GeV Elektronenstrahl, aufgeschauert in verschiedenen Mengen inaktiver Materie (0-4 X_0), dargestellt [BAM96].

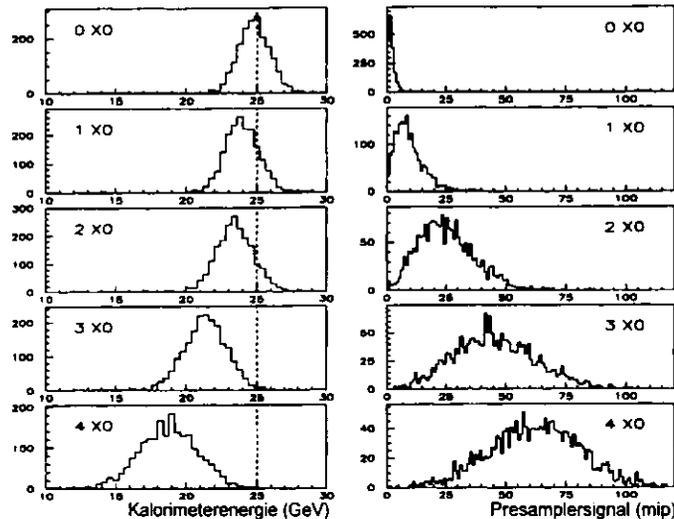


Abbildung 2-5 : Kalorimeter- und Presamplerenergiedeposition eines 25 GeV Elektronenstrahls aufgeschauert in 0 bis 4 X_0 Aluminium

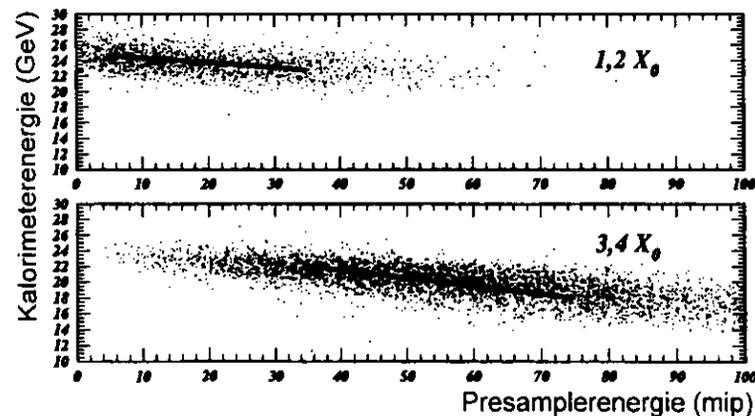


Abbildung 2-6 : Energiedeposition im Kalorimeter gegen Presampersignal für 25 GeV Elektronen nach dem Aufschauern in 1 und 2 X_0 (oben) und 3 und 4 X_0 (unten) Aluminium

Man sieht, daß mit zunehmender Menge inaktiver Materie die Größe des Kalorimetersignals im Mittel abnimmt, während die Energiedeposition im Presampler wächst. Gleichzeitig nehmen auch die Fluktuationen bei der Energiedeposition sowohl im Kalorimeter als auch im Presampler zu.

Trägt man dagegen die gemessenen Energien im Kalorimeter E_{CAL} und im Presampler E_{PRES} ereignisweise gegeneinander auf, erkennt man, daß beide stark korreliert sind. Abbildung 2-6 demonstriert dies für einen 25 GeV Elektronenstrahl, der in 1 und 2 X_0 bzw. 3 und 4 X_0 Aluminium aufgeschauert wurde.

Diese Antikorrelation läßt sich näherungsweise mit einer Geraden beschreiben:

$$E_{CAL} = a_0 + a_1 \cdot E_{PRES}$$

Eine geeignete Parametrisierung und Bestimmung der Größen a_0 und a_1 erlaubt nun für jedes individuelle Ereignis die Korrektur der im Kalorimeter gemessenen Energie zur ursprünglichen Energie des im inaktiven Material aufgeschauerten Teilchens. Im Gegensatz zu einer globalen Energiekorrektur kann mit einer solchen ereignisweisen Korrektur die Energieauflösung des Kalorimeters wesentlich verbessert werden.

Die primären und sekundären Ziele der Messungen mit dem Presampler sind :

- die Korrektur der vom Kalorimeter gemessenen Energien für Einzelteilchen oder Jets.
- die Korrektur der Verteilungsbreiten der im Kalorimeter gemessenen Energie (Energieauflösung).
- die genauere Bestimmung der Menge inaktiver Materie im Detektor.
- die Gewinnung zusätzlicher Informationen für Elektronensuchalgorithmen in der Auswertung.
- die Verwendung der Presamplerinformation als Unterstützung anderer ZEUS-Komponenten zur Teilchenidentifikation.
- Korrelationsüberprüfungen und -analysen mit weiteren Komponenten des ZEUS-Detektors (z.B. SRTD)

Ein Einblick in die bis zum jetzigen Zeitpunkt durchgeführten Untersuchungen hinsichtlich der Energiekorrektur und für Elektronen und Hadronen befindet sich in den Kapiteln 6 und 7.

2.2 Grundlagen der Physik des Presampplers

2.2.1 MIP-Definition und Anpassung der Presamplerenergieverteilungen

Die Energie, die ein geladenes Teilchen in einem Absorber deponiert, hängt von der Art des Teilchens, seiner Energie und der Art und Dicke der Absorbers ab ([RPP94], [MUS88], [MLA73]). Der Gesamtenergieverlust eines Elektrons setzt sich aus Ionisations- und Bremsstrahlungsverlusten zusammen. Sind beide Anteile gleich groß, ist die materialabhängige „kritische Energie“ erreicht. Oberhalb dieser Grenzenergie überwiegen die Energieverluste durch Bremsstrahlung und - je nach Teilchenart - Kernwechselwirkungen an. Unterhalb der kritischen Energie dominiert die Ionisation.

Die materialabhängige, kritische Energie ist für schwere und leichte geladene Teilchen unterschiedlich. Während die Ionisationsverluste im Absorber bei den hier zu betrachtenden Teilchenenergien von mehr als 1 GeV für leichte und schwere geladene Teilchen etwa gleich groß ist, ist der Energieverlust für leichte Teilchen (Elektronen, Positronen) oberhalb der kritischen Energie zum größten Teil nur auf die Verluste durch Bremsstrahlung zurückzuführen.

In Abbildung 2-7 ist die Zusammensetzung der Energieverluste für Elektronen in Blei und Wasser dargestellt. Der Verlauf des Gesamtenergieverlustes läßt sich mit der Bethe-Bloch-Formel beschreiben ([RPP94], [MUS88]) und zeigt unterhalb der kritischen Energie ein Minimum. Teilchen dieser Energie nennt man „minimal-ionisierend“.

Ist der Absorber - im Falle des Presampplers eine 5 mm dicke Plastikszintillatorplatte - im Verhältnis zur Teilchenenergie ($\gg 1$ MeV) relativ dünn, d.h. das Teilchen hat weit mehr Energie als zum Durchqueren der Szintillatorplatte notwendig ist, so daß es nur zu relativ wenigen Wechselwirkungen kommt, und hat das Material für die Gammaquanten aus der Bremsstrahlung einen kleinen Wirkungsquerschnitt, dann wird nicht die gesamte Energie, die ein Teilchen in der Szintillatorplatte verliert, in der Platte auch deponiert. D.h. ein Teil des Energieverlustes entzieht sich als austretende Bremsstrahlung der Messung.

Dieses führt dazu, daß im Energiebereich oberhalb des Minimums der beobachtbare Anstieg des Energieverlustes wesentlich kleiner als erwartet ausfällt. Die Folge ist eine näherungsweise gleiche Energiedeposition innerhalb der Szintillatorplatte für verschiedene einfach-geladene Teilchen (Elektronen, Myonen, Pionen) und verschiedene Ursprungsenergien oberhalb des minimalen Energieverlustes. Diese Teilchen werden in folgenden unabhängig von Teilchenart und -energie als „mip“ („minimum ionising particle“) bezeichnet.

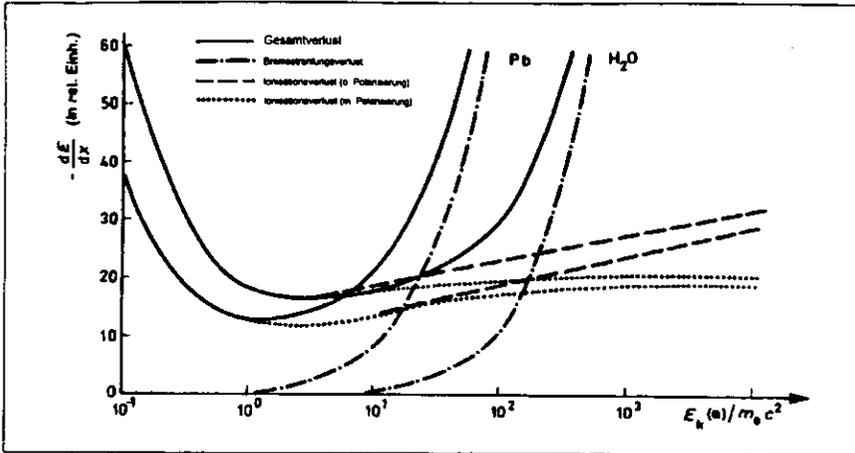


Abbildung 2-7 : Zusammensetzung der Prozesse beim Energieverlust von Elektronen (relative Einheiten) in Blei und Wasser

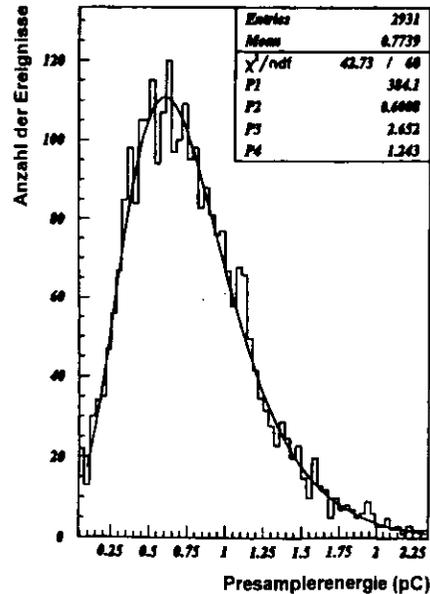


Abbildung 2-8 : Energiedeposition eines 75 GeV Myonenstrahls im Presampler

In Abbildung 2-8 ist die Energieverteilung im Presampler von 75 GeV Myonen, d.h. einzelnen minimalisierenden Teilchen, dargestellt. Die Verteilung ist nicht gaussförmig, sondern besitzt einen Ausläufer hin zu hohen Energien. Diese Form entsteht durch eine Faltung von drei statistischen Prozessen: der Energiedepositions-verteilung im Szintillator nach Landau, der Photoelektronenstatistik des Photomultipliers nach Poisson und der Varianz des Photomultiplerausgangssignals bei gleichem Eingangssignal nach Gauss (Verstärkungsschwankung der Elektronik).

Die charakteristische asymmetrische Form geht auf die Landauverteilung zurück, die für größere Energiedepositionen in einem dünnen Szintillatormaterial eine höhere Wahrscheinlichkeit voraussagt. Eine reine Landauverteilung besitzt in dem Bereich des Maximums eine wesentlich kleinere Breite als in der Abbildung gezeigt. Für das Verhältnis von wahrscheinlichstem Wert und Mittelwert der Verteilung sind Werte von ungefähr 1 gaussförmig, von kleiner 0,01 landauförmig [LEO87]. Bei den Signalverteilungen des Presamplers ist dieses Verhältnis ungefähr 0,8 und kleiner. Dominiert wird ihre Breite durch statistische Schwankungen in der Anzahl der Photoelektronen, denn pro minimalisierendem Teilchen werden nur wenige Photoelektronen erzeugt.

Die Energieverteilung im Bereich des wahrscheinlichsten Wertes ist eine Überlagerung von Gaussverteilungen, die auf der Anzahl der Photoelektronen ($N_{p.e.} = 0, 1, 2, \dots, N_{\text{max.p.e.}}$) beruht. Aus der Verteilung von Energiedepositionen einzelner Teilchen - wie in der obigen Abbildung - kann der Skalierungsfaktor von pC zu mip ermittelt werden. Eine Skalierung der Gesamtenergieverteilung des Signals und ihre Verteilungsform ist abhängig von

- ... dem Verhältnis zwischen deponierter Energie und erzeugten Photonen im Szintillator.
- ... der Anzahl von tatsächlich registrierten Photoelektronen am Photomultiplier.
- ... der Verstärkungsfaktor und Linearität des Photomultipliers.
- ... der Verteilungsbreite ($\propto \sqrt{N_{p.e.}}$) der Photoelektronenstatistik.
- ... der Signalvarianz des Photomultipliers für ein Photoelektron.

Die charakteristischen Größen einer solchen Verteilung sind der wahrscheinlichste Wert (MOP) und der Mittelwert (MEAN). Das Verhältnis zwischen wahrscheinlichstem Wert und Mittelwert der Verteilung schwankt mit der mittleren Anzahl von Photoelektronen pro mip und mit der Auflösung des Photomultipliers. Wie in Abbildung 2-5 gezeigt, werden mit steigender Menge inaktiven Materials mehr minimalisierende Partikel registriert. Somit nimmt die Anzahl der Photoelektronen zu und damit ebenso die Anzahl der Gaussverteilungen. Die landau-ähnliche Verteilung verwischt mit zunehmender Menge des Schauermaterials immer mehr. Die Energie der einzelnen Schauerteilchen wird mit Zunahme der inaktiven Materie niedriger, so daß die Ausläufer der ursprünglichen Landauverteilung abnehmen. Der wahrscheinlichste Wert der Verteilung und Mittelwert gleichen sich mehr und mehr an.

Für die Kalibration einer Energieverteilung von Einzelteilchen im Presampler wird der Mittelwert verwendet. Problematisch ist zwar die Abhängigkeit des Mittelwertes von Schnitten auf diese Verteilung und von großen Energiedepositionen durch Einzelereignisse, aber die Signalvarianz des Photomultipliers beeinflusst den Mittelwert der Verteilung nicht. Die Verwendung der „truncated mean“-Methode bei der Analyse zeigte die besten Resultate ([VOS95], [CRI96]). Als praktikabel bei der Verwendung des Mittelwertes hat sich die Begrenzung der Verteilung im Bereich 1/10 bis zum 2-3-fachen des Mittelwertes erwiesen. Wird für die Informationsgewinnung der wahrscheinlichste Wert herangezogen, zeigte der Bereich 1/10 bis zum 3-fachen des Mittelwertes als Grenze der Anpassungsfunktion die sichersten Ergebnisse. Weitere Angaben zum Signalverhalten des Presamplers für Myonen, Hadronen und Elektronen bei der Kalibration sind in den Abschnitten 4.3, 6.1 und 7.1 verzeichnet.

Zur Anpassung der Verteilung des Presamplersignals (Abbildung 2-8) wurde eine 4-parametrische Funktion gewählt. Sie besteht aus der gewichteten Faltung zweier Exponentialfunktionen:

$$f(x) = p_1 \cdot e^{-p_4 \left(\frac{x-p_2}{p_3} + e^{-\frac{x-p_2}{p_3}} \right)}$$

Die Bedeutung der Parameter ist

- p_1 : Normierungsfaktor der Funktion
- p_2 : wahrscheinlichster Wert der Verteilung
- p_3, p_4 : Proportionalitätsfaktoren der Funktionsbreite

Der Vorteil dieser Funktion gegenüber Funktionsformen auf „Gauss-Basis“, ist die große Flexibilität mit nur vier Parametern, da sowohl Landau-ähnliche Verläufe als auch reine Gauss-Kurven angepaßt werden können.

Bei Verteilungen, die stark Landau-ähnlich sind, kann der Parameter p_4 auf einen Wert im Intervall $0,25 < p_4 < 0,75$ fixiert werden, so daß die Anpassungsfunktion in eine 3-parametrische Form übergeht. Die Fixierung des Parameters p_4 auf 0,5 hat sich für viele Verteilungsverläufe als der praktikabelste Wert erwiesen. Zur Diskussion der Anpassungsfunktion siehe man [VOS95], [CRI96], [MEY95], [MEY95b].

2.2.2 Multiplizität elektromagnetischer Schauer

Für den Energiebereich oberhalb der kritischen Energie besagt die „elektromagnetische Strahlungslänge“ (X_0), daß nach Durchqueren einer bestimmten Weglänge X_0 in einem Material, die Energie eines Elektrons auf den 1/e-ten Bruchteil der Gesamtenergie abgenommen hat [LOH88]. Die mit diesem Energieverlust einhergehende Anzahl von Teilchen und Gammaquanten in einem elektromagnetischen Schauer hängt von dem Verhältnis von Einschubenergie E_0 zur kritischen Energie E_{krit} des Materials ab ([RPP94], [MUS88],) und somit auch von der Art und Menge des Schauermaterials ab. Für die Maximalanzahl von Teilchen N_{max} in einem elektromagnetischen Schauer und die Weglänge x_{max} , die durchquert werden muß, um diese Anzahl zu erreichen, gilt:

$$N_{max} = \frac{0,31}{\sqrt{\ln(E_0/E_{krit}) - 0,25}} \cdot \frac{E_0}{E_{krit}} \quad ; \quad x_{max} = X_0 (\ln(E_0/E_{krit}) + C_j) \quad \text{mit } C_j \begin{cases} C_{j, \text{elektro}} = -0,5 \\ C_j = +0,5 \end{cases}$$

Da die kritische Energie eines Materials mit zunehmender Ordnungszahl abnimmt, ist die Teilchenzahl eines Schauers in einem Material mit hoher Ordnungszahl größer ist als bei niedrigerer Ordnungszahl. Dieses zeigt sich in der Ausprägung eines elektromagnetischen Schauers über die Gesamtenergie deposition³ der Schauerpartikel innerhalb des Schauermaterials:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot b \cdot \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad \text{mit } t = x/X_0 \quad \text{und} \quad (a-1) = b \cdot (\ln(E_0/E_{krit}) + C_j)$$

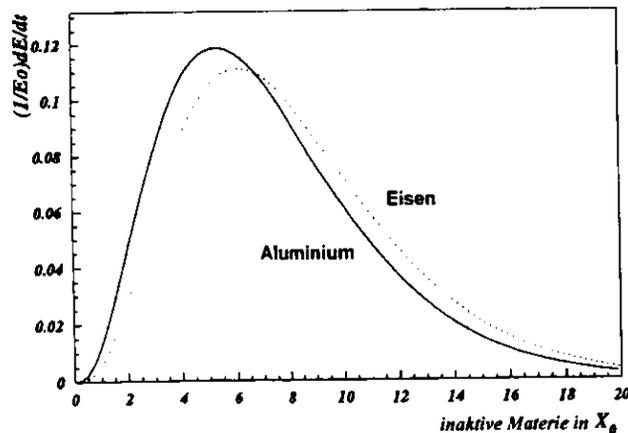


Abbildung 2-9: Longitudinale Energiedeposition (normiert auf die Einschubenergie) aller Schauerpartikel eines 30 GeV Elektronenstrahls in Eisen und Aluminium gegen die Wegstrecke im Material in elektromagnetischen Strahlungslängen

³ Mit „ Γ “ ist die Gammafunktion bezeichnet und „ b “ ist eine materialabhängige Konstante [RPP94].

In Abbildung 2-9 ist die longitudinale Energiedeposition von Schauerpartikeln (normiert auf die Einschubenergie) eines 30 GeV Elektronenstrahls in Eisen und Aluminium gegen Einheiten von X_0 mit Hilfe der obigen Formel dargestellt.

Man sieht deutlich, daß wegen der niedrigeren kritischen Energie das Schauermaximum in Eisen später erreicht wird als in Aluminium und der Energieverlust in Eisen bis zu $8 X_0$ kleiner ist als in Aluminium. Dieses bedeutet, daß die Schauerpartikel in Eisen eine größere Energie haben. Daher steht in Eisen mehr Energie zur Schauerentwicklung zur Verfügung welches zu einer höheren Anzahl von Schauerpartikeln und Gammaquanten im Eisen führt, als in Aluminium. Daher können aus Eisen auch mehr Schauerpartikel und Quanten entkommen, wenn die Menge des Schauermaterials kleiner ist, als die Materialmenge bei der das Schauermaximum erreicht ist (ca. $5 - 6 X_0$).

Deutlich wird dieses an der Annihilationsrate von Positronen im Schauermaterial [MUS88]. Die Annihilationsrate steigt zu kleineren Energien hin stark an und erreicht ihr Maximum wenn die Positronen praktisch keine Energie mehr besitzen. Da in Aluminium die Schauerpartikel eine kleinere Energie haben als in Eisen, muß die Annihilationsrate im Aluminium größer sein. Eine Monte Carlo Simulation zeigt hier für das Verhältnis von Positronen- zu Elektronenanzahl (N_{e^+} / N_{e^-}) hinter dem inaktiven Material:

Menge inaktiver Materie	N_{e^+} / N_{e^-} für Al	N_{e^+} / N_{e^-} für Fe
$2 X_0$	0,82	0,86
$4 X_0$	0,76	0,81

Tabelle 1: Verhältnis von Positronen- zu Elektronenanzahl bei elektromagnetischen Schauern ausgelöst in Eisen und Aluminium (MC-Simulation)

In Abbildung 2-6 wurde gezeigt, daß zwischen dem Energieverlust von Teilchen in inaktiver Materie und der im Presampler deponierten Energie eine näherungsweise lineare Korrelation besteht. Dieser Zusammenhang kann nur gelten, wenn die Dicke x der inaktiven Materie kleiner ist, als die theoretisch benötigte Materialdicke im Schauermaximum ($x \ll x_{max}$, vergleiche Abbildung 2-9). Die im Presampler deponierte Energie durchläuft bei $x = x_{max}$ ein Maximum und fällt dann wieder ab, während der Energieverlust der Teilchen weiterhin ansteigt. Abweichungen von der linearen Korrelation zwischen Presampler- und Kalorimeterenergie deposition wird man im ZEUS-Detektor vor allem bei niedrigeren Energien $E < 10$ GeV erwarten, weil dann die Dicken der inaktiven Materie im ZEUS-Detektor ($1,1 - 4,2 X_0$, Abbildung 2-1) und die Materialdicken zum Erreichen des Schauermaximums gleiche Größenordnungen haben können.

2.2.3 Rückstreuung und Absorption von Gammastrahlung

Niederenergetische Elektronen eines Schauers können durch mehrfache Coulombstreuung an den Hüllenelektronen des Kalorimetermaterials entgegen der ursprünglichen Strahlrichtung das Kalorimeter wieder verlassen. Gammaquanten aus der Bremsstrahlung können durch Comptonstreuung an quasifreien Hüllenelektronen ebenfalls das Kalorimeter entgegen der Strahlrichtung wieder verlassen ([DEC94], [LEO87]). Hinzu kommen Gammaquanten aus der Elektron-Positron-Vernichtung, die keine Vorzugsrichtung mehr besitzen. Zusammen erzeugen diese Elektronen und Gammaquanten ein zusätzliches Signal im Presampler, das allgemein als Rückstreuung bezeichnet wird. Durch die Untersuchungen am CERN (auch Abschnitt 6.1.6) konnte gezeigt werden, daß die Größe des Rückstreuteils im Presampersignal von folgenden Faktoren abhängig ist:

- *Art und Energie des Einschubteilchens, bzw. eines Schauerpartikels*

Die Art der Einschubteilchens beeinflusst die Höhe des Rückstreuteils im Presampersignal durch die Eindringtiefe in das rückstreuende Material bis zu den ersten Wechselwirkungen und der dort erfolgten Wechselwirkungsart. Mit größerer Eindringtiefe (z.B. Pionen verglichen mit Elektronen) wird das Rückstreusignal kleiner.

Ebenso wird der Rückstreuteil zu niedrigeren Energien des Einschubteilchens kleiner. Dieser Effekt zeigt sich im Presampersignal für einen Teilchenschauer. Die Teilchen des Schauers haben, abhängig von der Menge inaktiver Materie in der das Aufschauern erfolgt, eine wesentlich kleinere Energie als das Primärteilchen, wodurch die Anzahl entstandenen Rückstreuteilchen und -quanten abnimmt.

- **Kernladungszahl des Rückstreumaterials**

Mit Erhöhung der Kernladungszahl des Rückstreumaterials vergrößert sich ebenfalls der Rückstreuannteil, da die Anzahl der Schauerpartikeln und Gammaquanten im Material zunimmt (Abschnitt 2.2.2).

- **Dicke des Rückstreumaterials**

Je nach Art des Materials der dem Prozeß bei dem das rückgestreute Elektron oder Gammaquant entsteht, wird der Großteil der Rückstreuung nur bis zu einer bestimmte Tiefe im Rückstreumaterial erzeugt, bzw. kann nur bis zu einer Maximaltiefe das Material wieder verlassen. Beim Kalorimeter sind dieses 2 bis 6 cm (Abschnitt 6.1.6). Unterschreitet die Dicke des Rückstreumaterial diesen Wert, so nimmt die Rückstreuung ab.

- **Auftreffwinkel des Einschuß- oder Schauerpartikels**

Mit Abnahme des Einschußwinkel eines (Schauer-)Teilchens in das Rückstreumaterial nimmt die Rückstreuung zu, da die Strecke zwischen Entstehungsort eines Rückstreuteilchens oder -quants und der Oberfläche des Materials kleiner wird. Die Wahrscheinlichkeit, daß diese Teilchen oder Quanten die Oberfläche des Materials noch erreichen, erhöht sich.

- **Dicke der Presamplerkachel**

Mit zunehmender Dicke einer Presamplerkachel erhöht sich neben dem Schauersignal der Rückstreuannteil in diesem Signal überproportional. Dies ist auf die Abschwächung der Gammaquanten zurückzuführen. Der Einfluß der Rückstreuung auf das Presampersignal wird durch zwei Effekte bestimmt. Zum einen die niedrige Energie der rückgestreuten Elektronen (bis zu 1 MeV), die mit mehr als 95 % Wahrscheinlichkeit in dem 5 mm dicken Szintillatormaterial gestoppt werden. Zum anderen die relativ zu anderen Materialien (Metallen) große Abschwächung (Abbildung 2-10 a, b) bei bis zu 2 MeV Gammaquanten in dem Szintillatormaterial [RPP94]. Im Szintillatormaterial Polystyrol beträgt das Verhältnis von Kohlen- zu Wasserstoffatomen 1:1. D.h. das in Abbildung 2-10 die Abschwächung der Gammaquanten im Szintillator ungefähr der in reinem Kohlenstoff entspricht.

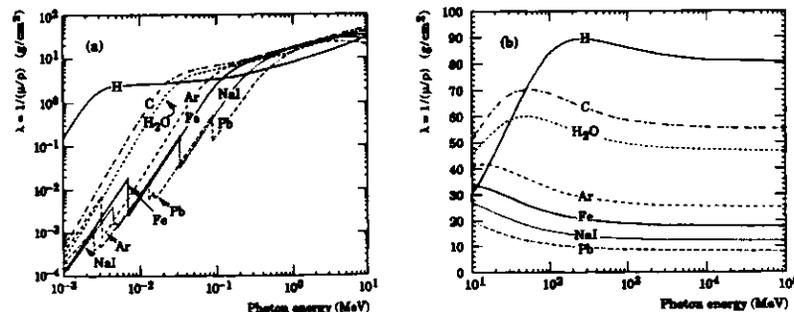


Abbildung 2-10: Intensitätsabschwächung von Gammaquanten in verschiedenen Materialien für die Energiebereiche 0,001 - 10 MeV (links) und 0,01 - 100 GeV (rechts)

2.2.4 Energetische Komponenten von hadronischen Schauern

Die Struktur und Zusammensetzung eines entstehenden Schauers ist von der ihn erzeugenden Teilchenart abhängig ([LOH88], [RPP94], [KRÜ92]). Während Elektronen und Positronen einen rein elektromagnetischen Schauer erzeugen, der in seiner Ausdehnung begrenzt und in seiner Zusammensetzung rein elektromagnetisch ist, sind hadronische Schauer aus verschiedenen Anteilen zusammengesetzt. Durch die natürliche Schauerfluktuation⁴ enthält der Schauer in variablen Anteilen elektromagnetische und hadronische Komponenten. Trifft ein Hadronstrahl auf wenige X_0 inaktiver Materie schauert nur ein Teil der Hadronen auf, da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von der Kernwechselwirkungslänge bestimmt wird.

⁴ Der elektromagnetische Anteil eines durch Hadronen verursachten Schauers kann abgeschätzt werden mit $f_{em} \approx 0.1 \cdot \ln E [\text{GeV}]$. Er entsteht im wesentlichen durch den Zerfall $\pi^0 \Rightarrow \gamma\gamma$. Hinzu kommen Anteile von nicht meßbaren Schauerreaktionen (ca. 20 % der Energie) wie z.B. Kernfragmentation, Rückstoßprotonen, Neutronen und Neutrinos ([KRÜ92]).

Die energetisch charakteristischen Komponenten hadronischer Schauer können mit dem CERN-Kalorimeterprototypen (Kapitel 5) oder dem ZEUS-Kalorimeter getrennt werden. Betrachtet man das Energiepositionsverhältnis der EMC- und HAC-Sektionen des Kalorimeters, so zeigt sich bei logarithmischem Auftrag des Verhältnisses (HAC/EMC) eine Aufspaltung der Komponenten eines Hadronschauers.

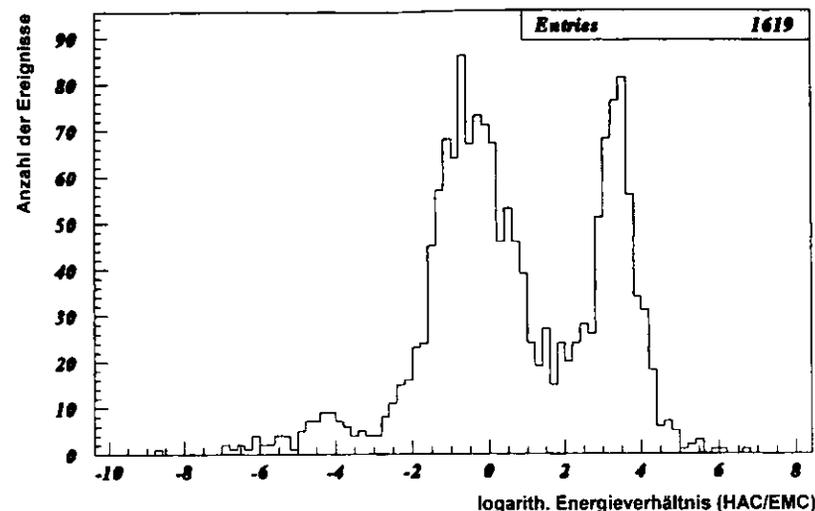


Abbildung 2-11: Logarithmische Verteilung der gemessenen HAC/EMC-Energiepositionsverhältnisse bei einem 15 GeV Pionenstrahl aufgeschauert in $3 X_0$ Aluminium

In Abbildung 2-11 ist dieses Energiepositionsverhältnis für einen 15 GeV Pionenstrahl, aufgeschauert in $3 X_0$ Aluminium, dargestellt. Er zeigt drei Maxima, die durch das unterschiedliche Ausmaß von Energiepositionen in den elektromagnetischen und hadronischen Sektionen des Kalorimeters entstehen:

- Das rechte Maximum („spätschauende“ oder „hadronische“ Komponente) besteht aus Teilchen, die nahezu ausschließlich in der HAC-Sektion ihre Energie deponiert haben. Sie hatten bei Eintritt in das Kalorimeter fast reinen hadronischen Charakter, da sie nicht oder schwach im inaktiven Material gewechselwirkt haben. Ihr Energieverlust im inaktiven Material ist nahezu gleich Null.
- Das linke Maximum („frühschauende“ oder „elektromagnetische“ Komponente) besteht fast ausschließlich aus Bestandteile eines rein elektromagnetischen Schauers (Elektronen, Positronen, Gammaquanten). Sie deponieren ihre Energie größtenteils nur in der EMC-Sektion des Kalorimeters.
- Das mittlere Maximum („gemischte“ Komponente) besteht aus einer Mischung von früh- und spätschauenden Anteilen. D.h. es gibt in dieser Schauerkomponente gleichzeitig hadronische und elektromagnetische Anteile.

Dieses Verfahren der Separation einzelner Schauerkomponenten wird für die Erstellung einer Korrekturfunktion bei hadronischen Schauern verwendet. Hierbei wird die rein hadronische Komponente von der Entwicklung der Korrekturfunktion ausgeschlossen und nur der elektromagnetische und gemischte Anteil verwendet, da sie die eigentliche Information über den Energieverlust tragen (Abschnitte 7.1.2 und 7.2.1).

Kapitel 2 - Kurzzusammenfassung

- ◊ Die Verteilung der inaktiven Materie (Abschnitt 2.1.1) im ZEUS-Detektor ist über den Polarwinkel sehr inhomogen und schwankt im gesamten Detektor zwischen $1,1$ und $4,2 X_0$. Die Teilchenenergien nach einer Elektron-Proton-Streuung sind abhängig von der Reaktionsart. Die Energie für DIS-Elektronen liegen zwischen einigen GeV bis zu einigen 100 GeV, für Elektronen aus „heavy quark“-Reaktionen und Einzelteilchen in Jets zwischen 0,1 und 10 GeV.
- ◊ Die prinzipielle Arbeitsweise (Abschnitt 2.1.2) des ZEUS-Presamplers beruht auf der Annahme einer linearen Antikorrelation von gemessener Kalorimeterenergie und der im Presampller gemessenen Multiplizität eines Schauers. Mit zunehmender Multiplizität nimmt die im Kalorimeter gemessene Energie ab. Dieses Verhalten ist mit der Menge inaktiver Materie korreliert, in der ein Primärteilchen aufschauert.
- ◊ Die Verteilung der Energiedepositionen im Presampller (Abschnitt 2.2.1) wird in Einheiten „minimalisierender Teilchen“ (mip) kalibriert. Ein mip entspricht der Energiedeposition eines Teilchens mit einer Energie im Bereich des Minimums der Bethe-Bloch-Kurve (Energieverlust pro Weglänge) für Elektronen. Die Anpassung der Presampllerenergieverteilung erfolgt mit einer gefalteten, doppelten Exponentialfunktion mit vier freien Parametern. Der mittlere und der wahrscheinlichste Wert der Energieverteilungen werden als eigentliche Presampllerinformation genutzt.
- ◊ Die Multiplizität eines elektromagnetischen Schauers (Abschnitt 2.2.2) ist, außer von Energie und Art des schauerinduzierenden Teilchens, auch von der Art und Dicke des Schauermaterials abhängig. Begründet ist dieses durch das Verhältnis von Einschußenergie zur kritischen Energie des Materials, welches die Energie der einzelnen Schauerteilchen und damit die Absorptions- und Annihilationsrate bestimmt. Für das Material Eisen ist die Schauermultiplizität größer als für Aluminium.
- ◊ Der Rückstreuteil (Abschnitt 2.2.3) im Presampllersignal besteht aus niederenergetischen Elektronen (aus Vielfach-Coulomb-Streuung) und Gammaquanten (Compton- und Annihilationsquanten). Die Größe des Rückstreuteils ist von Art, Energie und Auftreffwinkel des Einschußteilchens, von Art und Geometrie des Rückstreumaterials und von der Dicke der Presamplerkacheln abhängig.
- ◊ Hadronische Schauere, die durch Pionen in inaktiver Materie ausgelöst werden, können mit dem Energie-depositionsverhältnis (HAC/EMC) in den Kalorimetersektionen in ihre drei Komponenten unterteilt werden (Abschnitt 2.2.4). Unterschieden wird eine frühschauemde (rein elektromagnetische), eine spätschauemde (rein hadronische) und eine gemischte Komponente.

3 Aufbau und Installation des ZEUS-Presamplers

In diesem Kapitel werden die technischen Aspekte und die Konstruktion des ZEUS-Presamplers vorgestellt. Neben den Ergebnissen der Voruntersuchungen möglicher Basismaterialien (Szintillator, Wellenlängenschieber, Lichtleiter) hinsichtlich der erreichbaren Lichtausbeute und Signalhomogenität, werden auch die speziellen Eigenschaften des Photomultipliers R4760 aufgezeigt. Hinzu kommt die Qualitätskontrolle und die Art der Installation aller Komponenten des Presamplers am Detektor. Bei der Auswahl von Materialien, Aufbau und Auslese war zu berücksichtigen:

- Der zur Verfügung stehende Platz vor dem Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter betrug weniger als 3 cm, deshalb durfte die Dicke der Szintillatorplatten unter Berücksichtigung von Rahmen, Abdeckungen und Halterungen höchstens 8 mm betragen.
- Der Platz an den Seiten des Kalorimeters, an dem die Photomultiplier und deren Steuer- und Ausleseelektronik installiert wird, war begrenzt, welches Auswirkungen auf die Größen und Anzahl der verwendeten Komponenten hatte.
- Die Kosten für einen Presampller sind proportional zur Anzahl der auszulesenden Kanäle. Dieses mußte bei der Wahl der Presampllerplattengröße und der Photomultiplier berücksichtigt werden.
- Die Lichtleitung mußte über eine Strecke von bis zu 3 m erfolgen, welches spezielle Anforderungen an die Faserart stellte.
- Der Faserdurchmesser mußte - je nach Anzahl der verwendeten Fasern - zur effektiven Kathodengröße des Photomultiplier passen.
- Die Photoelektronenausbeute für die Energiedeposition eines minimalisierenden Teilchens sollte mindestens 5 Photoelektronen betragen.
- Die Signalhomogenität auf der Fläche der Presamplerkacheln sollte besser sein als $\pm 5\%$.

3.1 Komponenten, Eigenschaften und Aufbau der Presamplerkacheln

3.1.1 Versuchsübersicht, -aufbauten und Vergleichbarkeit der Ergebnisse

Zur Untersuchung einige Eigenschaften der einzelnen Materialien (Szintillatoren, Wellenlängenschieber-, Lichtleitfasern), wurden Prototypkacheln hergestellt und in ihren Gesamteigenschaften getestet. Durch Monte Carlo Simulationen konnte gezeigt werden (Abschnitt 3.1.4), daß die Größe der Presamplerkacheln zur Größe der Kalorimetertürme ($20 \times 20 \text{ cm}^2$) passen darf. Die Untersuchungen zu den Materialeigenschaften wurden sowohl an $20 \times 20 \text{ cm}^2$ großen Szintillatorkacheln durchgeführt, als auch an kleineren Kachelformaten.

Die Tabelle 3-2 gibt einen Überblick über die untersuchten Eigenschaften und Materialien, den Versuchsaufbauten und der Form der Testexemplare (einzelne Fasern/Faserkombinationen oder komplette Prototypkacheln). In Anhang A befindet sich eine Herstellerliste der untersuchten Materialien und die Beschreibung der drei verwendeten Versuchsaufbauten. In den nachfolgenden Abschnitten 3.1.2 und 3.1.3 sind die Ergebnisse der Versuche beschrieben.

Beim Vergleich der Ergebnisse einer speziellen Meßmethode zeigte sich ein starker Einfluß in der Reproduzierbarkeit bei der Herstellung der verschiedenen Testexemplare. Die Materialien variierten zum Teil in der Dicke, im Dickenprofil und im Alter. Bei der Herstellung von Testexemplaren für eine Versuchsreihe gab es häufig unterschiedliche Ergebnisse durch die mechanische Bearbeitung: schneiden und polieren von Faserenden, einkleben der Fasern in die Szintillatorplatten, fräsen der Platten und koppeln der verschiedenen Faserarten. Um diese Einflüsse zu minimieren, wurden immer mehrere Exemplare einer zu untersuchenden Variante der Presamplerkachel angefertigt.

Für den Ergebnisvergleich verschiedener Meßmethoden muß berücksichtigt werden, daß die Untersuchungen über einen Zeitraum von ca. 14 Jahren an verschiedenen Instituten durchgeführt wurden. Ein direkter Vergleich der Ergebnisse ist daher nur zum Teil möglich. Es zeigten sich mitunter leicht abweichende Ergebnisse im Vergleich der verschiedenen Untersuchungen. Die Tendenz der Ergebnisse wurde dadurch nicht in Frage gestellt.

getestete Eigenschaft	getestete Materialien (s. Anhang A)	Testaufbau (s. Anhang A)	Form des Testexemplars	Seite Abschnitt
Szintillatormaterial	SCSN38, NE110, BC404, BC408	Fahrtisch	Kachel	22 / 3.1.2
Szintillatordicke	BC408	Myonmeßstand	Kachel	22 / -"
Szintillatorumhüllung	BC408 / BCF91A	Myonmeßstand	Kachel	22 / -"
Lichtabschwächung in der Faser	SCSN38, BCF91A, FK51, DCLG	Fahrtisch	Kachel	23 / -"
Faserkombinationen I	BCF91A, Y11DC, FK51, DCLG	UV-Meßstand	Faser	23 / -"
Faserkombinationen II	SCSN38, BCF91A, Y11DC, FK51, DCLG	Fahrtisch	Kachel	23 / -"
Faserkopplung	Y11DC / DCLG	UV-Meßstand	Faser	24 / -"
Behandlung der Faserenden	Y11DC	UV-Meßstand	Faser	24 / -"
Fasereinbettung	BC408 / BCF91A	Myonmeßstand	Kachel	24 / -"
Geometrien der Fasereinbettung	BC408 / BCF91A	Myonmeßstand, Fahrtisch	Kachel	24 / 3.1.3
Flächenhomogenität	BC408 / BCF91A	Fahrtisch	Kachel	25 / -"

Tabelle 3-2 : Überblick über die untersuchten Eigenschaften, verwendeten Materialkombinationen und Versuchsaufbauten zur Entwicklung des Presamplers

3.1.2 Szintillatormaterial, Wellenlängenschieber- und Lichtleitfasern

Szintillatormaterial:

Zur Untersuchung der Lichtausbeute des Szintillatormaterial wurden Presamplertypkacheln der Größe $2 \times 10 \times 0,5 \text{ cm}^3$ angefertigt und mit UV-Licht angeregt. Die Kachelauslese erfolgte mit geraden Wellenlängenschieberfasern (BCF91, 35 cm lang, $\varnothing 1 \text{ mm}$), die in Nuten (2 mm tief, 1,1 mm breit) innerhalb der Kachel eingebettet wurden. Für die verschiedenen Szintillatormaterialien zeigten sich im Mittel über je vier Testexemplare folgende Lichtausbeutenverhältnisse bei Normierung auf das lichtschwächste Testexemplar (NE110).

Hier zeigte BC404 mit 143% die höchste Lichtausbeute aller Testexemplare:

Szintillator	normierte Lichtausbeute
NE110	1,00
SCSN38	1,07
BC408	1,14
BC404	1,43

Tabelle 3-3 : Normierte Lichtausbeuten verschiedener Szintillatormaterialien

Szintillatordicke

Der Einfluß der Dicke einer Szintillatorplatte auf die Gesamtlichtausbeute wurde mit $20 \times 20 \text{ cm}^2$ großen BC408 Szintillatorplatten in 5 mm und 6,2 mm Dicke untersucht. In die Platten waren vier 23 cm lange Wellenlängenschieberfasern ($\varnothing 1 \text{ mm}$) eingeklebt. Diese wurden an 4 m lange FK51 Lichtleitfasern gekoppelt (geklebt). Getestet wurden die Kacheln mit kosmischen Myonen, wobei 13 Testexemplare der Dicke 6,2 mm und 4 Testexemplare der Dicke von 5 mm untersucht wurden. Das Lichtausbeutenverhältnis zwischen den 5 und 6,2 mm dicken Platten lag bei $1,37 \pm 0,09$.

Einhüllen der Szintillatorkacheln

Wird die Szintillatorkachel in reflektierendes Material eingehüllt oder lackiert, erhöht sich ebenfalls die Lichtausbeute. Vergleicht man die Lichtausbeute eingehüllter Presamplerkacheln mit der von nicht eingehüllten, steigert sich die Lichtausbeute bei aluminisiertem Mylar um einen Faktor 2,25, bei weiß eingefärbten Kanten des Szintillators und aluminisiertem Mylar um einen Faktor 2,67. Mit einer Umhüllung aus Tyvek-Papier (Q173-D von DuPont) ebenfalls 2,67 und bei Verwendung von Tyvek-Papier und dem Weißfärben der Szintillatorkanten liegt die Steigerung bei 3,08 gegenüber nicht eingehüllten Presamplerkacheln.

Lichtabschwächung in der Faser

Für den ZEUS-Presamplertyp muß das Szintillationslicht mit Lichtleitfasern über eine Strecke von ca. 2,5-3 m von der Kachel zum Photomultiplier transportiert werden. Zur Messung der Abschwächung des Lichtes beim Transport durch die Fasern wurden Presamplertypkacheln aus SCSN38 der Größen $20 \times 20 \times 0,5 \text{ cm}^3$ gefertigt. Ausgelesen wurden die Kacheln mit 6 gerade-parallelen Wellenlängenschieberfasern BCF91A (23 cm lang, $\varnothing 1 \text{ mm}$) die mit optischem Fett an 3 m lange Lichtleitfasern (transparente FK51-Fasern oder DCLG Fasern) oder mit weiteren 3 m langen Wellenlängenschieberfasern gekoppelt waren.

In Tabelle 3-4 sind, normiert auf den Meßwert bei ausschließlicher Verwendung von Wellenlängenschieberfasern (WLS), die Lichtausbeuten verschiedener Faserkombinationen aufgeführt.

Szint. / WLS / Lichtleiter	norm. Lichtausbeute
SCSN38 / BCF91 / ———	1,00
SCSN38 / BCF91 / FK51	1,25
SCSN38 / BCF91 / DCLG	1,50

Tabelle 3-4 : Normierte Lichtausbeuten verschiedener Szintillator- und Faserkombinationen

Faserkombinationen, 1. Testreihe

In der folgenden Tabelle ist die relative Lichtausbeute verschiedener Faserkombinationen von 23 cm langen Wellenlängenschieberfasern und ca. 3 m langen Lichtleitfasern aufgezeichnet. Die polierten Faserenden wurden durch andrücken mechanisch gekoppelt. Die Wellenlängenschieberfaser wurde 11,5 mm von ihrem Ende mit einer UV-Lampe angeregt⁵.

Faserkombination	normierte Lichtausbeute
Y11DC / DCLG	1,00
Y11DC / FK51	0,75
BCF91A / DCLG	0,75
Y11DC	0,62

Tabelle 3-5 : Vergleich der Lichtausbeuten verschiedener Wellenlängenschieber- / Lichtleitfaserkombinationen

Die Kombination aus Y11DC und DCLG zeigte die höchste Lichtausbeute aller Testexemplare. Dies ist auf die größere Lichtfang-Effektivität von doppelt-gemantelten Fasern („trapping“-Effekt) gegenüber einfach-gemantelten zurückzuführen (5,67% gegenüber 3,14%). Wird auf die Verwendung von klaren Fasern verzichtet und nur Y11DC Faser als Lichtleiter verwendet, erhält man aufgrund der hohen Selbstabsorption der Faser nur 62% dieses Wertes. Die anderen getesteten Kombinationen (Y11DC / FK51 und BCF91A / DCLG) erreichen nur 75% der Lichtausbeute der Y11DC / DCLG Kombination.

Faserkombinationen, 2. Testreihe

Mit dem Fahrtisch und Ruthenium als Anregungsquelle wurden verschiedene Faserkombinationen an Presamplerkachelprototypen auf ihre Lichtausbeute hin untersucht. Kachelmaterial war SCSN38 in der Größen $20 \times 20 \times 0,5 \text{ cm}^3$. Die 23 cm langen Wellenlängenschieberfasern wurden in 6 parallelen Nuten in die Platten eingebettet und über 3 m lange Lichtleitfasern ausgelesen. Als Lichtverstärker diente eine R4760 Photomultiplieröhre von Hamamatsu (Abschnitt 3.2).

Szintillator	WLS-Faser	Lichtleiter	Lichtausbeute (ADC-Kanälen)
SCSN38	BCF91A	FK51	$74 \pm 3,1$
SCSN38	Y11DC (200ppm)	FK51	$71 \pm 2,9$
SCSN38	Y11DC (300ppm)	FK51	$65 \pm 2,9$
SCSN38	BCF91A	DCLG	$101 \pm 5,1$
SCSN38	Y11DC (200ppm)	DCLG	$113 \pm 6,1$
SCSN38	Y11DC (300ppm)	DCLG	$106 \pm 6,8$
SCSN38	Y11DC (200ppm)	DCLG, geklebt	$127 \pm 6,8$

Tabelle 3-6 : Vergleich der Lichtausbeuten verschiedener Prototypkacheln für den Presamplertyp

⁵ Auslese siehe Anhang A.

In diesem Test zeigten sich die höchsten Lichtausbeuten bei Verwendung der doppelt-gemantelten Faser (DCLG) zur Lichtleitung. Die größte Lichtausbeute hatte die Kombination SCSN38 / Y11DC (200ppm) / DCLG mit einer Faserkopplung aus optischem Kleber. Das Ergebnis entsprach einer Ausbeute von 8,3 Photoelektronen.

Kopplungen der Fasern

Der Lichttransport aus der Presamplerkachel zum Photomultiplier erfolgt über Entfernungen von bis zu 3 m. In dem oben gezeigten Ergebnis kann die Art der Ankopplung der Wellenlängenschieberfaser an die Lichtleitfaser die Lichtausbeute steigern. Daher wurden mit einer Meßanordnung aus einer UV-Lampe und einer Photodiode jeweils 12 Paare doppeltgemantelter Y11DC- und DCLG-Fasern getestet und 4 Arten von Kopplungen untersucht:

- rein mechanischer Kontakt
- mechanischer Kontakt mit optischem Fett
- kleben
- thermisches verschmelzen („splicing“)

Es zeigte sich die gleiche Lichtausbeute für die geklebten Fasern und die thermisch verschmolzenen Fasern. Der Lichtverlust bei dieser Kopplungsart betrug ca. 10 % gegenüber einer verlustfreien Kopplung. Die Variante mit optischem Fett ergab zwar die gleiche Lichtausbeute wie die geklebten Testexemplare, allerdings ist die Handhabung des optischen Fettes wesentlich schwieriger. Ein rein mechanischer Kontakt zeigte durch die starke Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Oberfläche der Faserenden und der Stärke des Andrückens des Faserenden eine wesentlich geringere Lichtausbeuten als die anderen Kopplungsarten.

Behandlung der Faserenden

Eine zusätzliche Lichtausbeutensteigerung läßt sich durch das Verspiegeln der offenen Wellenlängenschieberfaserenden erzielen. Bei dieser Untersuchung wurde bis zu 50 (je 30 cm lange) Wellenlängenschieberfasern durch verschiedenen Verfahren mit einem reflektierenden Endstück versehen:

- Polieren
- Polieren und Aufkleben von aluminisiertem Mylar-Papier
- Bedampfen mit Aluminium („sputtering“-Verfahren)
- Polieren und Bedampfen mit Aluminium

Im Vergleich zu einer nur polierten Faser, zeigen Fasern mit einem aufgeklebten Mylar-Papier eine Lichtausbeutensteigerung von 30 %. Schneiden der Faser und Bedampfen mit Aluminium gibt 17 % mehr Licht. Weiteres Polieren vor dem Bedampfen zeigt eine 22% - tige Lichtausbeutensteigerung.

Einbetten der Fasern

Auch durch die Art des Einbettens der Wellenlängenschieberfasern in die Nuten der Szintillatorplatte kann die Lichtausbeute verbessert werden. An je zwei Versuchsexemplaren der Szintillator-Faserkombination BC408/BCF91A wurden die Unterschiede in der Lichtausbeute zwischen einfachem mechanischen Kontakt der Faser zur Szintillatorplatte und dem Einkleben der Faser getestet. Hierbei zeigten sich für die Kleber BC600, NE581 und Stycast keine Unterschiede in der Lichtausbeutensteigerung. Die Lichtausbeute erhöht sich jeweils um einen Faktor 2,2 gegenüber dem Luftkontakt.

3.1.3 Flächenhomogenität, Aufbau und Test der Presamplerkacheln

Geometrie der Fasereinbettung

Die Gesamtlichtausbeute und die Flächenhomogenität des Presamplers ist abhängig von der Verteilung der Wellenlängenschieberfasern in der Presamplerkachel. Zur Messung der Lichtausbeute wurden mehrere Testkacheln hergestellt. Sie unterschieden sich in der Art der Faserführung, in der Anzahl der Fasern, der Nuttiefe in der Platte, der Anzahl der Fasern in einer Nut und im ein- oder beidseitigen Auslesen der Wellenlängenschieberfasern. Eine beispielhafte Übersicht über die getesteten Modelle gibt Abbildung 3-1. Es zeigte sich eine Abhängigkeit der Lichtausbeute vom Abstand zwischen Anregungsort und der Auslesefaser und den Abständen zwischen den Auslesefasern. Die Lichtausbeute wird mit sinkender Anzahl der in

die Platte eingebetteten Fasern kleiner. Dieses ist auf die Abschwächung des Lichtes durch Selbstabsorption in der Szintillatorplatte zurückzuführen.

Alle Testexemplare mit nicht-paralleler Faserführung zeigten eine deutliche Flächeninhomogenität, welche ebenfalls auf Selbstabsorption zurückzuführen ist.

Bei paralleler Faserführung sollte der Abstand zwischen den äußersten Fasern und der Kante der Szintillatorplatte den halben Abstand der Fasern untereinander nicht überschreiten. Bei einer solchen Faserführung kann mit einer reflektierenden Schicht an den Kanten der Szintillatorplatten der Verlust an Szintillationslicht ausgeglichen werden, und die Homogenität der Lichtausbeute über die Fläche bleibt erhalten.

Wenn beide Enden einer Wellenlängenschieberfaser ausgelesen werden, erhöht sich die Lichtausbeute um ca. 30 % gegenüber einer einseitigen Auslese mit einem reflektierenden Faserendstück an der Wellenlängenschieberfaser.

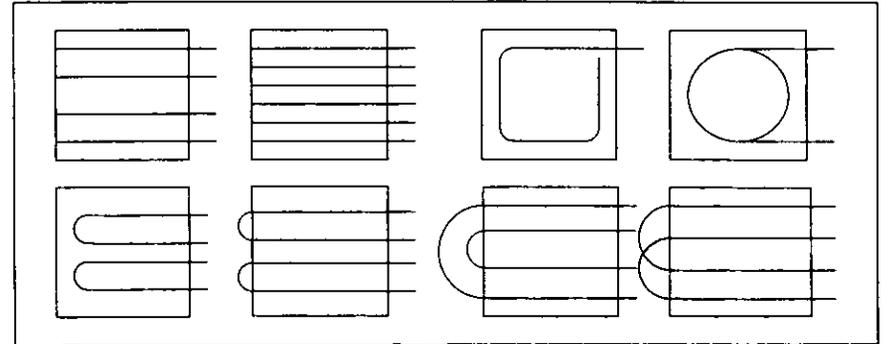


Abbildung 3-1: Beispiele der getesteten Einbettungsvarianten für Wellenlängenschieberfasern in der Szintillatorplatte

Die höchste Lichtausbeute wurde durch eine halbkreisförmige Faserrückführung außerhalb der Kachel mit möglichst großem Krümmungsradius erreicht. Hierbei erfolgte die Krümmung außerhalb der Szintillatorplatte. Die Wellenlängenschieberfasern wurden beidseitig ausgelesen. Diese Einbettungsvariante wurde wegen der geringen mechanischen Belastbarkeit verworfen.

Flächenhomogenität

Die Untersuchung der Flächenhomogenität in Abhängigkeit vom Anregungsort wurde mit dem Dreiachsfahrtisch und ¹⁰⁶Ruthenium als Anregungsquelle (mit einem 3 mm Kunststoffkollimator) durchgeführt. Das Szintillatormaterial war BC408 mit einer Plattengröße von 20 x 20 x 0,5 cm³. In diese waren sechs parallele Nuten mit eingeklebten BCF91A Fasern eingelassen. Die Quelle wurden in 4 mm Schritten senkrecht zu den Wellenlängenschieberfasern geführt. Abbildung 3-2 zeigt die Ortsabhängigkeit des Ausgangssignals einer Kachel.

Deutlich sichtbar ist der Verlauf der Wellenlängenschieberfasern. Das Signal steigt mit abnehmendem Abstand zu einer Wellenlängenschieberfaser an. Direkt auf der Wellenlängenschieberfaser ist das Signal noch einmal höher, da in diesem Fall die Faser direkt angeregt wird. Dieser Effekt ist stärker als der Verlust an Szintillatormaterial, der durch das Einbetten der Faser entsteht. Die Inhomogenität lag in dem betrachteten Fall im Mittel bei ± 3,8 %.

Zur Simulation von Beschädigungen wurde eine Wellenlängenschieberfaser abgeschnitten, wobei die Inhomogenität auf ± 5,6 % stieg. Beim Abschneiden einer zweiten, benachbarten Faser stieg der Wert auf ± 8,7 %. Das Entfernen eines der reflektierenden Endstücke einer Wellenlängenschieberfaser veränderte die Homogenität hingegen nicht.

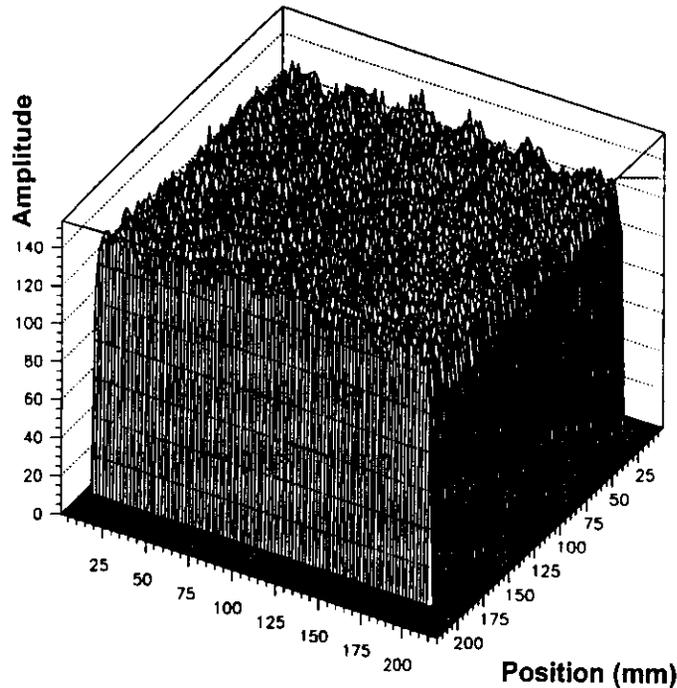


Abbildung 3-2: Ortsabhängigkeit des Ausgangssignals einer Presamplerkachel bei Anregung mit einem Rutheniumpräparat

Aufbau der Kacheln des ZEUS-Presamplers

Unter Berücksichtigung der gezeigten Versuchsergebnisse wurde folgende Wahl für Material und Konfiguration einer Presamplerkachel getroffen:

- Unter den erwähnten Voraussetzungen (mindestens 5 Photoelektronen pro mip, maximal $\pm 5\%$ Flächeninhomogenität) ist die beste Materialkombination der Szintillator BC404, ausgelesen mit der doppelgemantelten Wellenlängenschieberfaser Y11DC (mit 200 ppm dotiert) und der ebenfalls doppelgemantelten Lichtleitfaser DCLG. Aus Kostengründen wurde allerdings vorhandenes Szintillatormaterial SCSN38 verwendet, mit dem ebenfalls die Voraussetzungen erfüllt werden können. Aufgrund des zur Verfügung stehenden Platzes im ZEUS-Detektor ist nur ein 5 mm dicker Szintillator mit einer 1 mm \varnothing Faserauslese (Wellenlängenschieberfaser und Lichtleitfaser) gewählt worden.
- Mit einer parallelen Faserführung (Nuten 1,2 mm breit, 1,5 mm tief) und sechs Wellenlängenschieberfasern innerhalb der Szintillatorplatte konnte die Bedingung an die Flächenhomogenität erfüllt werden. Die Fasern wurden in den Nuten in ca. 1,3 mm Tiefe mit NE581 eingeklebt (Abbildung 3-3).
- Die Fasern selbst wurden an beiden Enden poliert. Die Wellenlängenschieberfaser wurde an der der Auslese abgewandten Seite mit einem Aluminiumspiegel bedampft. Die Faserkopplung der 23 cm langen Wellenlängenschieberfaser und der 3 m langen Lichtleitfaser (DCLG) erfolgte durch Kleben mit BC600 (von Bicon). Über die Klebestelle wurde zur mechanischen Stabilisierung eine Stahlröhre (1,1 mm \varnothing) geschoben.
- Die Lichtleitfasern haben am Vorwärtspresamplern eine Länge von 290 cm, am Rückwärtspresamplern 310 cm.
- Die fertigen Presamplerkacheln der Größen von 20,29 x 19,80 cm² wurden in Tyvek-Papier (Q173-D, von DuPont) eingehüllt.

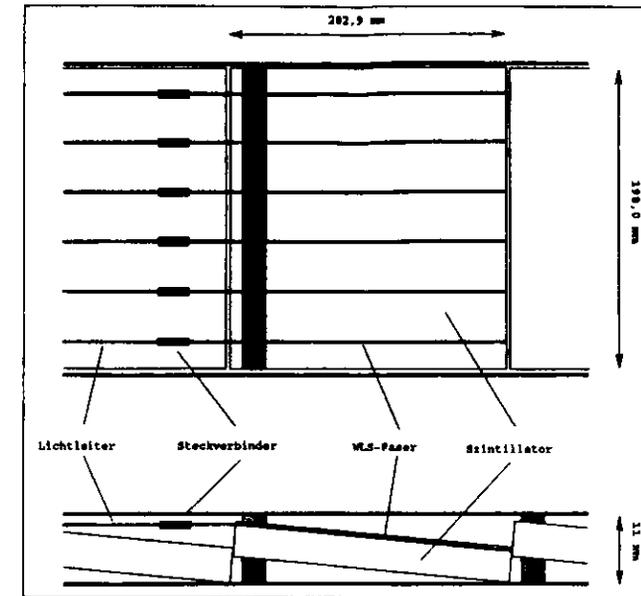


Abbildung 3-3: Aufbau und Geometrie einer Presamplerkachel und ihre Lage und Halterung innerhalb einer Kassette

Qualitätskontrolle der Presamplerkacheln

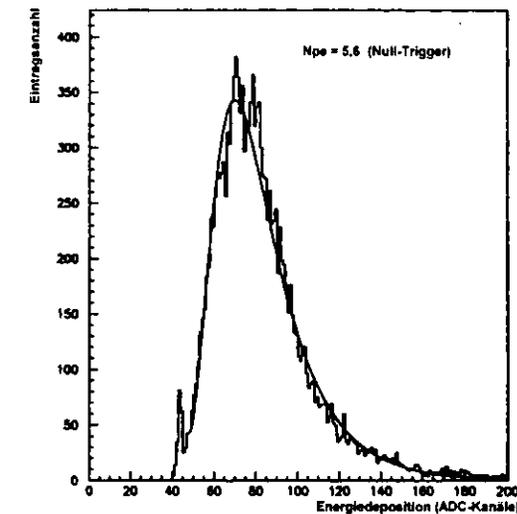


Abbildung 3-4: Verteilung der Antwortsignale einer Presamplerkachel auf kosmische Myonen

Zum Test der Presamplerkacheln wurde der in Anhang A beschriebene Myonmeßstand verwendet.

Die Ereignisrate betrug ca. 6/min. Das Antwortsignal einer Presamplerkachel auf minimal ionisierende Teilchen ist in Abbildung 3-4 gezeigt. Die Anzahl der Photoelektronen betrug 5,6 p.e. über die Null-Trigger ($0,37 \pm 0,03\%$ aller Trigger).

Als abschließende Qualitätskontrolle wurde alle 576 hergestellten Presamplerkacheln in Kassetten (Abschnitt 3.3.1) eingebaut und das Antwortverhalten auf kosmische Myonen getestet. Zur Untersuchung der Kassetten wurde ebenfalls der Myonteststand verwendet und mit einem dritten, größeren Koinzidenzzähler ($240 \times 12 \text{ cm}^2$) ausgestattet. Die Ereignisrate betrug bei dieser Anordnung ca. 50/min. Zur Auslese wurde der 16-Kanal-Photomultiplier R4760 verwendet. Die 16 Kanäle des Photomultipliers wurde mit einer Referenzkachel kalibriert, um die unterschiedliche Verstärkung und Quanteneffizienz der einzelnen Kanäle zu kompensieren.

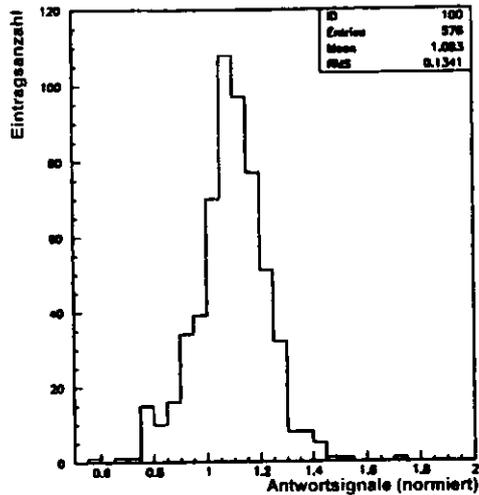


Abbildung 3-5 : Normierte Verteilung aller wahrscheinlichsten Antwortsignale auf kosmischen Myonen für alle 576 Presamplerkacheln

In Abbildung 3-5 ist die auf die Referenzkachel normierte Lichtausbeute aller getesteten Presamplerkacheln dargestellt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser Presamplerkacheln lag bei 98,9%. Die Abweichung ($\text{RMS}/\langle X \rangle$) vom Mittelwert betrug $\pm 13\%$. Die Verteilungsbreite insgesamt entsteht aufgrund der im Photomultiplier auftretenden Schwankung von Verstärkung und Quanteneffektivität (Abschnitt 3.2).

Abbildung 3-6 zeigt die mittlere Ausbeute an Photoelektronen aller Presamplerkacheln bei einer angenommenen Quanteneffektivität von 8,5% (dem noch akzeptablen Minimalwert). Im Mittel lag die Quanteneffektivität bei 11,6%. Die Photoelektronenausbeute beträgt im Mittel 6,3 p.e. mit einer Varianz von 0,9 p.e.. Dieses Ergebnis liegt oberhalb der geforderten Minimalausbeute von 5 Photoelektronen.

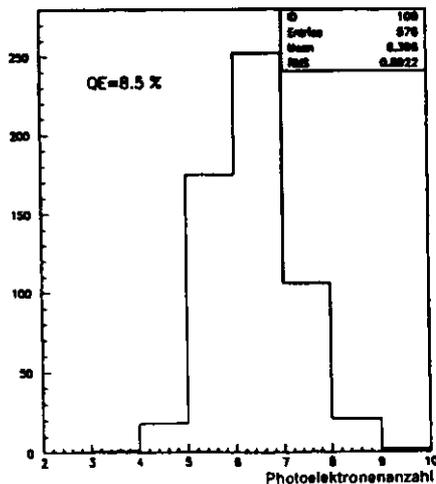


Abbildung 3-6 : Verteilung der Photoelektronenausbeuten beim Test aller Presamplerkacheln mit kosmischen Myonen

3.1.4 Größe der Presamplerkacheln und Kalorimeterabdeckung

Mit Hilfe von Monte Carlo Studien [VRE94] und Experimenten an dem Kalorimeterprototypen am CERN (Kapitel 5) wurde die optimale Größe der Presamplerkacheln im Detektor und die benötigte Abdeckung des Kalorimeters mit Presamplerkacheln ermittelt.

Die kleinste sinnvolle Größe einer Presamplerkacheln ist durch die Zellgröße der EMC-Zellen an FCAL und RCAL ($5 \times 20 \text{ cm}^2$, bzw. $10 \times 20 \text{ cm}^2$) bestimmt. Hierzu mußte der für die Auslesekomponenten (Photomultiplier und Elektronik) zur Verfügung stehende Platz und die Kosten des Presamplers insgesamt bedacht werden, die sich annähernd proportional mit der Anzahl der Auslesekanäle vergrößern.

Die Zuordnung von Kalorimeter- und Presamplerenergie erfolgt in den Größen der Kalorimetersegmente. Daher ist ein kleineres Presamplerkachelformat als die Größe der EMC-Sektion, vor der sie sich befindet, nicht notwendig.

Bei der Untersuchung von hadronischen Ereignissen ist die Sektionsgröße des Kalorimeters an die Größe der HAC-Sektionen geknüpft ($20 \times 20 \text{ cm}^2$). Betrachtet man am FCAL (Kachelgröße $20 \times 20 \text{ cm}^2$) die Kalorimeterregion um die Strahlröhre, zeigt sich dort die größte Anzahl von Überlappungen⁶ von Jets im Presamplerelement in einem Radius von 20 - 40 cm um die Strahlröhre. Hier sind im Mittel 7% des Signals einer Presamplerkachel von einem zweiten Jet in der Nähe des betrachteten Clusters in der Kachel deponiert worden. Dieser Wert ließe sich mit einer feineren Unterteilung des Presamplers - also einer kleineren Kachel - auf 2% reduzieren.

Da sich diese Überlappungseffekte durch eine Energiegewichtung des Presamplersignals nach der Energie-deposition im Kalorimeter korrigieren lassen und sie nur in dem beschriebenen 20 - 40 cm großen Bereich um die Strahlröhre problematisch sind, ist aufgrund des Platz- und Kostenargumentes auf $20 \times 20 \text{ cm}^2$ Plattengröße zurückgegriffen worden.

In den Bereichen von FCAL und RCAL, wo die Kalorimetersegmente ganz oder teilweise vom BCAL abgeschattet werden (Abbildung 2-1), ist das Antwortsignal des Presamplers durch ein weiteres Aufschauern eines schon geschauerten Partikels in den Kanten des BCAL betroffen. Es kommt daher mit zunehmender Abschattung durch das BCAL, also einem längeren Weg von Teilchen und Teilchenschauern vom Wechselwirkungspunkt durch das BCAL zum Presamplerelement, zu einer Abschwächung und Veränderung des Presamplersignals. Aus diesem Grunde ist eine Abdeckung aller Kalorimetertürme nicht sinnvoll. Es wurden nur noch die Kalorimetertürme abgedeckt, die sich unmittelbar an der „Schattengrenze“ befinden, bzw. die vom Strahlrohr aus gesehen gerade vollständig abgeschattet sind. In Abbildung 3-7 ist die Bedeckung des Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters mit seinen 576 Presamplerkacheln (F-Presamplerelement 264, R-Presamplerelement 312) dargestellt.

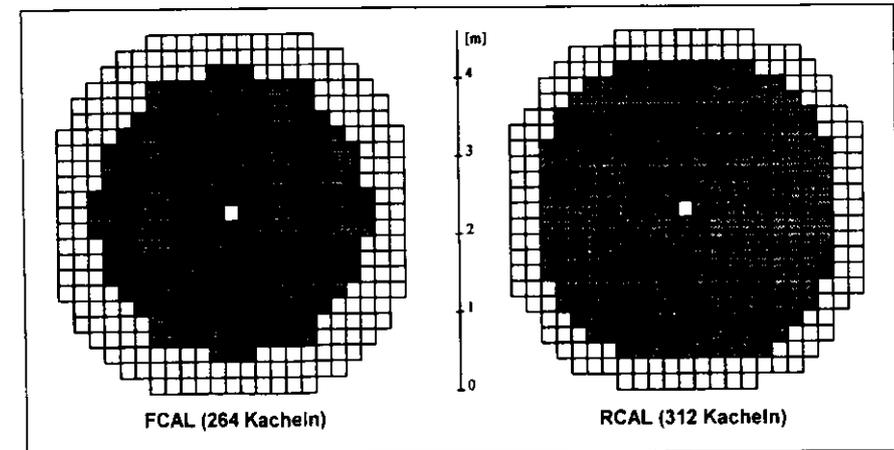


Abbildung 3-7 : Bedeckung der FCAL- und RCAL-Türme mit den Presamplerkassetten

⁶ Signal in einer Presamplerkachel, das eigentlich von zwei verschiedenen, dicht beieinanderliegenden Jets stammt.

3.2 Eigenschaften des Photomultipliers R4760

Wegen des geringen Platzes im Detektor konnten bei 576 auszuwendenden Presamplerkacheln nur Vielkanal-photomultiplier verwendet werden. Aufgrund von Untersuchungen in [WEI93] wurde der 16-Kanal-Photomultiplier R4760 von Hamamatsu getestet, der außer einem geringen Platzbedarf auch ein akzeptables Preis-Leistungsverhältnis bot. Die geforderten allgemeinen Spezifikationen für den Photomultiplier waren:

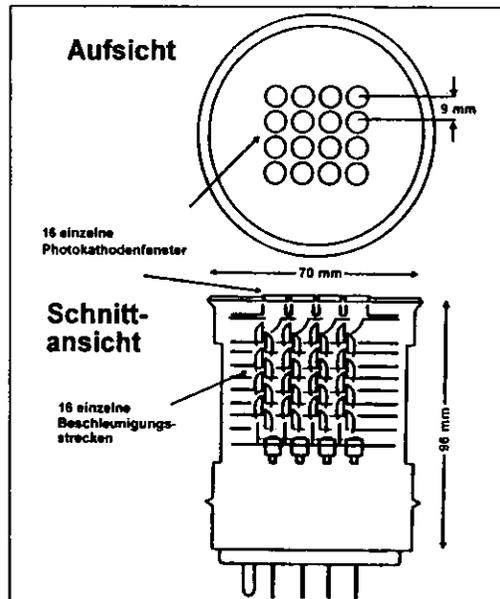
- Kathodensensitivität > 45 $\mu\text{A}/\text{lm}$
- Quanteneffektivität > 8,5 %
- minimale Verstärkung bei 1000 V: 1×10^6
- Verstärkungsunterschiede zwischen den 16 Kanälen kleiner als Faktor 3
- Übersprechen zwischen den Kanälen < 3 %
- Anodengröße / Sensitivitätsprofil passend zum Lichtleitfaserdurchmesser
- mindestens 12 der 16 Kanäle eines Photomultiplier mit den vorher genannten Anforderungen
- akzeptable Kosten pro Kanal bei hinreichender magnetischer Abschirmung

3.2.1 Aufbau, Hochspannungssystem und Linearität

Der R4760 Photomultiplier wird bei einer Arbeitsspannung von 800 V bis 1200 V betrieben. Zur Hochspannungsversorgung des Photomultipliers wurde ein Cockcroft-Walton-Spannungsteiler (CW) verwendet (Konstruktion in [GOS94]). Der Spannungsteiler wird mit $\pm 18\text{ V}$ und $+5\text{ V}$ versorgt und ist mit einer Sicherheitschaltung versehen, die den Anodenstrom auf maximal $100\ \mu\text{A}$ begrenzt, so daß im Falle von Lichteinbrüchen (Abschnitt 4.3.3) es nicht zu Schäden an der Photomultiplieröhre kommen kann.

Die Spannungsverhältnisse der 10 Dynoden der Beschleunigungs- und Vervielfachungsstrecke des Photomultipliers (Abbildung 3-8) wurden auf 2-1-1-1-1-1-2-2-4-3 festgelegt um eine optimale Linearität im Antwortverhalten des Photomultipliers zu erreichen.

Abbildung 3-8 : Aufsicht und Längsschnitt einer R4760 Photomultiplieröhre



Zur Untersuchung von Linearität, Verstärkung, Quanteneffektivität, Photoelektronenausbeute und Übersprechverhalten wurde ein Leuchtdiodenmeßstand verwendet. Es wurden blaue Leuchtdioden (Emissionsmaximum bei 440 - 470 nm) im Pulsbetrieb eingesetzt. Die Intensitätsvariation wurde mit linearen Lichtintensitätsfiltern oder durch eine Abstandsvergrößerung zwischen Leuchtdiode und Photomultiplier vorgenommen. Zur Kalibration der LEDs wurden verschiedene Photomultiplier verwendet (XP2020, XP19m, XP2972).

Das Linearitätsverhalten eines Photomultipliers bezüglich der Verstärkung ist von Art und Aufbau des Spannungsteilers abhängig. Kurzzeitige große Stromflüsse im Spannungsteiler können zu Schwankungen der Gesamtverstärkung eines Signals führen. Hinzukommt der Raumladungseffekt („space charge“), der bei großen Verstärkungen zwischen einzelnen Dynoden die Elektronenkaskade wegen ihren gegenseitigen Abstoßung stark aufweitet und Einflüsse auf benachbarte Vervielfachungsstrecken hat.

Zur Untersuchung der Linearität des Antwortsignal bei verschiedenen Lichtmengen wurde der LED-Testaufbau verwendet und mit einem linearem Lichtfilter verschiedenen Lichtmengen auf die Photokathoden des Photomultiplier gegeben. Der Verstärkungsfaktor der Photomultiplierkanäle wurde bei sechs verschiedenen Hochspannungen (in 50 V-Schritten von 950 V bis 1200 V) gemessen. In Abbildung 3-9 ist das Ergebnis dieser Messung als Abweichung der gemessenen Werte von einer Polynomannpassung 3. Grades gegen den Logarithmus der gemessenen Ladung aufgetragen. Der Photomultiplier mit dem CW-Spannungsteiler wurde bei diesem Beispiel mit 1100 V betrieben.

Bei einer Anodenladung von 25 pC liegt die Abweichung der gemessenen Ladung von der durch eine lineare Anpassung vorgegebenen, bei 5 %. Dieser Wert schwankt stark von Photomultiplier zu Photomultiplier.

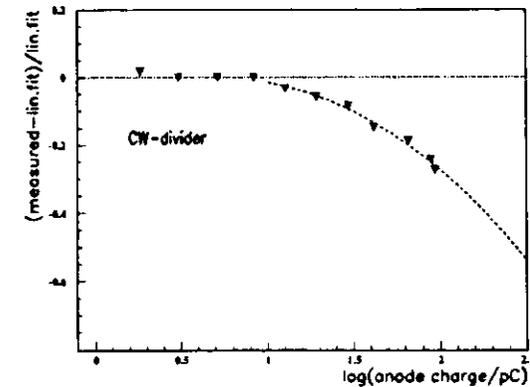


Abbildung 3-9 : Linearitätsverhalten des R4760 Photomultipliers bei Verwendung eines CW-Spannungsteilers

Die Messung der Linearität wird während des Detektorbetriebes mit dem LED-Kalibrationssystem des ZEUS-Detektors vorgenommen (Abschnitt 4.2). Das Linearitätsverhalten des Spannungsteilers wird auch von der zeitlichen Länge eines Signals bestimmt. Das LED-Kalibrationssystem erzeugt Signallängen von ca. 20 ns, welches der Zerfallszeit und somit der Signallänge des Wellenlängenschiebermaterials entspricht [GRA96b].

3.2.2 Photokathodensensitivität, Verstärkung und Quanteneffektivität

Der Durchmesser der Photokathode beim Photomultiplier R4760 beträgt nach Herstellerangaben 9 mm. Die Lichtleitfasern der Presamplerkacheln und die Lichtleitfaser des LASER-LED-Kalibrationssystems müssen im Durchmesser zur Photokathodengröße passen, da die Sensitivität der Photokathode nicht auf der gesamten Fläche homogen ist. Es wurde mit dem Dreiachsfasertisch (Anhang A) und einer LED-Lichtleitfaser-Kombination ($\varnothing 0,5\text{ mm}$ Lichtpunkt) als Anregungsquelle eine Oberflächenabtastung der Photokathode vorgenommen. In Abbildung 3-10 ist das Ergebnis einer solchen Messung aufgezeichnet. Die Abtastung erfolgte in 0,2 mm Schritten.

Der Durchmesser des Faserbündels (auch Abbildung 3-16), das für jede Presamplerkachel mit der Photokathode gekoppelt wird, beträgt 3,2 mm. Wegen des Sensitivitätsverlaufs wird eine minimale Sensitivität von ca. 80 % und eine mittlere Sensitivität von ca. 92 % auf dieser Fläche erreicht.

Die Anforderungen an den Photomultiplier, resultierend aus der Konstruktion der Presamplerkacheln und dem angestrebten Empfindlichkeitsbereich, sind für die Verstärkung ein Minimalwert von $1,2 \times 10^6$ und für die Quanteneffektivität mindestens 8,5 %. In Abbildung 3-11 sind die gemessenen Werte für die Verstärkung und Quanteneffektivität im Vergleich zu den Herstellerangaben verzeichnet. In diesem Test konnte gezeigt werden, daß im Mittel 2 Kanäle pro Photomultiplier die geforderten Bedingungen nicht erfüllen. Bei den 40 getesteten Photomultipliern (entspricht 640 Kanäle) erfüllten 602 Kanäle die oben genannten Anforderungen. Mit den 576 auszuwendenden Kanälen des Presamplers sind im Mittel pro Photomultiplieröhre 1 - 2 Kanäle als Ersatz übrig.

Im Mittel wurden eine Quanteneffektivität von 11,6 % gemessen. Die Verstärkung lag bei bis zu 8×10^6 bei einer Hochspannung von 1100 V. Der Maximalwert für die Verstärkung wurde auf $3,6 \times 10^6$ festgelegt, so daß ein Faktor 3 zwischen minimaler und maximaler Verstärkung liegt.

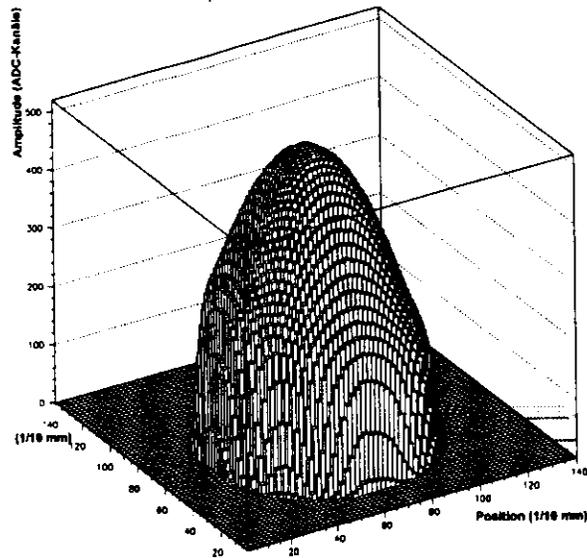


Abbildung 3-10 : Oberflächensensitivität einer Photokathode des Photomultipliers R4760 gemessen mit LED-Anregung

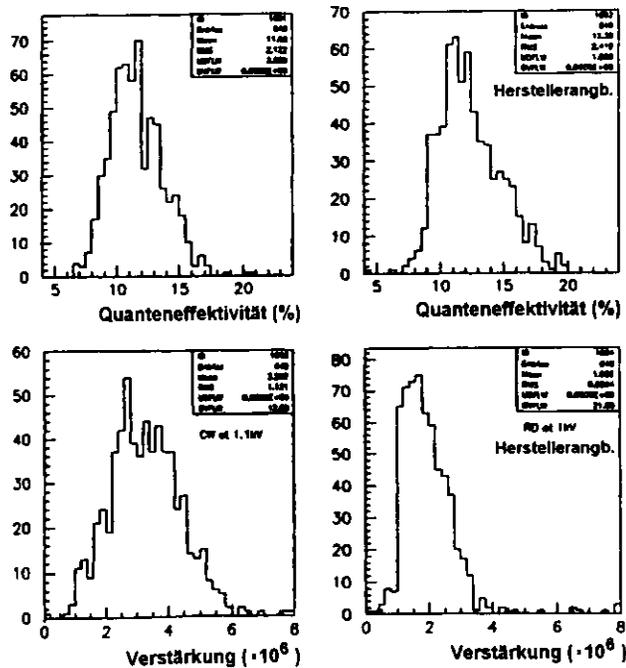


Abbildung 3-11: Vergleich von Verstärkung und Quanteneffektivität (%) des Photomultipliers R4760 bei Testmessungen (links) und laut Herstellerangaben (rechts)

3.2.3 Übersprechverhalten und Einfluß von Magnetfeldern

Übersprechverhalten des Photomultipliers

Bedingt durch den Aufbau des R4760 Photomultipliers (Abbildung 3-8) kann es zu einem Übersprechen zwischen den Kanälen kommen. D.h. ein Photomultiplierkanal zeigt ein Signal, obwohl er nicht angeregt wurde. Hierbei kann in den Beschleunigungsstrecken zwischen den Dynoden ein Elektron zu einer anderen - einem anderen Kanal zugehörigen - Dynode wechseln und dort weiter beschleunigt werden, oder das Übersprechen findet in der Endelektronik der einzelnen Kanäle statt.

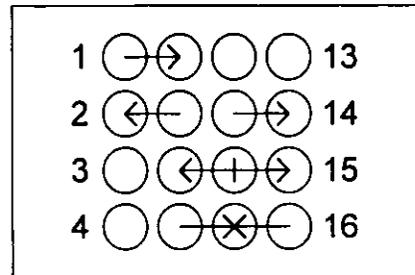


Abbildung 3-12 : Beispiele für das Übersprechverhalten bezüglich der Lage der Kanäle des Photomultipliers R4760

Bei dem R4760 Photomultiplier zeigte sich ein Muster im Übersprechverhalten. Ein Übersprechen erfolgt nur bei Kanälen, die sich direkt in horizontaler Linie nebeneinander befinden (Abbildung 3-12). Diese „i+4“- und „i-4“-Regel („i“ entspricht der Kanalnummer) ist eine Folge des Aufbaus und deutet auf einen - wie oben beschrieben - Wechsel eines Elektrons in eine andere Dynodenkette hin. In den Untersuchungen war Größen des Übersprechens kleiner als 3% bei den „i+4“-Fällen. Für die „i-4“-Fälle blieb sie sogar unter 1%. Diese Asymmetrie im Übersprechverhalten ist ebenfalls auf den Aufbau der Photomultipliers zurückzuführen.

Durch die Kalibration mit Kobaltquellen konnte das Übersprechen beim ZEUS-Presamplifier auf maximal 2,5% bestimmt werden (Abschnitt 4.3.3).

Zur Abschätzung des Einflusses des Übersprechens auf das Gesamtsignal des ZEUS-Presamplers kann bei einer Presamplifierkalibration von ca. 1 pC/mip und einem Übersprechfaktor von 5% gefolgert werden:

- Übersprechen bei Signalen von weniger als 10 pC ist vernachlässigbar, da die Größe des Übersprechsignals in Höhe des Rauschsignals liegt.
- Bei einem angenommenen Signal von z.B. 50 pC sind als Übersprechsignal 2,5 mip zu erwarten. Dieser Wert ist innerhalb einer auszuleseenden Presamplifierkathodefläche („Cluster“) bei einem Schauer nicht meßbar, oder das Übersprechen erfolgt in einen Kanal, der bei der Clusterfindung nicht zur Auslese herangezogen wird.

Aufgrund dieser Argumentation und der Tatsache, daß die meisten Übersprechfälle weit unter 1% liegen, braucht das Übersprechen bei der Auswertung von Presamplifiersignalen nicht berücksichtigt zu werden.

Einfluß des Magnetfeldes auf das Photomultipliersignal

Die Veränderungen, die ein Photomultipliersignal durch ein Magnetfeld erfährt⁷, werden vom Aufbau beeinflusst. Ein verstärkender oder abschwächender Einfluß des Magnetfeldes auf das Photomultipliersignal ist von folgenden Faktoren abhängig:

- Zunahme des Photokathodendurchmessers
- Zunahme des Abstandes zwischen der Photokathode und der ersten Dynode
- Verkleinern der Dynoden (hoher Fokussierungsgrad)

Der Einfluß eines Magnetfeldes kann soweit gehen, das kein Signal mehr im Photomultiplier entsteht, oder ein Signal um mehrere hundert Prozent verstärkt wird. Zur Unterdrückung solcher Effekte wurden die Presamplifierphotomultiplier gegen Magnetfelder abgeschirmt (nächster Abschnitt, Abbildung 3-17).

Die Untersuchung des Einflusses von Magnetfeldern auf das Verhalten des Photomultipliers wurde mit Hilfe eines Testmagneten vorgenommen. Das Feld konnte zwischen 0 und 10 kG variiert werden. Das Magnetfeld wurde mit Hallsonden mit einer Auflösung von 0,05 G gemessen. Als Lichtquelle diente eine

⁷ Wenn der Einfluß des Feldes auf die auszuleseenden Szintillatoren nicht berücksichtigt wird.

Leuchtdiode, die über einen Lichtmischer mit 16 Lichtleitfasern gekoppelt war. Diese beleuchteten alle Photokathoden des Photomultipliers. Getestet wurden Magnetfeldvariationen (100-300 G), die Lage des PMT im Magnetfeld⁴, Hochspannungseinflüsse auf das Signal und die Wirkung verschiedener Abschirmmaterialien auf das Signalverhalten.

Bei einer magnetischen Feldstärke von 100 G und einer reinen Abschirmung durch die Eisenröhre innerhalb der Photomultipliergehäuses beträgt das Magnetfeld im Inneren des Gehäuses noch ca. 5 G. Zeigt dieses Magnetfeld in Richtung der Längsachse des Photomultipliers und wird der Photomultiplier um diese Längsachse im Feld gedreht, kann sich das Photomultiplier-Signal - je nach Lage des Photomultipliers zum Magnetfeld - um bis zu $\pm 50\%$.

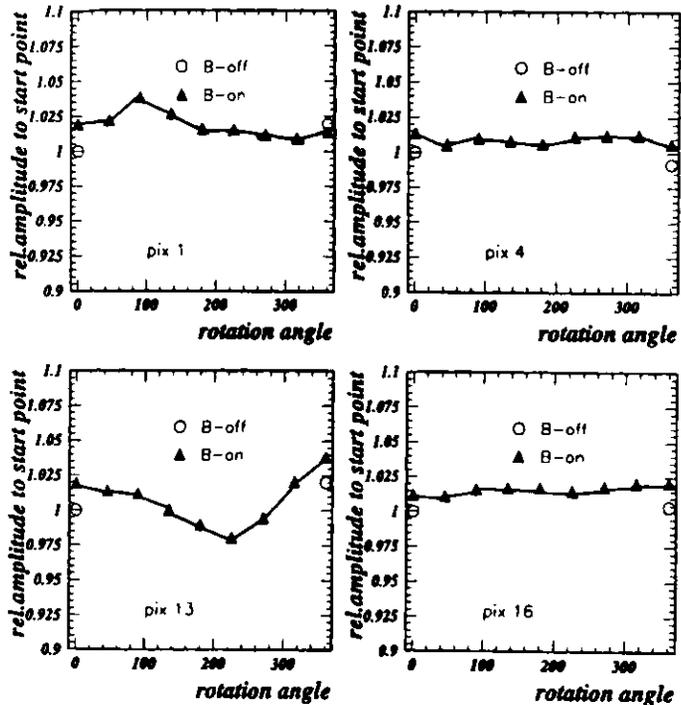


Abbildung 3-13: Relativer Einfluß eines 200 G Magnetfeldes auf das Signal einzelner Photomultiplierkanäle (Nr. 1, 4, 13, 16) bei Eisenabschirmung und Drehung der Photomultiplierröhre um die Längsachse (Grad)

Aus diesem Grund wurden innerhalb der Photomultipliergehäuses noch weitere magnetische Abschirmungen montiert. Zusätzlich wurde das gesamte Gehäuseinnenvolumen von 0,9 mm dickem My-Metall umgeben und die eigentliche Photomultiplierröhre mit 8 Lagen von je 0,05 mm dicker Co-Netic Magnetfeldabschirmfolie (entsprechend 0,4 mm) gehüllt. Bei einem äußeren Magnetfeld von 200 G wurden im Inneren nur noch 0,4 G gemessen. Diese Abschirmfaktor von 1:500 verringert den Einfluß des Magnetfeldes auf unter $\pm 2,5\%$ je nach Lage des Photomultipliers im magnetischen Feld (Abbildung 3-13). Diese Verringerung des Magnetfeldeinflusses konnte in den 1996 LED-Kalibrationsdaten (man sehe auch Abschnitt 4.2, [WAN96]) des ZEUS-Presamplers bestätigt werden.

3.3 Aufbau der Presamplerkassetten und Installation des ZEUS-Presamplers

3.3.1 Aufbau der Presamplerkassetten und Installation des ZEUS-Presamplers

Die für den Presamplern benötigten 576 Kacheln wurden in 76 Kassetten zusammengefaßt [BOR95]. Eine Kassette - in der sich je nach Lage im Detektor 1 bis 10 Kacheln befinden - besteht aus zwei Teilen (Vorder- und Rückseite), die aus 0,4 mm dickem rostfreiem Stahl gefertigt sind. In Abbildung 3-14 ist die Kassettenaufsicht und eine Vorder-/Rückseitenmontage dargestellt.

Die einzelnen Presamplerkacheln (Dicke 5 mm) sind mit Hilfe von 2,5 mm dicken Kunststoffstreifen (Rohacell, man sehe auch Abbildung 3-3) in leicht angewinkelter Form in der Kassette gelagert, so daß die Lichtleitfasern einer Kachel über die benachbarten Kacheln hinweg geführt werden können.

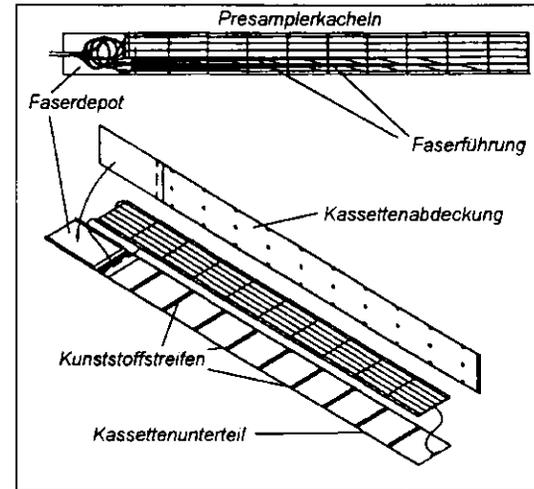


Abbildung 3-14: Aufbau einer Presamplerkassette

Eine Presamplerkassette hat eine Dicke von ca. 11 mm, dieses entspricht ungefähr 5% einer elektromagnetischen Strahlungslänge ($1,2\% X_0$ Szintillator und $4\% X_0$ Kassettmaterial).

Die Länge der Kassette ist von der Anzahl der Presamplerkacheln abhängig (20 cm x Kachelanzahl). Zusätzlich wurden 40 cm Freiraum hinzugegeben, um dort die außerhalb der Kassetten nicht benötigten Lichtleitfasern zu deponieren. Außerhalb der Kassette ist die Faserlänge immer gleich.

Auf die Mitten der Presamplerkassetten wurden Messingrohre ($\varnothing 2,5$ mm) aufgeklebt, die den Draht mit einem punktförmigen Kobaltpräparat zur Kalibration (Abschnitt 4.3.3) aufnehmen.

Zur Befestigung der Presamplerkassetten an den Vorderseiten der Kalorimeter wurden die Kassetten zu 4 Gruppen von je 19 Kassetten zusammengefaßt, entsprechend den Nord-/Süd-Hälften von FCAL und RCAL und auf 2 mm dicke Aluminiumplatten (entspricht $0,02 X_0$) aufgeklebt. Der Abstand zwischen den Presamplerkacheln benachbarter Kassetten beträgt durch das Kassettmaterial bedingt 1,4 mm.

Die Presamplerviertel (ca. $2 \times 4 \text{ m}^2$) wurden mit Halterungen an der Aluminiumplatte an je zwei Haltepunkten am oberen und unteren C-Arm⁹ des Kalorimeters befestigt. Die Aufteilung der Presamplersegmente der in Abbildung 3-7 gezeigten Abdeckung des Kalorimeters ist in Abbildung 3-15 am Beispiel des FCAL dargestellt. Die Abdeckung am RCAL ist mit Ausnahme der Kassette R-PRES Nr. 20 („chimney“-Kassette) entsprechend. Diese Kassette wurde nachträglich gesondert installiert.

⁴ Am Einbauort der Photomultiplier im ZEUS-Detektor verläuft der magnetische Feldvektor ungefähr in Richtung der Längsachse des Photomultipliers. Abweichungen von der Längsachse liegen unter 20 Grad.

⁹ „C“-förmige Stahlträger, in denen die Kalorimetermodule zusammengefaßt sind.

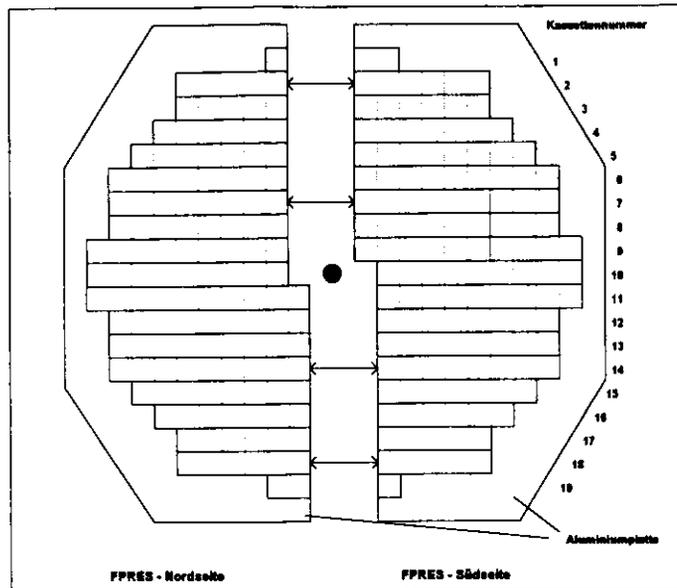


Abbildung 3-15 : Aufteilung des Presamplers in Segmente und Kassetten am Vorwärtspresampler

3.3.2 Kopplung der Lichtleitfasern und Installation der Photomultiplier

Die Kopplung der sechs Lichtleitfasern der Presamplerkachel und der Lichtleitfasern des LASER-LED-Kalibrationssystems (Abschnitt 4.2) an die Kathoden des Photomultipliers erfolgt mechanisch durch Anrücken des Faserbündels auf das Glas der Photokathode. Das Faserbündel hat einen Gesamtdurchmesser von $\varnothing 3,2$ mm. Die Fasern werden in einen schwarzen Kunststoffring ($\varnothing_{\text{innen}}$ ca. 3,2 mm, $\varnothing_{\text{außen}}$ 7,0 mm) eingeklebt und anschließend poliert. Der Kunststoffring ist an einem Ende mit einer Kante versehen, so daß er - wie in Abbildung 3-16 dargestellt - mit einer Feder auf die Photokathode gedrückt werden kann. Ein Aluminiumrahmen mit einer matrixförmigen Anordnung von 16 Löchern verhindert das Verrutschen der Faserhalterungen.

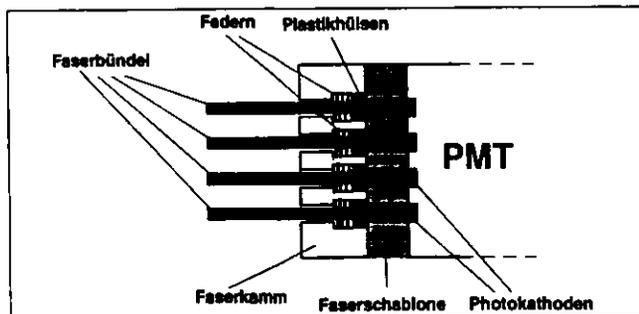


Abbildung 3-16 : Zusammenfassung der Lichtleitfaserbündel und ihre Kopplung an die Photokathoden des Photomultipliers

Der Rahmen für die Faserhalterungen ist gegen Bewegung gesichert in das Photomultipliergehäuse (Abbildung 3-17) integriert. Ebenso wird durch asymmetrische Führungsnuten verhindert, daß die Faserhalterung falsch mit der Photomultiplieröhre im Gehäuse gekoppelt wird.

Das Gehäuse hat eine Gesamtlänge von 250 mm mit einem Außendurchmesser von 101 mm und einem Innendurchmesser von 82,5 mm. Es ist aus Eisen gefertigt und enthält, wie in der Abbildung verzeichnet, zusätzlich zwei magnetische Schilde (0,9 mm My-Metall und 0,4 mm Co-Netic). Die Photomultiplieröhre selbst ist innerhalb des Gehäuses in eine Aluminiumröhre (145 mm lang, ca. 73,5 mm \varnothing) eingebaut. Das vordere Ende des Photomultipliergehäuses ist mit einem zweigeteilten Ring versehen, der eine Öffnung ($\varnothing 24$ mm) für die Faserbündel enthält. Die Fasern für die LASER-LED-Kalibration werden ebenfalls durch diese Öffnung geführt. Die Lichtabdichtung des Gehäuses erfolgt mit schwarzem Klebeband. Die Anschlüsse der Photomultiplieröhre (Kanalstecker, Hochspannungsbuchse) liegen auf der Rückseite des Gehäuses frei.

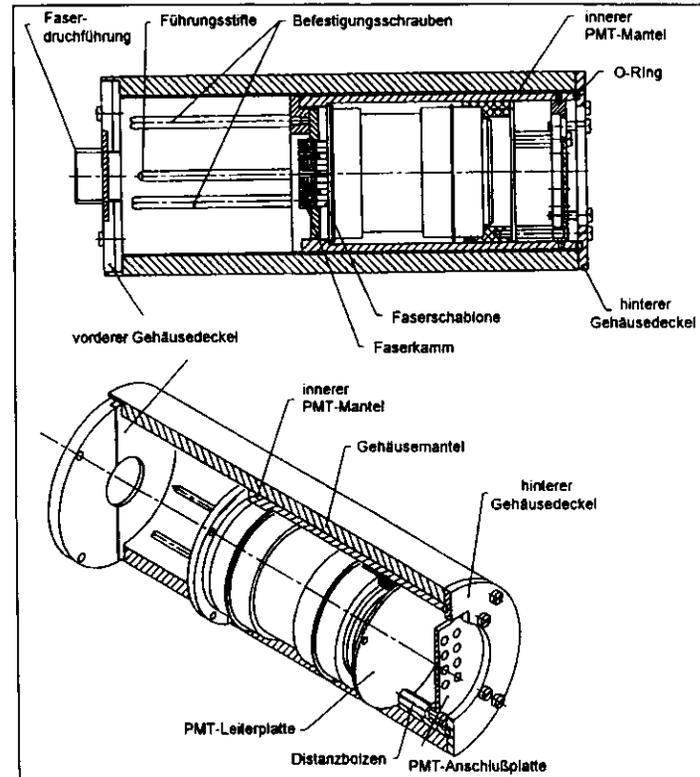


Abbildung 3-17 : Photomultipliergehäuse für den ZEUS-Presamplers

3.3.3 Übersicht der Installationen für den Presampler am ZEUS-Detektor

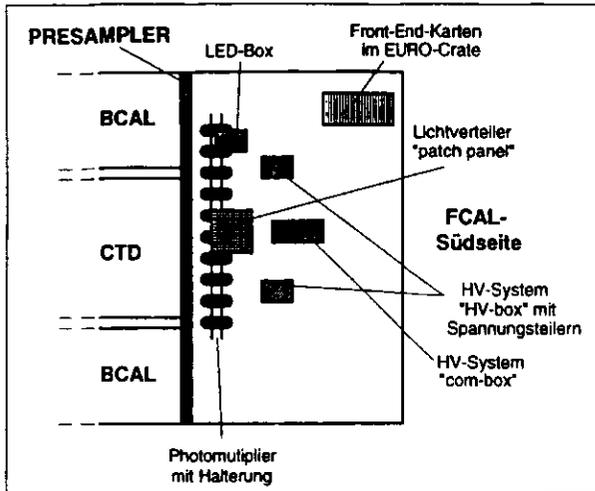


Abbildung 3-18 : Position der Steuer- und Ausleseeinheiten des Presamplers am ZEUS-Detektor am Beispiel der FCAL-Südseite

In Abbildung 3-18 ist die Seitenansicht des ZEUS-Detektors mit der Lage der Auslese- und Steuereinheiten (Abschnitt 4.1) des Presamplers dargestellt. Die Abbildung zeigt die FCAL-Südseite des ZEUS-Detektors. Die Nordseite des FCAL und die Installationen am RCAL sind mit kleinen Abweichungen entsprechend aufgebaut.

Die R4760 Photomultiplier sind entlang der vorderen Kanten von FCAL und RCAL untereinander montiert. Der Montagerahmen der Photomultiplier selbst ist, zur Erleichterung des Zugriffs auf die Leiterplatten der Photomultiplierrohre, beweglich aufgehängt. In der Mitte dieser Photomultiplierreihe befindet sich der Lichtverteiler („patch panel“) des LASER-LED-Kalibrationssystems. Oberhalb des Lichtvertellers ist die LED-Box installiert.

Über und unter dem Lichtverteiler sind zwei „HV-Boxen“ mit den Spannungsteilern für die bis zu sechs Photomultiplier angebracht. Diese HV-Boxen werden von der Steuerboxen („ComBox“) zwischen ihnen gesteuert.

Die Euro-Crates mit der Front-End-Elektronik befinden sich oben am Detektor in Höhe der Photomultiplier des Kalorimeters.

Die Beschreibung der Auslese- und Steuereinheiten befindet sich in Abschnitt 4.1.

Kapitel 3 - Kurzzusammenfassung

- ◊ Die untersuchten Szintillatoren, Wellenlängenschieber und Lichtleitfasern (Abschnitt 3.1.1 und 3.1.2) zeigten in verschiedenen Kombinationen miteinander starke Unterschiede in der Lichtausbeute (bis zu 50%). Die lichtstärksten Szintillatormaterialien waren BC408 und SCSN38. Bei den Fasern zeigten die doppelt-gemantelten Sorten die besten optischen Eigenschaften (Umwandlung, Einkopplung und Leitung des Lichts).
- ◊ Eine hohe Lichtausbeute unter Berücksichtigung der geforderten Flächenhomogenität ($\pm 5\%$) des Signals einer Presamplerkachel (Abschnitt 3.1.3) wurden mit 6 geraden parallelen Wellenlängenschieberfasern innerhalb der Szintillatorplatte erreicht. Die gemessene Flächeninhomogenität einer Prototypkachel lag im Mittel bei $\pm 3,8\%$.
- ◊ Die ZEUS-Presamplerkacheln ($20 \times 20 \text{ cm}^2$) wurden aus 5 mm starkem SCSN38 Platten gefertigt. Sechs Wellenlängenschieber je 1 mm starke Y11DC-Fasern wurden in Nuten innerhalb der Szintillatorplatten eingeklebt. Als Lichtleiter wurden 1 mm starke DCLG-Fasern verwendet.
- ◊ Zur Qualitätskontrolle der Kacheln wurden kosmische Myonen verwendet. Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines minimalionisierenden Teilchens lag bei mehr als 99%. Dieses entsprach im Mittel 5,6 Photoelektronen pro mip.
- ◊ Mit einer MC-Simulation (Abschnitt 3.1.4) konnte die sinnvolle Größe der Presamplerkacheln ($20 \times 20 \text{ cm}^2$) und die Bedeckung des Kalorimeters bestimmt werden. Die Bedeckung ist im Bereich der totalen Abschattung von FCAL und RCAL durch das Zentralkalorimeter (BCAL) ausgespart. Insgesamt wurden 576 Presamplerkacheln installiert.
- ◊ Der für den ZEUS-Presampler verwendete Photomultiplier R4760 hat 16 in einer 4×4 Matrix angeordnete Kanäle (Abschnitt 3.2.1). Er hat einen Arbeitsspannungsbereich von 800 - 1200 V. Er wird von einem Cockcroft-Walton-Spannungsteiler angesteuert. Bei einer Anodenladung von 25 pC beträgt die Linearitätsabweichung 5%. Bei einer Hochspannung von 1100 V beträgt die mittlere Quanteneffektivität 11,6% bei einer mittleren Verstärkung von $3,2 \times 10^6$ (Abschnitt 3.2.2). Die Verstärkungen der einzelnen Kanäle eines Photomultipliers differieren um mehr als den Faktor 3. Die Hochspannung des Photomultipliers wurde für einen Verstärkungsbereich von $1,2 - 3,6 \times 10^6$ eingestellt.
- ◊ Ein Übersprechen (Abschnitt 3.2.3) der Kanäle eines Photomultipliers untereinander kann bis zu 2,5% betragen. In den meisten Fällen liegt es weit unterhalb von 1%. Der Einfluß eines Magnetfeldes von 200 G auf das Signalverhalten der Kanäle des Photomultipliers liegt unterhalb von $\pm 2,5\%$. Der Abschirmfaktor des Photomultipliergehäuses beträgt 1:500.
- ◊ Die 576 Kacheln des Presamplers wurden in 76 Kassetten (mit ein bis 10 Kacheln pro Kassette, Abschnitt 3.3.1.) zusammengefaßt und für jedes der vier Kalorimetersegmente (FCAL/RCAL jeweils Nord/Süd) auf eine Aluminiumplatte geklebt und vor das Kalorimeter gehängt.
- ◊ Die Kopplung der Lichtleitfaserbündel an den Photomultiplier (Abschnitt 3.3.2) erfolgt mechanisch mit Andruckfedern. Im Photomultipliergehäuse (Eisen) ist der Photomultiplier zusätzlich von einer Aluminiumröhre umhüllt und mit My-Metall und Co-Netic-Folie gegen Magnetfelder abgeschirmt. Die Gehäuse sind an einem beweglichen Rahmen montiert.

4 Auslese und Kalibration des ZEUS-Presamplers

In den folgenden Abschnitten werden die Hochspannungssteuerung, die elektronische Auslesekette und die beim ZEUS-Presamplifier verwandten Kalibrationsverfahren beschrieben. Unterschieden wird zwischen der Kurzzeitkalibration während des Detektorbetriebes („Online-Kalibration“ mit dem LASER-LED-System) und der Langzeitkalibration nach der Datennahme („Offline-Kalibration“ mit HALO-Myonen und kosmischen Myonen, niederenergetischen Hadronen und punktförmigen Kobaltpräparaten). Im letzten Abschnitt wird die Stabilität der Kalibrationsmethoden diskutiert und die Kontrolle der Presamplifierkalibration mit Hilfe des SRTDs erläutert.

4.1 Signalauslese und Hochspannungssteuerung

4.1.1 Signalauslese des Presamplers

Einen Gesamtüberblick über das System zur Steuerung und Auslese des Presamplers gibt die Abbildung 4-1. Es ist das LASER-LED-Kalibrationssystem (Abschnitt 4.2), die Hochspannungssteuerung (man sehe nächster Abschnitt) und die elektronische Auslesekette der Photomultiplier verzeichnet. Im vorherigen Abschnitt, Abbildung 3-18, ist die Position der Steuer- und Ausleseeinheiten am Detektor dargestellt.

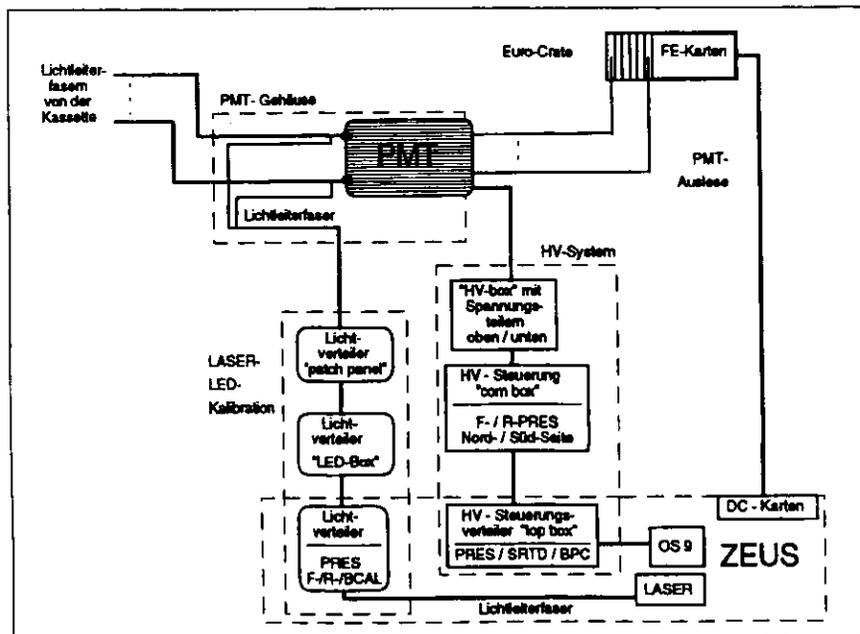


Abbildung 4-1: Schematische Übersicht der Verknüpfung der Komponenten zur Presamplifierauslese und Presamplifiersteuerung (LASER-LED-Kalibration, Hochspannungssteuerung, Photomultipliauslese)

Die Steuerung und Auslese wurde mit einigen technischen Änderungen vom Kalonimetersystem übernommen ([ZEUS], [BOR95], [HER95]). Die Generierung der Kalibrationskonstanten der Elektronik (elektronischer Untergrund, Verstärkung, Ladungslinienart, ADC-Kalibration, usw.) erfolgt prinzipiell auf die gleiche Weise, wie beim Kalonimeter [HER91].

Die Signale der Photomultiplierkanäle werden in die Front-End-Elektronik (FE-Karten im „Euro-Crate“) geleitet und dort in einem Pipeline-Chip analog gepuffert. Die FE-Karten sind in vier handelsüblichen Euro-Crates eingebaut (Standardkartengröße 100 x 160 mm²), je eines für die Presamplifiersegmente an FCAL/RCAL, Nord/Süd. Das Crate enthält eine Stromversorgungskarte und eine Steuerkarte für 14 FE-Karten. Der Strom und die Steuersignale werden über die Rückseite herangeführt. Die FE-Karten sind gegenüber den im Kalonimeter verwandten leicht verändert. Es gibt nur 12 anstatt 24 Kanäle, da keine Kanäle mit niedriger Verstärkung („low gain“) benötigt werden. Der „Shaper“, der zur zeitlichen Streckung der Eingangssignale verwendet wird, ist hinsichtlich des Stromverbrauches modifiziert worden [REW94]. Nach einem Anforderungssignal übermitteln die FE-Karten das Analogsignal in die Digital-Karten (DC-Karten) der ZEUS-Auslese. Die Digital-Karten sind ebenfalls geringfügig modifiziert worden. Der 12 bit Analog-Digital-Wandler wird mit 2 statt 1 MHz getaktet. Der DSP („Digital Signal Prozessor“, Motorola DSP 56001FE27) ist ebenso höher getaktet (24 MHz, bis 27 MHz möglich). Da nur die Kanäle mit hoher Verstärkung („high gain“) benötigt werden, können auf der DC-Karte 48 Kanäle für die Zeitkorrektur und Energieberechnung verwendet werden, anstatt 24 Kanälen beim Kalonimeter. Die Speicherbausteine (RAM) haben kürzere Zugriffszeiten. Für die 4K x 8 dual-port RAMs liegt die Zugriffszeit bei 35 ns (statt 45 ns) und für die 32K x 8 RAMs bei 25 ns (statt 35 ns).

4.1.2 Hochspannungssteuerung für den Presamplifier

Die 40 Photomultiplier des ZEUS-Presamplers können in einem Spannungsbereich von 800 - 1200 Volt betrieben werden. Die Hochspannungseinstellung erfolgt so, daß 1 mip (entsprechend 6 - 7 Photoelektronen) die Ladung von ca. 1 pC erzeugt. Der Sättigungsgrenzwert der Auslese liegt bei 80 pC. Die Steuerung und Kontrolle der Hochspannung für den Presamplifier erfolgt mit einem OS-9 Rechner („OS9HYDRO“). Er empfängt oder sendet die Kontroll-/Steuersignale des Hochspannungssystems an einen Steuerungsverteiler („TopBox“) im „Rucksack“ des ZEUS-Detektors. Dieser Steuerungsverteiler bedient neben dem Presamplifier auch den SRTD- und BPC-Detektor. Über eine RS232-Schnittstelle ist die TopBox mit den HV-Steuerungsverteilern („ComBox“) an den vier Presamplifiersegmenten am Detektor verbunden. Diese Steuerungsverteiler sprechen je zwei Hochspannungskästen („HV-Boxen“) mit sechs Cockcroft-Walton-Spannungsteilern an. Die Hochspannungskästen sind mit einem Mikroprozessor zur Einstellung, Speicherung und Kontrolle der Hochspannungswerte ausgestattet. Die Kontrolle und Nachregelung der Hochspannungen wird zehnmal pro Sekunde durchgeführt. Eine Überwachung der Ströme und gegebenenfalls eine automatische Notabschaltung des Spannungsteilers steuern die Hochspannungskästen ebenfalls. Zudem wird nach einem Spannungszusammenbruch automatisch die Spannung wieder eingeschaltet. Die Steuerungsüberwachung umfaßt die minimalen, maximalen und mittleren Ströme. Desweiteren stehen der Status der Steuerungseinheiten, die aktuellen Hochspannungen und Ströme, und die zeitliche Aufzeichnung sämtlicher Steuerereignisse und -befehle als Informationen zur Verfügung.

4.2 Kurzzeit-Kalibration mit dem LASER-LED-System

Motivation

Während des Detektorbetriebes und in kurzen Betriebsunterbrechungen werden eine Reihe von Kalibrationen durchgeführt, die der Eichung der Auslesekomponenten dienen ([HER91], [HER95]). Die Kalibration der Photomultiplier während des Detektorbetriebes wird mit dem gleichen LED- und LASER-Kalibrationssystem durchgeführt, welches auch für das Kalonimeter verwendet wird ([ZEUS], [BOR95]). Die Kalibration mit LASER- und LED-Lichtimpulsen bzw. LED-Dauerlicht bildet die Datengrundlage zur Korrektur von Effekten des Photomultipliers und der elektronischen Auslesekette nach dem Photomultiplier:

- Bestimmung der Anzahl von Photoelektronen pro GeV, bzw. pro mip
- Verstärkung der Photomultiplier
- Linearität der PMT-Auslese
- Kurzzeitige Variationen der PMT-Verstärkung
- Bestimmung des Rausch-zu-Untergrund-Verhältnisses
- Zeitverzögerung von Photomultiplierantwort und Pipeline-Elektronik der Auslese

Eine LASER-LED-Kalibration wird täglich mit einer Statistik von 2000 Ereignissen vorgenommen. Hinzu kommen mehrmals jährlich Messungen mit höheren Ereignisanzahlen (bis 100000 Ereignisse). Das Lichtverteilungssystem ist für FCAL und RCAL leicht unterschiedlich und arbeitet prinzipiell nach dem im folgenden beschriebenen Aufbau (Abbildung 4-2).

Technische Einrichtung

Das Laserlicht wird mit einem Farbstofflaser (NdYag) erzeugt, der von einem Stickstofflaser gepumpt wird. Die Emissionswellenlänge liegt bei 425 nm. Diese Wellenlänge entspricht der Hauptemissionswellenlänge des Szintillators SCSN38 und der Hauptabsorptionswellenlänge des Wellenlängenschiebermaterials Y7, die für das Kalorimeter verwendet werden. Dieses blaue Laserlicht kann über große Strecken in den verwendeten Lichtleitfasern relativ verlustfrei transportiert werden. Die Umwandlung des Lichtes in eine photomultiplier-sensitive Wellenlänge erfolgt erst kurz vor dem Photomultiplier.

Da Nichtlinearitäten des Photomultipliers sehr von der zeitlichen Breite eines Lichtpulses abhängen, wird der Laser unter Berücksichtigung der Zerfallszeit der Anregungszustände des Wellenlängenschiebermaterials (ca. 20 ns) im Pulsbetrieb mit einer kleineren Pulsbreite und wesentlich größeren Pulsabständen betrieben.

Das Laserlicht wird durch ein Filtersystem geleitet, wobei der erste feste Filter die Intensität des Lichts herabsetzt und mit dem zweiten, variablen Filter (Filterrad) entsprechend den Kalibrationsbedingungen verschiedene Intensitäten ausgewählt werden können. Danach erfolgt Lichtaufspaltung für das Kalorimeter und andere Detektorkomponenten. Für FCAL und RCAL sind modulweise je 24 Lichtleitfasern angeschlossen, für das BCAL eine Faser und für die Komponenten FNC, SRTD und BPC ebenfalls je eine Faser. Für den Presamplere sind es vier Fasern, die jeweils an die Segmente der Nord- und Südseiten von Vorwärts- und Rückwärtspresamplern geleitet werden.

Es folgt eine zweite Verteilerstufe („LED-Box“), in der die Leuchtdioden für die LED-Kalibration integriert sind und in der eine weitere Lichtaufspaltung in ca. 150 Lichtleitfasern erfolgt. Die LED-Box befindet sich an den Seiten der vier Kalorimetersegmente.

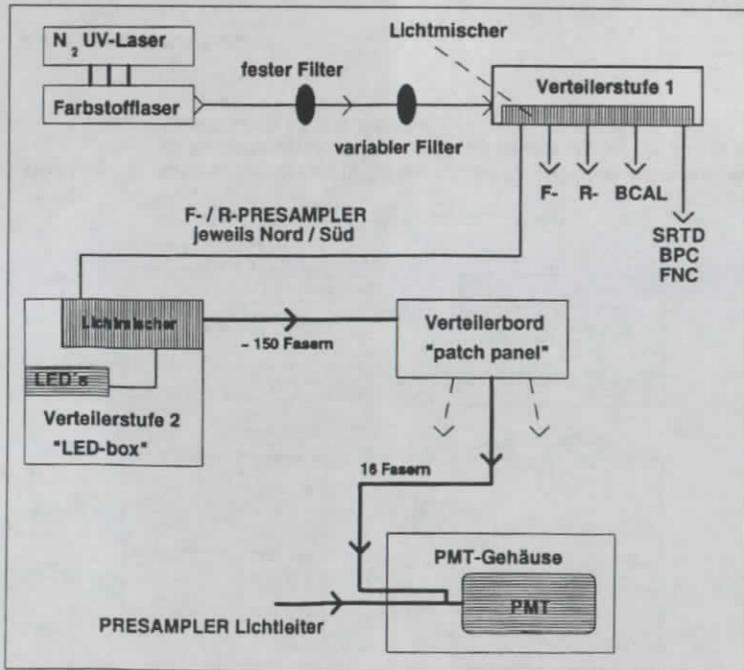


Abbildung 4-2: Schematischer Aufbau des LASER- und LED-Kalibrationssystems

Die Lichtleitfasern aus der LED-Box führen an ein Verteilerbord („patch panel“), das sich in der Mitte der Photomultiplierreihe an den Seiten der Kalorimetersegmente befindet. Es dient zur Verteilung und Kopplung der Lichtleitfasern an die einzelnen Photomultiplierkanäle¹⁰. Dieses Verteilerbord ist gegenüber der Kalorimeterkalibration eine zusätzliche Stufe im LASER-LED-Kalibrationssystem. Dieses führt dazu, daß die Lichtleitfasern (PMMA-Faser) für den Presamplere bis zum Verteilerbord 3,4 m länger sind als für das Kalorimeter. Weitere 1,3 m Quarzfasern kommen durch die Verteilung auf die Photomultiplier nach dem Verteilerbord hinzu.

Das Kalibrationssystem mit Leuchtdioden ist in der zweiten Verteilerstufe integriert. Sie enthält drei Leuchtdioden, die im Pulsbetrieb oder kontinuierlich betrieben werden können. Mit einem kontinuierlichen LED-Signal kann die Photomultiplierverstärkung im Verhältnis zum Untergrund im Detektor gemessen werden. Dieses ist insbesondere für die Bereiche in Strahlrohre interessant. Im Pulsbetrieb kann die Photoelektronenanzahl pro GeV oder pro mip bestimmt werden. Zudem ermöglicht die hohe Kurzzeitstabilität der Leuchtdioden die Messung von kurzzeitigen Effekten (hohe Untergrundraten, Magnetfeldveränderungen) an den Photomultipliern.

Anwendbarkeit

Die durch die zusätzlichen Stufen in der Lichtverteilung und Lichtleitung im Presamplerekalibrationssystem auftretenden Abschwächungen und zeitlichen Verzögerungen führen zu einigen unerwünschten Effekten. Der für die LASER-LED-Kalibration eingestellte Maximalwert der Ladung am Photomultiplier ist 80 pC. Durch die zeitliche Verzögerung können nur Ladungen bis 65 pC verwendet werden, da es sonst zu Sättigungseffekten kommt. Zudem werden bei viele Kanäle wegen der zum Teil fehlerhaften Lichtleitung nur 50-60 pC erreicht und in Einzelfällen (15 Kanäle) nur bis zu 30 pC.

Ergebnisse

In Abbildung 4-3 sind exemplarisch die Ergebnisse der LED-Kalibration für je einen Photomultiplier der Nordseiten von Vorwärts- und Rückwärtspresamplern dargestellt (FN7, RN10). Verzeichnet ist die relative Verstärkung und die relative Photoelektronenausbeute über alle Kanäle eines Photomultipliers, bezogen auf den ersten Tag des Beobachtungszeitraumes (ca. drei Monate, 02.07. - 07.10.96) gegen die Zeit in Tagen [WAN96b]. Berechnungsgrundlage ist die Summe der Verteilungsmittelwerte E_i aller Photomultiplierkanäle (Kanalnummer „i“). Für die relative Verstärkung V_{rel} , die Anzahl der Photoelektronen N_{pe} und die relative Photoelektronenausbeute $N_{rel,pe}$ gilt:

$$V_{rel} = \frac{\sum_i E_{i,1.Tag}}{\sum_i E_{i,x.Tag}}$$

$$N_{pe} = (E_i / RMS_i)^2 ; N_{rel,pe} = \frac{\sum_i N_{pe,1.Tag}}{\sum_i N_{pe,x.Tag}}$$

Die in Abbildung 4-3 gezeigten Werte für die relative Verstärkung schwanken bis zu $\pm 2\%$. Vereinzelt treten Schwankungen von bis zu $\pm 4-6\%$ entgegen der über den Gesamtzeitraum beobachteten Tendenz auf (man sehe Photomultiplier FN7). Die relative Photoelektronenausbeute schwankt im tageweisen Verlauf stärker als die Verstärkung und bewegt sich im Rahmen von $\pm 6\%$.

Die Gesamttendenz der relativen Photoelektronenausbeute scheint nicht völlig an die Tendenz der Verstärkung im Beobachtungszeitraum gekoppelt zu sein. Auch ist die Gesamttendenz der relativen Verstärkung im Beobachtungszeitraum für alle Photomultiplier nicht einheitlich (Vergleich FN7 und RN10). Gemessen wurde eine Gesamtschwankung für die Extremfälle aller Photomultiplier innerhalb dieser drei Monate von $+2\%$ und -5% . Die Ursache für die extremen Abweichungen ist noch nicht geklärt. Die durchschnittliche Gesamttendenz in der relativen Verstärkung aller Photomultiplier zeigt im Beobachtungszeitraum eine Abnahme von ca. $-1,5$ bis -2% (man sehe auch Abschnitt 4.4.1).

¹⁰ Die Ankopplung an die entsprechende Photomultiplierkathode erfolgt wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben.

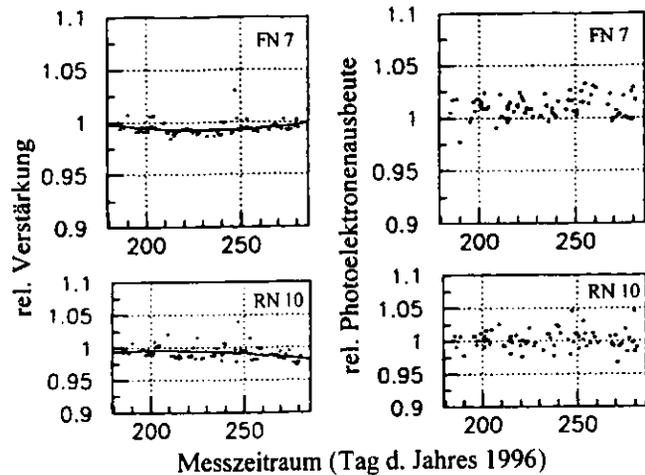


Abbildung 4-3: Relative Verstärkung (links) und relative Photoelektronenausbeute (rechts) gegen die Beobachtungszeit (3 Monate) für die Photomultiplier FN7 (oben) und RN10 (unten) bei der LED-Kalibration

4.3 Langzeit-Kalibration

Im Abschnitt 2.2.1 wurde das prinzipielle Verfahren der Kalibration der Presamplerkacheln beschrieben. Die Kalibration der Presamplersprototypen am CERN-Teststrahl (Kapitel 5) kann mit einem Teilchenstrahl (Elektronen, Pionen, Myonen) vorgenommen werden, dessen Energie und Geometrie gut bekannt ist. Im ZEUS-Detektor hingegen ist der Presamplers fest installiert und kann nur mit Reaktionsteilchen der ep-Streuung oder Myonen kalibriert werden.

Die im folgenden dargestellten Methoden der Langzeitkalibration dienen der eigentlichen Signalkalibration des ZEUS-Presamplers auf eine mit dem Kalorimeter korrelierbare Größe. Die gezeigten Teilchenkalibrationsmethoden (Myonen und niederenergetische Hadronen) bestimmen das Antwortsignal des Presamplers auf ein ihn durchquerendes minimalionisierendes Teilchen. Zur Ergänzung der Kalibrierung mit Teilchen ist die Interkalibration mit einem ^{60}Co -Kobaltpräparat möglich.

4.3.1 Kalibration mit HALO-Myonen und kosmischen Myonen

Motivation

Die Myonen der kosmischen Höhenstrahlung haben im Mittel eine Energie von 2 GeV. Als minimalionisierende Teilchen sind sie zur Kalibration des Presamplers geeignet. Einige Komponenten des ZEUS-Detektors werden mit einer geeigneten Triggerbedingung zur Selektion der kosmischen Myonen für die Presamplerkalibration verwendet.

Eine weitere Möglichkeit der Kalibration des Kalorimeters und des Presamplers stellt die Verwendung von Myonen aus dem Proton-Halo dar ([FRE93], [ZHO94]). Sie entstehen bei der Wechselwirkung der Protonen mit Restgasteilchen in der Strahlröhre.

Die Energiedepositionen der Halo-Myonen gemessen in den Vorwärts- und Rückwärtsmyonkammern (FMUO und RMUO) zeigen Mittelwerte von 5 GeV bzw. 15 GeV. Ihre energetische Verteilung ist nicht gauss-förmig, sondern mit weiten Ausläufern von bis über 25 GeV bzw. 50 GeV versehen. In FCAL und RCAL zusammen ist die wahrscheinlichste Energiedeposition der Halo-Myonen ca. 4 GeV und im BCAL ca. 10 GeV. Die Gesamtenergieverteilung für das Kalorimeter zeigt ebenfalls Ausläufer von bis zu 25 GeV für Halo-Myonen.

Kalibrationsverfahren bei ZEUS

Zur Identifikation von Halo-Myonen stehen die Informationen folgender Komponenten zur Verfügung:

- Kalorimeterenergie (F-, B-, RCAL)
- Vorwärts-, Zentral- und Rückwärts-Myonkammer (F-, B-, RMUO)
- innere Vorwärts-, Zentral- und Rückwärts-Myonkammer (F-, B-, RMUI)
- Backing-Kalorimeter (BAC)
- Veto-Wand (VW)
- C5-Zähler

Dieser generierten allgemeinen Triggerbedingungen zur Selektion von Halo-Myonen zur Kalibration des Presamplers sind:

- C5 als Vetozähler¹¹
- Energiedeposition und Größe der Ausleseeinheiten in FCAL und RCAL:
 - ⇒ totale Energiedeposition in FCAL und RCAL größer 1 GeV (Rauschunterdrückung)
 - ⇒ FCAL Energie kleiner 10 GeV (unterdrückt Restgasereignisse im Detektor)
 - ⇒ einzelne Kalorimeterzellenergien größer 0,2 GeV (EMC) und größer 0,9 GeV (HAC)
 - ⇒ Energieverhältnisse zwischen EMC- und HAC-Deposition
 - ⇒ Begrenzung der Clustergröße um die getroffene Zelle

Mit diesen allgemeinen Bedingungen und Myontriggerkomponenten des ZEUS-Detektors können spezielle Triggersets erzeugt werden, die dann mit einem logischen „ODER“ verknüpft werden:

Triggerset 1:

FMUO- & RMUO-Myontrigger und FMUI- & RMUI-Myontrigger

Triggerset 2:

BCAL Energiedeposition & Veto-Wand

Für eine Kalibration mit Halo-Myonen werden entweder normale Myonenläufe verwendet, oder die Datennahme erfolgt während der Injizierung, bzw. Beschleunigung der Protonen („proton ramping“).

Zur Kalibration mit kosmischen Myonen werden im Kalorimeter die Komponenten B/RMUO, BAC, CAL und CTD verwendet und unter Einsatz eines des Halo-Myon-Trigger ähnlichen Konzeptes selektiert. Eine Besonderheit hierbei ist die zu den Halo-Myonen andere Einfallsrichtung der kosmischen Myonen. Sie durchqueren den Detektor eher senkrecht zur Strahlröhre, so daß sie häufig größere Strecken quer durch den Presamplers und FCAL und RCAL zurücklegen. Die Halo-Myonen hingegen durchqueren das BCAL in Längsrichtung und treffen den Presamplers senkrecht.

Anwendbarkeit

Die Nutzung der Halo-Myonen zur Kalibration des Presamplers ist durch zwei Gesichtspunkte problematisch. Zum einen ist die Verteilung der Halo-Myonen im Detektor sehr inhomogen (Abbildung 4-4) und zum zweiten ist die Datenrate unter den genannten Triggerbedingungen sehr stark von den Strahlbedingungen des Beschleunigers abhängig. In einigen Detektorbereichen (z. B. um die Strahlröhre) ist die Anzahl der nach der Selektion verfügbaren Myonen zur Kalibration sehr gering.

Für die Kalibration einer Presamplerkachel benötigt man 200 Ereignisse, um eine Genauigkeit von 6% zu erreichen. Dieses wären auf 576 Kacheln mindestens 115.000 verwendbare Myonen. Da aber die Inhomogenität der Verteilung der Myonen auf die Fläche des Presamplers sehr groß ist, werden viel mehr Ereignisse benötigt. Tatsächlich sind unter den o. a. Triggerbedingungen von 100.000 aufgezeichneten Ereignissen nur 3000 verwendbar. Dieses entspricht je nach Strahlenergie 2-3% der Ereignisse.

Mit einer Aufzeichnungsrate von 70.000 Myonen pro Monat liegt die Zeit für die Gesamtkalibration des Presamplers bei minimal 1,5 Monaten (Kalibrationszeitraum 1996). Je nach Strahlbedingungen des Beschleunigers können auch 2 bis 2,5 Monate benötigt werden (Kalibrationszeitraum 1995). D.h. es werden

¹¹ Der C5-Zähler verhindert die Aufzeichnung von Restgaswechselwirkungen, die nicht zwangsläufig Halo-Myonen bilden, und direkt vor oder im Detektor stattfinden.

immer einige Presamplerkacheln nicht auf diese Weise kalibriert werden können, so daß für sie auf die Kalibration mit niederenergetischen Hadronen (nächster Abschnitt) zurückgegriffen werden muß. Die Überlegungen und Ereignisraten zu den kosmischen Myonen sind ähnlich gestaltet, da wegen des Einfallswinkel relativ zum Presamplerviele Ereignisse verworfen werden müssen.

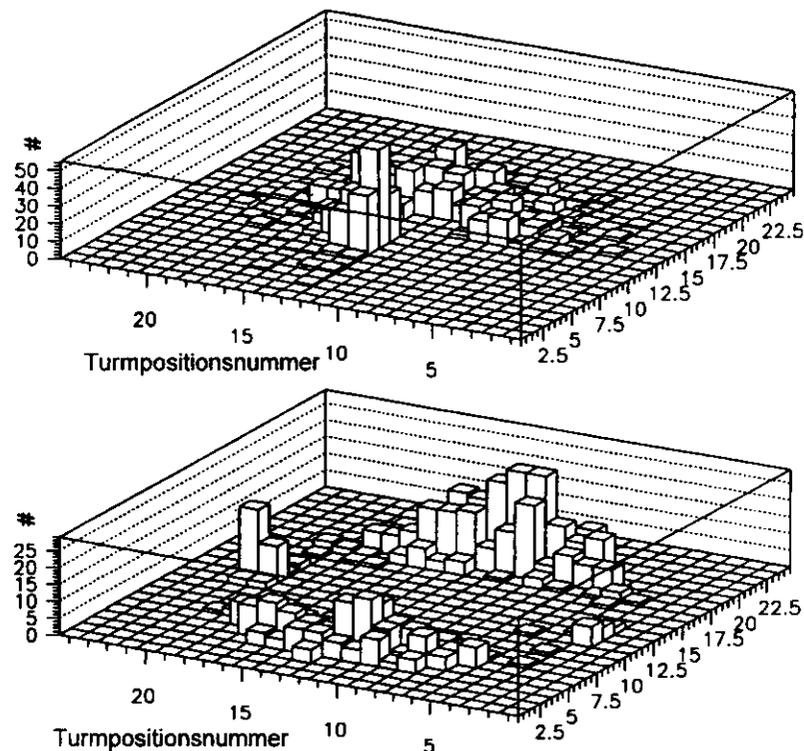


Abbildung 4-4: Ereignishäufigkeit der HALO-Myonen im Vorwärts-Presamplerv gegen die FCAL-Turmnummerierung bei Verwendung verschiedener Myontrigger (Trigger set 1 oben, Trigger set 2 unten)

Ergebnisse

In der Abbildung 4-5 ist die relative Änderung zweier Halo-Myonkalibrationen (Juli und November 1996) des Presamplers gezeigt [VOS96c]. Im Mittel zeigt Gesamtrendenz der Kalibration über alle Presamplerkacheln eine 5%-tge Verringerung (Mittelwert: $0,95 \pm 0,04$) im Antwortsignal der Halo-Myonen. Vereinzelt treten Abweichungen von bis zu $\pm 15\%$ vom Mittelwert auf.

Die Abweichungen vom Mittelwert sind teilweise auf die unterschiedlichen Verstärkungen der Kanäle eines Photomultipliers zurückzuführen, die sich bis zu einem Faktor 3 unterscheiden können (Abschnitt 3.2.2). Eine Ursache für die Verringerung der Kalibrationswerte im Beobachtungszeitraum konnte bisher noch nicht ermittelt werden. Zum Vergleich und Diskussion der verschiedenen Kalibrationsergebnisse sehe man Abschnitt 4.4.1.

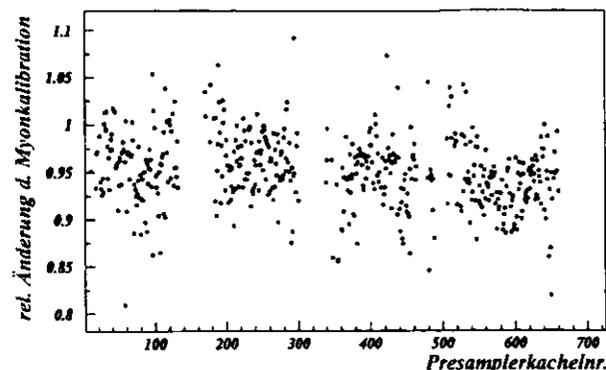


Abbildung 4-5: Relative Änderung der Halo-Myonkalibration des Presamplers im Zeitraum Juli bis November 1996 gegen die Numerierung aller Presamplerkacheln

4.3.2 Kalibration mit niederenergetischen Hadronen

Motivation

Die Kalibration des Presamplers mit isolierten niederenergetischen Hadronen dient ebenso wie die Myonkalibration der MIP-Kalibration jeder Presamplerkachel. Hadronen im Energiebereich unterhalb von 15 GeV bezeichnet man als „niederenergetisch“. Unterhalb dieser Energie ist das Antwortverhalten des Presamplers ohne störende Effekte wie z. B. Rückstreuung (Abschnitte 2.2.3 und 6.1.6), unabhängig von der Energie und zeigt das gleiche Verhalten wie bei Myonen.

Kalibrationsverfahren bei ZEUS

Zur Ereignisselektion stehen zwei, sich in Methode und der Anwendbarkeit unterscheidende, Verfahren zur Verfügung [VOS96]. Zum einen wird die Ortsinformation der zentralen Spurkammer (CTD) verwendet, und zum anderen die Information des Rückwärts-Spurdetektors für kleine Winkel (SRTD).

Als Information des Presamplers wird bei beiden MIP-Selektionsmethoden der Mittelwert der Signalverteilung („truncated mean“-Methode) im Presamplerv nach dem unter 2.2.1 beschriebenen Verfahren verwendet. Die dort genannten generellen Probleme (elektronisches Rauschen, Verschmierung der Landau-Statistik mit der Poisson-Statistik des Photomultipliers) verlangen im Presamplerv ein Signal von mindestens 0,2 pC. Mit diesem Grenzwert werden der Rauschuntergrund ($rms = 0,05$ pC) und die fehlerhaften Ereignisse aus der Ineffizienz ($A_{\text{eff}} < 20\%$) des Teilchenselektionsverfahrens in Strahlrohrröhre¹² entfernt. Zur Bestimmung des Mittelwertes der Presamplervenergien zur MIP-Definition werden die Ausläufer der Verteilung beim zweifachen des Mittelwertes abgeschnitten. Die minimale Anzahl von Ereignissen, die noch zur MIP-Kalibration verwendet werden kann, liegt bei 200 Einträgen.

Beim ersten Verfahren wird mit Hilfe der zentralen Spurkammer ein einzelnes, isoliertes Hadron, das vom Vertex kommt, gesucht. Es werden folgende Auswahlbedingungen gestellt:

- Es dürfen nicht mehr als 50 Spuren im CTD verzeichnet worden sein.
- Der Vertex-Punkt des Teilchens muß sich in einem Bereich von ± 50 cm um den nominalen Wechselwirkungspunkt befunden haben.
- Die Entfernung zwischen der Spur und dem gefundenen Cluster darf nicht mehr als 16 cm betragen.
- Nur eine Presamplerkachel darf in dem Cluster ein signifikantes Signal zeigen, d.h. alle Nachbarkacheln dürfen nicht mehr als 0,1 pC registrieren.
- Das Verhältnis von registrierter Energiedeposition in der EMC-Sektion des Kalorimeters, zur Gesamtenergie soll kleiner als 0,7 sein, um sicherzustellen, daß ein Hadron nicht aufgeschauert ist.

¹² Die hohe Spurdichte in Strahlrohrröhre kann zu fehlselektierten Ereignissen führen.

Alle so definierten Hadronen, die energetisch oberhalb der Rauschgrenze der Ausleseelektronik und unterhalb von 15 GeV Gesamtenergie liegen, können zur MIP-Kalibration der Presamplerkacheln herangezogen werden. Es wird weiterhin eine Winkel-Energie-Korrektur zum Ausgleich der unterschiedlichen Weglängen des Teilchens durch die Presamplerkachel (vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen) und den damit verbundenen verschiedenen Energiedepositionen durchgeführt [VOS96].

Das zweite Verfahren basiert auf dem Antwortsignal des SRTD (Abschnitt 4.4.2, [BAM95]). Der SRTD ist ein zweilagiger Szintillator-Streifen-Detektor (Gesamtfläche ca. $68 \times 68 \text{ cm}^2$) mit einer höheren Ortsauflösung als der Presamplere. Er deckt die sich direkt um die Strahlröhre im Vorwärtskalorimeter befindenden Kalorimetertürme ab. Es gibt daher nur einen relativ kleinen Bereich des Presamplers (8 Kacheln um die Strahlröhre am FCAL), der mit Hilfe des SRTDs kalibriert werden kann. Auch bei diesem Verfahren muß eine Winkel-Energie-Korrektur durchgeführt werden, wobei die Ortsangaben des SRTD verwendet werden. Die Auswahlbedingungen für isolierte Hadronen sind hier:

- Die registrierte SRTD Energie muß in ihrem eigenen MIP-Definitionsbereich¹³ liegen (zwischen 1,3 und 3,5 mip).
- Der SRTD darf nur ein Teilchen registrieren.
- Das Teilchen muß einen Mindestabstand von 1 cm von der Kante einer Presamplerkachel einhalten.
- Das Verhältnis von registrierter Energiedeposition in der EMC-Sektion des Kalorimeters zur Gesamtenergie soll kleiner als 0,7 sein.

Anwendbarkeit

Der Anwendbarkeit der einzelnen Verfahren zur MIP-Selektion werden durch die Geometrie des ZEUS-Detektors und die Konstruktion einzelner Komponenten Grenzen gesetzt:

- Abnehmende Eintragungszahlen einzelner Hadronen an den Rändern des Presamplers, zusätzlich eine teilweise Abschattung durch das BCAL.
- Abnahme der Spurfundungseffizienz der CTD in der Nähe des Strahlrohres durch eine stark erhöhte Anzahl von Teilchen aller Art.
- Sehr eng begrenzte Abdeckung des Presamplers durch den SRTD.
- Störung des SRTD Signals durch vorschauende Teilchen, insbesondere in der Nähe des Strahlrohres (Schaueruntergrund < 20 %).

Dies führt dazu, daß für die Kalibration des gesamten Presamplers nach Beginn einer Betriebsperiode erst nach und nach die Kalibrationswerte der Kacheln zur Verfügung stehen. Manche Kacheln können nur mit einer hohen statistischen Unsicherheit kalibriert werden, z.B. bis zu 20%-tige Unsicherheit in den Randbereichen des Presamplers aufgrund einer zu geringen Anzahl von Einträgen. Als weitere Einflüsse indirekter Art kommen hinzu:

- Die statistische Unsicherheit bei 200 Solleinträgen einer Verteilung liegt bei 6 %.
- Die langfristige Verringerung der Photomultiplierverstärkung führt - je nach Länge der Kalibrationsperiode - zu einem Fehler von maximal 1 - 6 % pro Presamplerkachel.
- Anpassungsfehler bei der Auswertung der Verteilung.
- Schwankungen der Hochspannungen (im Promille-Bereich) der Photomultiplier führen zu Unsicherheiten von 1 - 2% im Presamplersignal.

Die aus den genannten Punkten resultierende Gesamtunsicherheit beläuft sich auf unter 7% pro Kachel.

Ergebnisse

In Abbildung 4-6 sind für die Nordseiten von Vorwärts- und Rückwärtspresamplere die Kalibrationswerte mit niederenergetischen Hadronen der Betriebsperiode 1995 aufgezeichnet. Bei dieser ersten MIP-Kalibration zeigte sich ein von der Berechnung der Hochspannungswerte aus den Test aller Photomultiplier und Presamplerkacheln (Abschnitt 3.1.3) abweichendes Antwortsignal in den einzelnen Presamplerkacheln. Die Mittelwerte der pC-Werte der Kalibration (2,1 pC am F-Presamplere und 1,8 pC am R-Presamplere) und

ihre Gesamtstreuung (RMS von 0,9 und 0,7) lagen höher als ursprünglich berechnet. Dieses machte eine teilweise Neuanpassung der Hochspannungen notwendig (man sehe auch nächster Absatz und Abschnitt 4.3.3).

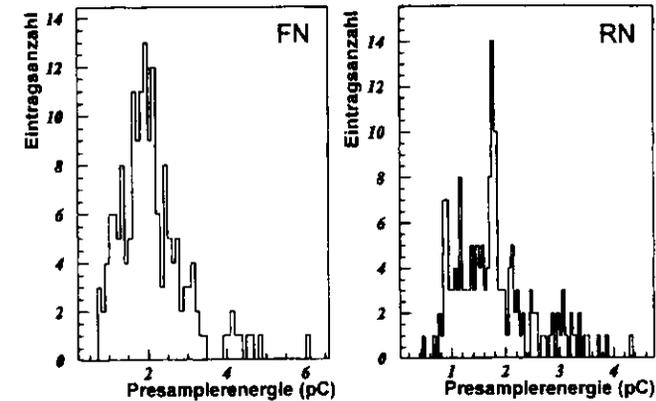


Abbildung 4-6: Kalibrationswerte der ersten Kalibration mit niederenergetischen Hadronen für die Presamplere FN (links) und RN (rechts) der Betriebsperiode 1995

Weitere Anwendungen

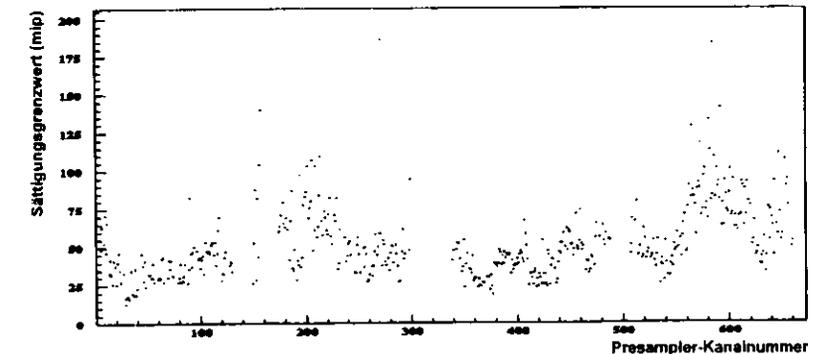


Abbildung 4-7: Sättigungsgrenzwerte bei normaler Hochspannungseinstellung gegen die Kanalnummer aller Presamplerekanäle

Durch die beschriebene Hadronenkalibration ist es ebenso möglich, eine teilweise Anpassung und Abstimmung der Sättigungsgrenzwerte der Ausleseketten vorzunehmen. Für eine Verteilungsanpassung zur Kalibration der Presamplerekanäle ist ein Minimalsignal von 0,4 pC/mip wünschenswert. Eine Größenordnung von 0,8 - 1,0 pC/mip soll erzielt werden. Der Sättigungsgrenzwert der elektronischen Ausleseketten liegt bei 80 - 90 pC. Mit Hilfe der Hadronenkalibration kann nun eine Abstimmung der Hochspannungen der Photomultiplier aufeinander erfolgen. Aber die Tatsache, daß jeder Photomultiplier bis zu 16 Presamplerekanäle ausliest, aber nur eine gemeinsame Hochspannung hat, und die Verstärkungsvarianzen einen Faktor 3 von Kanal zu Kanal aufweisen, setzt diesem Grenzen. In Abbildung 4-7 sind die Sättigungsgrenzwerte (in mip) aller Photomultiplierkanäle der in der Betriebsperiode 1995 gesetzten Hochspannungswerte aufgezeichnet.

¹³ Der SRTD besteht aus zwei Szintillatorlagen. D.h. das Antwortsignal eines minimalisierenden Teilchens gibt den Wert 2 mip im Detektor.

4.3.3 Kalibration mit bewegten, punktförmigen Kobaltpräparaten

Motivation

Als viertes Verfahren zur Kalibration des Presamplers gibt es die Möglichkeit, mit Hilfe eines beweglichen Kobaltpräparates die Presamplerkacheln einzeln gezielt anzuregen. Dieses Verfahren - es findet auch Anwendung bei der Langzeitüberwachung des ZEUS Kalorimeters [KRE92] - erlaubt im einzelnen eine Überwachung folgender Punkte:

- Antwortverhalten jeder Presamplerkachel hinsichtlich der optischen Eigenschaften (Lichtleiterfaserbrüche, Verbindung PMT mit Faserbündel).
- Lichtdichtigkeit der Kassetten.
- Übersprechverhalten des Photomultipliers.
- Erkennung von Strahlenschäden.

Ferner läßt das Verfahren der Kobaltabtastung in Verbindung mit den anderen Kalibrationsmethoden folgende Möglichkeiten zu :

- die relative Kalibration der Presamplerkacheln untereinander.
- die Hochspannungsabstimmung der Photomultiplier aufeinander.
- direkter Vergleich mit Hadron- und Myonkalibration.
- direkte Kalibration von Presamplerkacheln, wenn Hadron- oder Myonkalibration aufgrund einer zu geringen Eintragszahl in einer Kachel nicht durchgeführt werden können.

Kalibrationsverfahren bei ZEUS

Die Kobaltkalibration (Abbildung 4-8) basiert auf dem ortsabhängigen Anregen einer Presamplerkachel mit Hilfe eines punktförmigen ^{60}Co -Kobaltpräparates (zylindrisch, $\varnothing 0,8 \text{ mm}$, ca. $0,7 \text{ mm}$ lang). Es wurden bisher Kobaltpräparate einer Aktivität von $1,1 \text{ mCi}$ und $0,8 \text{ mCi}$ verwendet. Das Kobaltpräparat befindet sich an der Spitze einer Stahlröhre ($\varnothing_{\text{innen}} 1,5 \text{ mm}$), die in einen 4 m langen Stahldraht mündet. Auf den Kassetten des Presamplers sind Messingröhren ($\varnothing_{\text{innen}} 2,1 \text{ mm}$, $\varnothing_{\text{außen}} 2,5 \text{ mm}$) befestigt, die den Quellendraht den Kacheln entlang führen (Abschnitt 3.3.1).

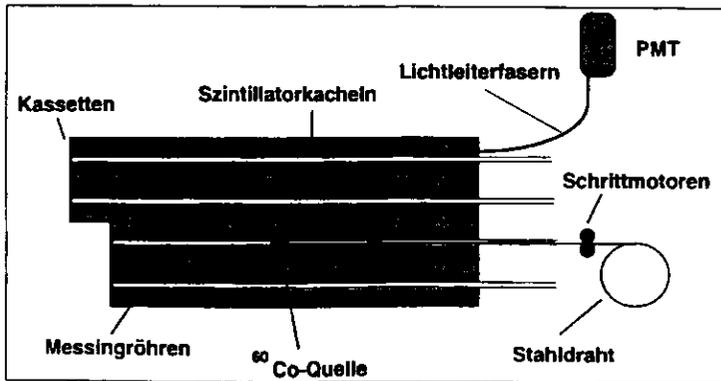


Abbildung 4-8 : Schematische Darstellung des Messaufbaus bei der ^{60}Co -Kobaltkalibration

Der Quellendraht wird mit Hilfe von Schrittmotoren durch die Messingröhren gefahren, so daß ein ortsabhängiges Signal über die Lichtleitfasern mit ihrem dazugehörigen Photomultiplier abgenommen werden kann. Die mechanische Positionierbarkeit ist besser als $\pm 0,2 \text{ mm}$, die örtliche Wiederholungsgenauigkeit besser als $\pm 0,5 \text{ mm}$.

Die Steuerung der Schrittmotoren und die Auslese des Antwortsignals wird von einem PC gesteuert (Abbildung 4-9). Die Einheit zur Motorsteuerung ist über eine RS232-Leitung mit dem PC verbunden und verfügt ihrerseits über eine Schnittstellenkarte, Karten für die Spannungsversorgung der Schrittmotoren und eine 8 bit-Analogeingabeschnittstelle, die zur Auslese eines Winkeldekoders verwendet wurde. Der Winkeldecoder dient zur Überprüfung der von dem Draht tatsächlich zurückgelegten Strecke. Mit einer 12 bit / 16 Kanal-ADC-Karte innerhalb des PCs wird das Photomultiplier-Signal direkt abgegriffen. Das $8 \mu\text{s}$ Meßfenster der ADC-Karte dient als Integrator des Photomultiplier-Signals. Die Steuerung der Hochspannung für die Photomultiplier wird extern über die entsprechende Kontrolleinheit der ZEUS-Elektronik vorgenommen.

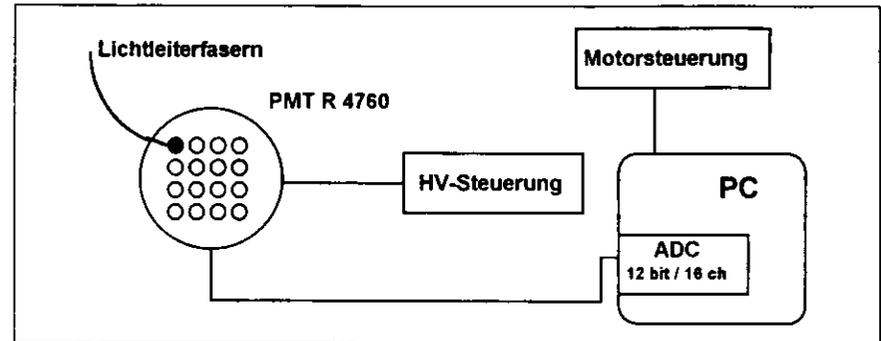


Abbildung 4-9: Schematische Darstellung des Ausleseaufbaus der ^{60}Co -Kobaltkalibration

Die Bedingungen der Kobaltkalibration im einzelnen:

- Schrittweite 3 mm
- Positionierbarkeit $\pm 0,2 \text{ mm}$ und Wiederholungsgenauigkeit $\pm 0,5 \text{ mm}$
- gesamte Kassettenlänge ($40 - 200 \text{ cm}$) gemessen
- 522 Kacheln können kalibriert werden¹⁴
- 500 Messungen pro Meßpunkt
- Signale aller Kacheln einer Kassette werden gleichzeitig gemessen
- Photomultiplierhochspannung entsprechend des normalen Detektorbetriebes

Als ein Problem für die Kobaltmessungen erwies sich der Einbau des Presamplers, sowie Arbeiten auf dem Kalorimeter während der Betriebspausen. Hierbei wurden einige Messingröhren beschädigt (geknickt, abgerissen), die nur zum Teil ersetzt werden konnten und dadurch den Bereich des Presamplers der überhaupt untersucht werden konnte, einschränkten. Von den 576 Kacheln die theoretisch abgetastet werden können, sind 54 Kacheln durch einen Defekt der Messingröhren nicht erreichbar.

Die Methode des „indirekten Abtastens“ (das Kobaltpräparat wird nicht direkt auf, sondern über eine Nachbarkassette ober- oder unterhalb der defekten Kassetten geführt) hat sich durch starke Fluktuationen im Antwortverhalten der Kacheln einer Kassette als unbrauchbar erwiesen. Die Unterschiede zwischen direktem und indirektem Antwortsignal der Presamplerkacheln bei Testläufen lagen im Faktor zwischen 16 und 24. Dieses Verhalten zeigte in der Wiederholungsgenauigkeitsmessung ebenfalls starke Schwankungen.

¹⁴ Ausnahmen waren die „chimney“-Kassette (RCAL-Presamplernr. 20) und Kassetten deren Messingröhre ganz oder teilweise beschädigt waren.

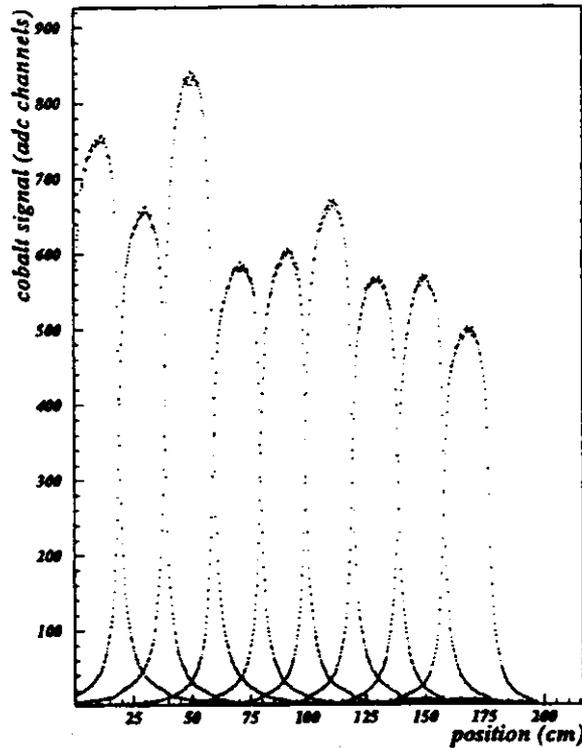


Abbildung 4-10 : Antwortsignale der Presamplerkacheln einer Kassetten in Abhängigkeit vom Anregungsort bei Abtastung mit einem Kobaltpräparat

Ergebnisse

In Abbildung 4-10 ist das Antwortsignal einer Kobaltabtastung für Kassetten RS-8 dargestellt. Die Kassetten enthält 10 Kacheln, wobei das Maximum links der im Detektorinneren liegenden Kachel entspricht und ganz rechts in der Abbildung die äußersten Kachel dieser Kassetten. Entsprechend befindet sich der Photomultiplier auf der rechten Seite.

Der Kurvenverlauf im Bereich des Maximums ist nicht symmetrisch. Er spiegelt den Kachelausleseaufbau und die Neigung der Kachel in der Kassetten wieder (Abbildung 3-3). Nach rechts hin werden die Presamplerkacheln mit den Wellenlängenschieber- und Lichtleitfasern ausgelesen. Zudem befinden sie sich durch ihre Neigung dort in der geringsten Entfernung zum Kobaltpräparat. Somit ist dort der Kurvenverlauf leicht erhöht gegenüber der linken Seite. Hinzu kommt, daß das Signal an der Ausleseseite wegen der kleineren Entfernung zum Photomultiplier nicht so stark durch Selbstabsorption in der Wellenlängenschieberfaser verringert wird.

Die Reproduzierbarkeit einer solchen Messung ist (in einem Zeitraum von bis zu 10 Tagen) für alle Kacheln besser als 2%. Für 70% der Kacheln sogar besser als 1%. Ein direkter Vergleich der Abtastungen aus den Betriebspausen des ZEUS Detektors 94/95 und 95/96 liegt nicht vor, da verschiedene Kobaltpräparate verwendet wurden und die Hochspannungswerte der Photomultiplier in 1995 neu angepaßt wurden.

Ein Fall von Übersprechen (Abschnitt 3.2.3) ist in Abbildung 4-11 dargestellt. Die Abbildung ist ein Auszug aus dem Abtasten einer Presamplerkassetten mit 10 Kacheln. Dargestellt sind nur die Kacheln 2, 6 und 10. Die Kacheln waren entsprechend der Kanalnummern des Photomultipliers angeschlossen (Abbildung 3-12). In diesem Fall zeigt Auslesekanal für Kachel Nr.2 ein zusätzliches Signal, wenn sich das Kobaltpräpa-

rat auf der Kachel Nr. 6 befindet und des Auslesekanal der Kachel Nr. 6 zeigt ein zusätzliches Signal, wenn sich das Präparat über Kachel Nr. 10 befindet. Derartige Fälle von Übersprechen erreichen ein Größenordnung von bis zu 3% des Eingangssignals, treten aber nur in 50% aller Fälle überhaupt auf. Das Übersprechen muß allerdings wegen den in Abschnitt 3.2.3 genannten Gründen nicht in der Datenauswertung berücksichtigt werden.

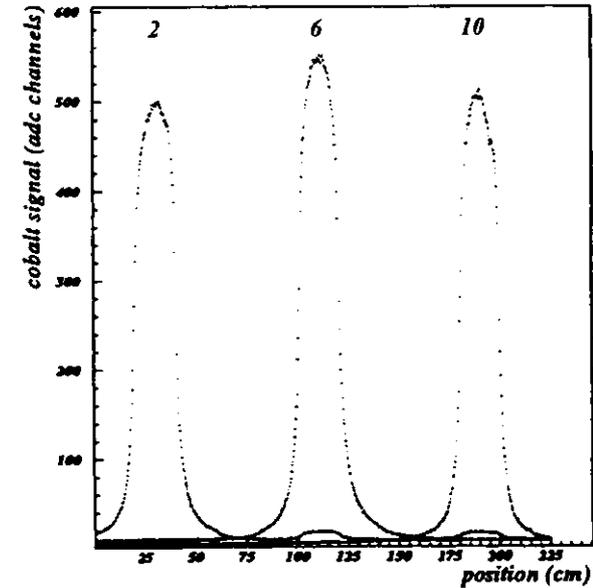


Abbildung 4-11 : Antwortsignale der Presamplerkacheln 2, 6 und 10 der Kassetten RN 7 in Abhängigkeit vom Anregungsort mit Übersprechen der Kanäle auf dem Photomultiplier (Kanal Nr. 6 nach Nr. 2 und Kanal Nr. 10 nach Nr. 6)

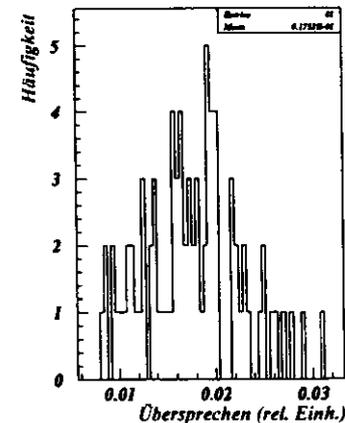


Abbildung 4-12 : Relative Größe des Übersprechens (oberhalb von 0,5%) bei allen Presamplerkacheln der Kobaltmessung 1996

Abbildung 4-12 zeigt die Größenordnung der Übersprechverteilung aller mit Kobalt vermessenen Kacheln für die Betriebspause 95/96. Von 118 abgetasteten Kacheln zeigen 55 ein Übersprechen von bis zu 3%. Es traten aber insgesamt 81 Fälle von Übersprechen auf, da eine Kachel auch in zwei Kanälen übersprechen kann. Durch die Art und Weise, wie die Kobaltmessungen durchgeführt wurden, sind dies nicht alle theoretisch auftretenden Fälle. Da immer nur die Kacheln einer Kassetten parallel ausgelesen wurden, sind Fällen von Übersprechen zwischen Kacheln, die nicht zu der gleichen Kassetten gehören, sich aber auf dem gleichen Photomultiplier befinden, möglich. Ein Übersprechen unterhalb von 0,5% wurde bei dieser Auswertung nicht berücksichtigt.

Ein Lichteinbruch in der Kassette führt zu einem wesentlich erhöhten Untergrundsignal in einer oder mehreren Kacheln. Diese Lichteinbrüche traten bisher nur an den Enden der Presamplerkassetten im Detektorrinnen auf und konnten dort durch Versiegeln mit Aluminiumklebeband behoben werden. Zudem fällt an diese Stellen ohnehin kein Licht, da im Normalbetrieb der Detektor zugefahren ist.

Bei Faserbrüchen, wie sie durch mechanisches Einwirken auf die Lichtleitfasern auftreten können, senkt sich die Lichtausbeute der betreffenden Kachel. Dieses kann nur durch Vergleiche mit früheren Kobaltmessungen festgestellt werden. Wenn sich der Bruch außerhalb der Kassette befindet und mindestens 10-15 cm entfernt vom Kassettende entfernt ist, können die betreffenden Fasern ersetzt werden. In allen anderen Fällen ist das Herausfahren des Kalorimetersegmentes und das Öffnen der betreffenden Kassette erforderlich.

Mit Hilfe der Kobaltmessungen konnte ebenfalls die Streuung des Antwortverhaltens der Kacheln untereinander und mit den Kalibrationsmessungen mit kosmischen Myonen vor dem Zusammenbau (Abschnitt 3.1.3) verglichen werden (Abbildung 4-13).

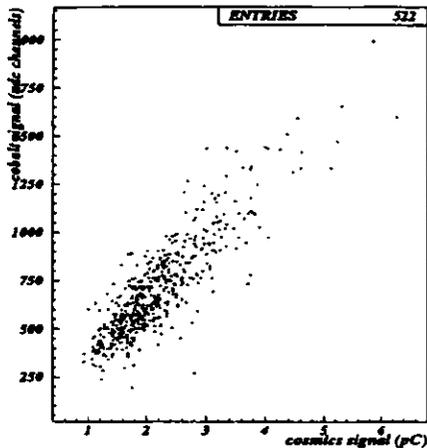


Abbildung 4-13 : Maximale Lichtausbeuten (pC) der Presamplerkacheln bei der Kobaltmessung 1995 und der Messung mit kosmischen Myonen aus dem Qualitätstest der Presamplerkacheln gegeneinander aufgetragen

Die Streuung der Werte um eine angepaßte Gerade ist mit $\pm 50\%$ (RMS < 19%) größer als ursprünglich projektiert. Sie resultiert einerseits aus den unterschiedlichen Auslesemethoden (es wurde beim Qualitätstest nur ein Referenzphotomultiplier verwendet) und andererseits aus den unterschiedlichen Hochspannungswerten und den Anschlüssen der Leiterplatten der Photomultiplier. Dieses machte eine Neuanpassung der Hochspannungen der Photomultiplier und der Leiterplatten erforderlich.

4.4 Stabilität und Kontrolle der Kalibration

4.4.1 Zeitliche Stabilität der Kurz- und Langzeitkalibration

Die Stabilität der Kalibration des ZEUS-Presamplers (Abschnitte 4.2 und 4.3), d.h. die zeitliche Varianz der MIP-Kalibration einer Presamplerkachel und die Genauigkeit der Kalibration, stellt sich für die einzelnen Kalibrationsmethoden unterschiedlich dar. Die Genauigkeit und die kurzfristigen (Stunden/Tage) und langfristigen (3 Monate bis zu einer Betriebsperiode) Schwankungen der einzelnen Kalibrationsmethoden sind in der Tabelle 4-1 verzeichnet. Die geklammerten Zahlen sind Extremfälle oder spezielle Einzelfälle.

Die teilweise großen Ungenauigkeit der Teilchenkalibrationsmethoden ist zumeist auf eine zu geringe Eintragszahl bei einigen Presamplerkacheln zurückzuführen. Die verbleibende Genauigkeitsspanne ist von der Qualität der Verteilungen und ihrer mathematischen Anpassung abhängig. Derartige Schwierigkeiten gibt es wegen der nahezu beliebig großen Ereignisanzahlen bei der LASER-LED-Kalibration und der Kobaltkalibration nicht.

Die kurzfristigen Schwankungen können wegen der langen Kalibrationszeiten der Teilchenkalibration nur mit der LASER-LED- und der Kobaltkalibration beobachtet werden. Bei der Betrachtung der Ergebnisse ist die Kobaltmethode allerdings auszuschließen, da hier nur eine Referenzmessung von 1996 vorliegt.

Die von der LASER-LED-Kalibration gemessenen kurzfristigen Schwankungen konnten teilweise auf Meßprobleme bei den Anschlüssen der Lichtversorgung, mechanische Fehler oder die Einwirkung des Magnetfeldes auf die Photomultiplier (1995 Meßperiode) zurückgeführt werden, da sie nur unter bestimmten

Meßbedingungen oder in bestimmten Baugruppen des Presamplers auftreten. Die Ursache der verbleibenden Varianz von bis zu $\pm 6\%$ in der Kalibration ist noch nicht geklärt.

Kalibration	Genauigkeit	kurzfristige Schwankung	langfristige Schwankung
LASER/LED	$< \pm 2\%$	$\pm 2\%$ ($\pm 6\%$)	$\pm 2\%$ ($\pm 6\%$)
Myonen	$\pm 1-7\%$	---	$\pm 3-5\%$ ($\pm 15\%$)
niedereng. Hadronen	$\pm 2-7\%$	---	$\pm 3-5\%$ ($\pm 10\%$)
Kobalt	$< \pm 1\%$	$(\pm 1-2\%)^{(15)}$	$\pm 5 (-20\%)^{(16)}$

Tabelle 4-1 : Vergleich von Genauigkeit und Schwankung der verschiedenen Kalibrationsverfahren des ZEUS-Presamplers

Bei den langfristigen Schwankungen in der Teilchenkalibration wurden bis zu 15% Abweichung in dem Antwortverhalten der Presamplerkacheln von Beginn bis zum Ende einer Betriebsperiode verzeichnet. Teilweise zeigte sich in der langzeitlichen Schwankung eine Gesamtrendenz des Antwortsignals von Kacheln, die von einem Photomultiplier (Abbildung 4-3) ausgelesen werden. Diese Tendenz ist nicht für alle Auslesegruppen gleich. Auch weisen die einzelnen Kanäle eines Photomultipliers zeitliche Veränderungen auf, die teilweise nicht mit der Gesamtrendenz übereinstimmen. Ebenso konnte die teilweise starke Abnahme des Presamplersignals, die bei der Teilchenkalibration beobachtet wurde, mit der LASER-LED-Kalibration nicht nachvollzogen werden. Für das durchschnittliche Verhalten kann gesagt werden, daß das Signal der Presamplerkacheln über eine Betriebsperiode um ca. 5-10% abnimmt.

Als Ursachen für das geschilderte Verhalten können sowohl mechanische als auch technische Gründe in Frage kommen. Zu den mechanischen Ursachen gehören, die Verbindungen der Fasern und Kalibrations-systeme, Änderungen in den Krümmungsradien der Fasern, Bewegungen in den Kassetten und Photomultipliergehäusen, Alterung von Materialien und mechanische Belastungen der PMT-Anschlüsse. Solche Ursachen (bis auf die Materialalterung) folgen meist einem bestimmten Muster über die Meßbedingungen am Detektor. Ein solches Muster wurde bisher nicht entdeckt. Die Materialalterung kommt ebenso nicht in Frage. Sie würde zwar das Antwortverhalten langfristig ändern, aber nicht zu den teilweise beobachteten Erhöhungen der Lichtausbeute führen. Zudem sind die Eigenschaften der verwendeten Materialien gut bekannt. Aus dem gleichen Grunde können auch Strahlenschäden in den Kacheln, Fasern und Klebstoffen der Faserverbindungen als Ursachen ausgeschlossen werden.

Es verbleiben die technischen Ursachen wie z.B. Schwankungen der Verstärkung des Photomultipliers durch den Einfluß von Magnetfeldern oder Hochspannungsschwankungen, Fehler oder Störungen in der Verstärkungselektronik, langfristige Veränderungen der Photokathode und ähnliche Störungen in der Ausleseketten.

Es konnte in langfristigen Labormessungen nicht gezeigt werden, daß die Schwankungen in der Kalibration von dem Auslesephotomultiplier R4760 verursacht werden. Auch der Einfluß von Magnetfeldern ist gut bekannt und wird von der LASER-LED-Kalibration nur im Rahmen der Laboruntersuchungen (bis zu $\pm 2\%$, Abschnitt 3.2.3) gemessen. Die Hochspannungsschwankungen liegen im Promille-Bereich, so daß hier kein Einfluß gesehen wird. Es gibt z.Z. keine weiteren Hinweise auf andere Fehlerquellen, so daß die Ursachen und die Systematik dieses kurz- und langfristigen Verhaltens weiterhin untersucht werden.

Ausgehend von der kurzfristigen Verfügbarkeit der LASER-LED-Kalibration des gesamten ZEUS-Presamplers, welche die langzeitige MIP-Kalibration (Myon-, Hadronkalibration) ausgleichen kann, ist für die Stabilität der Kalibration die Genauigkeit entscheidend. Diese basiert auf der in Abschnitt 4.3.1 und 4.3.2 genannten Bedingungen der statistischen Verteilung der Einträge und der angewandten Anpassung auf die Verteilung. Daher kann vorläufig eine Gesamtstabilität der Kalibration von $\pm 3-5\%$ für 80% der Presamplerkacheln angenommen werden.

¹⁵ Gemessen bei einer Wiederholungsmessung von 20 Kacheln mit 10-tägigem Abstand.

¹⁶ Bei den in Einzelfällen auftretenden großen langfristigen Veränderungen konnte teilweise eine Beschädigung der Lichtleitfasern als Ursache nachgewiesen werden (man sehe Abschnitt 4.3.3).

4.4.2 Vergleich von Presamplern- und SRTD-Energiedeposition zur Kalibrationskontrolle

Der ortsauflösende Rückwärts-Spurdetektor für kleine Winkel (SRTD, [BAM95]) bedeckt eine ca. $68 \times 68 \text{ cm}^2$ große Fläche um das RCAL-Strahlrohr. Er überschneidet damit die acht innersten Presamplerkacheln¹⁷. Diese gegenseitige Überdeckung von SRTD und Presamplern kann zum Test der Presamplerkalibration und zum Vergleich des Antwortverhaltens bei Teilchenschauern verwendet werden [VOS96]. Die Aspekte des Presamplerkalibrationstests betreffen die Korrektur der Nichtlinearität der Photomultiplier (Abschnitt 3.2.1) und die MIP-Kalibration dieser acht innersten Kacheln (Abschnitt 4.3.1 und 4.3.2).

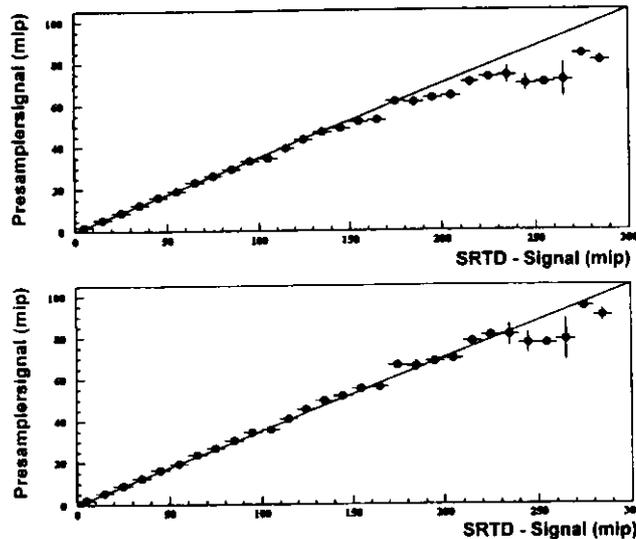


Abbildung 4-14: Presamplern- gegen SRTD-Energiedeposition (Daten 1995) zum Test der Linearität des Presamplernphotomultipliers bei hohen Energiedepositionen ohne (oben) und mit (unten) Linearitätskorrektur

In Abbildung 4-14 ist das korrigierte und unkorrigierte Presamplersignal bei Teilchenschauern gegen das SRTD-Signal aufgetragen. Beide Achsen sind in mip skaliert. Die Ereignisse wurden über die Trefferselektion (SREHIT) des SRTD ausgewählt. Dieser direkte Vergleich wurde zur Anpassung und zum Test der Funktion zur Linearitätskorrektur der Presamplernphotomultiplier genutzt werden.

In Abbildung 4-15 zeigt die Presamplernenergiedeposition der acht innersten Kacheln aufgetragen gegen die Energiedeposition im SRTD. Es wurden von den SRTD-Ereignissen nur Treffer mit mindestens 3 cm Entfernung von den Kachelkanten des Presamplers ausgewählt. Gegenüber der theoretischen Korrelation von SRTD- und Presamplersignal (durchgezogene Linie in Abbildung 4-15) zeigen sich Verlaufunterschiede von bis zu 30%. Dies liegt einerseits am höheren Antwortsignal des SRTDs, der aus zwei getrennt ausgelesenen Szintillatortagen besteht und daher 2 mip als Antwortsignal auf ein minimalionisierendes Teilchen gibt. Andererseits wird bei der Analyse des SRTD-Antwortsignals der wahrscheinlichste Wert der Verteilung verwendet, während beim Presamplern der Mittelwert der Verteilung das Antwortsignal (Abschnitt 2.2.1) charakterisiert. Beide zeigen ein unterschiedliches Verhalten bezüglich der Energieabhängigkeit des Rückstreuteils in der Energiedeposition (Abschnitte 2.2.3 und 6.1.6).

¹⁷ Acht Kacheln in einem Quadrat aus 3×3 Presamplernkacheln angeordnet. Die innerste Kachel ist wegen der Strahlröhre ausgespart.

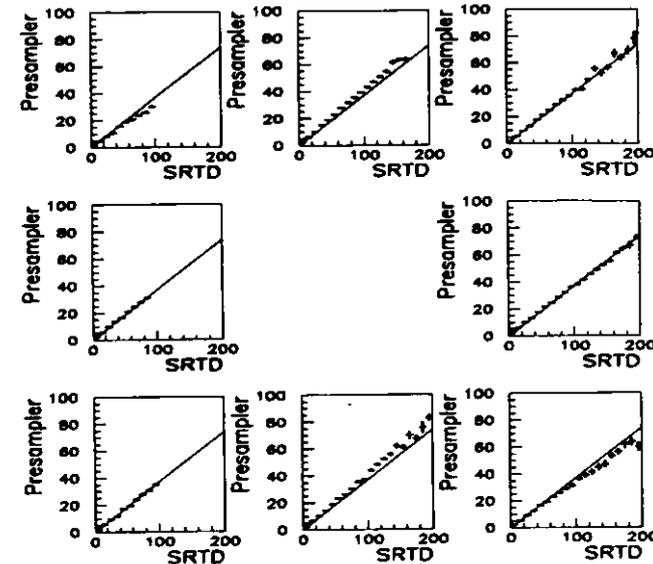


Abbildung 4-15: Presamplern- gegen SRTD-Energiedeposition zum Vergleich des Antwortverhaltens

Kapitel 4 - Kurzzusammenfassung

- ◊ Die Signalauslese der Photomultiplier (Abschnitt 4.1.1) gleicht, mit leichten Modifikationen, der des ZEUS-Kalorimeters (Front-End- und Digitalkarten). Das Steuersystem für die Hochspannungen (Abschnitt 4.1.2) wird - ebenfalls leicht abgewandelt - von den Komponenten BPC und SRTD verwendet. Die Hochspannungen (800 - 1200 V) werden ständig überwacht und nachgeregelt. Ihre Schwankungen liegen im Promillebereich.
- ◊ Die täglich durchgeführte LASER- und LED-Kalibration (Abschnitt 4.2) dient zur Korrektur von Effekten der Photomultiplier und der Auslekette. Die relativen Schwankungen von Verstärkung und Photoelektronenausbeute im tageweisen Verlauf liegen bei bis zu $\pm 4 - 6 \%$ bei einer Genauigkeit von $< \pm 2 \%$
- ◊ Zur MIP-Kalibration des Presamplers werden hauptsächlich Halo-Myonen (Abschnitt 4.3.1) verwendet. Ihre Verteilung im Detektor ist stark inhomogen und je nach Strahlenergie können nur 2-3% der Ereignisse verwendet werden. Die Kalibrationszeit für alle Presamplernkacheln beträgt minimal 1,5 Monate (Daten 1996). Die Kalibrationsgenauigkeit liegt bei $\pm 1 - 5 \%$.
- ◊ Niederenergetische Hadronen ($< 15 \text{ GeV}$) aus $e p$ -Reaktionen (Abschnitt 4.3.2) können ebenfalls zur MIP-Kalibration verwendet werden. Ihre Kalibrationsgenauigkeit liegt bei $\pm 2 - 7 \%$ mit langfristigen relativen Schwankungen der MIP-Kalibrationswerte von $\pm 3 - 5 \%$
- ◊ Die Kalibration mit punktförmigen Kobalt-Präparaten (Abschnitt 4.3.3) dient der relativen Kalibration der Presamplernkacheln und der Qualitätskontrolle. Es können gezielt optische und elektronische Veränderungen der Kacheln, Lichtleitfasern und Photomultiplier beobachtet werden.
- ◊ Durch die Kombination von Kurz- und Langzeitkalibration kann für die Stabilität (Abschnitt 4.4.1) der Presamplernkalibration $\pm 3 - 5 \%$ innerhalb einer Betriebsperiode angenommen werden.
- ◊ Im Überlappbereich von SRTD und Presamplern kann ein Vergleich des Antwortverhaltens beider Komponenten (Abschnitt 4.4.2) zur Kontrolle des Linearitätskorrekturverfahrens des Presamplers genutzt werden.

5 Test der Presamplertypen am CERN-SPS

In den Jahren 1992 bis 1995 wurden am CERN-SPS mehrere umfangreiche Experimentierreihen zum Test von Presamplertypen durchgeführt. In diesem Kapitel wird kurz ein Überblick über die verwendeten Prototypen und die Experimentieraufbauten am CERN gegeben. Hinzu kommt die Darstellung einiger spezieller Versuchsaufbauten und der Kalibration.

5.1 Aufbau der Testexperimente am CERN-SPS

5.1.1 Übersicht über die CERN-Tests und die verwendeten Presamplertypen

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die in den Jahren 1992 bis 1995 verwendeten Presamplertypen und ihren Aufbau:

CERN Test Nr. Zeitraum	Kachelanordnung	Kachelgröße, Installation	Auslese
826 22.10. - 04.11.92	3 x 3 2 x 2	10 x 10 cm ² 20 x 20 cm ²	PMT XP2020 u. XP1911, CAMAC-ADC
827 01.05. - 15.05.93	4 x 4 3 x 3	10 x 10 cm ² 20 x 20 cm ²	PMT XP2020 u. XP1911, CAMAC-ADC
828 16.08. - 30.08.93	4 x 4 1 x 4 2 x 2	10 x 10 cm ² 10 x 10 cm ² 20 x 20 cm ²	PMT XP2020 u. XP1911, CAMAC-ADC
829 06.07. - 15.07.94	4 x 4	20 x 20 cm ² , fest installiert	MPM, ZEUS-Nevis Elektronik
830 14.09. - 21.09.94	4 x 4	20 x 20 cm ² , fest installiert	MPM, ZEUS-Nevis Elektronik
831 30.06. - 10.07.95	4 x 4 3 x 3	20 x 20 cm ² , fest installiert 20 x 20 cm ² , freistehend	MPM, ZEUS-Nevis Elektronik MPM, CAMAC-ADC's
832 22.08. - 30.08.95	4 x 4 3 x 3	20 x 20 cm ² , fest installiert 20 x 20 cm ² , freistehend	MPM, ZEUS-Nevis Elektronik MPM, CAMAC-ADC's

Tabelle 5-1 : Übersicht der am CERN-SPS von 1992 bis 1995 getesteten Presamplertypen

In den Tests 826 bis 828 wurde erste Studien zum ZEUS-Presamplertyp am CERN durchgeführt. Hierbei wurden der Aufbau und Antwortverhalten verschiedener Prototypen getestet. Diese Tests waren Vorstufen zur Entwicklung des ZEUS-Presamplers.

Seit dem Test 829 ist ein FCAL-Prototypen ein dem ZEUS-Presamplertyp baugleiches Modell aus 4 x 4 Kacheln installiert worden. Die Lichtverstärkung erfolgte mit einem R4760 Vielkanalphotomultiplier (MPM). Er wird ebenso wie das Kalorimeter mit der Nevis-Elektronik über Front-End-Karten und Digitalkarten ausgelesen (Abschnitt 4.1.1 und [HER91], [HER95]). Die Installation erfolgte direkt vor den Kalorimetertürmen, um eine möglichst genaue Wiedergabe der Bedingungen im ZEUS-Detektor zu ermöglichen. In Anhang B befindet sich eine Übersicht über die Datensätze aus diesen Testreihen.

In den Testläufen 831 und 832 wurde ein zusätzlicher, dem ZEUS-Presamplertyp baugleiches Modell (3 x 3 Kacheln), freistehend aufgestellt, um den Einfluß der Rückstreuung auf das Presamplersignal zu untersuchen (Abschnitt 6.1.6 und [KUM97]). Hierfür wurde ebenso ein R4760 Photomultiplier verwendet, nur die Auslese erfolgte mit CAMAC-ADC's.

5.1.2 Versuchsaufbau in der Experimentierhalle

Für die „Fixed-Target“-Experimente am CERN Super-Protonen-Synchrotron werden Protonen mit einer Primäreinschußenergie von 450 GeV auf ein Target geschossen. Die 120 GeV Pionen aus dem Target werden in verschiedene Strahlen aufgeteilt und zu den einzelnen Experimentierhallen geleitet. Der X5-Strahl, mit dem am Presamplertypen experimentiert wurde, besitzt ein austauschbares Sekundärtarget

(Kupfer, Beryllium oder Blei), eine vollständig durch Benutzer steuerbare Strahloptik und Überwachungsdetektoren (Strahlzähler, Cherenkov-Zähler, Strahlspektrometer, Vieldrahtkammern), mit denen die individuellen Versuchsbedingungen hergestellt und kontrolliert werden können ([BOR96], [WOL95]). Eine Übersicht der Strahloptik nach dem Sekundärtarget gibt Abbildung 5-1. Die Quadrupolmagneten (Q1 - Q5) und die Kollimatoren dienen der Strahlfokussierung. Die Dipolmagneten 1 und 2 selektieren die Teilchenenergien. Impuls und Richtung der Strahlteilchen werden mit einem aus 4 Vieldrahtkammern (MWPCs) bestehendem Strahlspektrometer gemessen.

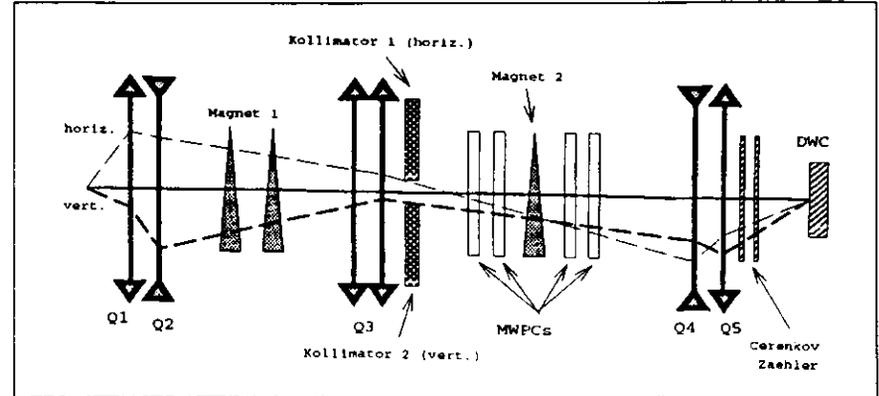


Abbildung 5-1 : Strahloptik des X5-Strahls nach dem Sekundärtarget am CERN-SPS

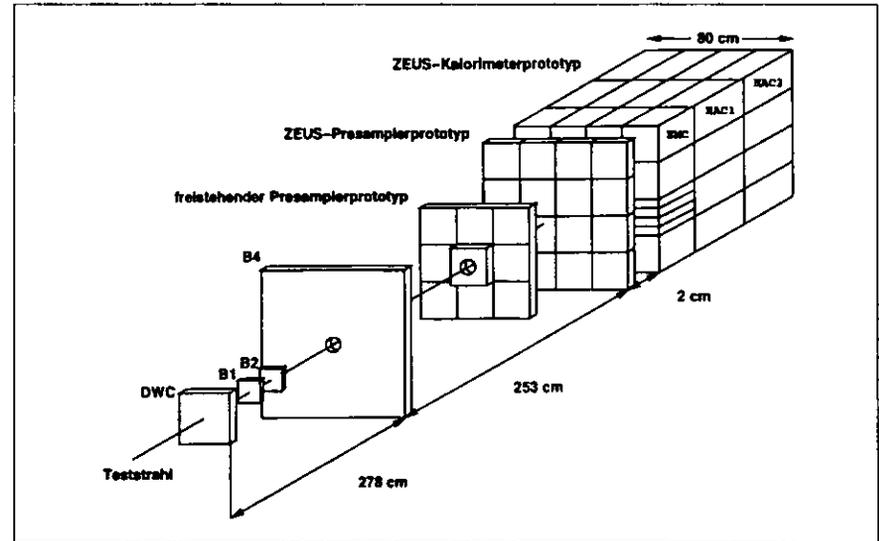


Abbildung 5-2 : Experimentieraufbau am X5-Strahl des CERN-SPS

Abbildung 5-2 zeigt die in der Experimentierhalle unmittelbar zugänglichen Komponenten des Versuchs, die sich direkt vor dem FCAL-Prototypen befinden. Folgende Detektoren dienen zur Strahlkontrolle: eine 10 x 10 cm² ortsauflösende Vieldrahtkammer (DWC, „Delay-Line-Wire-Chamber“), zwei ca. 10 x 10 cm² Szintillationszähler (B1, B2) zur Strahldefinition, ein ca. 50 x 50 cm² Veto-Zähler (B4) mit einem Ø 3 cm

Loch in der Mitte und ein $0,5 \times 2 \text{ cm}^2$ Fingerzähler (B3, nicht eingezeichnet, befindet sich direkt hinter B4) zur Strahlbegrenzung.

Die Detektorkomponenten, an denen experimentiert wurden, waren ein Vorwärtskalorimeterprototyp des ZEUS-Detektors, bestehend aus 4×4 Kalorimetertürmen (aktive Fläche ca. $80 \times 80 \text{ cm}^2$), ein direkt vor dem Kalorimeter fest installierter Presamplertyp aus 4×4 Kacheln ($80 \times 80 \text{ cm}^2$) und ein freistehender Presamplertyp mit 3×3 Kacheln ($60 \times 60 \text{ cm}^2$) und einer zusätzlichen Kachel vor der Zentralkachel. Diese zusätzliche Kachel ist mit einem $\varnothing 4 \text{ cm}$ Loch versehen (Aufbau V und VI, nächster Abschnitt).

Neben dem allgemeinen Test verschiedener Presamplertypen wurden folgende Bedingungen zur Untersuchung des Antwortverhaltens des Presamplers variiert, bzw. kombiniert:

- | | |
|--|--|
| • Einschüßteilchen | μ, e^+, π |
| • Einschüßenergien | 3 - 100 GeV |
| • Menge der inaktiven Materie | bis $4,1 X_0$ |
| • Art der inaktiven Materie | Al, Fe, Pb |
| • Entfernung der inaktiven Materie vom Presamplertyp | 5 cm - 180 cm |
| • Strahlgröße | fokussiert (ca. $0,5 \times 2 \text{ cm}^2$)
defokussiert (ca. $10 \times 10 \text{ cm}^2$) |
| • Auftreffpunkt des Strahls in Kalorimeter und Presamplertyp | |

Darüber hinaus wurden in speziellen Versuchsanordnungen die aufgeführten Punkte noch weiter verändert, wie z.B. Untersuchungen mit speziellen Triggerzählern, geometrische Variationen der inaktiven Materie.

5.1.3 Versuchsaufbauten zum Test der Presamplertypen

In Abbildung 5-3 ist der am häufigsten verwendete Versuchsaufbau zum Test des Presamplertypen dargestellt. Dieser Aufbau diente zur Untersuchung des Antwortverhaltens bei verschiedenen Arten von Einschüßteilchen und Schauern, verschiedenen Einschüßenergien und Mengen inaktiver Materie. Die Ergebnisse dieser Versuche wurden zur Erstellung von Korrekturfunktionen für das ZEUS-Kalorimeter verwendet (Kapitel 6 und 7). Als inaktives Material wurde bis zu $4,1 X_0$ Aluminium (maximal 12 Al-Platten von je 3 cm Dicke) verwendet. Die Entfernung zwischen Presamplertyp und inaktivem Material betrug 15 cm.

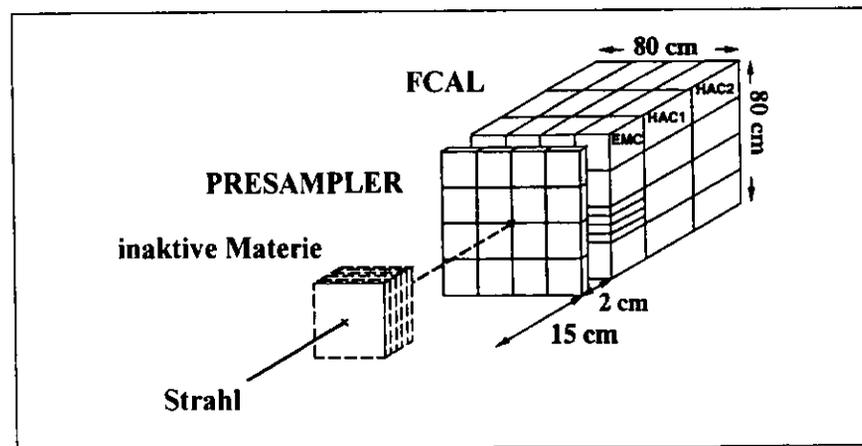


Abbildung 5-3 : Standardversuchsaufbau am CERN-SPS zur Untersuchung des Einflusses von Strahlenergie, Teilchenart und Materiemenge auf das Presamplersignal

Es folgt die Beschreibung einiger spezieller Versuchsanordnungen, deren Daten in dieser Arbeit verwendet wurden. Weitere Erläuterungen zu diesen Versuchsaufbauten befinden sich auch an den entsprechenden Textstellen in den Kapiteln 6 und 7.

Aufbau I:

In diesem Versuch wurden sechs $0,3 X_0$ dicke Aluminiumplatten in ihren Abständen zueinander variiert. Der Abstand der letzten Platte vor dem Presamplertyp blieb unverändert.

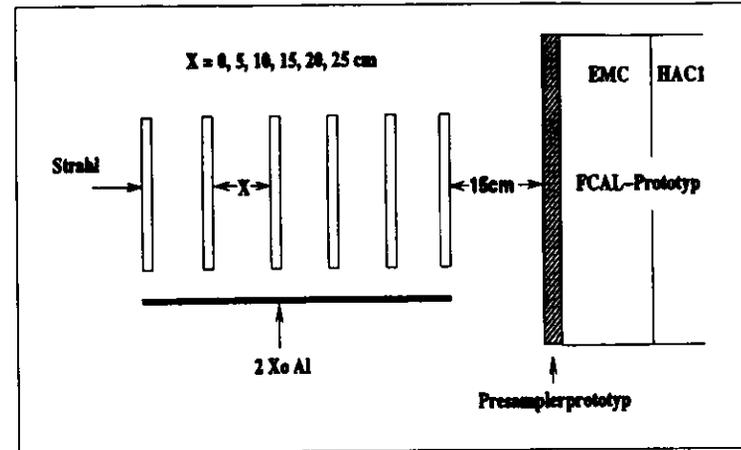


Abbildung 5-4 : Versuchsaufbau zur Untersuchung des Einflusses der Anordnung inaktiver Materie auf das Presamplersignal

Aufbau II:

Hier wurden die sechs Aluminiumplatten zuerst als Block in einer Entfernung von 15 cm vor dem Presamplertyp deponiert und dann jeweils immer eine Platte in eine größere Entfernung verschoben, bis sich zuletzt alle Platten in ca. 130 cm Entfernung vom Presamplertyp befanden.

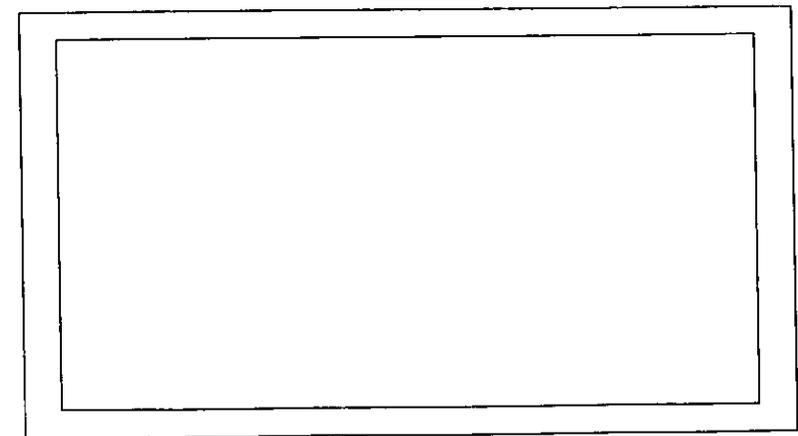


Abbildung 5-5 : Versuchsaufbau zur Untersuchung des Einflusses des Schauerdurchmessers

Aufbau III:

In diesem Versuch wurde jeweils ein $2 X_0$ Block Aluminium oder Eisen in verschiedenen Entfernungen vom Presamplerelement deponiert.

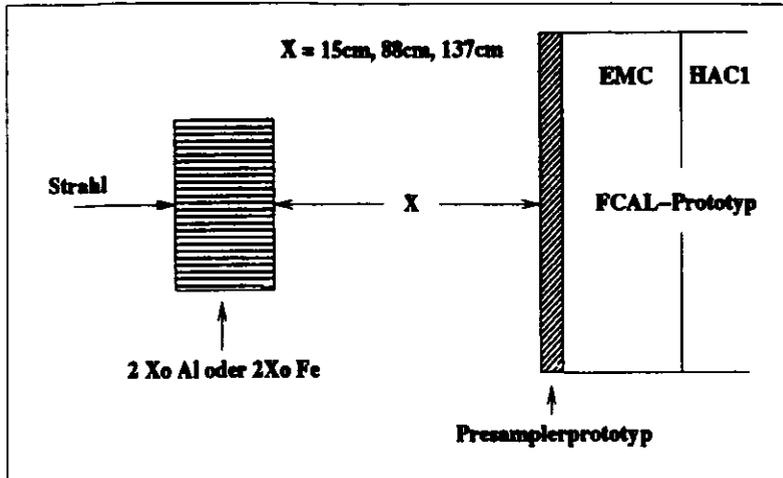


Abbildung 5-6 : Versuchsaufbau zur Untersuchung des Einflusses der Art der inaktiven Materie

Aufbau IV:

In diesem Versuchsaufbau wurde in den mit „1“ und „2“ markierten Zonen hintereinander jeweils ein Aluminiumblock ($1 X_0$) und ein Eisenblock ($1 X_0$) positioniert und ihre Reihenfolge getauscht.

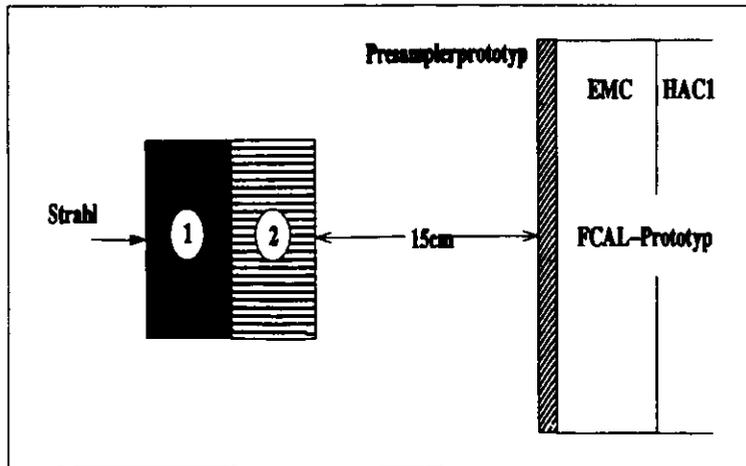


Abbildung 5-7 : Versuchsaufbau zur Untersuchung des Einflusses der Reihenfolge verschiedener Arten inaktiver Materie

Aufbau V:

Dieser und der folgende Versuchsaufbau beziehen sich auf die Experimente mit einem freistehenden Presamplerelement. Er hatte eine Größe von 3×3 Kacheln und eine zusätzlich Lochkachel (Loch $\varnothing 4$ cm) zum „Ausblenden“ des direkten Strahls vor der Zentralkachel. Zur Simulation der Rückstreuung aus inaktivem Material wurden Bleiziegel der Dicke $18 X_0$ verwendet. Bei diesem Aufbau wurden verschiedene Mengen inaktiver Materie ($0, 1, 2 X_0$ Aluminium) vor dem freistehenden Presamplerelement positioniert und das Presamplersignal mit und ohne Rückstreumaterial hinter ihm gemessen. Die Lochkacheln am freistehenden Presamplerelement und der Presamplerelement vor dem FCAL-Prototypen wurden hierbei nicht benötigt.

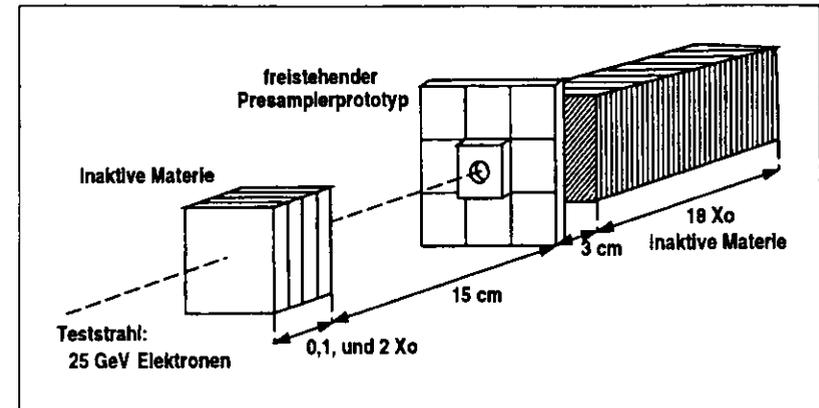


Abbildung 5-8 : Versuchsaufbau zur Untersuchung des Anteils der Rückstreuung im Presamplersignal

Aufbau VI:

Bei diesem Experiment wurde der oben beschriebene Aufbau aus Presamplerelement und Rückstreumaterial um $0, 20$ und 40 Grad gegenüber der Strahlachse gedreht. Wiederum wurde das Presamplersignal mit und ohne Rückstreumaterial gemessen.

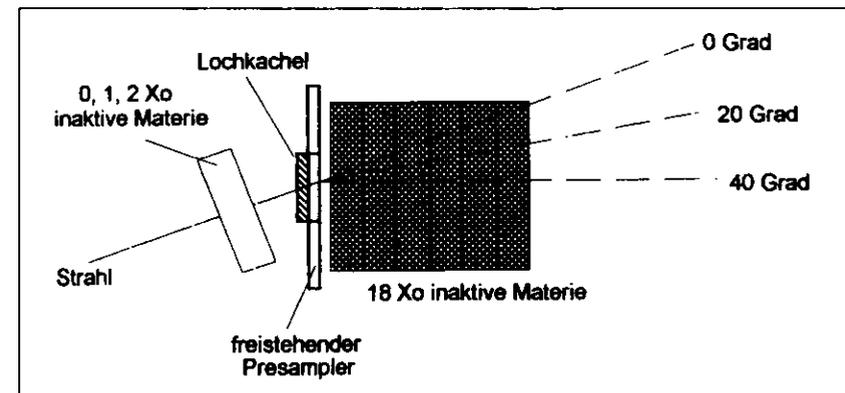


Abbildung 5-9 : Versuchsaufbau zur Untersuchung des Einflusses des Auftreffwinkels des Schauers auf den Presamplerelement mit und ohne Rückstreuung

Aufbau VII:

Zur Untersuchung des Antwortverhaltens des Presamplers auf Hadronenschauer, die durch mehrfache Primärteilchen ausgelöst werden, wurde ein Pionstrahl mit einem 8 cm Kunststofftarget aufgeschauert. Die Multiplizität des entstandenen Hadronenschauers wurde mit zwei Szintillationszählern („Wechselwirkungstrigger“, $10 \times 10 \text{ cm}^2$ und $25 \times 25 \text{ cm}^2$) gemessen. Alle Ereignisse mit mehr als 1,5 mip Energie deposition in den Wechselwirkungstriggern wurden danach in verschiedenen Mengen inaktiver Materie weiter aufgeschauert. Dieses diente der Simulation eines Hadronjets, der im inaktiven Material des ZEUS Detektors teilweise aufschauert.

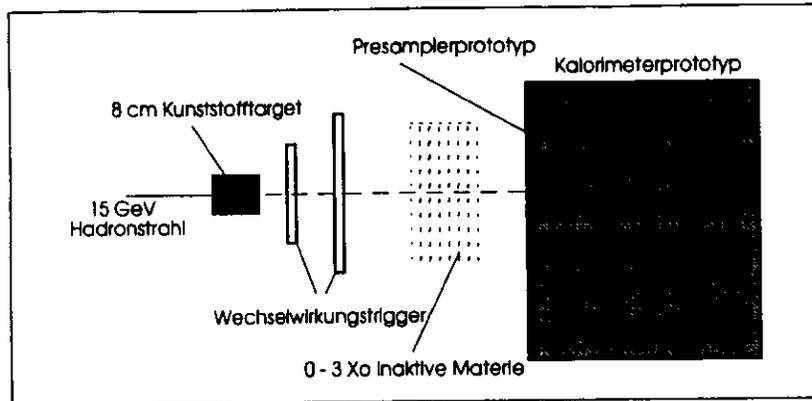


Abbildung 5-10 : Versuchsaufbau zur Untersuchung des Einflusses von Schauern, ausgelöst durch multiple-hadronische Primärteilchen

5.2 Kalibration und Datenaufbereitung bei den Testexperimenten am CERN-SPS

Die Ausleseelektronik des Kalorimeter- und Presamplertypen am CERN war der des ZEUS-Kalorimeters sehr ähnlich. Der einzige Unterschied waren die Front-End-Karten zur Auslese des Presamplertypen (Abschnitt 4.1). Sie waren - im Gegensatz zur Auslese bei ZEUS - ebenso beschaffen wie die Front-End-Karten des Kalorimeters. D.h. es wurden für die 16 auszu lesenden Presamplerkacheln zwei Front-End-Karten (entsprechend 2×12 Kanälen) verwendet, wobei auf jeder Karte nur die Kanäle mit hoher Verstärkung („high gain“) benutzt wurden. Die Kalibration der Ausleseelektronik erfolgte ebenso wie beim ZEUS-Kalorimeter (man sehe hierzu [HER91], [HER95], [ZEUS])¹⁸.

Die Kalibration des Kalorimeterprototypen¹⁹ beinhaltete eine UNO-Kalibration zur Angleichung der Signalhöhen der EMC- und HAC-Sektionen und zwei Kalibrationen durch den Einschub von Teilchen mit definierter Energie. Jede EMC-Sektion wurde mit 15 GeV Elektronen und jede HAC-Sektion mit 75 GeV Myonen kalibriert.

Bis CERN-Tests vor 829 wurde zur MIP-Kalibration (Abschnitt 2.2.1) der Presamplertypen der wahrscheinlichste Wert der Signalverteilung eines 30 GeV Elektronenstrahls verwendet, da diese Energie der im ZEUS-Detektor auftretenden Energien der KP-Elektronen entspricht (ca. 26,6 GeV, Abschnitt 2.1.1). In der ursprünglichen Planung sollten diese zur Kalibration des ZEUS-Presamplers verwendet werden. Mit Fortschreiten der Untersuchungen zeigte sich jedoch der Einfluß der Rückstreuung aus dem Kalorimeter (Abschnitte 2.2.3, 6.1.1 und 6.1.6) auf das Antwortverhalten des Presamplers. Bei den CERN-Tests 829 bis 832 mit dem endgültigen ZEUS-Presamplertypen, wurde deshalb der Verteilungsmittelwert der Energie deposition eines 75 GeV Myonenstrahl verwendet. Lagen keine 75 GeV Myonendaten vor, konnte der wahrscheinlichste Wert der Energieverteilung von 15 GeV Elektronen verwendet werden.

¹⁸ Eine LASER-LED-Kalibrationseinrichtung ist allerdings im CERN-Testaufbau nicht enthalten.

¹⁹ Die Energie deposition im Kalorimeter ist für Elektronen im Energiebereich von 0,5 GeV bis 100 GeV bis auf 2 % linear zu der gemessenen Energie deposition [KRU92].

Die Größenordnung des im Elektronensignals vorhandenen Rückstreuteils führt dazu, daß beide Werte - Mittelwert von 75 GeV Myonen und wahrscheinlichster Wert von 15 GeV Elektronen - übereinstimmen. Eine kurze Übersicht der wichtigsten Schritte der Datenaufbereitung zur Analyse:

- Die Energie der Einschußteilchen wurde mit Hilfe des CERN-Strahlspektrometers (Abbildung 5-1) kontrolliert und gegebenenfalls korrigiert.
- Die Fokussierung des Teilchenstrahls erfolgte durch die Geometrie der Trigger (Abbildung 5-2). Schnitte auf das Signal der Vieldrahtkammer, die in einem Bereich von $8 \times 8 \text{ cm}^2$ linear arbeitete, definierten die Strahlposition.
- Um bei der Datenauswertung einen möglichst reinen Teilchenstrahl zu gewährleisten, wurden Schnitte auf die Energie deposition der Teilchen im Kalorimeter und seinen einzelnen Sektionen gemacht. Teilweise wurden auch Cherenkov-Zähler verwendet²⁰.
- Das Übersprechen der Photomultiplierkanäle (Abschnitte 3.2.3 und 4.3.3) wurde durch eine lineare Korrekturfunktion ausgeglichen. In Abbildung 5-11 sind die Signale von den Kacheln 11 und 1 gegeneinander aufgetragen, wenn ein 75 GeV Myonenstrahl auf Kachel 11 trifft. Es zeigt sich ein ca. 8 %iges Übersprechen von Kanal 11 nach Kanal 1. Eine solche Korrelation wurde linear angepaßt und zur Korrektur der Photomultiplier signale verwendet.
- Eventuelle kurz- bis mittelfristige Schwankungen (Minuten bis Stunden) des Photomultipliers wurden mit Hilfe der Ereignisnummer in den Daten oder der „spill“-Nummer²¹ überprüft.

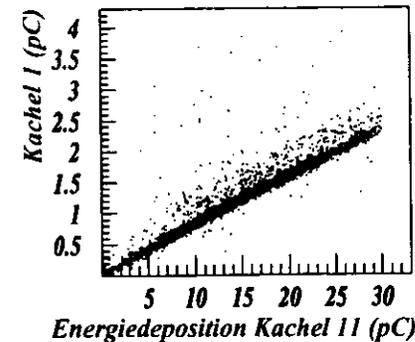


Abbildung 5-11 : Energie deposition in den Kacheln 1 und 11 (Einschußkachel) für einen 75 GeV Myonenstrahl gegeneinander aufgetragen

Kapitel 5 - Kurzzusammenfassung

- ◊ Ein dem ZEUS-Presamplertyp in Bauweise und Auslese gleichender Prototyp (4×4 Kacheln) wurde seit 1994 am CERN-SPS getestet (Abschnitt 5.1.1). In der Experimentierhalle (Abschnitt 5.1.2) am CERN stand ein FCAL-Prototyp (4×4 Türme) zur Verfügung. Die Messungen erfolgten mit Teilchenstrahlen (Myon, Elektronen, Positronen, Pionen) im Energiebereich von 3 bis 100 GeV.
- ◊ Mit speziellen Versuchsaufbauten (Abschnitt 5.1.3) wurde das Antwortverhalten des Presamplers auf verschiedene Teilchenarten und -energien untersucht. Dabei wurde Art, Menge und geometrische Anordnung schauerinduzierender Materialien variiert, sowie der Rückstreuteil in der Presamplertypenenergie deposition bestimmt.
- ◊ Die Kalibration des Presamplers (Abschnitt 5.2) erfolgte mit 15 GeV Elektronen und 75 GeV Myonen. Das Übersprechverhalten der Photomultiplierkanäle wurde mit den Kalibrationsmessungen bestimmt und bei der Datenaufbereitung für den Presamplertypen berücksichtigt.

²⁰ Sie standen nicht zu allen CERN Tests zu Verfügung.

²¹ Der Teststrahl arbeitet nicht kontinuierlich, sondern in „Strahlpaketen“, sogenannten „spills“, von ca. 2,4 Sekunden Länge mit ca. 12,8 Sekunden Pause zwischen den Paketen.

6 Antwortverhalten und Anwendung des Presamplers bei elektromagnetischen Schauern

Gegenstand des ersten Abschnitts dieses Kapitels ist das allgemeine Antwortverhalten des Presamplerprototypen am CERN-SPS bei elektromagnetischen Schauern sowie die das Antwortverhalten beeinflussenden Effekte. Es folgt ein Abschnitt (6.2) zur Vergleichbarkeit der Ergebnisse verschiedener CERN Tests untereinander und mit Ergebnissen von MC-Simulationen.

In Abschnitt 6.3 wird die Erstellung von Funktionen zur Korrektur der Kalorimeterenergie erläutert und auf die Daten des Presamplerprototypen am CERN angewandt.

Die Anwendung der Energiekorrektur auf die Daten des ZEUS-Detektors ist in Abschnitt 6.4 dargestellt. Am Ende dieses Kapitels (6.5) werden weitere Anwendungen der Presamplerinformation aufgezeigt.

6.1 Antwortverhalten des CERN-Presamplerprototypen bei elektromagnetischen Schauern

In diesem Abschnitt werden die physikalischen Effekte und experimentellen Parameter dargestellt, die bei der Messung der Multiplizität eines Schauers mit dem Presampler von Bedeutung sind. Ziel ist es, ein Verfahren zur Korrektur der ZEUS-Kalorimeterenergie zu erstellen, das sowohl für die im ZEUS-Detektor auftretenden Teilchenenergien, als auch für die vorkommenden Mengen inaktiver Materie gültig ist. Dieses soll anhand der am CERN-SPS durchgeführten Messungen erfolgen. Allerdings variieren im ZEUS-Detektor noch weitere Parameter (Einschufwinkel, Abstände inaktiver Materie, Materialarten, ...), die das Antwortverhalten des Presamplers beeinflussen können. Daher wurden auch zu diesen Aspekten spezielle Messungen durchgeführt, deren Ergebnisse im folgenden dargestellt sind.

Die hier aufgezeigten Abhängigkeiten des Presamplersignals sind ebenso für den Vergleich der CERN-, MC- und ZEUS-Daten wichtig.

6.1.1 Vergleich von Elektron- und Myonenenergie deposition im Presampler

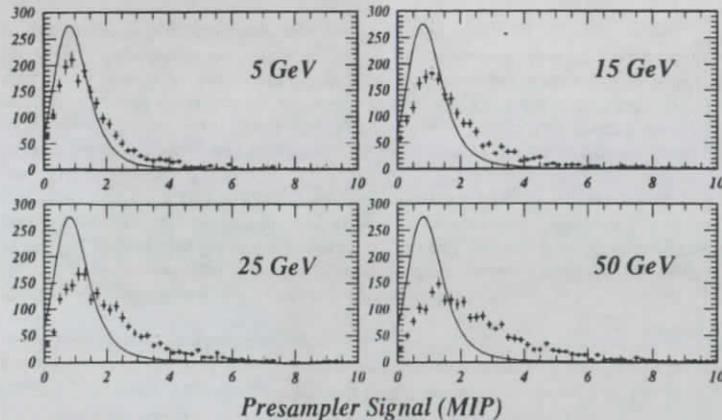


Abbildung 6-1: Verteilung der Energiedepositionen von 75 GeV Myonen (liniert) und 5-50 GeV Elektronen im Presampler

Wie in Abschnitt 2.2.1 gezeigt, ist für Elektronen und Myonen ein ungefähr gleiches Antwortsignal im Presampler zu erwarten. Während die Myonen in der 5 mm dicken Szintillatorplatte bei senkrechtem Einschuf im Mittel eine Energie von etwa 0,88 MeV pro minimalisierendes Teilchen deponieren, ist die

Energiedeposition im Presampler für Elektronen etwas größer (Abbildung 6-1, Standardversuchsaufbau Abbildung 5-3). Sie liegt bei ca. 1,1 MeV pro Elektron bei 25 GeV Einschufenergie. Ebenso ist das Elektronensignal im Presampler energieabhängig. Es steigt mit zunehmender Energie, während das Myonensignal unabhängig von der Einschufenergie ist (auch Abbildung 6-8, [BAM96], [BOR96]). Erklärbar ist der Unterschied zwischen Myonen- und Elektronensignal durch die bei Elektronen auftretende Rückstreuung von Teilchen und Gammaquanten aus dem Kalorimeter (Abschnitte 2.2.3 und 6.1.6). Die Zusammensetzung des Presamplersignals aus Schauer- und Rückstreuenergie deposition ist experimentell nicht erfassbar. Daher wird das Presamplersignal nur als Gesamtenergie deposition beider Anteile betrachtet.

6.1.2 Signalabhängigkeit von Einschufenergie und Menge inaktiver Materie

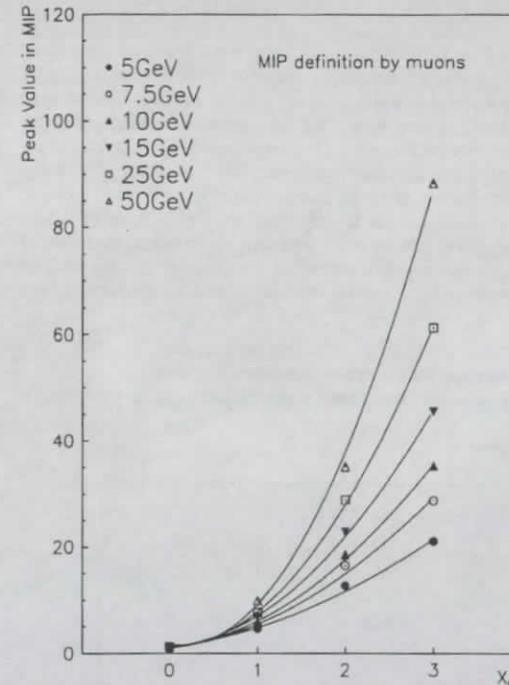


Abbildung 6-2: Wahrscheinlichste Energiedeposition im Presampler für 5-50 GeV Elektronen aufgeschauert in 0-3 X_0 Aluminium, angepaßt mit einem Polynom 3. Grades

Wird ein Elektronenstrahl in inaktiver Materie vor dem Presampler aufgeschauert, steigt das Presamplersignal. Das Antwortsignal des Presamplers (in mip) gegen die Menge inaktiver Materie (in X_0) für verschiedene Einschufenergien der Primärelektronen ist in Abbildung 6-2 dargestellt. Das Aufschauern erfolgte in Aluminiumplatten, die sich 15 cm vor dem Presamplerprototypen befanden (Standardversuchsaufbau Abbildung 5-3). Zur Auswertung der Verteilungen des Presamplersignals wurde die wahrscheinlichste Energiedeposition (man vergleiche 2.2.1) herangezogen. Die Anpassung der Werte erfolgte mit einem Polynom 3. Grades.

Die Signalsteigerung ist mit der zunehmenden Menge inaktiver Materie nicht linear. Diese überproportionale Steigerung ist auf die Entwicklung der Teilchenzahl in einem Schauer zurückzuführen (Abschnitt 2.2.2). Allerdings zeigt sich gerade bei größeren Einschufenergien eine stärkere Zunahme des Presamplersignals, als durch die reine Schauerentwicklung zu erwarten wäre. Diese sollte mit jeder weiteren Strahlungslänge inaktiver Materie eine ungefähre Verdoppelung des Signals zeigen, solange das Schauermaximum noch nicht erreicht ist. Dieses zusätzliche Signal im Presampler ist ebenfalls auf Rückstreuung aus dem Kalorimeter zurückzuführen.

Der bei niedrigeren Einschufenergien sichtbar flachere Verlauf der Kurven ist auf zwei Effekte zurückzuführen. Einerseits nimmt bei kleiner Einschufenergie die Energie der Sekundärteilchen ab und der Rückstreuanteil wird kleiner. Andererseits steigt die Absorptionsrate der Gammaquanten und die Annihilationsrate der Positronen im Schauermaterial an [MUS88]. Es erreichen weniger Schauerpartikel und Gammaquanten noch den Presampler.

Der Einfluß der Rückstreuung wird in Abschnitt 6.1.6 genauer beschreiben. In Abschnitt 6.3 wird erläutert, wie die Presamplersinformation aus Abbildung 6-2 zur Gewinnung einer Funktion zur Korrektur der Kalorimeterenergie verwendet wird.

6.1.3 Signalabhängigkeit von Entfernung und Verteilung inaktiver Materie

Bei den Tests der Presamplersprototypen am CERN wurden Untersuchungen zur Abhängigkeit des Presamplersignals von der Entfernung zwischen der inaktiven Materie und dem Presamplern und der Verteilung der inaktiven Materie durchgeführt.

Entfernungsabhängigkeit und Verteilung der inaktiven Materie

Zum Test der Distanzabhängigkeit des Presamplersignals wurden verschiedene Mengen inaktiver Materie ($1-4,1 X_0$) in unterschiedlichen Entfernungen (0-137 cm) vor dem Presamplern positioniert [NOW97]. Es konnte gezeigt werden, daß das Presamplersignal mit zunehmender Entfernung kleiner wird. Dieser Effekt ist darauf zurückzuführen, daß der Presamplern nur einen Teil des Schauers erfaßt, und damit auch nur einen Teil der Energie.

Schauer die durch Elektronen ausgelöst werden, haben - im Gegensatz zu aufschauermenden Hadronen - einen relativ kleinen Radius. Doch bereits ein $2 X_0$ dicker Aluminiumblock im Abstand von 137 cm vor dem Presamplern verursacht einen Schauer mit einem Radius von 66 cm auf dem Presamplern (4×4 Kacheln entspricht $80 \times 80 \text{ cm}^2$). Es werden nur ca. 90 % der Schauerenergie in einer Kreisscheibe mit diesem Radius deponiert²². Hinzu kommt der Verlust an Schauerenergie durch die kleinere Fläche des Presamplers. Daher werden nur ca. 84 % der Schauerenergie vom Presamplern erfaßt.

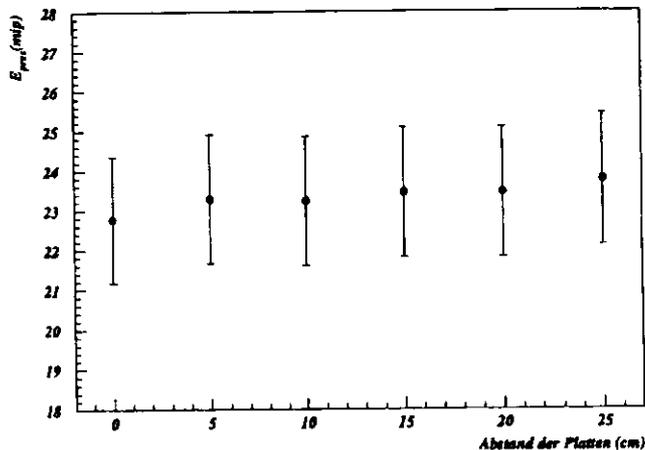


Abbildung 6-3 : Wahrscheinlichste Energiedeposition im Presamplern (30 GeV Elektronen) bei Variation der Abstände von geschichteter ($0,3 X_0$ Plattendicke) inaktiver Materie (insgesamt $2 X_0$ Aluminium)

Das Verhalten des Presamplersignals bei einer gestreckten Verteilung der inaktiven Materie wurde ebenfalls untersucht [NOW97]. Hierzu wurde sechs Aluminiumplatten (Gesamtdicke $2 X_0$) mit Dicken von je $0,3 X_0$ mit verschiedenen Abständen untereinander (0-25 cm) in 15 cm Entfernung vor dem Presamplern positioniert. (Abschnitt 5.1.3, Aufbau I). Bei Variation der Plattenabstände ohne Veränderung des Abstandes der letzten Platte vom Presamplern zeigt sich keine Signaländerung (Abbildung 6-3).

²² Erst in einer Kreisscheibe von $3,5$ Moliererradien würde 99 % der Energie erfaßt werden.

Bei Variation des Abstandes der letzten Platten vor dem Presamplern zwischen 15 cm und ca. 130 cm, d.h. bei Verschiebung der gesamten Verteilung der inaktiven Materie (Abschnitt 5.1.3, Aufbau II), zeigt sich eine Verringerung der Energiedeposition, wenn die Distanz zwischen der letzten Platte vor dem Presamplern und dem Presamplern vergrößert wird. Dieser Fall ist in der Abbildung mit „0“ Platten direkt vor dem Presamplern gekennzeichnet²³ (Abbildung 6-4).

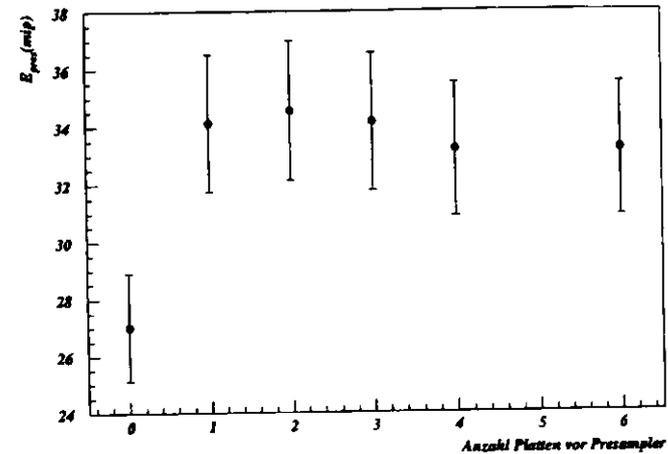


Abbildung 6-4 : Wahrscheinlichste Energiedeposition im Presamplern (30 GeV Elektronen) bei Variation des Abstandes der inaktiven Materie ($2 X_0$ Aluminium, 6 Platten je ca. $0,3 X_0$) zum Presamplern

Dieses deutet auf die Ausprägung des Schauers innerhalb der letzten Platte hin. Die bei den Untersuchungen generell verwandten Mengen inaktiver Materie von bis zu $4,1 X_0$ liegen hinsichtlich der Schauerentwicklung noch vor der maximal erreichbaren Schauergröße. Sie liegt für 30 GeV Elektronen bei ca. $5,9 X_0$. Deshalb wächst mit jeder Schicht inaktiver Materie die in Teilchenanzahl und die Öffnung des Schauers. Die endgültige Größe des Schauers entsteht so innerhalb der letzten Materieschicht vor dem Presamplern. Damit wird der Abstand zwischen der letzten Materieschicht und dem Presamplern bestimmend für die zur Messung der tatsächlichen Schauermultiplizität benötigte Größe des Presamplers.

Im ZEUS-Detektor befindet sich die „letzte Schicht“ inaktiver Materie entweder direkt vor dem Presamplern, oder in einem Abstand von bis zu 20 cm von ihm entfernt (im Bereich der CTD). Daher ist der am CERN verwendete Versuchsaufbau (Abschnitt 5.1.3, Abbildung 5-3) mit einem Abstand von 15 cm zwischen inaktiver Materie und dem Presamplern, geeignet die Verhältnisse im ZEUS-Detektor zu simulieren.

6.1.4 Signalabhängigkeit von Größe und Homogenität der Auslesefläche

Getestet wurden die zur Analyse effektiv benötigten Presamplerngrößen mit 2×2 , 3×3 und 4×4 Kachelanordnungen hinsichtlich der Gesamtenergiedeposition bei vorgegebenen Schauerdimensionen. Hinzu kamen Studien zur Homogenität des Signals auf der Presamplernkachel sowie auf einer gegebenen Ausleseflächenform.

Größe der Auslesefläche

Bei der Verteilung der inaktiven Materie im ZEUS-Detektor befindet sich immer eine mindestens $0,6 X_0$ dicke Schicht Materie in maximal 20 cm Entfernung vor dem Presamplern. Diese Schicht ist bestimmend für die Ausdehnung des Schauers und muß bei der zur Analyse und Korrektur benötigte Presamplerngröße berücksichtigt werden muß.

²³ Der Meßwert für „5“ Platten vor dem Presamplern war nicht in den Daten enthalten.

Ist die inaktive Materie bis zu einer Entfernung von 15 cm vor dem Presampler positioniert, verteilt sich die Energiedeposition eines 30 GeV Elektronenstrahls (CERN-Test Daten) aufgeschauert in einem Aluminiumblock ($1-4 X_0$) bei einer 3×3 Kachelanordnung des Presamplers wie folgt [BOR96d]:

Menge inaktiver Materie	$0 X_0$	$1 X_0$	$2 X_0$	$3 X_0$	$4 X_0$
norm. Energiedeposition	100%	99,8%	98,9%	97,8%	96,7%

Tabelle 6-1 : Normierte Energiedeposition eines 30 GeV Elektronenstrahl in einer 3×3 Presamplerkachelanordnung bei verschiedenen Mengen inaktiver Materie

Dies bedeutet für eine Anwendung im ZEUS-Detektor, daß die Verwendung von einer 3×3 Presamplerkachelanordnung in Anlehnung an den Clustersuchalgorithmus für das ZEUS-Kalorimeter erfolgen kann. Es befinden sich mindestens 96 % der Schauerenergie bei elektroneninduzierten Schauern in dieser Presamplergröße. Die nicht erfaßten 4 % der Energie liegen innerhalb der Akzeptanz der Antikorrelation zwischen Presampler und Kalorimeter, die durch das Energieauflösungsvermögen des Kalorimeters einerseits, und der Signalfuktuation des Presamplers andererseits, begrenzt wird (Abschnitte 2.1.1, 2.2.1 und 6.3.1).

Signalhomogenität auf der Presamplerkachel

Das ortsabhängige Signal einer Presamplerkachel verringert sich zu den Enden der Kacheln hin [BOR96]. In den Abbildung 6-5 a) und b) sind die ortsabhängigen Presamplerenergien (CERN-Test Daten) an den Extremstellen (Kanten und Auslesefasern) der Kacheln verzeichnet. In Abbildung a) ist die Signalvariation an den Kachelkanten (horizontale Position „0“, Kachelabstand ca. 1,4 mm) am Übergang zweier Kacheln gezeigt. Abbildung b) zeigt die Energieschwankung auf zwei Wellenlängenschieberfasern (gestrichelte Linien) und an den Kanten zweier Presamplerkacheln (vertikale Position „0“). Die Normierung der Presamplerenergiedeposition erfolgte auf die Mitte der Kachelfläche ($90 \times 5 \text{ mm}^2$).

Bei den Teststrahlmessungen konnte gezeigt werden, daß sich bei einem 75 GeV Myonenstrahl das Presampersignal bei Einschub direkt in die Wellenlängenschieberfasern um ca. 5 % erhöht. Zu den Kanten einer Presamplerkachel hin verringert sich das Signal um bis zu 20 %. Das Gesamtsignal des Presamplers zeigt dennoch nur eine Schwankung innerhalb der für das Kacheldesign geforderten 5 % und zwischen den Auslesefasern einer Kachel liegt die Inhomogenität unter 1 %.

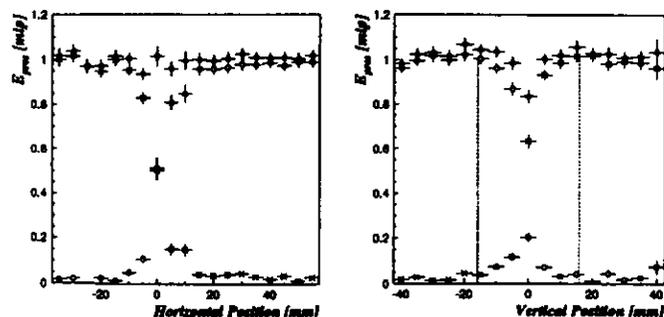


Abbildung 6-5 a,b : Ortsabhängigkeit der Energiedeposition eines 75 GeV Myonenstrahl im Presampler an den Kanten zweier Kacheln. Links der horizontale Übergang zwischen zwei Kacheln (Kante bei Horizontalposition „0“) und rechts der vertikale Übergang zwischen zwei Kacheln (Kante bei Vertikalposition „0“) und dem Abtasten der äußersten Wellenlängenschieberfasern (Position an der gestrichelten Linie) der Kacheln.

Signalhomogenität auf einer gegebenen Auslesefläche

Ein ähnliches Bild ergibt sich aus den CERN-Tests für die Signalvariation des Presamplers bei Erreichen der Kante der äußeren Kachel eines vorgegebenen Auslesefläche (2×2 , 3×3 , 5 Kacheln kreuzförmig) [BOR96b]. Vergleicht man die Energiedeposition in einer 4×4 Kachelanordnung mit den anderen Formen von Ausleseflächen, zeigt sich für $0-3 X_0$ inaktive Materie und Einschubenergien von 5-25 GeV folgender Energieverlust:

getestete Anordnung	Energieverlust gegenüber 4×4 -Anordnung
5 Kachel, kreuzförmig	20 %
2×2	5 %
3×3	1 %

Tabelle 6-2 : Prozentualer Verlust der Energiedeposition verschiedener Kachelanordnungen gegenüber der Energiedeposition in einer 4×4 Presamplerkachelfläche bei 5-25 GeV Elektronen und bis zu $3 X_0$ inaktiver Materie

Dieses zeigt für die 3×3 Kachelanordnung eine im Vergleich zu einer größer gewählten Presamplerfläche gute Homogenität des Gesamtsignals auch an den Rändern der Auslesefläche des Presamplers.

6.1.5 Signalabhängigkeit von der Art der inaktiven Materie

Bei den Untersuchungen am CERN wurde der Einfluß der Art der inaktiven Materie auf einen elektroneninduzierten Schauer und damit auf das Presampersignal getestet (Abschnitt 5.1.3, Aufbau III). Untersucht wurde der Einfluß von $2 X_0$ und $4 X_0$ Eisen und Aluminium, sowie ein Gemisch der Materialien.

In Abbildung 6-6 ist die Energiedeposition für einen 30 GeV Elektronenstrahl dargestellt, der durch 2 und $4 X_0$ Eisen und Aluminium aufgeschauert wurde. Es zeigt sich eine Abhängigkeit des Presampersignals von der Art der Materie in der das Aufschauern erfolgte. Der in Eisen aufgeschauerte Elektronenstrahl hinterläßt im Presampler ein höheres Signal als der in Aluminium aufgeschauerte. Bei $2 X_0$ beträgt der Signalunterschied 9 %, bei $4 X_0$ bereits 22 %.

Dieser Effekt ist auf die in Abschnitt 2.2.2 dargelegte Schauerprägung im Material zurückzuführen. Im Eisen entstehen mehr Schauerteilchen und der Schauer hat eine größere Ausdehnung als bei Aluminium. Dies ist auf die kleiner kritische Energie des Eisens zurückzuführen.

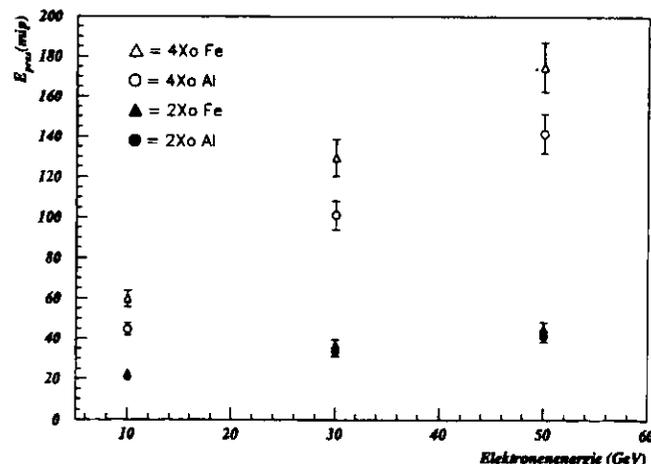


Abbildung 6-6 : Wahrscheinlichste Energiedeposition im Presampler (30 GeV Elektronen) für elektroneninduzierte Schauer aus $2 X_0$ und $4 X_0$ Eisen und Aluminium

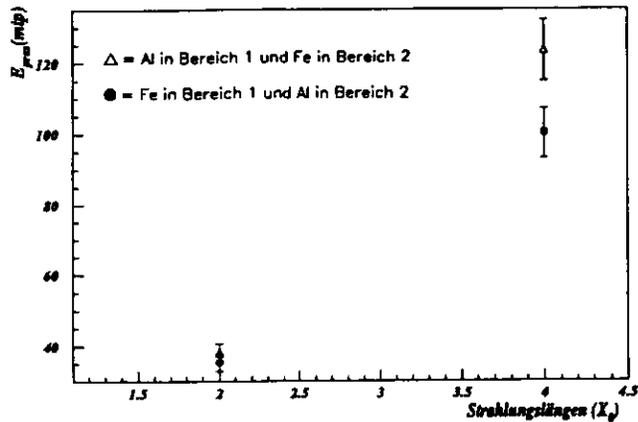


Abbildung 6-7 : Wahrscheinlichste Energiedeposition im Presampler (30 GeV Elektronen) für gemischte Anordnungen verschiedener Mengen Eisen und Aluminium

Die Auswirkungen der Materieart auf die Schauerausbildung und die im vorherigen Abschnitt gezeigte Bedeutung der sich unmittelbar vor dem Presampler befindenden Schicht inaktiver Materie hat noch eine weitere Konsequenz für das Presamplersignal. Werden unterschiedliche Materialien gemischt, dann hat die Art von Materie, die der Schauer als letztes durchquert, den größten Einfluß auf das Presamplersignal. Bei einem Test mit Blöcken aus $2X_0$ Eisen und $2X_0$ Aluminium, die in verschiedener Reihenfolge vor dem Presamplerprototypen positioniert wurden (Abschnitt 5.1.3, Aufbau IV), zeigte das Presamplersignal nur eine Abhängigkeit von der Art der sich direkt vor ihm befindenden Materie (Abbildung 6-7). Durchquerte der Schauer den Eisenblock als letzte Schicht vor dem Presampler, hatte das Signal die gleiche Größe wie für einen komplett aus Eisen bestehenden Block inaktiver Materie. War die letzte Schicht Aluminium, erreichte das Presamplersignal nur die Größe eines Schauers aus einem Aluminiumblock. Dieses ist auf die Ausprägung eines sich noch in der Entwicklung befindenden Schauers während der letzten Wegstrecke in der inaktiven Materie zurückzuführen. Die Ausprägung dieses Effektes für ein Gemisch inaktiver Materie hängt von der Dicke der letzten Materieschicht ab.

Für den ZEUS-Presampler bedeutet dies bei einer nicht genau bekannten Zusammensetzung der inaktiven Materie im Detektor, daß an einigen Stellen mit einer Häufung von speziellen Materialien das Antwortsignal des Presamplers von einem globalen Antwortverhalten - basierend auf einem angenommenen Materiegemisch - abweichen kann. Der Großteil der inaktiven Materie im Detektorinneren besteht aus Aluminium, aber es gibt ebenso partielle Häufungen von Kupfer oder Eisen vor dem Presampler.

6.1.6 Signalabhängigkeit von der Rückstreuung

Die im Presampler deponierte Energie setzt sich aus der meßbaren Schauerenergie und einem Anteil aus dem Kalorimeter rückgestreuter Energie zusammen. Die Differenz des Presamplersignals für Elektronen und Myonen ist auf diese zusätzliche Energiedeposition durch Rückstreuung zurückzuführen (Abschnitte 2.2.3 und 6.1.1).

In Abbildung 6-8 ist das Signal (wahrscheinlichste Wert „MOP“ und Mittelwert der Verteilung „MEAN“) des Presamplerprototypen vor dem Kalorimeter für Elektronen im Energiebereich 3 bis 75 GeV ohne inaktive Materie gezeigt (Standardversuchsaufbau Abbildung 5-3, [BOR96]). Die Normierung des Presamplersignals wurde für die MOP-Werte mit der wahrscheinlichsten Energiedeposition für eine Auslesefläche von 16 Kacheln (4×4) mit 3 GeV Elektronen durchgeführt. Bei der mittleren Energiedeposition wird der wahrscheinlichsten Energiedeposition von 75 GeV Myonen.

Die Erhöhung des Signals durch die Rückstreuung ohne jegliche inaktive Materie beträgt bei 75 GeV bereits 240 % für den wahrscheinlichsten und den mittleren Wert der Energieverteilung.

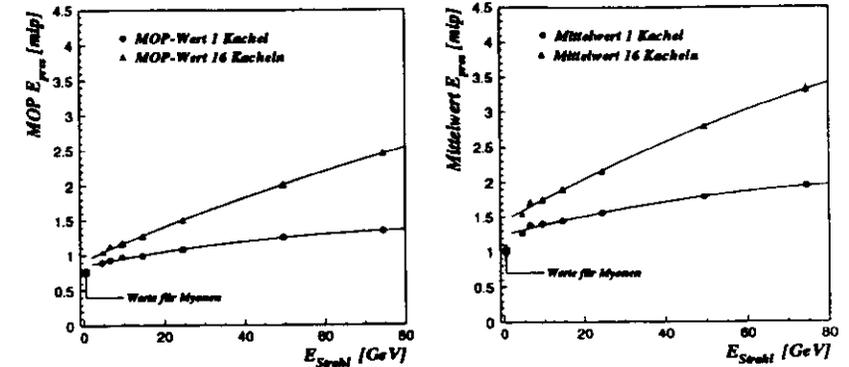


Abbildung 6-8 : Verhalten von mittlerer und wahrscheinlichster Energiedeposition im Presampler für Elektronenenergie von 3 - 75 GeV

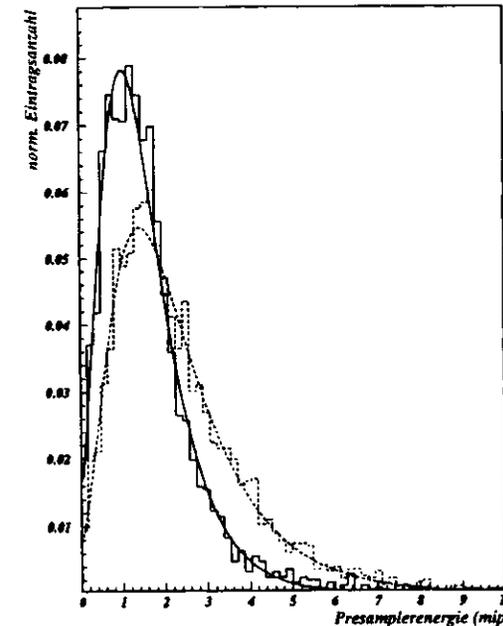


Abbildung 6-9 : Verteilung der auf die Gesamteintragszahl normierten Energiedepositionen eines 25 GeV Elektronenstrahls mit (gestrichelt) und ohne Rückstreuung (durchgezogen)

Am CERN wurde zur Untersuchung des Rückstreuanteils im Presamplersignal ein dem ZEUS-Presampler baugleicher freistehender Presamplerprototyp getestet (Abschnitt 5.1.3, Aufbau V, und [KUM97]). Die Abbildung 6-9 zeigt das Antwortsignal des Presamplers auf einen 25 GeV Elektronenstrahl mit (gestrichelte Linie) und ohne (durchgehende Linie) Rückstreuung normiert auf die Gesamtanzahl der Ereignisse. Als Rückstreumaterial ist $18X_0$ Blei verwendet worden.

Bei Rückstreuung verschiebt sich die Verteilung durch die zusätzliche Energiedeposition zu größeren Werten hin. Der Unterschied zwischen der wahrscheinlichsten Energiedeposition mit und ohne Rückstreuung beträgt ca. 43 % (man sehe auch Abbildung 6-12).

Abbildung 6-10 zeigt, daß das Elektronensignal im Presamplers ohne Rückstreuung energieunabhängig ist. In dem Energiebereich von 10 - 100 GeV ist das Presamplersignal ohne Rückstreuanteil konstant und entspricht dem Myonensignal, während es mit Rückstreuung (18 X_0 Blei) eine deutliche Energieabhängigkeit zeigt. Das Presamplersignal mit Rückstreuung nimmt im gleichen Energiebereich bis auf 260 % zu. Die Differenz zwischen Elektronen- und Myonensignal im Presamplers ist allein auf den Einfluß der Rückstreuung zurückzuführen. Der in Abbildung 6-10 gezeigte Rückstreuanteil ist ca. 15 - 20 % kleiner, als der Rückstreuanteil des direkt vor dem Kalorimeter montierten Presamplersprototypen (Abbildung 6-8), da die Rückstreumaterialien eine unterschiedliche Kernladungszahl haben.

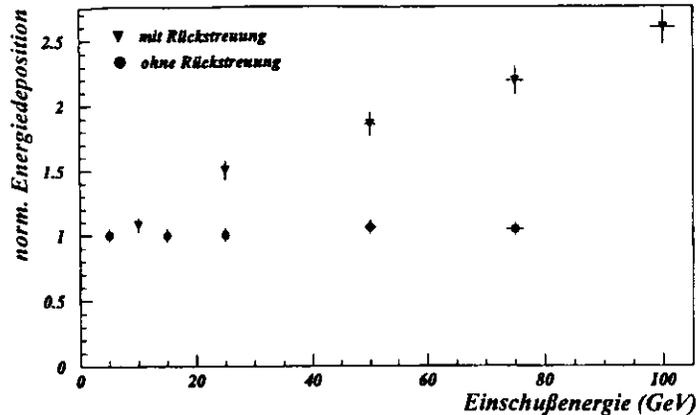


Abbildung 6-10 : Wahrscheinlichste Energiedeposition im Presamplerskabel für 10 - 100 GeV Elektronen mit und ohne Rückstreuung

Mit einer EGS4- Monte Carlo Simulation des Presamplers- und Kalorimeterprototypen konnte die Zusammensetzung und Energie des Rückstreusignals bestimmt werden (Abbildung 6-11, [GRO95]). Wird ein 25 GeV Elektronenstrahl ohne inaktive Materie eingeschossen, so ist das Verhältnis der Anzahl von rückgestreuten Gammaquanten zur Anzahl der Rückstreuerelektronen ca. 34 zu 1. Das Verhältnis der Energie zwischen beiden ist ca. 55 zu 1. Die zahlenmäßige Herkunft der rückgestreuten Gammaquanten konnte für das Verhältnis Bremsstrahlungs- zu Compton- zu Annullisationsgammas auf 15 : 3 : 1 bestimmt werden. Die Rückstreuung der Gammaquanten entsteht in einer Tiefe von 2 bis 10 cm innerhalb des Kalorimeters je nach auslösendem Prozeß. Die Rückstreugammaquanten (im Mittel 1,4 MeV pro Quant) tragen etwa 40 MeV pro eingeschossenem Elektron wieder aus dem Kalorimeter, die Rückstreuerelektronen ca. 0,7 MeV.

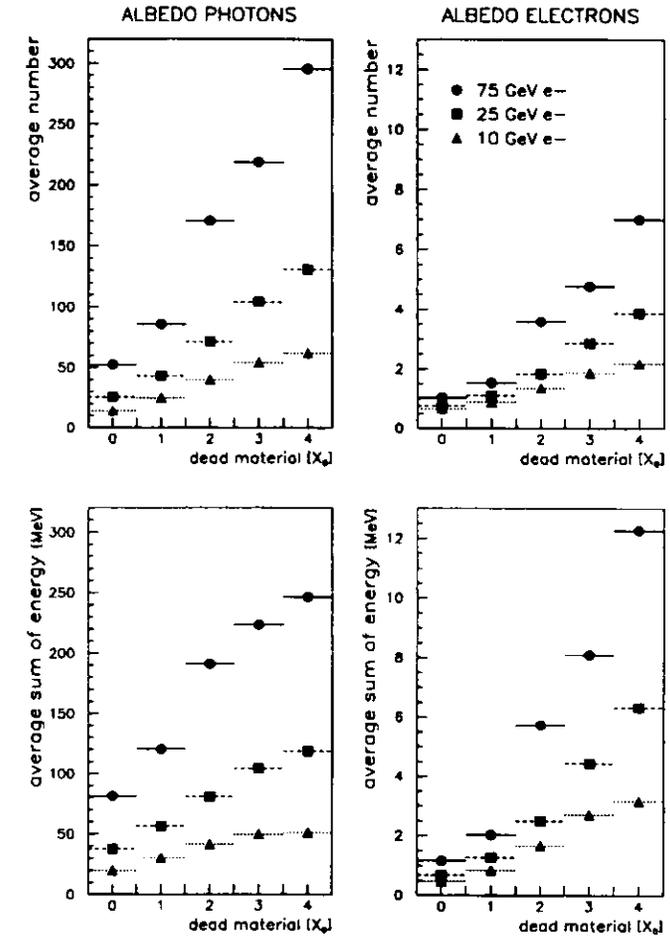


Abbildung 6-11 : Monte Carlo Simulation der mittleren Anzahl (oben) und mittleren Gesamtenergie (unten) der Rückstreuteilchen (links) und Rückstreugammaquanten (rechts) die aus einem elektromagnetischen Schauer entstehen gegen die Menge inaktiver Materie (X_0) für 10, 25 und 75 GeV Elektronen

Wie in Abschnitt 2.2.3 gezeigt, wird der Rückstreuanteil bei niedrigeren Energien der Sekundärteilchen kleiner. Mit dem freistehenden Presamplersprototypen wurde dieser Effekt untersucht. In Abbildung 6-12 ist das Presamplersignal eines 25 GeV Elektronenstrahls nach dem Aufschauern in 0, 1 und 2 X_0 inaktiver Materie verzeichnet [KUM97]. Der Rückstreuanteil im Presamplersignal wird geringer mit größer werdender Materiemenge, d.h. kleiner werdender Schauerteilchenenergie. Bei diesem Versuch wurde die Rückstreuung mit 18 X_0 Blei hinter dem freistehenden Presamplers erzeugt. Dieses Material gibt wegen der Ordnungszahlabhängigkeit der Rückstreuung nur unvollständig den Anteil der Rückstreuung im Presamplersignal wieder, da die Kernladungszahl der Kalorimetermaterialien höher ist. Die in Abbildung 6-12 ermittelten Werte des Anteils sind somit nur als untere Grenze für das Presamplersignal eines direkt vor dem Kalorimeter montierten Presamplers zu betrachten.

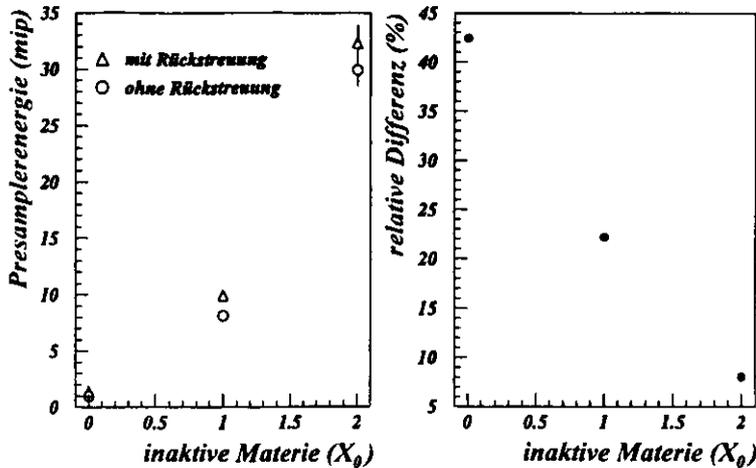


Abbildung 6-12: Wahrscheinlichste Energiedeposition im Presampler für 25 GeV Elektronen nach dem Aufschauern in 0, 1 und 2 X_0 Aluminium (links) mit und ohne Rückstreuung und ihre relativen Differenzen (rechts)

Die Monte Carlo Simulation des vor dem Kalorimeter positionierten Presamplers zeigt für den Rückstreuteil im Presampersignal höhere Werte [GRO95] als das Ergebnis der Testmessung in Abbildung 6-12. In Abbildung 6-13 ist der Rückstreuteil im Presampersignal für 10, 25 und 75 GeV Elektronen nach 0 bis 4 X_0 inaktiver Materie dargestellt. Die Simulation zeigt eine Abnahme der Rückstreuteile von 52% (ohne inaktive Materie) auf unter 8% bei 4 X_0 für 75 GeV Elektronen. Für 10 GeV Elektronen sinkt der Anteil unter den gleichen Bedingungen von 32% auf unter 7%.

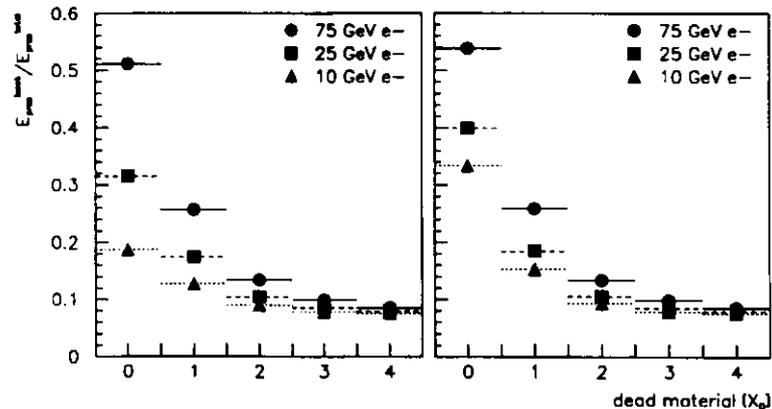


Abbildung 6-13: Monte Carlo Simulation für das Verhältnis der Deposition der Rückstreuerenergie zur Gesamtenergiedeposition im Presampler für alle Einschüßteilchen (links) und für nur rückstreuende Teilchen (rechts) bei Elektronen einer Energie von 10, 25 und 75 GeV nach Aufschauern in 0 bis 4 X_0 inaktiver Materie

6.1.7 Signalabhängigkeit vom Auftreffwinkel der Schauersachse

Die Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens innerhalb einer Szintillatorkachel des Presamplers hängt von der in der Platte zurückgelegten Wegstrecke ab. Der kürzeste Weg ergibt sich bei senkrechtem Einfall des Teilchens. Trifft das Teilchen unter einem Winkel $< 90^\circ$ auf die Platte (Dicke 5 mm), vergrößert sich mit dem Weg durch die Platte auch die Energiedeposition.

Für den Vorwärtspresampler sind Winkel von bis zu ca. 37° möglich, welches eine maximale Weglänge von 6,26 mm bedeutet. Beim Rückwärtspresampler sind es bis zu ca. 52° mit einer Weglänge von 8,12 mm (Abbildung 2-1). Im Bereich des Vorwärtspresamplers entspricht die mögliche Weglängenänderung ca. 25%. Beim Rückwärtspresampler ist die Steigerung ca. 62%. Die Energiedeposition würde pro Teilchen um etwa diesen Anteil ansteigen.

Betrachtet man die Auftreffwinkel von Teilchen eines Schauers mit senkrechter Schauersachse, besteht das „normale“ Presampersignal aus einer Mischung von verschiedenen Winkeln und den damit verbundenen Energiedepositionen. Bei den Untersuchungen des Antwortverhaltens des Presamplers auf Schauerteilchen am CERN, ist diese Mischung von Winkeln bei der Berechnung der Antikorrelationsparameter zwischen Presampler und Kalorimeter schon berücksichtigt.

Im ZEUS-Detektor kann die Schauersachse selbst einen Winkel aufweisen und sich die Energiedeposition mit dem Auftreffwinkel der Schauersachse ändern. Dieser Effekt wurde ebenfalls mit dem freistehenden Presamplerprototypen untersucht (Abschnitt 5.1.3, Aufbau VI). In Abbildung 6-14 ist das Presampersignal mit und ohne Rückstreuung für 0, 1 und 2 X_0 unter einem Einschüßwinkel von 0, 20 und 40 Grad aufgezeichnet.

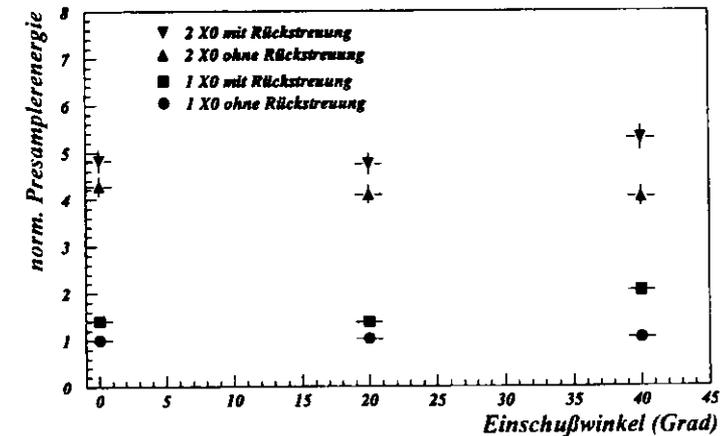


Abbildung 6-14: Auf die Weglänge eines Schauerteilchens normierte wahrscheinliche Energiedeposition im Presampler gegen verschiedene Auftreffwinkel der Schauersachse für elektromagnetische Schauer aus 1 und 2 X_0 Aluminium

Man sieht eine Zunahme des Presampersignals mit der Vergrößerung des Auftreffwinkels der Schauersachse. Diese Zunahme ist für 20 Grad nur gering, bei 40 Grad ohne Rückstreuung bereits mehr als 20% und mehr als 30% mit Rückstreuung im Presampersignal.

Ebenso vergrößert sich der prozentuale Anteil der Rückstreuung im Presampersignal mit dem Winkel. In Abbildung 6-14 ist die prozentuale Zunahme des Presampersignals für die oben angegebenen Bedingungen im Vergleich zu einer theoretischen Kalkulation aufgrund der relativen Weglängen zunahme für Einzelteilchen dargestellt. Es zeigt sich, daß die Annahme eines mittleren Presampersignals aus dem Winkelgemisch von Schauerpartikeln mit und ohne Rückstreuung nur bis 20 Grad richtig ist. Bei 40 Grad wird das Presampersignal mit Rückstreuung überproportional größer, d.h. hier ist deutlich die Winkelabhängigkeit der Rückstreuung zu bemerken. Es scheint mehr Rückstreuteilchen und Gammaquanten das Kalorimeter wieder verlassen zu können, da die Eindringtiefe der Schauerteilchen mit der Zunahme des Einschüßwinkels kleiner wird.

Dieser Effekt wird bei der Datenauswertung in ZEUS nur teilweise über eine Normierung des Presamplersignals auf die theoretische Weglänge eines Teilchens durch die von der Schauerachse getroffene Presamplerkachel berücksichtigt. Der Winkel der Schauerachse wird über den Polarwinkel (Θ) des Elektrons bestimmt (Abschnitt 2.1.1 und Anhang C).

6.2 Vergleich von CERN- und Monte-Carlo-Daten

In diesem Abschnitt soll auf die Vergleichbarkeit der Daten aus verschiedenen Quellen (CERN Testexperimente und MC-Daten) eingegangen werden. Es werden insbesondere die Probleme, die sich bei der Vergleichbarkeit und bei der Verwendung und Aufbereitung der Daten für die Entwicklung einer Korrekturfunktion ergeben haben, aufgezeigt.

Die Berücksichtigung einzelner, spezieller Effekte aus dem vorangegangenen Abschnitt für die Aufbereitung der Daten des ZEUS-Presamplers wird in Abschnitt 6.4.1 erläutert.

Vergleich der Daten verschiedener Presamplertypen der CERN-Testexperimente

In den Jahren 1992 bis 1995 wurden Untersuchungen mit dem FCAL-Prototypen am CERN-SPS vorgenommen (Abschnitt 5.1.1). Bei den Tests 826 bis 828 wurden hierbei verschiedene Modelle für Presamplerkonzepte getestet und das prinzipielle Antwortverhalten untersucht. Mit Test 829 wurde ein in Design und Auslese dem ZEUS-Presampler gleichender Presamplertyp vor dem Kalorimeterprototypen installiert. Bei den darauf folgenden Vergleichsstudien des ZEUS-Presamplertypen mit den Vorgängermodellen und ihren Ergebnissen zeigten sich folgende Probleme:

- Der Anteil der Rückstreuung im direkt vor dem Kalorimeter installierten Presamplertyp war größer, als bei seinen Vorgängerprototypen. Dies ist auf die viel kleinere Distanz (ca. 1-2 cm) zwischen Presamplertyp und Kalorimeter zurückzuführen, da alle Vorgängermodelle einen Abstand von 11-15 cm zur Kalorimeteroberfläche hatten (Abschnitt 6.1.6).
- Der dynamische Bereich, die Linearität und das Übersprechverhalten der verschiedenen verwendeten Photomultiplier veränderte ebenfalls die Antikorrelationsparameter (Abschnitt 2.1.2 und folgender Abschnitt) zwischen Presamplertyp- und Kalorimeterenergie.
- Mit dem Fortschreiten der Analyse der Tests ab 829 und den Vergleichen mit vorherigen Tests wurde die Empfindlichkeit des Presamplersignals auf einzelne, zunächst als minderbedeutend eingestufte, Versuchsparameter deutlich. Hier sind vor allem die Abhängigkeit von der Schauerschreibengröße und die Materieabhängigkeit (Abschnitte 6.1.3 bis 6.1.5) zu nennen. Bei der Generierung der Antikorrelationsparameter zwischen Presamplertyp und Kalorimeter zeigten sich daher teilweise starke Differenzen zwischen den getesteten Presamplertypen.

Die aufgeführten Punkte führten dazu, daß die Testreihe 826 bis 828 und einige Versuchssequenzen späterer Tests zur Bestimmung von Parametern zur Korrektur der Kalorimeterenergie nicht herangezogen werden konnten.

Vergleich von CERN-Testdaten und Monte Carlo Daten

Bei den mit Hilfe der Monte Carlo Simulation MOZART entstandenen Datensätze zum CERN-Test ist das mittlere Presamplersignal um ca. 4-8% kleiner. Die Abweichung des wahrscheinlichsten Wertes der Verteilung betrug sogar bis zu 15%. Dieses ist auf eine ungenügende Berücksichtigung der Rückstreuung in der MC-Simulation selbst zurückzuführen. In der MC-Simulation wird die Energie eines Teilchens oder Gammaquants, sobald sie unterhalb einer gewissen minimalen Grenzenergie liegt, an dem Ort deponiert an dem diese Grenzenergie unterschritten wurde. Dieses dient zur Begrenzung der Rechenzeit der Simulation. Eine solche Deposition wirkt sich gerade bei den in Abschnitt 6.1.6 gezeigten niederenergetischen Anteilen der Rückstreuung stark negativ auf die Gesamtverteilung der Energie im Presamplertyp aus. Es kommt zu einer Unterschätzung der Energiedeposition, da die Rückstreuung zum größten Teil nicht berücksichtigt wird und deshalb dem Presamplertyp nicht zugerechnet wird. Selbst bei Verringerung des Schnittparameters für die Minimalenergie bleibt noch immer eine ca. 2-4% Abweichung der in der MC-Simulation berechneten Energiedeposition zu der aus dem CERN-Test ermittelten. Hier konnte nur durch den Einsatz einer EGS4 Monte Carlo Simulation mit Hilfe niedriger Minimalenergiegrenzwerte eine Übereinstimmung zwischen CERN-Testdaten und MC-Daten gefunden werden ([GRO95], Abschnitt 6.1.6).

6.3 Korrektur der Kalorimeterenergie bei elektromagnetischen Schauern mit dem CERN - Presamplertypen

In diesem Abschnitt wird die Korrelation von Presamplertypenergie und Kalorimeterenergie bei elektromagnetischen Schauern näher erläutert. Ferner werden die verschiedenen Möglichkeiten der Generierung von Funktionen zur Korrektur der Kalorimeterenergien vorgestellt und die Qualität der Korrektur für elektromagnetische Schauer gezeigt.

6.3.1 Korrelation zwischen Presamplertyp- und Kalorimeterenergie

Energiekorrelation bei elektromagnetischen Schauern

Trägt man - wie in Abschnitt 2.1.2, Abbildung 2-6 dargestellt - für monoenergetische Elektronen ereignisweise die Energiedepositionen in Kalorimeter E_{CAL} und Presamplertyp E_{PRES} gegeneinander auf, dann läßt sich mit Hilfe einer linearen Anpassung das Verhältnis der Energiedepositionen (GeV / mip) bestimmen:

$$E_{CAL} = a_0 + a_1 \cdot E_{PRES}$$

Die so ermittelten Achsenabschnitts- und Antikorrelationsparameter (a_0 und a_1) geben einen Aufschluß über das Verhalten der Komponenten Kalorimeter und Presamplertyp unter verschiedenen Versuchsbedingungen und lassen bei geeigneter Zusammenfassung und Extrapolation die Ermittlung von Datensätzen zur Korrektur der Kalorimeterenergie zu.

Trägt man die ermittelten Antikorrelationsparameter (a_1 , in MeV/mip) für elektromagnetische Schauer verschiedener Versuchsbedingungen (Einschubenergie, Menge inaktiver Materie) gegen die Menge inaktiver Materie auf, zeigt sich für die gegebenen Einschubenergien (Abbildung 6-15) folgendes Verhalten:

- Bei 3-5 GeV zeigen die Antikorrelationsparameter als Funktion der Materiedicke einen parabolähnlichen Verlauf.
- Im Energiebereich 10-15 GeV entsteht ein eher umgekehrt parabolähnlicher Verlauf der Antikorrelationsparameter über die Menge inaktiver Materie.
- Bei 25 bis 50 GeV ist der Verlauf angenähert geradlinig.

Im Rahmen des Fehlers der Antikorrelationsparameter kann für die Punkte A und B im Bereich 1-2 X_0 , für den gesamten Punkt C eine Gerade als Verlauf angenommen werden. Dieser geradlinige Verlauf in Abbildung 6-15 ist auf die Entwicklung der Anzahl der Schauerpartikel mit steigender Menge inaktiver Materie zurückzuführen, die unterschiedliche Lage der Gerade auf die generelle Einschubenergieabhängigkeit der Anzahl der Schauerpartikel bezüglich der Absorption im Material und der Rückstreuung aus dem Kalorimeter in den Presamplertyp.

Die Abweichungen bei großen Mengen inaktiver Materie und kleinen Einschubenergien (siehe 3 und 5 GeV Verlauf) entstehen durch die Absorption von Schauerpartikeln, insbesondere von Positronen. Zudem ist der Rückstreuteil im Presamplersignal im Verhältnis zum eigentlichen Schauersignal bei niedrigeren Energien (< 10 GeV) und kleineren Mengen inaktiver Materie größer als bei höherenergetischen Teilchen.

Die Abweichungen in der Größe der Antikorrelationsparameter sind bei größeren Energie (50 GeV) und 1-2 X_0 auf eine überproportionale Entwicklung der Rückstreuung im Kalorimeter zurückzuführen. Die Auswirkungen des Rückstreueffektes sind im Bereich hoher Einschubenergien und niedriger Menge inaktiver Materie am größten. Hier kommt es durch den Rückstreuteil im Presamplersignal zu einer Verkleinerung der Antikorrelationswerte, da der Presamplertyp für eine im Kalorimeter gemessene Energie durch den Rückstreuteil zu viele mip zeigt, d.h. die im Presamplertyp gemessene Energiedeposition wird überbewertet. Die Art der MIP-Definition (Mittelwert oder wahrscheinlichster Wert) ändert zwar die Größe der Antikorrelationsparameter, aber nicht grundlegend ihre Verteilung innerhalb von Abbildung 6-15. Die Werte in der Abbildung wurden mit einer MIP-Definition über die wahrscheinlichste Energiedeposition eines 75 GeV Myonenstrahls berechnet. Bei einer Definition über die Verteilungsmittelwerte würden die Antikorrelationsparameter größer werden.

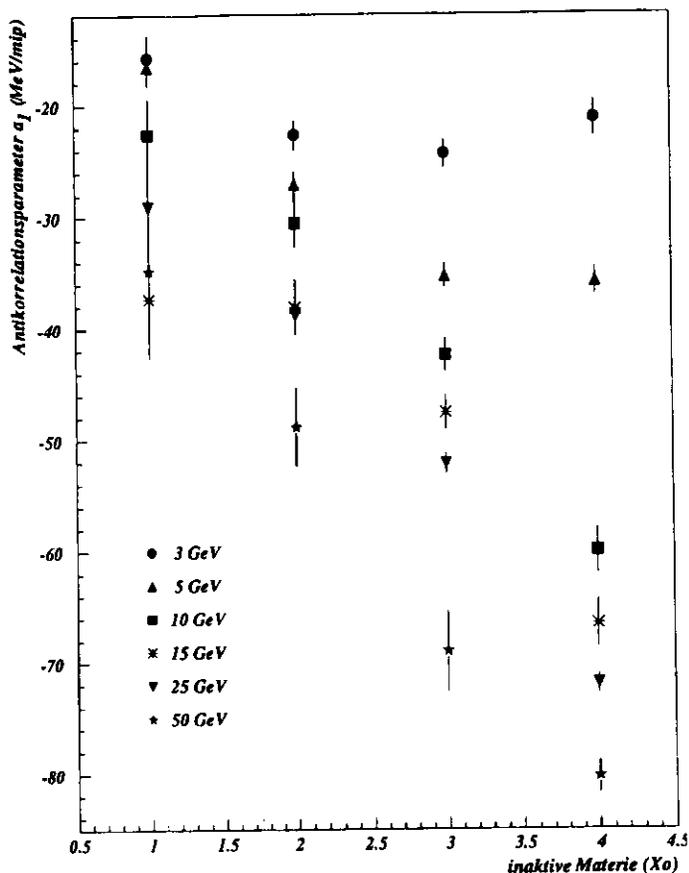


Abbildung 6-15: Antikorrelationsparameter a_1 (MeV/mip) für 3-50 GeV Elektronen aufgeschauert in 1 - 4,1 X_0 Aluminium

Kritischer Bereich der Energiekorrelation und Energieauflösung

Bei der Korrelation von Presamplern- und Kalorimeterenergie gibt im Bereich kleiner Presamplerenergiepositionen prinzipielle Probleme bei der Berechnung der Antikorrelationsparameter und der Korrektur der Kalorimeterenergien:

- Für alle Einschußenergien zwischen 3 und 50 GeV sind bei 1 X_0 inaktiver Materie die Antikorrelationsparameter klein und mit einem großen Fehler behaftet, da die mittleren Presamplerenergiepositionen hier mit 5,5 - 12 mip innerhalb einer sehr kleinen Spanne liegen (Abbildung 6-2 und [BAM96]).
- Der im Kalorimeter meßbare, prozentuale Energieverlust der Primärteilchen verringert sich mit Erhöhung der Einschußenergie (3 und 50 GeV) durch die Absorption von Schauerteilchen im inaktiven Material (1 X_0) von 7,8 % auf 1,6 % (Abschnitt 2.2.2).
- Einzelne, nicht aufgeschauerte Elektronen können bis zu 6 mip im Presamplern deponieren (man vergleiche Abbildung 6-1 und Abbildung 6-8). Es deponieren ca. 95% der Ereignisse weniger als 4 mip im Presamplern.

- Die absolute und relative Energieauflösung des Presamplers wurden aus den Messungen am CERN bestimmt (man sehe Verteilungsbreiten in Abbildung 2-5, und [CRI96b], [BAM96]). Durch die Ausläufer in der Verteilungsform der Presamplerenergiepositionen bedingt, ist die Konstante des „sampling term“ der Energieauflösung gleich eins gesetzt:

$$\sigma_{\text{PRES}}(\text{mip}) = 1,0 \cdot \sqrt{\text{mip}} \cdot \sqrt{E_{\text{PRES}}(\text{mip})} \Rightarrow \frac{\sigma_{\text{PRES}}(\text{mip})}{E_{\text{PRES}}(\text{mip})} = \frac{1,0 \cdot \sqrt{\text{mip}}}{\sqrt{E_{\text{PRES}}(\text{mip})}}$$

Aus diesen Gründen kann es im Bereich unterhalb von 4 mip Presamplerenergieposition keine „sichtbare“ und statistisch gesicherte Korrelation zwischen Presamplern- und Kalorimeterenergie geben, da einerseits im Presamplern nicht zwischen Einzel- und Mehrteilchenenergiepositionen unterschieden werden kann und andererseits die Energieauflösung des Presamplern- und Kalorimeterprototypen (18% \sqrt{E}) die Meßbarkeit von Energien begrenzt. Dieses führt zu dem Fehler der in Abbildung 6-15 gezeigten Antikorrelationsparameter für 1 X_0 inaktive Materie.

Durch die prinzipielle Ununterscheidbarkeit zwischen Einzel- und Mehrteilchenenergieposition bis zu 4 mip, werden aller Ereignisse unterhalb des „4-mip-Grenzwertes“ bei der Aufbereitung der Daten des ZEUS-Presamplers (Abschnitt 6.4.1) und bei der Energiekorrektur für elektromagnetische und hadronische Schauer (Abschnitt 7.2) nicht berücksichtigt.

6.3.2 Gewinnung von Korrekturfunktionen bei elektromagnetischen Schauern

Die nicht bekannte Ursprungsenergie eines im ZEUS-Detektor aufgeschauerten Teilchens soll mit einer Korrekturfunktion aus der vorliegenden Presamplerninformationen gewonnen werden. Die Aufgabe der Korrekturfunktion bei einer ereignisweisen Anwendung läßt sich wie folgt beschreiben:

$$E_{\text{CAL,korrigiert}} = f(E_{\text{CAL,unkorrigiert}}, E_{\text{PRES}}) = E_{\text{Ursprung}}$$

D.h. die Korrektur der im Kalorimeter gemessenen Energie soll mit Hilfe der Presamplerninformation zur ursprünglichen Energie des Teilchens vor dem Aufschauern führen.

Die Möglichkeiten der Entwicklung einer solchen Energiekorrekturfunktion aus den durch die CERN-Experimente gewonnenen Daten werden durch verschiedene Faktoren beeinflusst:

- Aufbereitung der CERN-Datensätze bezüglich verschiedener Versuchsbedingungen
- Berechnungsart für die Achsenabschnitts- und Antikorrelationsparameter (a_0 und a_1) von Presamplern- und Kalorimeterenergieposition
- Erstellung zusätzlicher mathematischer Zusammenhänge für die Achsenabschnitts- und Antikorrelationsparameter bezüglich verschiedener Versuchsbedingungen

Aufbereitung der Datensätze und Berechnung der Achsenabschnitts- und Antikorrelationsparameter

Wie bereits gezeigt wird als grundlegende Information eines Schauerprozesses die Antikorrelation zwischen Presamplern- und Kalorimeterenergie angenommen. Die charakteristischen Größen dieser Antikorrelation sind der Achsenabschnittsparameter (a_0) und die Steigung der Korrelation (Antikorrelationsparameter a_1) gewonnen aus der linearen Anpassung der Energiepositionen in den Detektoren. Diese können auf zwei Arten berechnet werden:

- *Intervallweise, durch Mittelwertbildung über die Kalorimeterenergien innerhalb von kleinen Intervallen auf der Achse der Presamplernenergie und linearer Anpassung der Mittelwerte*²⁴.
- *Ereignisweise, durch χ^2 -Minimierung der Abweichung der Ereignisse von einer Gerade in der Ereignisverteilung.*

Die Ergebnisse für die so berechneten Achsenabschnitts- und Antikorrelationsparameter unterscheiden sich (Abbildung 6-16). Bei der intervallweisen Anpassung sind alle Ereignisse gleich gewichtet. Somit haben auch Ereignisse mit einer großen Schwankung innerhalb des Intervalls, eine großen Einfluß auf den Verlauf der angepaßten Geraden.

²⁴ Das entstehende Bild wird auch als „Profilbild“ oder „Profilhistogramm“ bezeichnet.

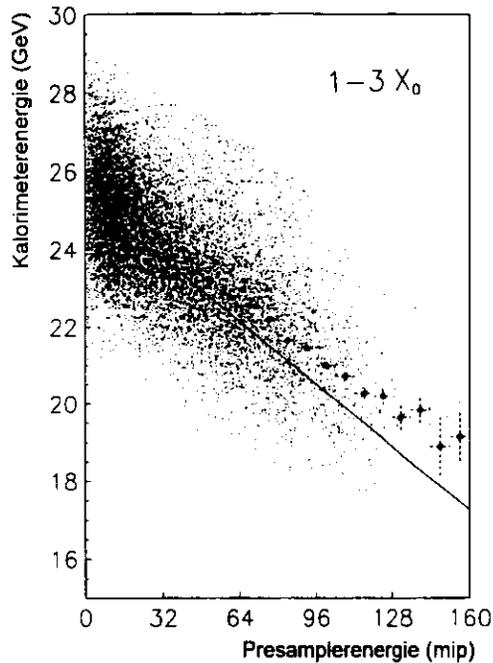


Abbildung 6-16: Ereignis- (Linie) und intervallweise (Punkte) Entwicklung des Antikorrelationsparameters von Kalorimeter- und Presamplerenergie am Beispiel eines gemischten Datensatzes (1-3 X_0) für einen 25 GeV Elektronenstrahl

Zur Entwicklung einer Energiekorrekturfunktion können die Daten über verschiedene Versuchsbedingungen zusammengefaßt werden, um z.B. eine Unabhängigkeit der Achsenabschnitts- und Antikorrelationsparameter von der Menge inaktiver Materie zu erreichen.

In Abbildung 6-16 sind die Daten für den Presamplere- und Kalorimeterprototypen für einen 25 GeV Elektronenstrahl, der in 1, 2 und 3 X_0 Aluminium aufgeschauert wurde, zusammengefaßt [MEY95b]. Dies wird aus „gemischter Datensatz“ bezeichnet.

An die entstandene „Punktwolke“ wird wiederum mit der χ^2 -Minimierung eine Gerade angepaßt. Die berechneten Parameter sind unabhängig von der Menge inaktiver Materie.

Bei der Berechnung der Achsenabschnitts- und Antikorrelationsparameter aus gemischten (zusammengefaßten) Datensätzen muß eine gleichmäßige, statistische Wichtung bezüglich der Ereignisanzahl der verwendeten Einzeldatensätze beachtet werden. Die Verwendung von Daten des kritischen Korrelationsbereiches (1 X_0 -Daten, $E_{PRES} < 4$ mip) führt im Bereich kleiner Presamplerenergien zu einer statistischen Wichtung durch eine hohe Anzahl von Einträgen mit großer Streuung in einer relativ kleinen Energiespanne. Diese Einträge - die keine typische Antikorrelation zeigen - können zu einer unerwünschten Fixierung der ermittelten Achsenabschnitts- und Antikorrelationsparameter führen. Daher wurde der Energiebereich unterhalb von 4 mip bei der Datenaufbereitung zur Entwicklung der Korrekturfunktionen ausgeschlossen.

Die Methode der Anpassung eines zusammengefaßten (gemischten) Datensatzes vermeidet bei der Entwicklung von Korrekturfunktionen den Fehler, der bei der Mittelung oder Anpassung von Parametern aus Einzeldatensätzen entsteht. Eine Berechnung der Antikorrelationsparameter aus Einzeldatensätzen kann dennoch für bestimmte Formen von Korrekturfunktionen sinnvoll sein, da bei zusammengefaßten Datensätzen die statistischen Wichtung zu niedrigeren Presamplerenergien hin dominiert.

Entwicklung von Korrekturfunktionen und ihrer Parameter

Ausgehend von der linearen Anpassung (ereignis- oder intervallweise) der Antikorrelation zwischen Presamplere- und Kalorimeterenergie kann die weitere Entwicklung einer Korrekturfunktion auf mehrere Arten erfolgen.

Grundlegend können die Datensätze über verschiedene Versuchsbedingungen zusammengefaßt werden (z.B. über die Menge inaktiver Materie, Abbildung 6-16) und in einem zweiten Schritt werden die berechneten Achsenabschnitts- und Antikorrelationsparameter z.B. über die Einschußenergie gemittelt.

Andererseits ist es möglich die Achsenabschnitts- und Antikorrelationsparameter aus Einzeldatensätzen - für alle Versuchsbedingungen (Energie, inaktive Materie) getrennt - zu berechnen und sie dann ihrerseits in einen funktionelle Zusammenhang mit den Versuchsbedingungen zu stellen (z.B. mit der Einschußenergie):

$$E_{CAL} = a_0 + a_1 \cdot E_{PRES} \quad \text{mit} \quad a_i = \alpha_i + \beta_i \cdot E_{Strahl} \quad \text{für} \quad i = 0,1$$

Ebenso ist eine beliebige Kombination beider Varianten oder ihrer mathematischen Zusammenhänge möglich. Es wurden für die Korrektur der Kalorimeterenergie bisher fünf mathematische Methoden in teilweise verschiedenen Varianten entwickelt [MEY96b]. Ein Teil befindet sich z.Z. noch in der Testphase. Einen Überblick über die getesteten Korrekturfunktionen befindet sich in Anhang D.

Entwicklung von Korrekturfunktionen am Beispiel der Methoden I und II

In diesem Unterabschnitt und in Abschnitt 6.3.3 werden die bisher meist erprobten Methoden I und II_r in Datenaufbereitung, Berechnung und Anwendung gezeigt. Hinzu kommt ein globaler Vergleich der Methode I bis V (siehe Anhang D).

Für beide Methoden wurden über die Menge inaktiver Materie gemischte Datensätze (1-3 X_0) verwendet und die MIP-Definition mit der wahrscheinlichsten Energiedeposition von 75 GeV Myonen vorgenommen (Abschnitt 2.2.1). Bei den Korrekturfunktionen werden alle Ereignisse mit einer Presamplerenergiedeposition die kleiner ist als 4 mip von der Korrektur ausgeschlossen (Abschnitt 6.3.1).

Methode I:

Zu Vergleichszwecken wurden die Achsenabschnitts- und Antikorrelationsparameter bei dieser Korrekturmethode einmal mit einer intervallweisen (Methode Ia) und einer ereignisweisen (Methode Ib) Anpassung gewonnen (Abbildung 6-16).

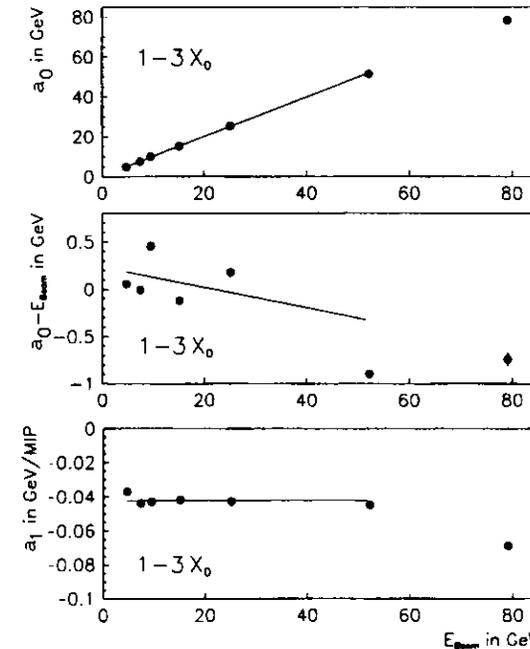


Abbildung 6-17: Verlauf von Antikorrelations- und Achsenabschnittsparameter als Funktion der Einschußenergie für gemischte Datensätze aus 1, 2 und 3 X_0 Aluminium

Für alle Einschußenergien werden die Parameter a_0 (Achsenabschnitt) und a_1 (Antikorrelation) berechnet. Die Parameter werden als Funktion der ursprünglichen Teilchenenergie (Strahlenergie) aufgetragen und mit einer linearen Funktion angepaßt, um die Parametersätze $\alpha_{0,1}$, $\beta_{0,1}$ zu ermitteln ([ZEU93], [MEY95b]). In Abbildung 6-17 sind als Beispiel die Achsenabschnitts- und Antikorrelationsparameter in Abhängigkeit von der Einschußenergie verzeichnet. Das mittlere Teilbild zeigt zusätzlich den Achsenabschnittsparameter abzüglich der Einschußenergie gegen die Einschußenergie.

$$E_{CAL, \text{korrigiert}} = E_{Strahl} = \frac{E_{CAL, \text{unkorrigiert}} - \alpha_0 - \alpha_1 \cdot E_{PRES}}{\beta_0 + \beta_1 \cdot E_{PRES}}$$

mit $E_{PRES} > 4$ mip.

Je nach Grad der Zusammenfassung über die Datenmengen (z.B. bei Verwendung von nicht gemischten Datensätzen) und Energien gewinnt man einen oder mehrere Sätze aus 4 Parametern.

Beide Variationen (a,b) der Methode I unterscheiden sich in den Parametersätzen nur wenig. In den folgenden Tabellen sind Parametersätze für die beiden Variationen der Methode I für elektroneninduzierte Schauer im Einschubenergiebereich 5 GeV bis 50 GeV und 1-3 X_0 inaktiver Materie angegeben [MEY95b]. Der Parameter β_1 wurde wegen seiner geringen Abhängigkeit von der Einschubenergie auf Null gesetzt.

Parametersatz	Methode Ia	Methode Ib
α_0 [GeV]	$0,237 \pm 0,009$	$0,242 \pm 0,011$
α_1 [GeV/mip]	$-0,042 \pm 0,001$	$-0,044 \pm 0,000$
β_0 [—]	$0,989 \pm 0,001$	$0,989 \pm 0,001$
β_1 [1/mip]	0,0	0,0

Tabelle 6-3: Parametersätze der Methoden Ia und Ib ermittelt aus den Ergebnissen der CERN-Experimente basierend auf den Daten aus 5-50 GeV Elektronen aufgeschauert in 1 bis 3 X_0 Aluminium

Methode IIr

In Abbildung 6-18a ist die Schwankung des Parameters a_1 (Antikorrelation) aus gemischten Datensätzen und aus der Mittelwertbildung von Einzeldatensätzen für verschiedene Elektroneneinschubenergien dargestellt [BOR96]. Abbildung 6-18b zeigt die Differenz von nominellen Einschubenergie und dem aus gemischten Datensätzen berechneten Achsenabschnittsparameter a_0 für verschiedene Elektroneneinschubenergien.

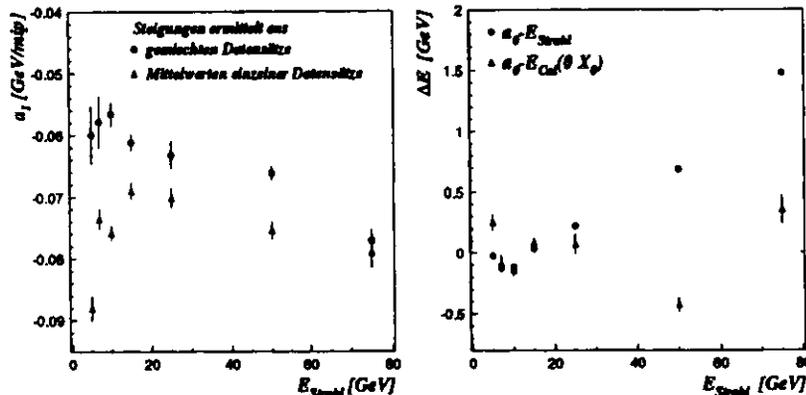


Abbildung 6-18a,b: Antikorrelations-(GeV/mip) und Achsenabschnittsparameter (GeV) für 5-75 GeV Elektronen aus gemischten Datensätzen und Einzeldatensätzen (1, 2 und 3 X_0 Aluminium)

Die Varianz des Achsenabschnittsparameters a_0 gegenüber der Einschubenergie ($a_0 - E_{CAL}$) wird als Null angenommen. Daher kann dieser Parameter mit der Einschubenergie E_{Strahl} gleichgesetzt werden. Der Parameter a_1 hat für gemischte Datensätze die ereignisweise angepaßt wurden nur eine geringe Abhängigkeit von der Einschubenergie. Er kann über den gesamten Bereich der Einschubenergien gemittelt werden.

Nach Umstellen erhält man als Korrekturfunktion für elektroneninduzierte Schauer:

$$E_{CAL,korrigiert} = E_{Strahl} = E_{CAL,unkorrigiert} - \alpha_1 \cdot E_{PRES}$$

$$\text{mit } \alpha_1 = -0,065 \pm 0,001 \text{ GeV/mip} \\ \text{für } E_{PRES} > 4 \text{ mip}$$

Dieses ist die einfachste Funktion zur Korrektur der Kalorimeterenergie. Sie hat einen Korrekturparameter und ist - wie die Korrekturfunktion nach Methode I - für den Bereich 1-3 X_0 vollständig von der Einschubenergie und Materiemenge unabhängig.

Diese Funktion wird z.Z. ebenfalls zur Korrektur der Kalorimeterenergie in ZEUS verwendet (Abschnitt 6.4.2 und Anhang C). Die MIP-Definitionen des ZEUS-Presamplers wurden 1995 mit der „truncated mean“-Methode und die des CERN-Presamplerprototypen mit dem wahrscheinlichsten Wert durchgeführt. Daher ändert sich der Korrekturparameter auf $\alpha_1 = -0,072 \pm 0,001 \text{ GeV/mip}$.

Zur Berechnung der Anpassungsparameter der vorgestellten Funktionen gibt es neben der schrittweisen Durchführung der obigen Anpassungen noch eine zweite Methode. Mit einer ereignisweisen χ^2 -Minimierung der Abweichung der mit einer Funktion korrigierten Kalorimeterenergie von der Einschubenergie können die Anpassungsparameter „in einem Arbeitsgang“ berechnet werden [MEY96b]. Es wird hierzu folgende Funktion minimiert:

$$\chi^2 = \sum_j \sum_i \frac{(E_{Strahl}^j - E_{CAL,korrigiert}^j)^2}{\sigma_{ji}^2}$$

Hierbei ist $E_{CAL,korrigiert}$ die durch eine der gezeigten Methoden korrigierte Kalorimeterenergie. Die Summation erfolgt über alle Einschubenergien j die zum verwendeten Datensatz gehören und über alle Ereignisse i die zu einer bestimmten Einschubenergie dieses Datensatzes gehören. Der σ^2 -Wert wird den gemischten Datensätzen der Einschubenergie entnommen. Dazu wird die Achse der Presamplerenergie in Intervalle mit ca. 1000 Ereignissen Inhalt geteilt und das Sigma der Kalorimeterenergien über diese Ereignissen berechnet.

6.3.3 Qualität der Kalorimeterenergiekorrektur bei elektromagnetischen Schauern

Zu Beginn dieses Abschnittes wird die Güte der vorgestellten Korrekturmethode (Ia,b und IIr) anhand von korrigierten CERN-Datensätzen demonstriert. Die Merkmale zur Qualitätskontrolle sind zum einen die Differenzen der mittleren Kalorimeterenergie nach der Korrektur zur Einschubenergie, zum anderen die Breiten der Verteilungen der Kalorimeterenergie vor und nach der Korrektur.

Es folgt anhand der Beispiele eine Besprechung der allgemeinen Grenzen von Korrekturfunktionen und ein kurzer Vergleich der Güte aller Korrekturmethode.

Korrektur der Energie mit Methode I

In den Abbildung 6-19 ist die mit den Methoden Ia und Ib korrigierten Kalorimeterenergien verzeichnet. Aufgetragen sind die Differenzen von korrigierter Kalorimeterenergie zur Strahlenergie normiert auf die Strahlenergie, gegen die Strahlenergie.

Man sieht deutlich die Korrektur der Kalorimeterenergie zur ursprünglichen Einschubenergie hin (Abbildung 6-19). Werden die Kalorimeterenergien mit der auf der ersten Methode basierenden Funktion korrigiert, zeigen sich für die Ergebnisse der beiden Varianten der Methode im Bereich unterhalb von 20 GeV Unterschiede. Während bei 1 und 2 X_0 die Methode Ib teilweise deutlich die Kalorimeterenergie überkorrigiert, ist sie bei 3 X_0 besser als Methode Ia. Oberhalb von 20 GeV sind die Ergebnisse für Ia und 2 X_0 etwa gleich. Bei 3 X_0 kommt es mit Methode Ib zu einer Überkorrektur der Kalorimeterenergie. Diese Korrekturmethode ist bei Variante Ib (a_{01} aus der χ^2 -Minimierung) in allen Fällen besser als $\pm 4,3\%$, teilweise besser als $\pm 2\%$.

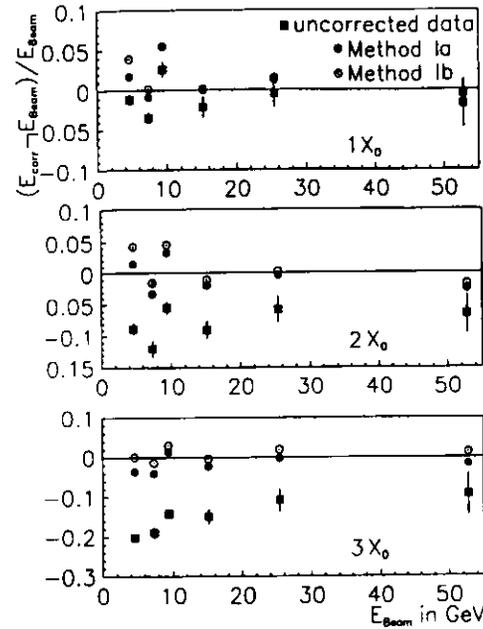


Abbildung 6-19: Relative Abweichung korrigierter (nach Methode I a,b) und unkorrigierter Kalorimeterenergien für 3-50 GeV Elektronen aufgeschauert in 1-3 X_0 Aluminium

Korrektur der Energie mit Methode II_f

In Abbildung 6-20 ist das Verhältnis der korrigierten und unkorrigierten Mittelwerte der Kalorimeterenergien zur Einschubenergie gegen die Einschubenergie (3 bis 50 GeV) für Elektronen dargestellt [BAM96]. Die Korrektur wurde mit der auf Methode II_f basierenden einfachsten Korrekturfunktion durchgeführt. Der Elektronenstrahl wurde in 1 bis 4 X_0 Aluminium aufgeschauert.

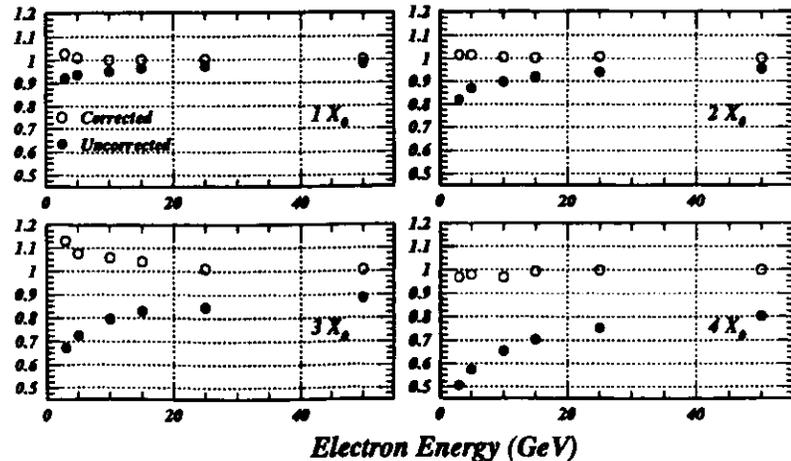


Abbildung 6-20: Relative Abweichungen der korrigierten und unkorrigierten Kalorimeterenergie von der Strahlenergie (nach Methode II_f) für Elektronen im Energiebereich 3 bis 50 GeV, aufgeschauert in 1 bis 4 X_0 Aluminium als Funktion der Einschubenergie

Die Rekonstruktion der Kalorimeterenergie gelingt im Energiebereich 10 bis 50 GeV für 1 und 2 X_0 auf $\pm 1\%$ genau. Unterhalb von 10 GeV liegt die erreichte Korrektur für 1, 2 und 4 X_0 bei bis zu $\pm 4\%$. Während die Teilchenenergien bis 10 GeV und bis zu 3 X_0 inaktiver Materie überkorrigiert werden, erfolgt bei 4 X_0 eine Unterkorrektur.

Die Unterschiede zwischen den korrigierten Kalorimeterenergien beim Vergleich beider Korrekturmethode sind einerseits aus der Verwendung unterschiedlicher Datensätze begründet, andererseits durch die bei der Methode I erfolgte Berücksichtigung der Abhängigkeit des Achsenabschnittsparameters von der Einschubenergie (man sehe die Diskussion in den folgenden Unterabschnitten).

Einfluß auf die Energieauflösung mit Methode I

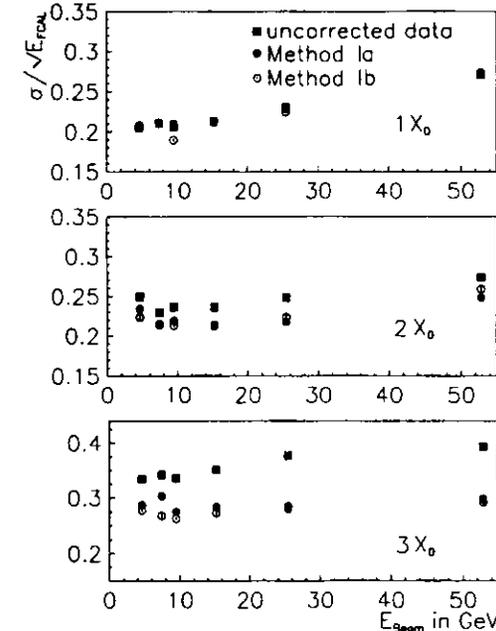


Abbildung 6-21: Korrigierte und unkorrigierte Kalorimeterauflösungen (nach Methode I) für 3-50 GeV Elektronen aufgeschauert in 1-3 X_0 Aluminium

Die Verteilungsbreiten hängen von der Einschubenergie des Teilchens und von der Menge inaktiver Materie ab. Die Abhängigkeit von der Einschubenergie ist direkt auf die Kalorimeterauflösung zurückzuführen, die sich aus einem konstanten Term und den beiden energieabhängigen Anteilen Sampling-Fluktuation und Photostatistik zusammensetzt. Die Abhängigkeit der Energieverteilungsbreite von der Menge inaktiver Materie resultiert aus der Schauerfluktuation.

Bei der Korrektur der Kalorimeterauflösung (Abbildung 6-21) unterscheiden sich die Ergebnisse der beiden Variationen der Korrekturmethode I nur deutlich bei 3 X_0 inaktiver Materie. Hier ist die Methode Ib im Bereich unterhalb von 20 GeV besser.

Eine wesentliche Auflösungsverbesserung im Bereich niedriger Energien ist nicht möglich, da die absolute Energieauflösung des Kalorimeters in Bereich unterhalb von 10 GeV größer ist als die des Presamplers. Ein Teil der zu korrigierenden Information ist bereits durch die Messung verloren gegangen und kann somit nicht rekonstruiert werden [BOR96].

Einfluß auf die Energieauflösung mit Methode II

Betrachtet man das Verhalten der Auflösungen (σ/E) der korrigierten und unkorrigierten Kalorimeterenergie für 1 bis 3 X_0 und 3 bis 75 GeV Einschubenergie (Abbildung 6-22), zeigt sich für alle Einschubenergien eine deutliche Verbesserung der korrigierten Verteilungen [BOR96]. Das mit 0 X_0 gekennzeichnete Bild zeigt die Auswirkungen der Korrekturfunktion auf einen nicht aufgeschauerten Elektronenstrahl. Für 1 X_0 liegt die korrigierte Auflösung im Bereich der gemessenen Auflösung für einen nicht aufgeschauerten Teilchenstrahl (0 X_0). Bei 2 X_0 erreicht die Auflösung noch bis auf ca. 10% die nominale Auflösung. Bei 3 X_0 zeigt sich gerade im Bereich unterhalb von 10 bis 15 GeV wieder der erwähnte Effekt für niedrige Einschubenergien. Hier unterscheiden sich die korrigierten Auflösungen im Energiebereich deutlich von denen bei kleineren Mengen inaktiver Materie. Sie sind aber noch immer besser als die unkorrigierten Verteilungsbreiten.

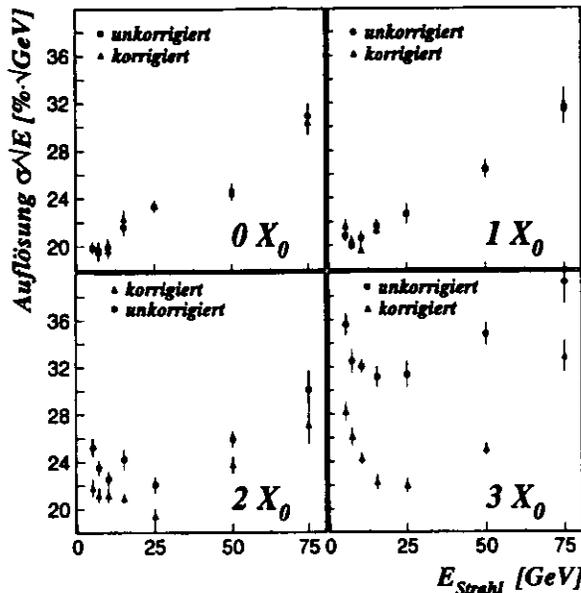


Abbildung 6-22 : Kalorimeternauflösung für korrigierte und unkorrigierte Energieverteilungen (nach Methode II_f) des Kalorimeters für 3 bis 75 GeV Elektronen aufgeschauert in 0 bis 3 X₀ Aluminium

Grenzen der Anwendung von Korrekturfunktionen

Die Grenzen (niedrige Einschubenergien) und Probleme (Über- und Unterkorrektur) bei der Anwendung von Korrekturfunktionen lassen sich aus drei Bereichen begründen:

- physikalisch gegebene Grenzen aus der Schauerphysik und der Detektorkonstruktion
- die Wahl der Korrekturmethode
- die Wahl des Datensatzes zur Ermittlung der Korrekturparameter

Die Annahme eines linearen Verhaltens von Presampler- zu Kalorimetersignal im Energiebereich unterhalb von 10 GeV ist generell fraglich. Einerseits wird unterhalb von 10 GeV die Abschwächung durch inaktive Materie viel stärker als bei höheren Einschubenergien, und andererseits ist der Rückstreuanteil im Presamplersignal kleiner (Abschnitt 6.1.6). Beides führt zu einem viel kleiner werdenden Presamplersignal gegenüber höheren Einschubenergien. Hinzu kommen die durch die Schauerfluktuation und Photostatistik bei geringen Photoelektronenanzahlen großer werdender Fehler in Kalorimeter- und Presamplersignal, welche neben der Energiekorrektur auch das Verbessern der Energieauflösung verhindern.

Problematisch ist bei der Verwendung der auf Methode II_f basierenden Korrekturfunktion die Überkorrektur bei kleinen Energien (man vergleiche Abbildung 6-20). Vergleicht man die Größe des für die Korrektur verwendeten Antikorrelationsparameters mit den energieabhängigen Parametern aus Abbildung 6-18, zeigen sich im Bereich unterhalb von 10 GeV deutlich kleinere Werte. D.h. für diesen Energiebereich ist der gewählte Wert von $a_1 = 0.065 \text{ GeV}/mip$ zu groß, daher kommt es zu einer Überkorrektur.

Dieses Beispiel zeigt ein generelles Problem, das bei der Wahl der Korrekturmethode auftreten kann, wenn Funktionen durch das Festsetzen von Parametern vereinfacht werden. Bei Methode II_f wurde der Achsenabschnittsparameter a_0 auf die Einschubenergie fixiert (Abbildung 6-23). Wie in Abbildung 6-16 gezeigt, hat die Verteilung von Kalorimeter- und Presamplerenergie die größte statistische Signifikanz im Bereich kleiner Presamplerenergiepositionen und großer Kalorimeterenergiepositionen. Bei der Anpassung für den Parameter a_1 entsteht bei Fixierung des Achsenabschnittsparameters eine Überbewertung des Antikorrelati-

onsparameters im Bereich kleiner Presamplerenergie gegenüber dem tatsächlichen Verlauf. Die Effektivität des Antikorrelationsparameters für die Korrektur ist diesem Fall auf einen kleineren Bereich der Presamplerenergie beschränkt. Nur im Bereich des Schnittpunktes der beide Geraden ist eine gute Energiekorrektur gewährleistet. Die Größe des effektiven Bereiches hängt von der Differenz zwischen Einschubenergie und dem tatsächlich gemessenem Achsenabschnittsparameter ab. Hinzu kommt die zu höheren Presamplerenergiepositionen größer werdende Differenz der Anpassungsgerade. Dies kann zu einer starken Überkorrektur bei Ereignissen aus Bereichen hoher Mengen inaktiver Materie führen.

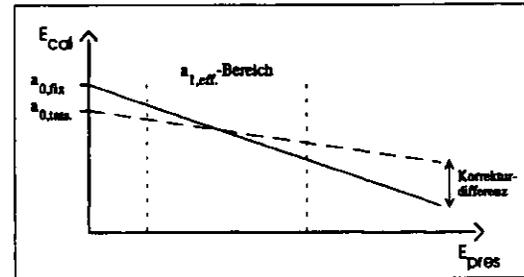


Abbildung 6-23 : Schematische Darstellung der effektiven Antikorrelation bei Fixierung des Achsenabschnittsparameters

Auch die Wahl des Datensatzes, aus dem die Parameter der Korrekturfunktion berechnet werden, hat einen großen Einfluss auf die Güte der Korrektur. Um eine möglichst einfache und von der Menge inaktiver Materie unabhängige Korrekturfunktion zu erhalten, ist die Anwendung von gemischten Datensätzen (wie gezeigt 1-3 X₀) sinnvoll. Aber die hieraus ermittelten Parameter begrenzen die Wirksamkeit der Korrektur je nach Grad der Zusammenfassung von Daten. Z.B. führen die beiden gezeigten Korrekturmethode I und II_f bei 4 X₀ inaktiver Materie zu einer Unterkorrektur der Kalorimeterenergie, da ihre Parameter aus einem 1-3 X₀ gemischten Datensatz erstellt wurden. Die Begrenzung des Gültigkeitsbereiches eines Parametersatzes ist zwar nicht streng, da eine Korrektur der Kalorimeterenergie bis auf $\pm 3-4\%$ der Einschubenergie noch als gut angesehen werden kann. Aber eine sehr globale Zusammenfassung der Daten über die Menge inaktiver Materie kann, durch die in Abschnitt 6.3.2 erläuterte statistische Wichtung bei der Erstellung von Antikorrelationsparametern, zu einer Verschlechterung der Korrektur in bestimmten Presamplerenergiebereichen führen.

Bei der Verwendung von Einzeldatensätzen bezüglich Einschubenergie und/oder Menge inaktiver Materie zur Erstellung der Korrekturparameter sind bei der Anwendung teilweise Zusatzinformationen notwendig. Bei Anwendung von Korrekturparametern sehr kleiner X₀-Bereiche muß die ungefähre Menge inaktiver Materie bekannt sein, die das Teilchen durchquert hat (z.B. bei Methode IV), um den richtigen Parametersatz zu wählen. Parameter aus Einzeldatensätzen bezüglich der Einschubenergie erfordern eine Vorabschätzung der Einschubenergie durch andere Detektorkomponenten oder eine vereinfachte Korrekturfunktion, basierend auf gemischten Datensätzen (z.B. mit Methode II_f).

Vergleich der Energiekorrekturen der Methoden I-V

In der Tabelle 6-4 ist für die Methoden I, III und IV und den Varianten von Methode II die Güte der Energiekorrektur bei elektromagnetischen Schauern für die Daten des CERN-Testes verzeichnet [MEY96b]. Die oberste Zeile der Tabelle gibt die Methode der Korrektur an. Die erste Spalte sagt aus wie stark die Datensätze bezüglich der Menge inaktiver Materie gemischt waren, die zur Erstellung der Korrekturparameter verwendet wurden. Die innere Beschriftung der Tabelle zeigt die Einschubenergie und die Menge inaktiver Materie des korrigierten Datensatzes. Mit „*“ sind alle Abweichungen der korrigierten Kalorimeterenergie von der Einschubenergie von weniger als $\pm 3\%$ gekennzeichnet.

Wie erwartet, zeigt sich generell für alle Methoden die Schwierigkeit, 3 GeV Elektronenschauer zu korrigieren. Teilweise kann man eine befriedigende Güte durch die Verwendung von gemischten Datensätzen mit 1-2 X₀ erreichen, dieses aber auch nur begrenzt bis zu 4 X₀ inaktiver Materie im Teilchenweg.

X_0	GeV	Meth. I				Meth. II _v				Meth. II _t				Meth. III				Meth. IV _{ap}			
		1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
1-2	3	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	5	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	10	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	15	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	25	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	50	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
1-3	3	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	5	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	10	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	15	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	25	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	50	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
1-4	3	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	5	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	10	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	15	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	25	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	50	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
2-3	3	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	5	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	10	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	15	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	25	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	50	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
3-4	3	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	5	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	10	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	15	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	25	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
	50	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*

Tabelle 6-4 : Korrekturgüten der Methoden I - IV erstellt mit verschiedenen gemischten Datensätzen und getestet mit verschiedenen Einschußenergien (3 - 50 GeV) und Mengen inaktiver Materie (siehe Text). Korrekturgüten von weniger als $\pm 3\%$ Abweichung von der Einschußenergie sind mit „*“ gekennzeichnet.

Werden die Datensätze über große X_0 -Bereiche oder nur über hohe X_0 -Werte gemischt, so nimmt die Korrekturgüte bei kleinen Energien und kleinen Mengen inaktiver Materie für die Methoden I bis III ab, da es aus den bereits genannten Gründen zu Überkorrekturen kommt.

Global funktioniert nur Methode IV_{ap} befriedigend, da sie den Einfluß der inaktiven Materie auf die Berechnung der Korrekturparameter α_i und β_j berücksichtigt. Aus dem gleichen Grunde zeigte die Methode V (nicht in Tabelle 6-4 enthalten) bei ersten Tests ähnliche, teilweise noch bessere Resultate als Methode IV_{ap} [GRA97b].

6.4 Korrektur der Kalorimeterenergie bei elektromagnetischen Schauern mit dem ZEUS-Presampler

In diesem Abschnitt wird die An- und Verwendbarkeit der durch die Messungen am CERN gewonnenen Erkenntnisse erläutert. Desweiteren wird die Aufbereitung der Daten des ZEUS-Presamplers gezeigt. Der zweite Teil dieses Abschnitts zeigt die Möglichkeiten und die Qualität der Anwendung von Korrekturmethode II_t auf die Energiemessung des ZEUS-Kalorimeters. Insbesondere wird hier auf die Anwendung von aus den CERN-Daten gewonnenen Korrekturparametern und die Grenzen einer Qualitätskontrolle der Korrektur bei ZEUS eingegangen.

6.4.1 Anwendbarkeit von CERN- und MC-Datensätzen und Datenaufbereitung

Anwendbarkeit von CERN- und MC-Datensätzen beim ZEUS-Presampler

Für eine Erstellung von Parametersätzen und Funktionen zur Korrektur der Energiemessung des ZEUS-Kalorimeters können die Untersuchungen des Presamplersprototypen am CERN, oder ein mit den Ergebnissen des CERN übereinstimmende MC-Simulation verwendet werden. Solange die Differenzen zwischen CERN-Daten und den Daten der ZEUS Monte Carlo Simulation MOZART nicht behoben sind (Abschnitt 6.2), bleibt nur der Rückgriff auf die CERN-Meßergebnisse. Zur Anwendung der bisher aus CERN-Datensätzen ermittelten Korrekturfunktionen und -parameter beim ZEUS-Presampler oder ihrem Vergleich mit der ZEUS MC-Simulation bleiben hierbei einige Punkte zur Diskussion:

- Differenzen in der Presamplerenergie deposition aufgrund von nicht getesteten Winkel-, Geometrie- und Materialartabhängigkeiten innerhalb von ZEUS.
- Genauigkeit der Ursprungsenergie von „kinematic peak“-Elektronen (KP, Abschnitt 2.1.2, Abbildung 2-3), „initial state radiation“-Gammaquanten (ISR) oder „QED-Compton“-Gammaquanten (QEDC) bei der Kontrolle einer Energiekorrektur aus CERN-Datensätzen.
- Genauigkeit der Programmierung von Geometrie und Zusammensetzung der inaktiven Materie im Detektorinneren bei der MC-Simulation.
- Reproduzierbarkeit des Einflusses von Schauerwinkel und seinem Rückstreuanteil im Presamplersignal bei der MC-Simulation.

Aufbereitung der Daten des ZEUS-Presamplers

Die in Abschnitt 6.1 gezeigten speziellen Einflüssen werden teilweise explizit oder über die Wahl der für die Ermittlung der Korrekturfunktion verwendeten Daten berücksichtigt. Hier eine Zusammenstellung:

- Bei der Kalibration der CERN- und ZEUS-Presamplers werden Halo-Myonen verwendet, die selbst kein Rückstreusignal erzeugen²⁵ (Abschnitt 6.1.1). Als Kalibrationswert dient der Mittelwert der Signalverteilung im Presampler.
- Das Übersprechen der Kanäle auf dem Photomultiplier muß nicht berücksichtigt werden, da es im Falle eines Auftretens nur ein sehr kleines zusätzliches Signal gibt (bis ca. 2,5%, Abschnitt 3.2.3)
- Der Rückstreuanteil im Presamplersignal für verschiedene Energien und Mengen inaktiver Materie ist in den Daten des CERN-Presamplers enthalten, so daß die Generierung der Antikorrelationsparameter zwischen Presampler und Kalorimeter einschließlich des Rückstreuanteils erfolgte.
- Die Abhängigkeit des Presamplersignals von der Art des Schauermaterials wurde nicht berücksichtigt. Die CERN-Daten wurden mit Aluminium als inaktiver Materie ermittelt, welches im ZEUS-Detektor am häufigsten vorkommt.
- Die Winkelabhängigkeit des Presamplersignals bzgl. der Schauerachse mußte in den CERN-Messungen nicht berücksichtigt werden. Dieser Effekt trat dort nicht auf, da mit der Versuchsanordnung der Teilchenstrahl nur senkrecht eingeschossen werden konnte. Bei der ZEUS-Datenaufbereitung wird die Presamplerenergie deposition mit dem Kosinus des Polarwinkels des Primärelektrons korrigiert (Abschnitt 6.1.7 und Anhang C).
- Die scheinbare Abhängigkeit des Presamplersignals von der Entfernung der inaktiven Materie vom Presampler, d.h. der Schauergröße, ist über die Größe der Auslesefläche (3 x 3 Presamplerkacheln) berücksichtigt. Mit 3 x 3 Kacheln können in den ZEUS-Daten mindestens 96% der Schauerenergie eines elektroninduzierten Schauers erfaßt werden (Abschnitt 6.1.4). Für die erfaßbare Schauerenergie von hadroninduzierten Schauern und multiplen Hadronschauern liegen noch keine ZEUS-Daten vor.
- Die Ausleseclustersuche erfolgt wie beim Kalorimeter, so daß nur die Informationen des Presamplers verwendet werden, die zu der im Kalorimetercluster gemessenen Energie gehören.
- Es werden nur Energiedepositionen oberhalb von 0,2 pC im Presampler zur Auswertung verwendet. Dieses entspricht der Rauschgrenze von Photomultiplier und Ausleseelektronik.
- Bei der Erfassung von Elektron- und Hadronschauern werden nur Signale oberhalb von 4 mip verwendet. Das Presamplersignal eines minimalionisierenden Teilchens kann im Landauausläufer bis zu 7 mip zeigen (Abschnitte 6.1.1, 6.3.1 und 7.2.1). Mit Hilfe der 4 mip-Grenze werden alle nicht aufgeschauerten Teilchen bis zu 95% aus den zur Korrektur vorgesehenen Daten entfernt.

²⁵ Es wurden zum Teil ebenso niederenergetische Hadronen (Abschnitte 4.3.2 und 7.1.1) verwendet.

6.4.2 Test der Energiekorrektur am ZEUS-Kalorimeter

Bei einem Test eines Energiekorrekturverfahrens mit dem ZEUS-Presampler und -Kalorimeter soll unter definierten Versuchsbedingungen die Güte einer an realen ZEUS-Daten durchgeführten Energiekorrektur überprüft werden. Hierzu wurde die Methode II_f (Abschnitte 6.3.2 und 6.3.3) mit dem aus den CERN-Daten ermittelten Korrekturparameter ($a_1 = 0,072 \text{ GeV/mip}$, MIP-Definition über Verteilungsmittelwert) aus einem gemischten Datensatz ($1-3 X_0$) verwendet.

Die zum Test benötigten, definierten Elektroneneinschüßenergien können durch KP-Elektronen, ISR-Gammaquanten oder QEDC-Gammaquanten gewonnen werden²⁶. Die KP-Elektronen der ZEUS-Betriebsperiode haben eine wahrscheinlichste Energie von ca. $27,1 \pm 0,2 \text{ GeV}$. Die Energieselektion der Elektronen wurde $\gamma_{\text{th}} < 0,04$ und $Q_{\text{DA}} < 100$ vorgenommen [BOR96d].

Die Selektion der Menge inaktiver Materie erfolgte über den Polarwinkel des Elektrons (Abbildung 2-1). Zum Vergleich der Antikorrelation zwischen Presampler- und Kalorimeterenergiedeposition im ZEUS-Detektor und beim CERN-Test, wurde über die Menge inaktiver Materie im Winkelbereich des RCAL-Presamplers integriert, um einen quasi-gemischten Datensatz ($1-4,2 X_0$) zu erhalten.

Bei den Daten des ZEUS-Presamplers wurde eine Energie-Winkel-Korrektur durchgeführt (Abschnitt 6.1.7 und Anhang C). Die Auslesefläche war 3×3 Kacheln groß (Abschnitte 6.1.4 und 6.4.1).

Antikorrelation und Güte der Energiekorrektur bei KP-Elektronen

In Abbildung 6-24 sind die Energien der ZEUS- und CERN-Kalorimeter gegen die entsprechende Presamplerenergie aufgetragen. Für die ZEUS- und CERN-Daten wurden die Antikorrelationsparameter getrennt bestimmt. Die Energiedeposition in den Kalorimetern wurden über kleinen Intervallen der Presamplerenergie berechnet. Die unterschiedliche Lage der Geraden in Abbildung 6-24 ist auf die verschiedenen Einschüßenergien beim ZEUS- und CERN-Kalorimeter zurückzuführen. Bei CERN-Test wurden 25 GeV Elektronen verwendet [BOR96d].

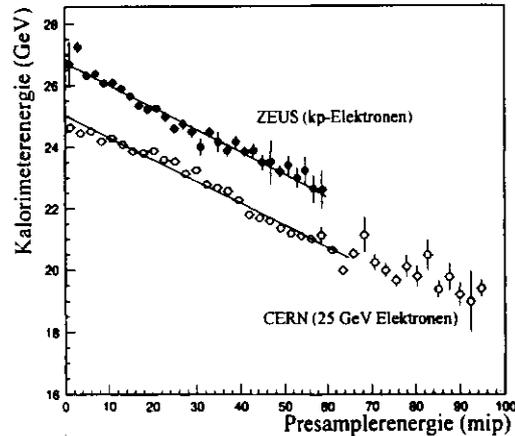


Abbildung 6-24 : Vergleich der Antikorrelationen von Presampler- und Kalorimeterenergie bei ZEUS-KP-Elektronen und CERN 25 GeV Elektronen

Unter Berücksichtigung bei ZEUS und CERN verwendeten unterschiedlichen MIP-Kalibrationsmethoden für den Presamplers (mittlerer und wahrscheinlichster Verteilungswert), sind die Werte der Antikorrelationsparameter gleich:

$$a_{1, \text{ZEUS}} = -0,072 \pm 0,001 \text{ GeV/mip}$$

$$a_{1, \text{CERN}} = -0,065 \pm 0,001 \text{ GeV/mip}$$

Ein Unterschied zwischen den beiden Antikorrelationen ist die Lage des Achsenabschnittsparameters a_0 gegenüber der Einschüßenergie (man sehe auch nächster Unterabschnitt). Während bei den CERN-Daten dieser a_0 -Wert sehr gut mit der Einschüßenergie von 25 GeV übereinstimmt, liegt er bei den ZEUS-Daten ca. 100 - 200 MeV unterhalb der Energie von KP-Elektronen ($27,1 \pm 0,2 \text{ GeV}$).

Selektiert man die KP-Elektronen im ZEUS-Detektor nach ihrem Polarwinkel, so kann die Güte der Energiekorrektur nach Methode II_f direkt dargestellt werden (Abbildung 6-25). Abhängig vom Polarwinkel durchqueren die Elektronen unterschiedliche Mengen inaktiver Materie. Wie in Abschnitt 6.3.3 gezeigt, ist die Korrekturqualität der Methode II_f durch die Menge inaktiver Materie begrenzt. Daher liegt die Korrekturgüte in Bereiche kleiner X_0 -Mengen (man vergleiche Abbildung 2-1) bei ca. $\pm 1\%$ (bei $1-2,5 X_0$) und

²⁶ Die ISR-Methode wird wegen einer höheren Statistik der QEDC-Methode vorgezogen. Aus Beiden können im gesamten Energiebereich bis zur Elektronenstrahlenergie Ereignisse selektiert werden.

vergrößert sich bei Bereichen größerer Mengen inaktiver Materie ($3-4 X_0$). An den äußersten Enden des Winkelbereiches (Nähe des Strahlrohres und Übergang zum BCAL) wird die Korrektur schlechter. Zu kleineren Winkel hin (< 160 Grad) nimmt die Anzahl von KP-Elektronen stark ab. In Strahlrohrnähe müssen Schnitte auf die Presamplerkachelränder gemacht werden, da hier Schauenergie im Strahlrohr verloren geht.

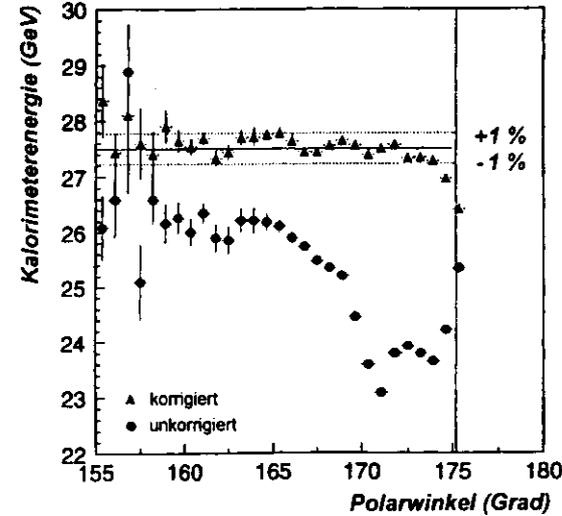


Abbildung 6-25 : Vergleich von nach Methode II_f korrigierten und unkorrigierten Kalorimeterenergien am RCAL des ZEUS-Detektor, aufgetragen gegen den Polarwinkel

Grenzen des Energiekorrekturtests und der Gütebeurteilung

Die Grenzen des Tests einer Energiekorrektur und der Beurteilung ihrer Güte liegen zum einen in der ungenauen Kenntnis der Einschüßenergien der Teilchen und der Kenntnis von Menge und Position der inaktiven Materie im ZEUS-Detektor.

Theoretisch soll die absolute Energie von KP-Elektronen der Strahlenergie entsprechen. Durch ISR- und FSR-Reaktionen wird die Elektronenenergie um ca. 100 - 250 MeV verringert. Hinzu kommen Energieverluste durch die Selektionskriterien der KP-Ereignisse von wiederum ca. 100 MeV. Ein weiterer Punkt sind die Energieverluste durch die Segmentierung des Kalorimeters. Hierbei können durch die Turmgrenzen und die kleinen Lücken in der EMC-Segmentierung noch einmal ca. 100 MeV verloren gehen. Wie groß die einzelnen Energieverluste tatsächlich sind, wird mit Hilfe der ZEUS Monte Carlo Simulation bestimmt. Allerdings ist die MC-Simulation eine Näherung. Es kann nicht absolut genau die Verhältnisse im ZEUS-Detektor widerspiegeln, d.h. die absolute Energie der KP-Elektronen ist nicht genau bekannt. Sie wird zu $27,1 \pm 0,2 \text{ GeV}$ angenommen (Daten 1995), aber es gibt Hinweise auf Differenzen zwischen MC-Daten und ZEUS-Meßdaten von mehr als 200 MeV. Daher ist es fraglich, welche Ursache die in Abbildung 6-24 gezeigte Energiedifferenz zwischen Achsenabschnittsparameter und selektierter Einschüßenergie bei den ZEUS-Daten hat. Würde die Energie der KP-Elektronen als zu groß eingeschätzt und der berechnete Achsenabschnittsparameter der Einschüßenergie entsprechen, so wären die Ergebnisse von CERN und ZEUS identisch. Ist die Energiedifferenz auf einen Effekt des ZEUS-Kalorimeters zurückzuführen, so wären die allgemeine Anwendbarkeit von Korrekturparametern die aus dem CERN-Test gewonnen wurden, bei ZEUS fraglich.

Sollte sich in weiteren Tests bestätigen, daß die Energiedifferenz energieunabhängig ist oder bei niedrigerer Einschüßenergie zunimmt, so hätte das unmittelbar Auswirkungen auf die Güte der Energiekorrektur. Entsprechend dem in Abschnitt 6.3.3 (Abbildung 6-23) dargestellten Problem der Festsetzung des Achsenabschnittsparameters auf die Einschüßenergie, würde die Korrektur bei kleinerer Einschüßenergie mit der relativen Größe der Energiedifferenz zur Einschüßenergie schlechter werden. Bei $27,1 \text{ GeV}$ beträgt der relative Anteil der Differenz (200 MeV) nur 0,7%, bei einer Einschüßenergie von 3 GeV allerdings schon 6%. Mit Hilfe von ISR-Ereignissen wird die Energiedifferenz zwischen Achsenabschnittsparameter und

selektierter Einschußenergie z.Z. untersucht. Über die ISR-Reaktion selektierte Elektronen haben innerhalb des gesamten Energiebereichs bis zur Nominalenergie eine hinreichende Ereigniszahl, so daß auch bei kleineren Einschußenergien die Energiedifferenz untersucht und die Korrekturmethode getestet werden können. Weitere Untersuchungen zum Problem der absoluten Energie von KP-Elektronen werden z.Z. ebenfalls durchgeführt.

Die in Abbildung 6-25 angegebene Güte der Korrektur wurde mit einer Korrekturmethode berechnet, die weitgehend unabhängig von der Energie und der Menge inaktiver Materie ist. Wie in Abschnitt 6.3.3 gezeigt, kann aber die Anwendung einer von der Materiemenge abhängigen Korrektur (z.B. Methode I, IV, V; Anhang D) hier die Güte noch verbessern. Dazu ist allerdings eine genauere Selektion der Winkelbereiche erforderlich, da die Menge inaktiver Materie im ZEUS-Detektor nicht radialsymmetrisch verteilt ist (man sehe hierzu Abschnitt 6.5.1, Abbildung 6-27). Beim Test und dem Einsatz von Korrekturmethode ist die räumliche Verteilung der inaktiven Materie generell von Bedeutung (Abbildung 2-1). Durch eine gezielte Selektion der Teilchen über die Winkelinformation können Bereiche ausgewählt werden, die nur geringe Schwankungen über die Materiemenge aufweisen. Doch ist dieses am FCAL und RCAL des ZEUS-Detektors nur für bis zu ca. $2,5 X_0$ möglich. Die in bestimmten Bereichen stark räumlich variierenden Materiemenge im Detektorinneren führt dazu, daß Teile eines entstandenen Schauers wegen der Größe des Schauerradius in manchen Bereichen verschieden stark weiter aufgeschauert werden. Dieses führt zu einer Fluktuation im Presamplersignal. Generell wird dadurch der Test der Korrektur in Bereichen großer X_0 -Mengen und die Anwendung von Datensätzen mit einer größeren Abhängigkeit von der Menge inaktiven Materie erschwert.

Andererseits kann eben das seltene Auftreten von Mengen inaktiver Materie oberhalb von $3,5 X_0$ zur Erstellung einer quasi-globalen Korrekturfunktion genutzt werden, die über weite Flächenbereiche des Kalorimeters eingesetzt werden könnte. Für einzelne Winkelbereiche kann dann ein anderer Parametersatz oder eine andere Korrekturmethode eingesetzt werden. Diese Möglichkeiten werden z.Z. geprüft. Ebenso sind weitere der in Anhang D aufgeführten Korrekturmethode in der Erprobung.

6.5 Weitere Anwendungen des ZEUS-Presamplers

In diesem Abschnitt werden die weiteren Anwendungsmöglichkeiten des ZEUS-Presamplers beschrieben. Mit dem Presampler kann die Mengen inaktiver Materie vor dem ZEUS-Kalorimeter bestimmt werden. Ferner kann das Presamplersignal als zusätzliche Information für andere Komponenten des ZEUS-Detektors (z.B. für den Hadron-Elektron-Separator, HES) zur Teilchenidentifikation verwendet werden.

6.5.1 Bestimmung der Menge inaktiver Materie vor dem ZEUS-Kalorimeter

Aus den Daten des CERN-Testes wurden die Information über das Presamplersignal eines Schauers zu einer gegebenen Menge inaktiver Materie bestimmt (Abschnitt 2.1.1, Abbildung 2-1). Mit dieser Information kann die tatsächliche Menge inaktiver Materie²⁷ im ZEUS-Detektor abgeschätzt werden [BOR96c]. Das Signal von selektierten DIS-Elektronen ($27,5 \text{ GeV} \pm 1 \text{ GeV}$, $Y_{\text{TB}} < 0,03$, $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$) in einer Presamplerauslesefläche von 3×3 Kacheln am Rückwärtskalorimeter wird zur Bestimmung der Menge inaktiver Materie bestimmt verwendet. Grundlage für die Materiemengenabschätzung sind die 25 GeV Elektronendaten vom CERN-Test. Zu einem gegebenen Presamplersignal kann die Materialmenge, die es ausgelöst hat, aus Abbildung 6-2 abgeschätzt werden.

Das Ergebnis kann dann mit der MC-Simulation des ZEUS-Detektors verglichen werden (Abbildung 6-26). Verwendet man als Zusatzinformation vom Vertex-Detektor und dem CTD den Winkel eines vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchens, kann die Materiemenge als Funktion des Polarwinkels dargestellt werden.

Bei Vergleich von MC- und Presampleregebnissen muß beachtet werden, daß es bei den Presamplerdaten und in der MC-Simulation zu Fehlern kommen kann. Beim Presampler sind es die Anpassungsfehler der Funktion Presamplersignal-zu-Materiemenge (Abbildung 6-2) aus den CERN-Daten und der Fehler in der MIP-Kalibration des ZEUS-Presamplers.

²⁷ Die Monte Carlo Simulation wird in Anlehnung an die Konstruktionszeichnungen des ZEUS-Detektors geschrieben. Da aber in der MC-Simulation teilweise kleinere Details (z.B. genaue Kabelverläufe, kleiner Zusatzinstallationen) nicht berücksichtigt werden konnten, kann es zu einer fehlerhaften Mengeannahme inaktiver Materie führen.

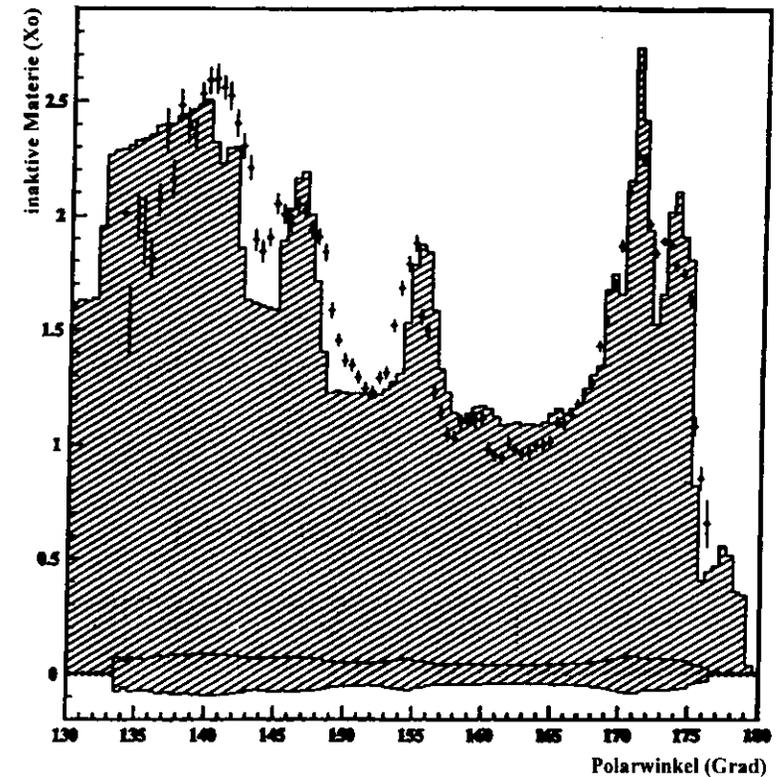


Abbildung 6-26 : Vergleich der Mengen inaktiver Materie im ZEUS-Detektor bestimmt mit dem Presampler (Kreuze) und der ZEUS Monte Carlo Simulation (schraffierte Fläche)

Bei der MC-Simulation wurden alle Teilchenwege nur vom nominellen Vertexpunkt aus simuliert. Dieses entspricht nicht den Verhältnissen im ZEUS-Detektor. Tatsächlich ist der Wechselwirkungspunkt in einem Bereich von $\pm 50 \text{ cm}$ verschmiert, so daß der Weg von Teilchen und Schauern die eine bestimmte Presamplerkachel treffen, mit einer kleinen Varianz im Polarwinkel behaftet ist. Diese führt dazu, daß in Abbildung 6-26 keine Regionen großer Mengen inaktiver Materie ($> 3 X_0$) sichtbar sind. Die Winkelvarianz integriert bei der Messung das Presamplersignal über einen kleinen Winkelbereich. Daher konnten größere Materiemengen, die nur unter kleinen Winkeln auftreten (man vergleiche Abbildung 2-1), nicht gesehen werden. Insgesamt ist die Abweichung von Presamplersignal zur MC-Simulation in dieser Studie mit $\pm 5\%$ anzunehmen. Die Fehlerbreite ist in Abbildung 6-26 als eingegrenzter, schraffierter Bereich an der Winkelachse verzeichnet.

In Abbildung 6-27 ist eine Frontansicht des Rückwärtskalorimeters mit den Presamplersignalen von DIS-Elektronenschauern dargestellt. Die Graustufen der Quadrate entsprechen der Größe des Mittelwertes der Presamplerrantwort (in mip). Die Fläche der Quadrate beträgt ca. $4 \times 4 \text{ cm}^2$, durch den Ortsauflösungsalgorithmus des RCAL für Elektronen bedingt.

Der dunkle, äußere Ring entspricht der Abschattung des Presamplers durch das BCAL und die Magnetspule. Der mittlere Ring entsteht durch den Rahmen des RTD und der Ring im Zentrum durch die unter kleinen Winkeln zunehmende relative Dicke des Strahlrohres.

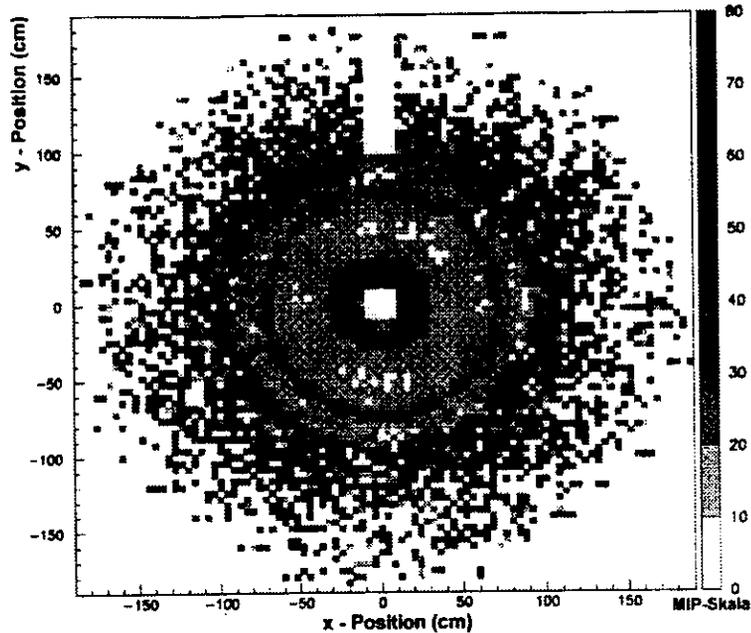


Abbildung 6-27 : Ortsabhängige mittlere Energiedeposition im Rückwärtspresamplers (Frontansicht) bei Schauern aus DIS-Elektronen

6.5.2 Hadron-Elektron-Separation mit der Presamplerinformation

Die Nutzung der Presamplerinformation zur Hadron-Elektron-Separation kann auf zwei Arten erfolgen. Bei der ersten Art wird die unterschiedliche Höhe des Presamplersignals von hadron- und elektroninduzierten Schauern genutzt [ZEU94]. Ab ca. $1,5 - 2 X_0$ inaktiver Materie ist das Signal eines Schauers für 10 GeV Elektronen im Presampler weit oberhalb der 4 mip-Grenze für minimalionisierende Einzelteilchen (Abschnitte 6.1.1 und 6.3.1). Die Elektronen sind also hinreichend stark aufgeschauert, so daß nur noch ca. 5% der Schauerteilchen ein Signal unterhalb von 4 mip im Presampler erzeugen. Hadronen hingegen schauen in $2 X_0$ Aluminium nur zu 15% auf (Abschnitte 2.1.5 und 7.1.3). Somit hinterläßt ein Teil der Hadronen nur das Signal eines minimalionisierenden Teilchens im Presampler. Die Identifizierung der Hadronen kann über die rein hadronische Komponente eines Schauers erfolgen. Man kann einen Energiegrenzwert für die Separation festlegen (E_{Sep}) und die Anzahl der Ereignisse im Presampler (N_{Gesamt} , N_{Hadron} , $N_{Elektron}$) abhängig von der Grenzenergie zählen. Die Effizienz ϵ , Elektronen oder Hadronen zu identifizieren, ist gegeben durch:

$$\epsilon_{Elektron} = N_{Elektron} / N_{Gesamt} \quad \text{für } E_{PRES} > E_{Sep}$$

$$\epsilon_{Hadron} = N_{Hadron} / N_{Gesamt} \quad \text{für } E_{PRES} < E_{Sep}$$

In Abbildung 6-28 sind die gefundenen Effizienzen für 10, 30 und 50 GeV Elektronen und Pionen nach $2 X_0$ inaktiver Materie verzeichnet. Hier ist der relative Anteil der nicht identifizierten Pionen gegen den Anteil der identifizierten Elektronen aufgetragen

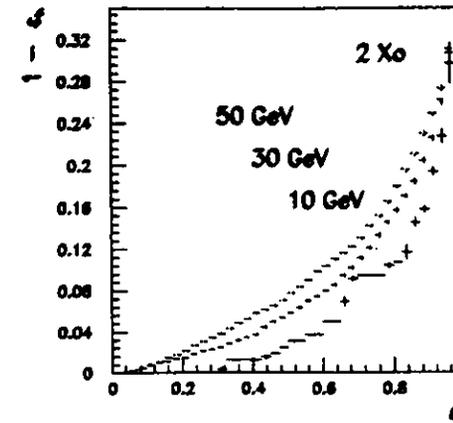


Abbildung 6-28 : Pion-gegen Elektron-Identifikationseffizienz für 10, 30 und 50 GeV Strahlenergie bei $2 X_0$ inaktiver Materie

Es zeigt sich eine zunehmende Fehlidentifikation der Pionen mit der Energie. Dies ist auf den zunehmenden Rückstreuanteil in der Presamplerenergiedeposition für die beiden anderen Anteile eines Hadronschauers (elektromagnetischen und gemischter) zurückzuführen. Durch die höherer Energie werden immer mehr Schauerteilchen mit dem entstehenden Rückstreuanteil über die Separationsgrenze gehen.

Diese Art der Hadron-Elektron-Separation ist allerdings auf den Fall von Einzelteilenschauern beschränkt. Viel häufiger soll der Schauer eines Reaktionselektrons innerhalb eines Hadronjets gefunden werden.

Die zweite Möglichkeit der Nutzung des Presamplers zur Hadron-Elektron-Separation ist die Verwendung des Presamplersignals als Zusatzinformation für das Kalorimeter und - bei FCAL und RCAL - für den ZEUS-HES-Detektor. Die Informationsgewinnung aus dem Presamplersignal erfolgt auf die oben geschilderte Weise mit der Festlegung einer Grenzenergie.

Weitere Studien zur Teilchenidentifikation mit Hilfe des ZEUS-Presamplers unter Verwendung des HES-Detektors lagen bei Entstehung dieser Arbeit noch nicht vor.

Kapitel 6 - Kurzzusammenfassung

- ◊ Die mittlere Energiedeposition von einzelnen 25 GeV Elektronen im Presamplere beträgt ca. 1,1 MeV und ist um ca. 20 % höher als die von Myonen (Abschnitt 6.1.1). Dies ist auf Rückstreuung aus dem Kalorimeter zurückzuführen. Durch diesen Rückstreuteil erhöht sich das Presamplersignal mit der Einschubenergie. Für elektromagnetische Schauern aus 1 bis $3 X_0$ inaktiver Materie (Abschnitt 6.1.2) erhöht sich die Presamplereenergiedeposition überproportional mit der Materiemenge.
- ◊ Die Entfernung zwischen dem Presamplere und der letzten Schicht schauerinduzierender Materie (Abschnitt 6.1.3) beeinflusst die Energiedeposition im Presamplere. Die Verteilung der inaktiven Materie vor der letzten Schicht zeigt kaum einen Einfluß.
- ◊ Eine 3×3 Kachelfläche erfaßt bei $4 X_0$ inaktiver Materie (15 cm vor dem Presamplere) noch 96,7 % der Gesamtschauerenergie (Abschnitt 6.1.4). Der Signalverlust eines Teilchens, daß auf den Extremstellen einer Presamplerkachel auftritt, beträgt auf der Wellenlängenschieberfasern ca. - 5 % und zu den Kanten der Kachel hin ca. - 20 %.
- ◊ Die Schauermultiplizität hängt von der Art der inaktiven Materie (Abschnitt 6.1.5) ab. Bei $2 X_0$ beträgt für 30 GeV Elektronen der Unterschied in der Schauermultiplizität zwischen den Materialien Eisen und Aluminium 9 %, bei $4 X_0$ sind es bereits 22 %. Der Effekt steigt mit der Materiemenge und der Einschubenergie.
- ◊ Der Rückstreuteil (Abschnitt 6.1.6) im Presamplersignal steigt mit der Einschubenergie der Primärteilchen und der Schaueranteile. Daher nimmt die Rückstreuung für Schaueranteile mit der Menge inaktiver Materie vor dem Presamplere ab. Bei nicht-senkrechtem Auftreffen eines Schauers (Abschnitt 6.1.7) auf den Presamplere kann eine Korrektur der Presamplereenergiedeposition mit den relativen Weglängen der Teilchen in den Presamplerkacheln nur bis ca. 20 Grad vorgenommen werden. Der Rückstreuteil im Presamplersignal steigt zu größeren Winkeln überproportional an.
- ◊ Die Ergebnisse verschiedener CERN-Tests (Abschnitt 6.2) differieren durch Effekte des Versuchsaufbaus (Rückstreuung, Verteilung inaktiver Materie, Materieart) und der Kalibration und Auslese. Beim Vergleich von CERN-Test Ergebnissen und der Monte Carlo Simulation MOZART zeigt sich eine unzureichende Wiedergabe des Rückstreuteils im Presamplersignal bei der MC-Simulation. Der Unterschied in der Energiedeposition beträgt bis zu 8 %.
- ◊ Die Antikorrelation (Abschnitte 6.3.1 und 6.3.2) zwischen steigender Presamplereenergiedeposition und sinkender Kalorimeterenergie wird linear angepaßt und die Anpassungsparameter - Achsenabschnitt und Antikorrelation (Steigung) - mit den Versuchsbedingungen (Einschubenergie, Menge inaktiver Materie) in eine mathematische Beziehung gesetzt. Die Achsenabschnitts- und Antikorrelationsparameter können ereignis- oder intervallweise (innerhalb der Presamplereenergiedeposition) berechnet werden. Zudem kann eine Zusammenfassung der Daten über einzelne Versuchsbedingungen (Menge inaktiver Materie) vor der Berechnung erfolgen.
- ◊ Die angewandten Methoden I und I_r sind lineare Gleichungen (Abschnitt 6.3.2) mit bis zu 4 Parametern. Mit ihnen wird die Kalorimeterenergie ereignisweise korrigiert. Methode I berücksichtigt die Einschubenergieabhängigkeit der Achsenabschnitts- und Antikorrelationsparameter. Methode I_r geht von der Energieabhängigkeit des Achsenabschnittsparameters aus.
- ◊ Die Güte der Kalorimeterenergiekorrektur (Abweichung von Einschubenergie und korrigierter Kalorimeterenergie) bei den CERN-Testmessungen (Abschnitt 6.3.3) im Energiebereich 3-50 GeV für 1- $3 X_0$ inaktive Materie erreicht ca. $\pm 4,3$ % und ist teilweise besser als ± 1 %. Auch die Energieauflösung des Kalorimeters kann korrigiert werden.
- ◊ Die Energiekorrekturmethode I_r wurde im ZEUS-Detektor (Abschnitt 6.4.2) mit KP-Elektronen geprüft. Die Antikorrelationsparameter der 25 GeV Elektronen der CERN-Experimente und der KP-Elektronen im ZEUS-Detektor waren ungefähr gleich. Die Güte der Energiekorrekturen erreichte teilweise ebenfalls ± 1 %. Die erreichbare Güte der Energiekorrektur ist bei Methode I_r stark von der Differenz zwischen angenommener und tatsächlicher Einschubenergie der Elektronen abhängig.
- ◊ Weitere Anwendungen des ZEUS-Presamplers (Abschnitt 6.5) sind die Bestimmung der tatsächlichen Verteilung inaktiver Materie im ZEUS-Detektor und die Unterstützung anderer Komponenten zur Verbesserung der Hadron-Elektron-Separation.

7 Antwortverhalten und Anwendung des Presamplers bei hadronischen Schauern

In diesem Kapitel werden Aspekte des Antwortverhalten des CERN-Presamplereprototypen bei hadronischen Schauern dargestellt. Es wird auf die Abhängigkeit der Multiplizität hadronischer Schauern von Einschubenergie und Menge inaktiver Materie eingegangen und das Antwortverhalten des Presamplers auf durch multiple Primärteilchen ausgelöste Schauern gezeigt. Ferner wird das Verfahren und die Qualität der Energiekorrektur beim CERN-Kalorimeterprototypen vorgestellt. Da bis zum Entstehen dieser Arbeit noch keine Tests der Energiekorrektur für hadronische Schauern bei ZEUS vorlagen, wird in diesem Kapitel ausschließlich auf die Ergebnisse der CERN-Testmessungen eingegangen.

7.1 Antwortverhalten des CERN-Presamplereprototypen bei hadronischen Schauern

7.1.1 Vergleich von Elektron- und Hadronenergiedeposition im Presamplere

Die wahrscheinlichste Presamplereenergiedeposition von Pionen ist bei 25 GeV Einschubenergie ca. 30 % kleiner als die von Elektronen. Dies ist auf einen niedrigeren Rückstreuteil (Abschnitte 2.2.3 und 6.1.6) in der Hadronenergiedeposition zurückzuführen. Da die Wechselwirkung von Hadronen in der inaktiven Materie an die Kernwechselwirkungslänge geknüpft ist, dringen Hadronen tiefer in das Kalorimeter ein, bevor es zu der ersten Wechselwirkung mit dem Kalorimetermaterial kommt. Der entstehende Rückstreuteil kann wegen der längeren Wegstrecke zur Kalorimeteroberfläche das Kalorimeter nur zu einem kleineren Teil wieder verlassen als bei der elektroninduzierten Rückstreuung. Für Pionen ist das Presamplersignal mit Rückstreuung bei 25 GeV um ca. 30 % kleiner als für Elektronen (man sehe auch [GRO95]). Die wahrscheinlichste Energiedepositionen von einzelnen Hadronen ist bis zu einer Einschubenergie von ca. 15 GeV der von Myonen gleich. Aus diesem Grunde können Hadronen bis zu 15 GeV Energie zur MIP-Kalibration des Presamplers verwendet werden (vergleiche Abschnitt 4.3.2).

Die in Abschnitt 2.2.4 gezeigten drei Komponenten eines Hadronschauers unterscheiden sich durch den Ort ihrer Energiedeposition im Kalorimeter. Bei höheren Einschubenergien wird das Hadronensignal im Presamplere größer, da sich der Rückstreuteil in der Presamplereenergiedeposition aus der elektromagnetischen und teilweise aus der gemischten Komponente des Hadronschauers erhöht. Die Rückstreuung dieser beiden Komponenten entsteht in geringerer Tiefe im Kalorimeter als die der hadronischen Komponente und kann daher noch den Presamplere erreichen.

7.1.2 Signalabhängigkeit von Einschubenergie und Menge inaktiver Materie

In Abbildung 7-1 ist das Presamplersignal eines in $3 X_0$ Aluminium aufgeschauerten Pionenstrahl mit seinen drei Komponenten dargestellt. In beiden Bildern ist die Gesamtenergiedeposition im Presamplere als durchgehende Linie dargestellt. Im linken Bild ist zusätzlich (gestrichelt) die Verteilung des spätschauernden Anteils eingezeichnet. Rechts sind die gemischte (gestrichelt) und frühschauernde (schwarz) Komponente hinzugefügt.

Die hadronische (spätschauernde) Komponente (linkes Bild) hat ihre wahrscheinlichste Energiedeposition bei 1 mip, während die elektromagnetische (frühschauernde) und die gemischte Komponenten des Hadronschauers für die Hauptenergiedeposition im Presamplere verantwortlich sind (rechtes Bild). Die hadronische Schauerkomponente besteht aus Teilchen des Primärstrahls, die in der inaktiven Materie nicht gewechselt haben. Sie erzeugen daher im Presamplere eine Energieverteilung eines nicht aufgeschauerten Teilchenstrahls. Für diese Komponenten eines hadronischen Schauers muß keine Energiekorrektur des Kalorimeters vorgenommen werden, da sie praktisch keine Energie verloren haben.

Die gemischte und die elektromagnetische Komponente können als die eigentlichen „information-tragenden“ Anteile eines hadronischen Schauers bezeichnet werden. Ihr Signal im Presamplere kann zur Korrektur der Kalorimeterenergie verwendet werden (Abschnitt 7.2).

Bei der elektromagnetischen Komponente zeigt sich nicht, wie bei den beiden anderen Komponenten, eine ausgeprägte wahrscheinlichste Energiedeposition, sondern ein breites Spektrum an Energien der Schauer-

teilchen. Der Energieverlust dieser Komponente in der inaktiven Materie entspricht dem eines reinen Elektronenstrahls gleicher Einschußenergie ([OSS96b], man vergleiche Abschnitt 6.1.2 und 6.3.1). Daher wird bei der Entwicklung einer Korrekturfunktion der Kalorimeterenergie nur die Antikorrelation der gemischte Komponente eines hadronischen Schauern mit der Kalorimeterenergie berücksichtigt.

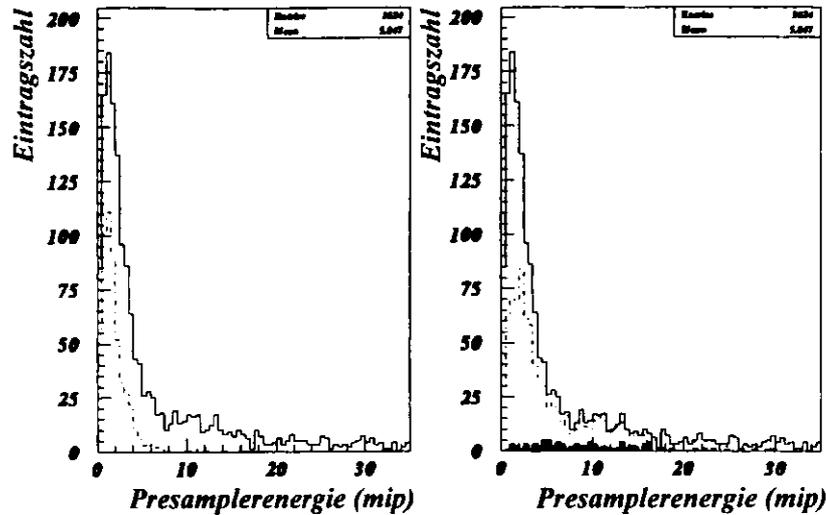


Abbildung 7-1a,b : Gesamtenergieverteilung (durchgezogene Linie) und Energieverteilung aller Schauerkomponenten eines 15 GeV Pionenstrahls aufgeschauert in 3 X_0 Aluminium (siehe Text)

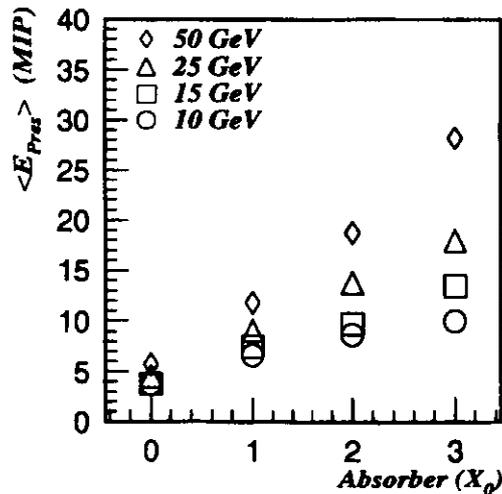


Abbildung 7-2: Energieverteilung im Presamplerenergie der gemischten Komponente von Hadronschauern für 10-50 GeV Pionen aufgeschauert in 0-3 X_0 Aluminium

Die Multiplizitäten der gemischten Schauerkomponente eines Hadronschauern sind für verschiedene Einschußenergien und Mengen inaktiver Materie in Abbildung 7-2 dargestellt [OSS96b]. Die Multiplizitäten sind teilweise um mehr als 60 % kleiner als die von elektromagnetischen Schauern (man vergleiche Abbildung 6-2). Dies ist nur zu einem geringen Teil (< 10 %) auf die fehlende elektromagnetische Schauerkomponente zurückzuführen. Vielmehr ist hier ebenso wie bei einem nicht aufgeschauerten Hadronenstrahl der Rückstreuteil im Presamplersignal kleiner als bei Elektronen (Abschnitte 6.1.1 und 6.1.6).

7.1.3 Antwortverhalten bei multiplen Hadronschauern

In den bisher gezeigten Studien zum Signalverhalten des Presamplers wurde das Antwortsignal für aufgeschauerte Einzelteilchen dargestellt. Im ZEUS-Detektor hingegen können ebenso Teilchenschauer durch Hadronjets entstehen, bei denen es sich nicht - wie bei den Untersuchungen am CERN - um einzelne schauererzeugende Primärteilchen handelt, sondern um eine große Zahl von Primärteilchen, die teilweise gleichzeitig in inaktiver Materie aufschauern können. Um das Antwortverhalten des Presamplers auf solche multiplen Hadronschauern zu untersuchen, wurden ebenfalls mit dem Presamplereprototypen am CERN Studien durchgeführt.

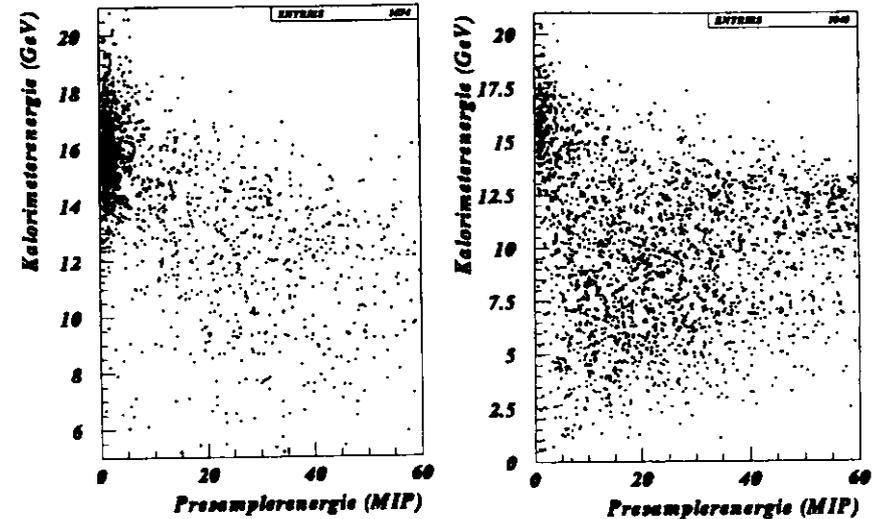


Abbildung 7-3 a,b : Ereignisweise Verteilung von Kalorimeter- gegen Presamplerenergie für 15 GeV Einzelpionen (links) und mehrfache Pionen (rechts) aus 3 X_0 Aluminium

Mit einem 8 cm Kunststofftarget (Abschnitt 5.1.3, Aufbau VII) und einer direkt hinter dem Target positionierten Triggeranordnung, wurde ein Pionstrahl aufgeschauert und aus diesem Primärschauer nur die Ereignisse für weitere Tests zugelassen, die mehr als 1,5 mip in der Triggerelektronik zeigten. Das bedeutet, daß nur die Pionereignisse weiterverwendet wurden, bei denen im Primärtarget tatsächlich eine Wechselwirkung stattgefunden hat und somit zwei oder mehr Sekundärteilchen das Primärtarget verlassen haben. Dieser Sekundärstrahl wurde dann in verschiedene Mengen inaktiver Materie (0, 1, 2, 3 X_0) geschossen und die Energieverteilung in Presamplere und Kalorimeter verglichen.

In Abbildung 7-3 ist die Energieverteilung in Kalorimeter und Presamplere für Schauer aus einzelnen Pionen und multiplen Hadronen gegeneinander dargestellt (man vergleiche Abbildung 2-6 für Elektronen). Für einzelne Pionen als Schauerteilchen zeigt sich bei der nominalen Strahlenergie (15 GeV) eine Häufung für die Pionen, die in der inaktiven Materie nicht wechselwirkten. Diese Ereignisse entfallen für die multiplen Hadronschauern vollständig, da die Triggerbedingung hinter dem Primärtarget sie nicht zuläßt. Desweiteren ist für die durch einzelne Pionen ausgelösten Schauer eine deutliche Antikorrelation zwischen der Kalorimeter- und der Presamplereverteilung zu erkennen. Diese Antikorrelation sieht man für die Schauer aus mehreren Primärteilchen nicht.

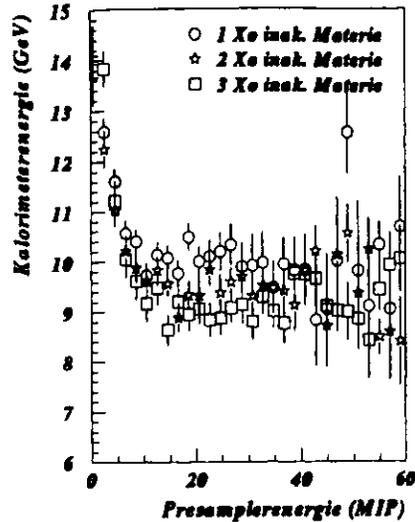


Abbildung 7-4: Profilbild von Kalorimeterenergie gegen Presamplerenergieposition eines multiplen Hadronschauers mit 15 GeV Einschussenergie nach 1, 2 und 3 X_0 Aluminium

Deutlicher wird dieser Effekt in Abbildung 7-4. Hier ist in einem Profilbild das Verhalten von Kalorimeter und Presamplerenergie für 1, 2 und 3 X_0 inaktive Materie zusammengefaßt. In dieser Abbildung ist eine Antikorrelation zwischen Presamplerenergie und Kalorimeterenergie nur bis ca. 6 mip zu erkennen. Dies entspricht der im Primärtarget maximal erzeugbaren Anzahl von Sekundärteilchen. Nach diesem Wert entsteht eine Art Plateau, welches für die verschiedenen Mengen inaktiver Materie im Sekundärstrahl annähernd die gleiche Höhe hat.

Die Steigungswerte und Plateauhöhen sind in Tabelle 7-1 zusammengefaßt.

inaktive Materie	Steigung bis 6 mip (GeV/mip)	Plateauhöhe (GeV)	Steigung nach 6 mip (GeV/mip)
1 X_0	$-0,71 \pm 0,09$	$10,20 \pm 0,24$	$-0,002 \pm 0,01$
2 X_0	$-0,63 \pm 0,08$	$9,42 \pm 0,18$	$-0,004 \pm 0,008$
3 X_0	$-1,30 \pm 0,24$	$9,46 \pm 0,22$	$-0,015 \pm 0,009$

Tabelle 7-1: Steigungen und Plateauhöhen im Verlauf der Energiedepositionen in Kalorimeter- und Presamplereprototypen aus Abb. 7-4

Zur Überprüfung der Ergebnisse dieser Versuchsanordnung wurden Datensätze ohne Wechselwirkungstrigger aus einem 15 GeV und einem 50 GeV Pionenstrahl mit einer gleichen Anordnung der inaktiven Materie gemischt und die Energiedepositionen in Presamplere und Kalorimeter verglichen. Hierbei ergab sich keine Verteilung wie in Abbildung 7-4. Vielmehr zeigte sich eine den normale Piondaten entsprechende Energiedeposition in Presamplere und Kalorimeter mit einer eindeutigen Antikorrelation.

Es sind aus diesem Experiment für das Verhalten des Presamplers bei multiplen Hadronschauern keine eindeutigen Schlüsse zu ziehen. Ein Hadronjet innerhalb des ZEUS-Detektors besteht aus einer großen Anzahl von Primärteilchen, die - bei annähernd gleicher Energie - gemäß der Kernwechselwirkungslänge in der inaktiven Materie im Detektorinneren aufschauern können und im Presamplere ein Signal oberhalb von 1 mip erzeugen. Doch das Aufschauern selbst erfolgt bei Hadronen an einem beliebigen Ort im Detektor, d.h. es sind nach dem Schauern immer noch verschiedene Mengen inaktiver Materie vor dem Presamplere. Für den geschilderten Versuch bedeutet dieses, daß ein Aufschauern an einem festen Ort (im Primärtarget) vor einer festen Menge inaktiver Materie mit der Trigger Elektronik erzwungen wurde. Dies könnte die statistische Verteilung der Ereignisse im Versuch bezüglich der Energieverteilung im Kalorimeter verfälscht haben. Desweiteren war die energetische Struktur des Sekundärstrahls (0,2 bis zu 8 GeV) in dem Versuch stark abweichend von der relativ ähnlichen Energie von Einzelteilchen in einem Hadronjet in ZEUS (ca. 0,5 GeV, Abschnitt 2.1.1). Hinzu kamen Probleme mit der Erfassung der Schauerteilchen, da wegen der Strahloptik des Versuchsaufbaus im schlechtesten Fall 35% der bestrahlten Fläche nicht das Kalorimeter trafen und somit ca. 20% der über die Triggeranordnung überhaupt erfassbaren Energie verloren gegangen ist. Zusätzlich ist weitere Energie des Sekundärstrahls durch die Umwandlung in nicht meßbare Anteile, Rückstreuung aus dem Target und der inaktiven Materie und durch die bei Hadronschauern wesentlich größere Schauerscheibe verlorengegangen. Dieser Effekt erklärt den scheinbar hohen Energieverlust (bis zu 6 GeV) der Hadronen im inaktiven Material

Inwieweit der geschilderte Effekt bei der Datenauswertung in ZEUS berücksichtigt werden muß, können erst Untersuchungen mit dem ZEUS-Presamplere zeigen. Diese sind bis zum Entstehen der vorliegenden Arbeit noch nicht erfolgt. Sollte es im Antwortsignal des Presamplers auf multiple Hadronschauer tatsächlich zu einer Plateaubildung kommen, wäre eine Vereinfachung der unter Abschnitt 6.3 dargestellten Korrekturverfahren der Kalorimeterenergie möglich, da die Plateaubildung ausgenutzt werden könnte.

7.2 Korrektur der Kalorimeterenergie bei hadronischen Schauern mit dem CERN-Presamplereprototypen

In Abschnitt 7.2.1 wird die Korrelation von Presamplerenergieposition und Kalorimeterenergie bei hadronischen Schauern näher erläutert. Hierbei wird speziell die gemischte Komponente hadronischer Schauern berücksichtigt. In den darauffolgenden Abschnitten wird gezeigt, wie gemischte und die elektromagnetische Komponente zur Korrektur der Energie des Kalorimeterprototypen verwendet werden können und welche Qualität die Energiekorrektur und die Korrektur der Energieauflösung erreichen kann.

7.2.1 Korrelation zwischen Presamplere- und Kalorimeterenergie

Die Berechnung der Antikorrelations- und Achsenabschnittsparameter für hadronische Schauern erfolgt wie in Abschnitt 6.3.1 gezeigt. Diese Parameter werden für die gemischte und die elektromagnetische Komponente eines hadronischen Schauers (Abschnitt 2.2.4) getrennt bestimmt. Für die rein hadronische Komponente gibt es keine Antikorrelation von Presamplere- und Kalorimeterenergieposition, da sie im inaktiven Material nicht aufgeschauert wurde.

Die Zusammenfassung der Datensätze (über die Einschussenergie oder die Menge inaktiver Materie) erfolgt ebenfalls wie für Elektronen.

Die Antikorrelations- und Achsenabschnittsparameter der elektromagnetischen Komponente zeigen das gleiche Verhalten wie bei rein elektromagnetischen Schauern [OSS96b]. Eine erneute Bestimmung der Parameter für diese Schauerkomponente ist daher nicht notwendig, es die für Elektronen bestimmten Parameter verwendet werden.

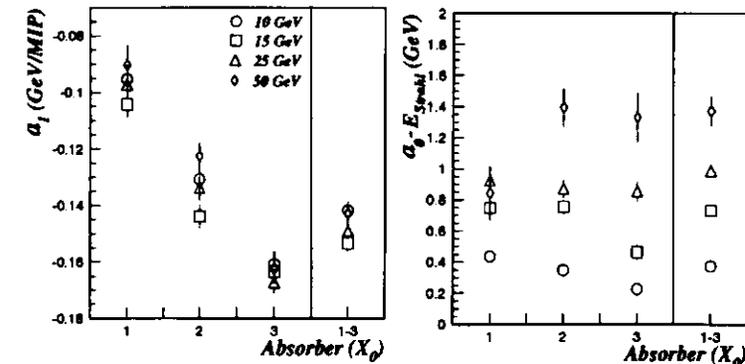


Abbildung 7-5 a,b: Antikorrelations- (GeV/mip) und Achsenabschnittsparameter (GeV) der gemischten Schauerkomponente von 10 bis 50 GeV Hadronschauern aus den Einzeldatensätzen für 1, 2 und 3 X_0 Aluminium und dem gemischten Datensatz („1-3 X_0 “, rechte Spalte im Bild)

In Abbildung 7-5 sind die Antikorrelations- und Achsenabschnittsparameter aus dem Verhältnis der im Kalorimeter deponierten Energie gegen die Energie im Presamplere (GeV/mip) für die gemischte Komponente eines Hadronschauers (Abschnitte 2.2.4 und 7.1.2) verzeichnet. Von den Werten des Achsenabschnitts wurde die Einschussenergie abgezogen. In der Abbildung sind diese Parameter für die einzelnen Datensätze über die inaktive Materie (1, 2 und 3 X_0 Aluminium) einzeln und der zusammengefaßte Datensatz (bezeichnet mit „1-3 X_0 “) aufgeführt.

Die Antikorrelationsparameter sind größer als die für Elektronen (Abschnitt 6.3.1, Abbildung 6-15), d.h. die im Presampler gemessene Multiplizität eines Schauers ist mit einem größeren Verlust an Kalorimeterenergie korreliert. Die Abweichung bei Hadronschauern kommt einerseits durch eine kleinen Rückstreuanteil im Presamplersignal zustande. Andererseits kommt der bei Hadronschauern entstehende Anteil an nicht messbarer Schauerenergie (ca. 20 % der Gesamtenergie, [KRÜ92]) hinzu, der zu weiteren „scheinbaren“ Energieverlusten im Kalorimeter führt. Dadurch kommt es mit dem Ansteigen der Menge inaktiver Materie bei allen Einschußenergien zu einem parallelen Anwachsen der Antikorrelationsparameter.

Die Größe der Achsenabschnittsparameter ist hingegen stärker von der Einschußenergie abhängig, aber von der Menge inaktiver Materie weitgehend unabhängig. Zudem liegen alle Achsenabschnittsparameter oberhalb der Strahlenergie. Dieses Verhalten ist auf die hier ausschließlich betrachtete gemischte Schauerkomponente zurückzuführen. Einerseits werden bei der Erstellung der Parameter mit der gemischten Schauerkomponente die Ereignisse ohne eine Wechselwirkung im Material weitgehend ausgeschlossen, so daß eine Ereignishäufung bei niedrigen Presamplerenergien (< 4 mip) nicht auftritt (man vergleiche Abbildung 7-3 a). Die verbleibenden Ereignisse können statistisch teilweise hohe - von der Einschußenergie abhängige - Energieverluste aufweisen. Andererseits beinhaltet diese gemischte Schauerkomponente noch hadronische Anteile, die im inaktiven Material mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit wechselwirken als der elektromagnetische Anteil. Das Verhältnis beider sorgt im Bereich niedrigerer Presamplerenergiepositionen über die verschiedenen Mengen inaktiver Materie für nahezu konstante Achsenabschnittsparameter.

7.2.2 Gewinnung von Korrekturfunktionen bei hadronischen Schauern

Die Entwicklung einer Korrekturfunktion für hadroninduzierte Schauer verläuft entsprechend der Korrekturfunktion für Elektronen ([OSS96b], man vergleiche Abschnitt 6.3.2). Die Korrekturparameter dieser Funktionen müssen wegen dem vorgenannten für die gemischte Komponente hadronischer Schauer anhand von Datensätzen des CERN Tests neu bestimmt werden.

Bei der Messung hadronischer Schauer mit dem CERN-Kalorimeterprototypen kann es zu Energieverlusten durch seitliches oder rückwärtiges Austreten von Schauerenergie aus dem Kalorimeter kommen. Dieser Energieverlust ist abhängig von der Einschußenergie. Für Hadronen bis zu einer Energie von 50 GeV ist bei der Länge des Kalorimeters (7 Wechselwirkungslängen) der Verlust praktisch nicht vorhanden und wird deshalb im weiteren nicht betrachtet.

Um bei der Datenaufbereitung die rein hadronische Komponente eines Schauers auszuschließen, kann man alle Ereignisse mit weniger als 4 mip Energiedeposition im Presampler wegschneiden. Diese Schnittgrenze ergibt sich aus der Energiedeposition von Einzelteilchen im Presampler, die zu ca. 95 % unterhalb von 4 mip liegt (man vergleiche Abbildung 7-1a). Die Trennung von gemischter und elektromagnetischer Schauerkomponente kann nur über das HAC/EMC-Energiedepositionsverhältnis im Kalorimeter erfolgen (Abschnitt 2.2.4, Abbildung 2-11).

In Abbildung 7-5 ist die Schwankung der Antikorrelationsparameter a_1 bei verschiedenen Pioneinschußenergien für 0 - 3 X_0 Aluminium als inaktive Materie verzeichnet. Diese Antikorrelationsparameter beziehen sich nur auf die gemischte Hadronschauerkomponente, die mit dem HAC/EMC-Energiedepositionsverhältnis im Kalorimeter selektiert wurde.

Eine Korrekturfunktion wurde für hadronische Schauer bisher nur gemäß der Methode II_f entwickelt und getestet (Abschnitt 6.3.2). Für die Verteilung der Antikorrelationsparameter aus Abbildung 7-5 wird nach dem gleichen Schema wie für Elektronenschauer ein gemeinsamer Korrekturparameter gesucht, um die Korrektur unabhängig von der Einschußenergie und der Menge inaktiver Materie zu machen (1 - 3 X_0 Datensatz). D.h. es wurden für den gemischten Datensatz 1 - 3 X_0 der gewichtete Mittelwert der Antikorrelationsparameter gebildet und der Achsenabschnittsparameter durch die Kalorimeterenergie ersetzt.

Der 4 mip-Grenzwert, der die rein hadronische Schauerkomponente von der Korrektur ausschließt, wird hierbei direkt von der Presamplerenergieverteilung abgezogen. Für die gemischte und die hadronische Schauerkomponente kann im Energiebereich 10 - 50 GeV und 1 - 3 X_0 inaktiver Materie folgende Funktion angewandt werden:

$$E_{CAL,korrigiert} = E_{Ursprung} = E_{CAL,unkorrigiert} - a_1 \cdot (E_{PRES} - 4 \text{ mip})$$

$$\text{mit } a_1 = -0,147 \pm 0,001 \text{ GeV/mip}$$

Die elektromagnetische Schauerkomponente wird mit der in Abschnitt 6.3.2 gezeigten Funktion für Elektronenschauer korrigiert.

7.2.3 Qualität der Kalorimeterenergiekorrektur bei hadronischen Schauern

Die Qualität der Kalorimeterenergiekorrektur für die gemischte und hadronische Schauerkomponente von Hadronen basierend auf Methode II_f zeigt die Abbildung 7-6 [OSS96b]. Eingezeichnet sind die Mittelwerte der unkorrigierten und korrigierten Kalorimeterenergien, sowie die Mittelwerte der Gauss-Anpassungen von korrigierten Kalorimeterenergien (schwarze Quadrate). Die Korrektur wurden an einzelnen Datensätzen für 1, 2 und 3 X_0 inaktive Materie und an dem gemischten Datensatz (bezeichnet mit „1 - 3 X_0 “, rechte Spalten der Teilabbildungen) durchgeführt.

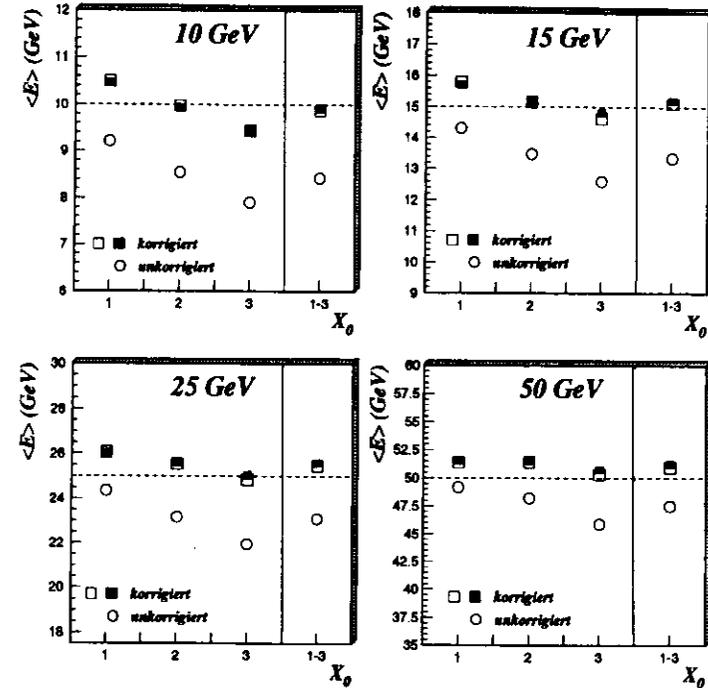


Abbildung 7-6 : Korrigierte und unkorrigierte Kalorimeterenergien für die gemischten und hadronischen Komponenten von Hadronschauern im Energiebereich 10 - 50 GeV für 1,2 und 3 X_0 inaktive Materie und einen gemischten „1 - 3 X_0 “ Datensatz

Die Mittelwerte der Kalorimeterenergie können für die Einzeldatensätze der Hadronschaueranteile bis auf ca. $\pm 5\%$ der Einschußenergie korrigiert werden. Bei 1 X_0 inaktiver Materie kommt es generell zu einer stärkeren Überkorrektur der Kalorimeterenergie, welches auf das Verfahren der Datenzusammenfassung zur Erstellung der Korrekturparameter zurückzuführen ist. Aus dem gleichen Grunde zeigt die Energiekorrektur für 2 X_0 inaktive Materie und Energien oberhalb von 15 GeV die besten Ergebnisse.

Die Korrektur der Mittelwerte der gemischten Datensätze liegt innerhalb von $\pm 2,5\%$ der Einschußenergien.

Die Verbesserung der Energieauflösung des Kalorimeters für die gemischte und hadronische Schauerkomponente von Hadronen ist in Abbildung 7-7 dargestellt. Es sind die Energieauflösungen (die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichungen (rms) normiert auf die Wurzel der Einschußenergie) der unkorrigierten und korrigierten Kalorimeterauflösungen und die aus der Gauss-Anpassung ermittelten korrigierten Energieauflösungen ($\sigma_{E,Gauss}$, schwarze Quadrate) verzeichnet. Die Korrektur wurden wiederum an einzelnen Datensätzen und an dem gemischten Datensatz durchgeführt.

Die Energiekorrektur bei Hadronschauern zeigt bei Energien über 15 GeV über den gesamten Bereich der inaktiven Materie eine deutliche Verbesserung der Energieauflösung der Kalorimeters. Insbesondere nähern sich die mit einer Gauss-Anpassung ermittelten Energieauflösungen stark der nominalen Energieauflösung ($35\%/\sqrt{E}$) an. Bei niedrigeren Energien kann die Auflösungsverbesserung wie erwartet nicht so stark ausfallen, da hier die Energieauflösung des Presamplers die Korrektur der Kalorimeterenergien zunehmend begrenzt.

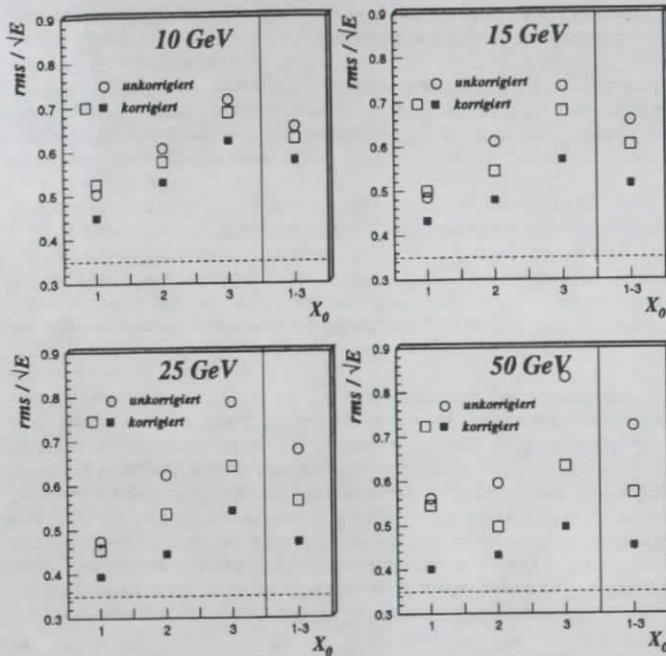


Abbildung 7-7: Korrigierte und unkorrigierte Kalorimeterenergieauflösungen für die gemischten und hadronischen Komponenten eines Hadronschauers im Energiebereich 10 bis 50 GeV für 1, 2 und $3 X_0$ inaktive Materie und einen gemischten „1 - $3 X_0$ “ Datensatz

Anwendung von Korrekturen für hadronische Schauer bei ZEUS

Neuere Studien zur Korrektur der Kalorimeterenergie mit der anderen Korrekturmethode (man vergleiche auch [ZEU93]) und Test der Korrektur mit dem ZEUS-Detektor lagen z.Z. der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht vor.

Generell muß bei der Anwendung von CERN-Datensätzen zur Entwicklung von Korrekturmethode für den ZEUS-Detektor die Größen von hadronischen Schauern berücksichtigt werden. Ihr Schauerkegel kann im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern wesentlich größer werden. Die Größendifferenzen zwischen hadronischen Schauern bei CERN- und ZEUS-Messungen führen, abhängig von der Größe der Presamplerauslesefläche (Abschnitt 6.1.4) zu Differenzen in der Energiedeposition im Presamplere. Die tatsächliche Erfassung von Hadronschauern bei den CERN-Testmessungen ist schwer abzuschätzen (man sehe auch Abschnitt 7.1.3). Hier können sich bei Schauern von Einzelhadronen und Hadronjets im ZEUS-Detektor andere Werte im Presamplere zeigen als bei CERN-Messungen.

Kapitel 7 - Kurzzusammenfassung

- ◊ Bei 25 GeV ist die Energiedeposition von Pionen (Abschnitt 7.1.1) im Presamplere durch den kleineren Rückstreuanteil ca. 30 % kleiner als für Elektronen. Bei 15 GeV ist sie etwa gleich der Energiedeposition von Myonen.
- ◊ Die Presamplereenergiedeposition der drei Komponenten hadronischer Schauer (Abschnitt 7.1.2) sind für verschiedene Einschüßenergien stark unterschiedlich. Die Schauermultiplizität wird nur durch die elektromagnetische und die gemischte Schauerkomponente gebildet. Die elektromagnetische Komponente verhält sich wie ein reiner Elektronenschauer. Das Signal der gemischte Komponente eines Hadronschauers ist bis zu 60 % kleiner als bei Elektronenschauern.
- ◊ Die CERN-Experimente mit durch vielfache Primärteilchen ausgelöste Hadronschauern (Abschnitt 7.1.3) zeigen keine korrekte Antikorrelation von Presamplere- und Kalorimeterenergiedeposition. Oberhalb von 6 mip Energiedeposition ist die gemessene Kalorimeterenergie konstant.
- ◊ Die Antikorrelationsparameter der gemischten Schauerkomponente (Abschnitt 7.2.1) sind ca. 100 % größer als bei Elektronenschauern, zeigen aber nicht so starke Schwankungen in der Einschüßenergieabhängigkeit. Der Achsenabschnittsparameter ist - im Gegensatz zu Elektronen - stärker von der Einschüßenergie abhängig als von der Menge inaktiver Materie.
- ◊ Nur für die gemischte Komponente hadronischer Schauer wird eine Funktion zur Korrektur der Kalorimeterenergie erstellt (Abschnitt 7.2.2). Die rein hadronische Komponente muß nicht korrigiert werden, die rein elektromagnetische kann mit der Korrekturfunktion für Elektronenschauer korrigiert werden.
- ◊ Die Korrekturgüte (Abschnitt 7.2.3) erreicht $\pm 5\%$ bei Korrekturen von Datensätzen einer bestimmten Materiemenge (1, 2, $3 X_0$) und $\pm 2,5\%$ bei Korrekturen gemischter Datensätze (1 - $3 X_0$).

8 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Konstruktion, der Aufbau und das Verhalten eines Presamplers-Detektors für das Uran-Scintillator-Sampling-Kalorimeter des ZEUS-Detektors beschrieben. Der Presamplers wurde vor den Kalorimetertürmen des Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters installiert und ist seit Anfang 1995 in Betrieb. Er soll es ermöglichen, die Energieverluste von Teilchen, die vor dem Erreichen des Kalorimeters anschauen, zu bestimmen und damit die Energiemessung des Kalorimeters verbessern.

Der Presamplers ist ein einlagiger Szintillationsdetektor in Plattenbauweise (SCSN 38, $20 \times 20 \text{ cm}^2$, 5 mm dick). Vor den Kalorimetertürmen des FCAL und RCAL sind insgesamt 576 dieser Szintillatorkacheln installiert. Sie werden mit Y11 Wellenlängenschleierfasern und DCLG Doppelmantel-Lichtleitfasern ausgelesen. Die Lichtdetektion erfolgt mit 16-Kanal Matrixphotomultipliern R4760. Die Quanteneffizienz dieses Photomultipliers liegt im Mittel bei 11,6 % und seine Verstärkung bei minimal $1,2 \times 10^6$. Die bauartbedingte Verstärkungsschwankung über die 16 Kanäle des Photomultipliers liegt bei einem Faktor 3. Das Übersprechen der Photomultiplierkanäle untereinander ist kleiner als 2,5 % und zeigt im Mittel 1 %. Die Detektions- und Ausleseketten des Presamplers ist auf eine Ladung von ca. 1 pC pro minimalisierendes Teilchen eingestellt. Die Maximalladung liegt bei ca. 80 pC. Im Mittel werden 6,3 Photoelektronen pro minimalisierendem Teilchen erzeugt. Die Ausleseelektronik entspricht, mit kleinen Modifikationen an Front-End- und Digital-Karten, der des ZEUS-Kalorimeters.

Die Kalibration der Ausleseketten des ZEUS-Presamplers ist in das LASER- und LED-Kalibrationssystem des Kalorimeters integriert. Die Kalibration mit minimalisierenden Teilchen erfolgt mit HALO-Myonen, kosmischen Myonen und niederenergetischen Hadronen (<15 GeV). Je nach Anzahl verwendbarer Ereignisse pro Presamplerkachel liegt die Unsicherheit der Kalibration bei 5 - 20 %. Die Stabilität der Teilchenkalibration beträgt für 80 % aller Presamplerkacheln 3 - 5 % über eine HERA Betriebsperiode. Desweiteren wurde alljährlich eine Interkalibration und Qualitätskontrolle der Presamplerkacheln mit einer Abtastung durch punktförmige Kobaltquellen vorgenommen. Tests des Antwortverhaltens des ZEUS-Presamplers mittels Kontrolle durch den SRTD wurden durchgeführt. Dieses Verfahren erlaubt die direkte Kontrolle der Linearitätskorrektur des Presamplers bei großen Signalen und die Überprüfung der MIP-Kalibration und des allgemeinen Antwortverhaltens des Presamplers.

Bei Testexperimenten an einem FCAL-Prototypen am CERN wurde das Antwortverhalten verschiedener Presamplersprototypen untersucht. Bei den Experimenten wurden die Einschussenergie (3 - 100 GeV) und Art der Einschusseteilchen (Pionen, Myonen, Elektronen) für verschiedene Mengen inaktiver Materie (0 - $4,1 X_0$) variiert. Ferner wurden Versuche bezüglich des Antwortverhaltens bei Schauern aus verschiedenen Arten inaktiver Materie (Aluminium, Eisen, Blei), der Entfernungsabhängigkeit (bis zu 170 cm), des Rückstreuverhaltens, der Schauerwinkels (bis 40 Grad) u.ä., durchgeführt.

Grundlegend zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der im Kalorimeter gemessenen Energie und der im Presamplers gemessenen Schauermultiplizität. Je größer der Energieverlust eines Teilchens durch Anschauen in inaktiver Materie, desto größer ist die gemessene Schauermultiplizität im Presamplers und desto kleiner die Schauerenergie im Kalorimeter. Diese Antikorrelation wird zur Korrektur der gemessenen Kalorimeterenergie verwendet.

Im Unterschied zu einer Monte Carlo Simulation, mit der nur der mittlere Energieverlust eines Teilchens korrigiert werden kann, erlaubt der Presamplers auch die ereignisweise Korrektur der statistischen Fluktuationen des Energieverlustes. Damit kann die experimentelle Energieauflösung des Kalorimeters deutlich verbessert werden.

Die CERN-Experimente zeigten, daß die Größe der Antikorrelation zwischen Kalorimeter- und Presamplersenergie deposition nicht streng linear von der Einschussenergie, von der Menge inaktiver Materie und der Art des Einschusseteilchens abhängt. Hinzu kommen der Einfluß der Rückstreuung aus dem Kalorimeter (zusätzliches Signal im Presamplers), der Einfluß des Materials (Schauermultiplizität steigt mit der Ordnungszahl) und des Auftreffwinkels des Schauers, der zu einer Verlängerung des Teilchenweges und bei Winkeln oberhalb von 25 Grad zu einer nicht linearen Erhöhung des Rückstreusignals führt.

Durch Zusammenfassung der in den CERN-Experimenten gewonnenen Antikorrelationsparameter verschiedener Versuchsbedingungen kann über zwei unterschiedliche Methoden eine Korrekturfunktion für die Kalorimeterenergie gewonnen werden. Die Güte von fünf verschiedener Korrekturverfahren wird z.Z. noch überprüft. Es konnte für die CERN-Daten gezeigt werden, daß die Kalorimeterenergie im Bereich von 20 - 50 GeV Einschussenergie und 1 - $4 X_0$ inaktiver Materie mit Hilfe einer energie- und materieunabhängigen Korrekturfunktion (Methode II) auf $\pm 1 - 2 \%$ genau rekonstruiert werden kann. Im Bereich unterhalb von 20 GeV lag die Rekonstruktionsgüte teilweise bei bis zu $\pm 4 \%$. Die Ergebnisse bei der Verbesserung der Energieauflösung für Elektronen sind stark von der Einschussenergie und der Menge inaktiver Materie abhängig. Oberhalb von 20 GeV bei bis zu $3 X_0$ inaktiver Materie liegt die Energieauflösung nach der Korrektur innerhalb weniger Prozent wieder bei der nominalen Energieauflösung. Bei sehr niedrigen Einschussenergien (unterhalb von 10 GeV) und großen Mengen inaktiver Materie erfolgt ebenfalls eine Verbesserung der Energieauflösung, doch kann hier die Nominalauflösung nicht mehr erreicht werden. Mit der Energiekorrekturmethode I bei Elektronenschauern wurde im Bereich 0 - $3 X_0$ und 5 - 50 GeV die CERN-Kalorimeterenergie bis auf $\pm 4 \%$ die Einschussenergie rekonstruiert.

Die Energiekorrektur bei Hadronschauern mit einer Einschussenergie von 10 bis 50 GeV ergab für die gemischte Komponente eines Hadronschauers eine Rekonstruktion der Einschussenergie bis auf $\pm 5 \%$. Die gemeinsame Rekonstruktion der Einschussenergie aller Anteile eines Hadronschauers erreichte einen Wert von $\pm 2,5 \%$. Auch konnte die Energieauflösung des Kalorimeters deutlich verbessert werden.

Die Daten des ZEUS-Presamplers werden mit einer Energie-Winkel-Korrektur aufbereitet und die gezeigte Korrekturmethode II_r ist für Elektronen bereits in der Datenauswertung von ZEUS integriert. Beim Vergleich des Antwortverhaltens des CERN-Presamplersprototypen für 25 GeV Elektronen mit dem ZEUS-Presamplers für KP-Elektronen ergeben sich nahezu gleiche Antikorrelationsparameter. Die Achsenabschnittsparameter zeigen beim ZEUS-Presamplers eine um ca. 200 MeV geringere Einschussenergie. Die Ursache dieser Abweichung wird z.Z. untersucht. Vorläufige Tests der Güte der Energiekorrekturen beim ZEUS-Kalorimeter zeigen eine Rekonstruktion der Kalorimeterenergie für KP-Elektronen von bis zu $\pm 1 \%$ in Detektorbereichen mit 1 - $2,5 X_0$ inaktiver Materie, für Bereiche größerer Mengen inaktiver Materie bis zu $\pm 5 \%$. In Strahlrohrröhre und an den Übergängen zum BCAL verringert sich die Korrekturgüte durch Verluste bei der Energiemessung des Elektronenschauers.

Die Simulation des Presamplers im ZEUS Monte Carlo MOZART ist mit einer Energierekonstruktion für Elektronen basierend auf der Methode II_r versehen. Allerdings gibt es bei den MC-Ergebnissen bis jetzt noch eine Differenz von bis zu 4 % zwischen MC-Simulation und CERN-Experimenten, die auf der nicht vollständigen Simulation des Rückstreuverhaltens innerhalb von MOZART beruht.

Die Bestimmung der Menge inaktiver Materie im Detektor mit dem Presamplers zeigt einige Unterschiede zur Monte Carlo Simulation, so daß die Genauigkeit der Materiemengenbestimmung noch auf $\pm 5 \%$ beschränkt ist. Weitere Untersuchungen werden durchgeführt. Der Einsatz der Presamplersinformation zur Teilchenidentifikation in Ergänzung zur Kalorimeter- und HES-Information ist z. Z. in Vorbereitung. Bei den CERN-Experimenten zeigte sich hier eine Verbesserung der Hadron-Elektron-Separation um 5 - 7 % für die gemeinsame Verwendung von Presamplers- und Kalorimeterinformation gegenüber der ausschließlichen Verwendung des Kalorimeters.

Weitere Auswertungen der CERN-Daten zur Korrektur von Energieverlusten bei Einzelhadronen, Jets und Reaktionselektronen in Jets werden z.Z. durchgeführt. Eine Optimierung der Korrekturfunktionen für Elektron- und Hadronschauer in der ZEUS-Datenauswertung und eine Korrektur des Presamplers MC-Simulation ist in Vorbereitung.

In der Betriebspause 1996/97 werden am zentralen Kalorimeter (BCAL) ca. 6 bis 8 Module mit einem Presamplers ausgestattet. Für die Betriebspause 1997/98 ist der Einbau eines vollständigen Presamplers am BCAL geplant.

Anhang

A - Übersicht der Materialien und Meßaufbauten zum Test der Presamplerkacheln

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die untersuchten Szintillatormaterialien, Wellenlängenschieber- und Lichtleitfasern:

Art / Bezeichnung	Hersteller	
Szintillatorplatten	BC404	BICRON
	BC408	-
	NE110	Nuclear Enterprise
	SCSN38	KURARAY
Wellenlängenschieberfasern	BCF91A	BICRON
	BCF92	-
	Y11DC	KURARAY
	SO48100	Poly.Hi.Tech.
Lichtleitfasern	SO49100	-
	FK51	Hoechst
	FK52	-
	DCLG	KURARAY
	BCF98	BICRON

Tabelle A-1 : Übersicht der untersuchten Szintillatormaterialien, Wellenlängenschieber- und Lichtleitfasern und ihrer Hersteller

Die Wellenlängenschieberfaser Y11DC und die Lichtleiterfaser DCLG von KURARAY sind doppelt-gemantelte Fasern („double clad“). Sie haben einer großer Winkelakzeptanz für in ihnen erzeugtes oder einfallendes Licht als einfach-gemantelte Fasern. Dieses dient zur Erhöhung der Lichtausbeute und der Steigerung der Lichttransporteffizienz.

Im folgenden werden die Testaufbauten beschrieben, die zur Untersuchung der fertigen Presamplerkacheln und ihre Komponenten (Szintillatormaterial, Wellenlängenschieber-, Lichtleitfasern) verwendet wurden.

Myonmeßstand - Testaufbau für Messungen mit kosmischen Myonen

Abbildung A-1 zeigt den schematischen Aufbau zur Untersuchung des Antwortverhaltens von Presamplerkacheln. Das Antwortsignal der Presamplerkachel (d.h. von Szintillator, Wellenlängenschieber-, Lichtleiterfasern) auf kosmische Myonen wurde mit drei in Koinkidenz geschalteten Szintillationszählern (zwei mit einer aktiven Fläche von $12 \times 12 \text{ cm}^2$, einer in Presamplerkachelgröße) detektiert. Das Szintillationslicht wurde von einem XP2020 Photomultiplier detektiert und über einen LeCroy 2249A ADC ausgelesen. Die Kalibration des ADCs bezüglich der Anzahl der Photoelektronen pro Kanal und des Photomultipliers wurde mit Hilfe von Leuchtdioden (Abschnitt 4.2) vorgenommen.

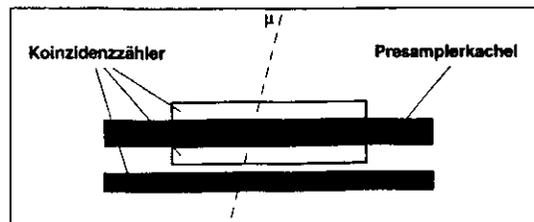


Abbildung A-1 : Schematischer Aufbau der Meßeinrichtung des Antwortsignals kosmischer Myonen

Fahrtisch - Testaufbau zur Szintillatorflächenuntersuchung

Als eine weitere Möglichkeit zur Untersuchung des Antwortverhaltens einer Presamplerkachel standen rechnergesteuerte Dreifachfahrtschische zur Verfügung. Sie erlauben eine punktuelle Anregung der Szintillatorkacheln zur Untersuchung der Ortsabhängigkeit des Antwortsignals.

In Abbildung A-2 ist schematisch der Aufbau eines Achsfahrtisches und seine Steuer- und Ausleseelektronik gezeigt. Die zu untersuchende Kachel wurde auf dem Fahrtisch befestigt. Die Anregungsquelle (wahlweise das UV-Licht einer Xenon-Lampe oder das Beta-Präparat Ruthenium, Abbildung A-3) war in alle Raumrichtungen computergesteuert beweglich. Ein Szintillationszähler wurde in einer Koinkidenzschaltung (PMT1 und PMT2) zur Presamplerkachel unter der Kachel installiert. Die Auslese erfolgte über einen XP2020 Photomultiplier. Die Kachel wurden mit 2 mm Schritten (Positionsauflösung $\pm 0,2 \text{ mm}$) abgetastet.

Die Anregung mit einer ^{106}Rh -Quelle erfolgt über einen Sekundärzerfall des ^{106}Rh mit einer mittleren Betateilchenenergie von 1,41 MeV. Diese Anregungsart führt zu direkten Stößen an den Hüllenelektronen des Szintillatorbasismaterials, wodurch die Presamplerkacheln ein der Anregung mit kosmischen Myonen ähnliches Antwortverhalten zeigen. Unterschiede im Antwortsignal liegen an der Eindringtiefe von Elektronen in das Szintillatormaterial (bei Polystyrol ist die maximale Reichweite von Betateilchen mit 1,4 MeV ca. 6 mm). Die Signaluniformität bei Rutheniumanregung über einen 3 mm Kunststoffkollimator betrug 5%.

Bei Anregung mit dem UV-Licht einer Xenonlampe, deren Emissionsspektrum dem Absorptionsspektrum des Basismaterials ähnlich ist, ist die Signaluniformität ebenfalls ca. 5%.

UV-Meßstand - Testaufbau zur Faseruntersuchung

Der Versuchsaufbau mit einem Achsfahrtisch unter Lichtanregung wurde ebenso zum Test einzelner Wellenlängenschieber- und Lichtleitfasern verwendet. Zusätzlich wurde eine Versuchsanordnung mit einer UV-Lampe als Anregungsquelle und einer Photodiode als Auslesekomponente verwendet. Diese diente nur der Untersuchung von Fasereigenschaften.

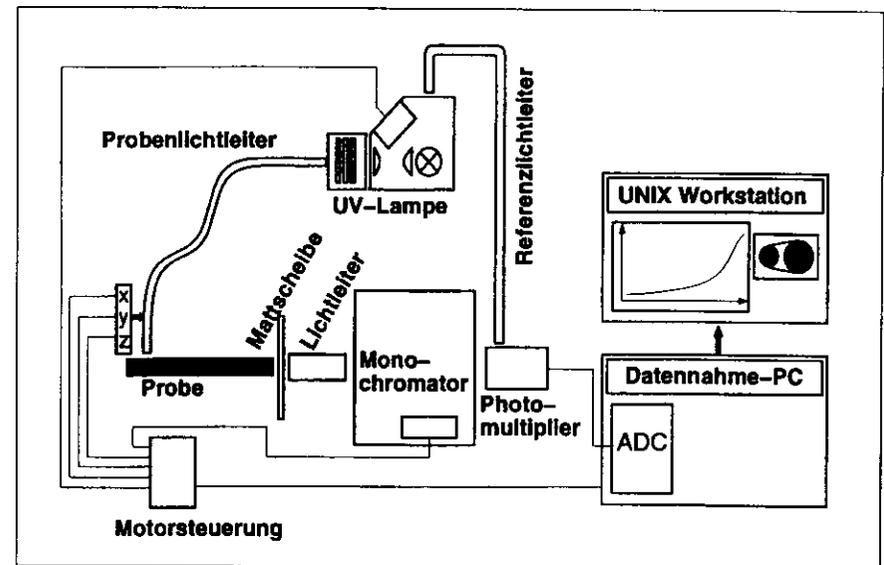


Abbildung A-2: Schematischer Aufbau eines Dreifachfahrtschisches zur Messung des Antwortsignals von Szintillatoren und Wellenlängenschiebern unter UV-Lichtanregung

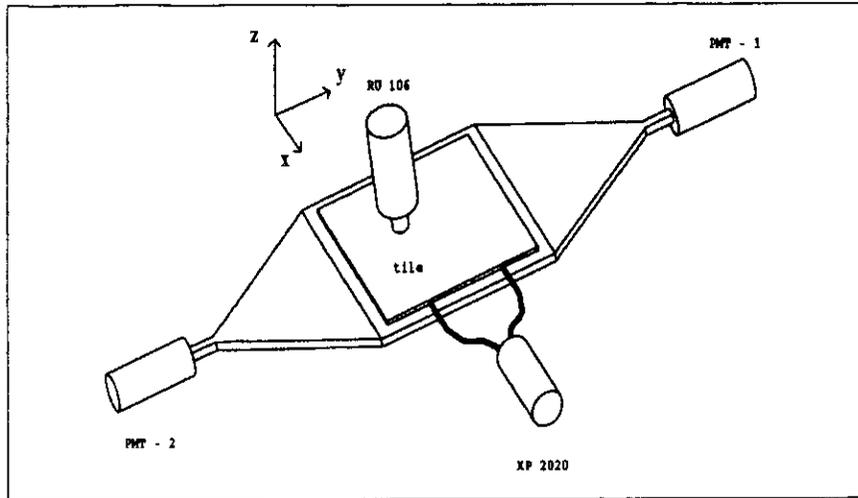
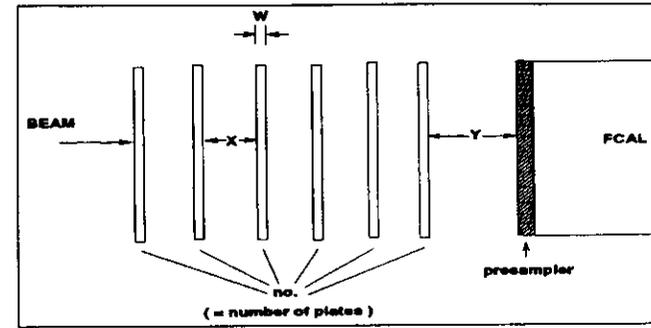


Abbildung A-3 : Versuchsaufbau zur Anregung der Presamplerkabeln mit Rothenium

B - Übersicht der CERN-Datensätze für den ZEUS-Presamplerverprototypen

Die Übersicht zu den CERN-Datensätzen bezieht sich nur auf die CERN-Tests 829 bis 832, in denen ein dem ZEUS-Presamplergleicher Prototyp verwendet wurde. Die Zahlenangaben in der Tabelle betreffen die allgemeine Versuchsanordnung in der folgenden Abbildung:



test	Xo [rad,len.]	no.	w [cm]	x [cm]	y [cm]	e ⁻ [GeV]	h [GeV]
829	1	3 Al	3	5	15	5,7,5,10,15,20,30	
	1.5	4 Al	3x3 + 1x5	5	15	5,7,5,10,15,20,30	
	2	6 Al	3	5	15	5,7,5,10,15,20,30	
		6 Al	3	10,15 20,25	15	30	
		6 Al	3	10	88	30	
		6 Al	3	5	113	30	
		6 Al	3	0	15,137	30	
		1 Fe	3,5	0	15,88,137	30	
	2.5	7 Al	6x3 + 1x5	5	15	5,7,5,10,15,20,30	
3	9 Al	3	5	15	5,7,5,10,15,20,30		
830	1	3 Al	3	5	10	5,7,5,10,15,25,50,75	15,75
	2	6 Al	3	5	10	5,7,5,10,15,25,50,75	15,75
	3	9 Al	3	5	10	5,7,5,10,15,25,50,75	15,75
831	1	3 Al	3	5	15	3,5,7,5,10,12,5 15,20,25,30,35,40 45,50,60,70,80,90 100	5,10,15,25,50
	2	6 Al	3	5	15	3,5,10,15,25,50	5,10,15,25,50
	3	9 Al	3	5	15	3,5,10,15,25,50	10,15,25,50
	4.1	11 Al	10 x 3 1 x 7	5	15	3,5,10,15,25,50	
832	1	3 Al	3	5	15	10,15,25,30	5,7,5,10,15,50,100
	2	6 Al	3	5	15	10,15,25,30	15,50,100
		6 Al	3	0	15	10,30,50	
		1 Fe	3,5	0	15	10,30,50	
	3	9 Al	3	5	15	10,15,25,30	15,50,100
	3.3	10 Al	3	0	15	10,30,50	
	4	12 Al	3	0	15	10,30,50	
		2 Fe	3,5	0	15	10,30,50	
	1 + 2	3 Al + 1 Fe	3 3,5	0	15	30	

C - Integration des Presamplers in den ZEUS-Daten und der MC-Simulation

Die Datenbänke, die z. Z. mit den Presamplerninformationen gefüllt werden, sind mit PRTRUE (Energie-deposition in pC in einer Presamplerkachel) und PRENE (Energiedeposition in mip) bezeichnet. Darüber hinaus sind eine Reihe von assoziierten Informationen, die direkt oder indirekt mit dem Presamplern verknüpft sind, in den Bänken verfügbar. Hierzu gehören z.B. die Positionsnummer einer getroffenen Kachel („poser number“) und die Informationen zu den gefundenen Presamplerausleseclustern. Beide sind mit den Positionen der Kalorimetertürme bzw. den Kalorimeterausleseclustern verbunden.

Die Informationen der Rekonstruktion der ZEUS-Daten für den Presamplern (PRRECON) können mit Hilfe von Unterroutinen innerhalb des Programms EAZE aus den Bänken berechnet, bzw. extrahiert werden (Presamplern-Homepage im WWW, Anfang nächster Abschnitt).

Zu diesen Unterroutinen gehören „prcalib“ und „prclus“. Die Routine „prcalib“ führt die Presamplernkalibration durch und gibt für jedes Ereignis eine Fehlennummer, die besagt, ob ein Elektron zur Rekonstruktion vorliegt. Mit Hilfe der Routine „prclus“ kann die Position eines Ausleseclusters und die dortige Energie-deposition ermittelt werden. Die Routine hat als Eingabeparameter die Position des Elektrons am Kalorimeter und die z-Komponenten des Vertex der Primärreaktion. Die Ausgabeparameter sind drei verschiedene Energiedepositionen (in der getroffenen Kachel, in einem 3 x 3 und einem 5 x 5 Auslesecluster), die Position der mittleren Kachel des Clusters und eine Fehlennummer. Die Fehlennummer gibt Auskunft, ob das gefundene Cluster überhaupt in Ordnung ist oder es sich z.B. außerhalb von FCAL und RCAL befindet. Zudem wird gezeigt, ob sich eine der Kacheln innerhalb des 3 x 3 Ausleseclusters in der Sättigung (Abschnitt 4.3.2) befindet.

Die Korrektur der Kalorimeterenergie für Elektronen erfolgt z.Z. mit Hilfe der in Abschnitt 6.3.2 vorgestellten Funktion nach Methode II_f. Zudem wird bei den Presamplernenergiedepositionen (aus dem 3 x 3 Auslesecluster der „prclus“-Routine) eine Energie-Winkel-Korrektur durchgeführt. Sie basiert auf dem Kosinus des Polarwinkels der Elektronen:

$$E_{PRES,corr} = 0,072 \cdot E_{PRES,uncorr} \cdot \cos(\Theta)$$

$$E_{CAL,corr} = E_{CAL,uncorr} + E_{PRES,corr}$$

D - Übersicht der getesteten Verfahren zur Energiekorrektur

Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht der bisher entwickelten Methoden und der Abhängigkeiten der Funktionsparameter von den Versuchsbedingungen. Hierin steht die Bezeichnung „const.“ für eine durch Anpassung (funktionelle oder Mittelwertbildung) gewonnene Konstante der Korrekturfunktion.

Methode Nr.	Funktion und Parameter				Parameteranzahl
	$a_{0,1}$	$\alpha_{0,1}$	$\beta_{0,1}$	weitere	
I	$a_i = \alpha_i + \beta_i \cdot E_{Strahl}$	$\alpha_{0,1} = const.$	$\beta_{0,1} = const.$	----	4
II _f	$a_i = \alpha_i + \beta_i \cdot E_{Strahl}$	$\alpha_0 = 0$ $\alpha_i = const.$	$\beta_0 = 1$ $\beta_i = 0$	----	1
II _v	$a_i = \alpha_i + \beta_i \cdot E_{Strahl}$	$\alpha_0 = const.$ $\alpha_i = const.$	$\beta_0 = 1$ $\beta_i = 0$	----	1 (α_0 ignoriert)
II _n	$a_i = \alpha_i + \beta_i \cdot E_{Strahl}$	$\alpha_i = const.$	$\beta_0 = 1$ $\beta_i = 0$	----	2
III	$a_i = \alpha_i + \beta_i \cdot E_{Strahl} + \gamma_i \cdot (E_{Strahl})^2$	$\alpha_i = const.$	$\beta_i = const.$	$\gamma_i = const.$	6
IV _{1p}	$a_i = \alpha_i + \beta_i \cdot E_{Strahl}$	$\alpha_i = \delta_{00,i} + \delta_{01,i} \cdot X_0$ $\alpha_{0,1} = f(X_0)$	$\beta_i = \delta_{10,i} + \delta_{11,i} \cdot X_0$ $\beta_{0,1} = f(X_0)$	$\delta_{xy,i} = const.$	8
IV _{2p}	$a_i = \alpha_i + \beta_i \cdot E_{Strahl}$	$\alpha_i = \delta_{00,i} + \delta_{01,i} \cdot X_0$ $\alpha_{0,1} = f(X_0)$	$\beta_0 = 1$ $\beta_i = 0$	$\delta_{xy,i} = const.$	4
V	$a_i = f(E_{Strahl}, X_0)$ Ebengleichung	$\alpha^p_{0,1,2} = const.$ $\alpha^p_{0,1} = const.$	$\beta^p_{0,1,2} = const.$ $\beta^p_{0,1} = const.$	----	10

Tabelle A-2 : Übersicht der getesteten Korrekturfunktionen und ihrer Parameter

Die Betrachtung der Korrekturmethode (man sehe auch [MEY96b]) im einzelnen:

- **Methode I**
Bei den Korrekturmethode I, III und IV und ihren Varianten sind die Parameter a_i echte Funktionswerte der Energie des Elektronenstrahls E_{Strahl} über die Funktionsgrößen α_i und β_i (und γ_i bei Methode III). Die Korrekturfunktion für Methode I ist:

$$E_{CAL,korrigiert} = E_{Strahl} = \frac{E_{CAL,unkorrigiert} - \alpha_0 - \alpha_1 \cdot E_{PRES}}{\beta_0 + \beta_1 \cdot E_{PRES}} \quad \text{mit } E_{PRES} > 4 \text{ mip.}$$

- **Methode II_f, II_v, II_n**
Bei den Varianten der Methode II wird eine Anpassung des Achsenabschnittsparameters a_0 nur teilweise vorgenommen oder berücksichtigt. Bei Methode II_f ist der Achsenabschnittsparameter auf Null gesetzt und der Parameter α_i wird direkt durch Mittelwertbildung aus den Antikorrelationsparametern errechnet (Abbildung 6-18a, [BOR96] und [OSS96b]). Bei der Methode II_v wird der Achsenabschnittsparameter zwar variabel gelassen, aber in der Korrekturfunktion nicht berücksichtigt. Für beide Methodenvarianten lautet die Funktion:

$$E_{CAL,korrigiert} = E_{Strahl} = E_{CAL,unkorrigiert} - \alpha_1 \cdot E_{PRES} \quad \text{mit } E_{PRES} > 4 \text{ mip.}$$

Die Methode II_f wird z.Z. bei der Korrektur der Kalorimeterenergie des ZEUS-Detektors verwendet (Abschnitt 6.4.2).

Für Methode II_n wird der durch Anpassung gewonnene Wert des Achsenabschnittsparameters berücksichtigt. Der Korrekturfunktion lautet dann:

$$E_{\text{CAL.korrigiert}} = E_{\text{Strahl}} = E_{\text{CAL.unkorrigiert}} - \alpha_0 - \alpha_1 \cdot E_{\text{PRES}} \quad \text{mit } E_{\text{PRES}} > 4 \text{ mip.}$$

• Methode III

Bei dieser Methode werden die Parameter α_i über eine quadratische Funktion der Strahlenergie angepaßt. Werden alle sechs Anpassungsparameter verwendet, entsteht folgende Funktion:

$$E_{\text{CAL.korrigiert}} = E_{\text{Strahl}} = \left(-b + \sqrt{b^2 - 4ac} \right) / 2c$$

$$\text{mit } a = \alpha_0 + \alpha_1 \cdot E_{\text{PRES}} - E_{\text{CAL}}$$

$$b = \beta_0 + \beta_1 \cdot E_{\text{PRES}}$$

$$c = \gamma_0 + \gamma_1 \cdot E_{\text{PRES}}$$

• Methode IV_{ap}, IV_{zp}

In den Methoden IV und V wurde zusätzlich die Abhängigkeit der Antikorrelation zwischen Presamplern und Kalorimeterenergie depositions von der Menge inaktiver Materie berücksichtigt (Abbildung 6-15). In den Varianten von Methode IV erfolgt dieses durch eine lineare Anpassung der Parameter α_i und β_i über X_0 . Hierbei wird unterschieden zwischen der Anpassung aller α_i , β_i ähnlich Methode I. Es entsteht eine Korrekturfunktion mit vier Anpassungsparametern. Oder es wird, wie in Methode II_n, die Anpassung des Antikorrelationsparameters durch Mittelung zu einem einen konstanten Wert vorgenommen, wobei eine zwei parametrische Funktion entsteht.

• Methode V

Bei Methode V wird die Abhängigkeit von Antikorrelations- und Achsenabschnittsparameter von der Einschubenergie und der Menge inaktiver Materie durch zwei Ebenengleichungen bestimmt. Die Funktionen lauten:

$$\Delta a_0 = a_0 - E_{\text{Strahl}} = f_1^0(E_{\text{Strahl}}, X_0) \cdot f_2^0(E_{\text{Strahl}}, X_0)$$

$$a_1 = f_1^1(E_{\text{Strahl}}, X_0) \cdot f_2^1(E_{\text{Strahl}}, X_0)$$

$$\text{mit } f_1^0 = \alpha_0^0 + \alpha_1^0 \cdot \frac{X_0}{E_{\text{Strahl}}} + \alpha_2^0 \cdot X_0^2 \quad \text{und} \quad f_1^1 = \alpha_0^1 \cdot \frac{X_0}{E_{\text{Strahl}}} + \alpha_1^1 \cdot \frac{2}{X_0^2}$$

$$f_2^0 = \beta_0^0 + \beta_1^0 \cdot \frac{E_{\text{Strahl}}}{X_0} + \beta_2^0 \cdot E_{\text{Strahl}}^2 \quad f_2^1 = \beta_0^1 \cdot \frac{E_{\text{Strahl}}}{X_0} + \beta_1^1 \cdot \frac{2}{E_{\text{Strahl}}^2}$$

Hierzu werden keine gemischten Datensätze verwendet, sondern alle a_i , α_i für die Einschubenergien und Mengen inaktiver Materie einzeln bestimmt und mit Ebenengleichungen angepaßt ([GRA97], [GRA97b]).

Je nach angewandter Methode oder gefordertem Gültigkeitsbereich (über Einschubenergien oder Mengen inaktiver Materie) können die Parameter der Korrekturfunktionen bei der Berechnung über die zugrunde gelegten Datensätze weiter beeinflusst werden.

Literaturverzeichnis

Mit (*) gekennzeichnete Literaturangaben sind auch auf der „ZEUS-Presampler“-Homepage (<http://zow00.desy.de:8000/~schlenst/PSAM/psam.html>) des WWW abrufbar. Die mit (***) gekennzeichneten Literaturhinweise (zumeist Inhalte von Vorträgen) werden in Kürze in einer ZEUS-Note erscheinen oder stehen auf der Homepage zur Verfügung.

- BEC94** M. Beck u.a., „A Scintillating Tile Hodoscope with WLS Fibre Readout“, MPIH-V22-1994, MPI Heidelberg, 1994
- BAM95** A. Bamberger u.a., „The Small Angle Rear Track Detector for ZEUS“, ZEUS-Note 95-095, Hamburg, 1995
- BAM96 *** A. Bamberger u.a., „The Presampler for the forward and rear calorimeter in the ZEUS detector“, NIM A382, S. 419 - 429, 1996; auch DESY-Note 96-139, Hamburg, 1996
- BOR95 *** A. Bornheim u.a., „The Presampler for FCAL and RCAL in ZEUS“, ZEUS-Note 95-130, Hamburg, 1995
- BOR96 *** A. Bornheim, „Kalibration des Presamplers für die Elektron-Energiesmessung im ZEUS-Detektor“, Diplomarbeit, Bonn, 1995
- BOR96b** A. Bornheim, persönliche Mitteilung, vorgestellt in „Position dependence of the presampler signal for different tile configurations“, ZEUS-Presampler Meeting, Hamburg, 18.06.96
- BOR96c** A. Bornheim, persönliche Mitteilung, vorgestellt in „Measurement of the dead material distribution in front of the RCAL“, ZEUS-Presampler Meeting, Hamburg, 17.01.96
- BOR96d** A. Bornheim, persönliche Mitteilung, vorgestellt in „Electron Energy Correction with the ZEUS Presampler“, ZEUS-Kollaborations-Meeting, Hamburg, 4.03.96
- CRI96** J. A. Crittenden, persönliche Mitteilung, vorgestellt in „The MIP Calibration“, ZEUS-Presampler Meeting, Hamburg, 17.01.1996
- CRI96b** J. A. Crittenden, persönliche Mitteilung, vorgestellt in „A Minimization Procedure for Studying Presampler/Calorimeter Signal Correlation“, ZEUS-Kollaborations-Meeting, 04.11.96, Hamburg
- DER94** M. Derrick, persönliche Mitteilung, vorgestellt in „e/ π - Separation with a presampler“, ZEUS-Presampler Meeting, Hamburg, 29.10.94
- FRE93** A. Freidhof, A. Fürtjes, „Muons from the Proton Halo: A Precision Test to monitor the F/RCAL Calibration“, ZEUS-Note 93-076, Hamburg, 1993
- GOS94 *** M. Gospic, H. Groenestege, „Remote controlled High Voltage system for PMT's“, NIKHEF-ETR 94-11, Niederlande, 1994
- GRA93** H. Grabosch u.a., „Preliminary - A Prototype Presampler for the Uranium-Scintillator Calorimeter in ZEUS“, NIKHEF-H/93-11, (ZEUS-Note 93-095), Niederlande, 1993
- GRA94 *** H. Grabosch u.a., „The Prototype Presampler in ZEUS“, ZEUS-Note 94-065, 1994, Hamburg

- GRA96b** H. Grabosch, persönliche Mitteilung, vorgestellt in „Linearity measurements with Laser diodes in Zeuthen“, ZEUS-Presampler Meeting, Hamburg, 18.06.96
- GRA97** H. Grabosch u.a., „The Presampler for the forward and rear calorimeter in the ZEUS detector“, S. 209ff, in „Calorimetry in High Energy Physics“, Frascati Physics Series, Band 6, Italien, 1997
- GRA97b** H. Grabosch, persönliche Mitteilung, vorgestellt in „Discussion of four methods“, ZEUS-Presampler Meeting, Hamburg, 26.03.97
- GRO95 *** M. Grothe u.a., „The Contribution of Backscattering to the ZEUS Presampler Signal“, ZEUS-Note 95-126, Hamburg, 1995
- HER91** L. Hervas u.a., „The pipelined readout for the ZEUS calorimeter“, Dissertation, DESY-F35D-91-01, Hamburg, 1991
- HER95** L. Hervas u.a., „The Readout Electronics for the ZEUS Calorimeter Upgrade Components“, ZEUS-Note 95-161, Hamburg, 1995
- HERA** DESY, „Physics at HERA“, Unterlagen des Workshops 1991, Band 1, Hamburg, 1991
- KRE92** B. Krebs u.a., „Quality Control and Calibration of the ZEUS Forward and Rear Calorimeter with ^{60}Co Sources“, NIM A232(1992)611, 1992
- KRÜ92** J. Krüger, „The Uranium Scintillator Calorimeter for the ZEUS Detektor at the Electron-Proton Collider HERA“, Interner Report, DESY F35-92-02, Hamburg, 1992
- KUM97** D. Kummerow, „Einfluß der Rückstreuung auf das Antwortverhalten eines frei-stehenden Presamplerprototypen und Untersuchungen des ZEUS-Presamplers mit einem punktförmigen ^{60}Co Präparat“, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1997
- LEO87** W.R. Leo, „Techniques for nuclear and particle physics experiments“, Springer Verlag, Heidelberg, 1987
- LOH88** E. Lohmann, „Einführung in die Elementarteilchenphysik“, Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1988
- MEY95** A. Meyer, persönliche Mitteilung, vorgestellt in „Modified Landau Function“, ZEUS Presampler Meeting, Hamburg, 19.10.1995
- MEY95b *** A. Meyer, „Analysis of CERN Test 830“, interne Note, ZEUS Presampler Gruppe, Zeuthen, 1995
- MEY96 **** A. Meyer, „Analysis of CERN Test 831“, interne Note, ZEUS Presampler Gruppe, Zeuthen, 1996
- MEY96b **** A. Meyer, u.a., „Energy Correction for Electrons using the Presampler from an Analysis of CERN Test 831“, ZEUS-Note 96-109, in Vorbereitung, Hamburg, 1996
- MLA73** M. Mladejenovic, „Radioisotope and Radiation Physics“, Academic Press, 1973
- MUS88** G. Musiol u.a., „Kern- und Elementarteilchenphysik“, VCH-Verlag, Weinheim, 1988
- NOW97** M. Nowoczyn, „Untersuchungen zum Antwortverhalten eines ZEUS-Presamplerprototypen in Abhängigkeit von der Art und Verteilung schauerinduzierender Materialien und der Rückstreuung“, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1997

- OSS96** R. Ossowski, persönliche Mitteilung, vorgestellt in „Studies toward a Hadron Energy Correction“, ZEUS Meeting 04.03.96 und ZEUS Presampler Meeting, Hamburg, 21.03.1996
- OSS96b** R. Ossowski, „Presampler-Untersuchungen zur Hadron-Energiemessung im ZEUS-Detektor“, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1996
- PER93** A. Perkins, „Hochenergiephysik“, Addison-Wesley Verlag, Bonn, 1993
- REI85** F. Reif, „Statistische Physik“, Vieweg Verlag, Braunschweig, 1985
- REW94** P. Rewiersma u.a., „Shaping Amplifier for PMT signals for ZEUS“, NIKHEF-ETR 94-12, Niederlande, 1994
- RPP94** Amerikanische Physikalische Gesellschaft, „Physical Review D: Particles and Fields; Review of Particle Properties“, Band 50, Teil 1, Amerikanisches Institut für Physik, New York, 1994
- TAY88** J.R. Taylor, „Fehleranalyse“, VCH-Verlag, Weinheim, 1988
- VOS96 *** J. H. Vossebeld u.a., „Calibration of the Forward and Rear Presampler in ZEUS with Hadrons“, ZEUS-Note 96-028, Hamburg, 1996
- VOS96b** J. H. Vossebeld, persönliche Mitteilung, vorgestellt in „Rear Presampler Response to DIS Electrons“, ZEUS-Presampler Meeting, Hamburg, 21.03.96
- VOS96c** J. H. Vossebeld, persönliche Mitteilung, vorgestellt in „Calibration accuracy and data quality 95/96“, ZEUS-Presampler Meeting, Hamburg, 10.12.96
- VRE94 *** M. Vreeswijk u.a., „Monte Carlo studies for a Presampler in ZEUS“, ZEUS-Note 94-004, Hamburg, 1994
- WAN96** S.M. Wang, persönliche Mitteilung, „Effects of Magnetic Field on Presampler PMT“, ZEUS-Presampler Meeting, Hamburg, 18.06.96
- WAN96b** S.M. Wang, persönliche Mitteilung, vorgestellt in „Monitoring of F/R-Presampler gain using LED“, ZEUS-Presampler Meeting, Hamburg, 04.11.96
- WEI93** A. Weisenberger u.a., NIMA327, (S. 500-508) 1993
- WOL92** G. Wolf, „HERA Physics“, DESY-Note 94-022, Hamburg, 1992
- WOL95** U. Wollmer, „Studium der Ortsauflösung im Hadron-Elektron-Separator des ZEUS-Experimentes“, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1995
- ZEU93** ZEUS Kollaboration, „Letter of Intent for a Presampler for the Uranium-Scintillator Calorimeter in ZEUS“, ZEUS-Note 93-103, Hamburg, 1993
- ZEU94 *** ZEUS Kollaboration, „Proposal for a Presampler for the Forward and Rear Uranium-Scintillator Calorimeter in ZEUS“, ZEUS-Note 94-001, Hamburg, 1994
- ZEU95** ZEUS Kollaboration, „Measurement of the proton structure function F_2 from the 1993 HERA data“, Zeitschrift für Physik C, S. 379ff, Springer-Verlag, 1995
- ZEU96** ZEUS Kollaboration, „Measurement of the proton structure function F_2 at low x and low Q^2 at HERA“, Zeitschrift für Physik C, S. 607ff, Springer-Verlag, 1996

ZEU96b	ZEUS Kollaboration, „Inclusive charged particle distribution in deep inelastic scattering events at HERA“, Zeitschrift für Physik C, S. 1ff, Springer-Verlag, 1996
ZEU96c	ZEUS Kollaboration, „Dijet angular distribution in direct and resolved photoproduction at HERA“, Physics Letters B 384, S. 401ff, North-Holland - Elsevier, 1996
ZEUS	ZEUS Kollaboration, Hrsg. U. Holm, „The ZEUS Detector / Status Report 1993“, Hamburg, 1993
ZHO94	J.F. Zhou, „In situ calibration of the forward and rear calorimeter using halo muons“, ZEUS-Note 94-131, Hamburg, 1994

Stichwortverzeichnis

A		Untergrund	47
Anpassungsfunktion		Verwendung des SRTD	48
Verfahren		Verwendung des CTD	47
Antikorrelation	Siehe Kalorimeter	Kobalt	
C		allg.	50
CERN		Aktivität	50
Datensätze	113	Antwortsignal	52
Presamplerprototypen	58	indirektes Abtasten	51
Strahloptik	59	Quelle	50
Teststrahl Aufbau	58	Reproduzierbarkeit	52
Testübersicht	58	Übersprechen	52
Versuchsaufbauten, spezielle	61	Verfahren, Aufbau	50
Versuchsbedingungen	60	Vergleiche mit	54
CTD	47; 94	LASER-LED	
D		allg.	41
Datenaufbereitung	91	Aufbau	42
Digital-Karten	41	Filtersystem	43
DSP	41	Sättigung	43
E		Myonen	
Energie		allg.	44
kritische	13	Datenrate	45
Energiedeposition		Triggerbedingungen	45
HAC/EMC-Verhältnis	19	Übersicht	44
Energieverlust	13	Kalorimeter	
Euro-Crates	41	Energieauflösung	
F		Qualität d. Korrektur	
Fahrtisch	111	Elektronen	87
Front-End-Elektronik	41	Hadronen	106
H		Energiekorrektur	
Hadron-Elektron-Separation	96	allg.	81
Hochspannungssystem	30; 41	Funktionsparameter	79
ComBox	41	Qualität	
HVBoxen	41	Elektronen	85
TopBox	41	Hadronen	105
K		Qualität, allg.	87
Kalibration		Verlauf der Antikorrelation	79
Hadronen		FCAL, BCAL, RCAL	7
Fehler	48	Korrekturfunktion	Siehe Kalorimeter
niederenergetische	47	L	
Spurfindungseffizienz	48	Landauverteilung, Form der	15
Statistik, minimale	47	Lichtleiterfaser	
M		Abschwächung i.d.	23
Materie		Kopplung der	24
inaktive		M	
Def.	7	Menge	
Mengenbestimmung i. ZEUS	94	inaktive	
Verteilung in ZEUS	9	Def.	7
L		Mengenbestimmung i. ZEUS	94
Landauverteilung, Form der	15	Verteilung in ZEUS	9
Lichtleiterfaser		MIP	
Abschwächung i.d.	23	Kalibration, allg.	15
Kopplung der	24	Monte-Carlo	
M		Mengenbestimmung inaktiver Materie	94
Menge		Presamplerkachelgröße	29
inaktive		Vergleich mit Realdaten	78
Def.	7		
Mengenbestimmung i. ZEUS	94		
Verteilung in ZEUS	9		
L			
Landauverteilung, Form der	15		
Lichtleiterfaser			
Abschwächung i.d.	23		
Kopplung der	24		
M			
Menge			
inaktive			
Def.	7		
Mengenbestimmung i. ZEUS	94		
Verteilung in ZEUS	9		
L			
Landauverteilung, Form der	15		
Lichtleiterfaser			
Abschwächung i.d.	23		
Kopplung der	24		
M			
Menge			
inaktive			
Def.	7		
Mengenbestimmung i. ZEUS	94		
Verteilung in ZEUS	9		

P

Photoelektronenstatistik	14
Photomultiplier	
Anforderungen	30
Aufbau	30
Faserkopplung	36
Gehäuse	
Abschirmung	37
Aufbau	37
Hochspannungssystem	30; 41
Linearität	31
Magnetfeld	
Abschirmung	34
Einfluß des	33
Photokathodensensitivität	31
Quanteneffektivität	31
Sättigungsgrenzwert	49
Spannungsangleichung	49
Spannungsbereich	30
Spannungsteiler	30
Übersprechen	33
Varianz des	14
Verstärkung	31
Poisson	<i>Siehe Photoelektronenstatistik</i>
Presamplifier	
Abdeckung d. Kalorimeters	29
Aufgabe des	13
Auslese	
b. CERN-Test	58
Auslese, Lage der Komponenten	38
CERN-Daten und MC-Simulation	78
CERN-Daten, allg.	78
Datenaufbereitung	91
Elektronenschauer	
Multiplizität	67
Grenzwert	96; 99
Kachel	
Aufbau	26
Auslesefläche	70; 71
Faserführung i. d.	24
Flächenhomogenität	25
Größe der	29
Myonteststand	110
Photoelektronenausbeute	27
Qualitätskontrolle	28
Kassette	
Aufbau	35
Installation	35
Lichteinbruch	54
Materialien	
Übersicht	110
Versuchsübersicht	111
Monte-Carlo	<i>Siehe Monte-Carlo</i>
Segmente	35
Signal	
Art der inaktiven Materie	71
Distanz zur inaktiven Materie	68
Elektronen	66
Extremstellen	70
Hadronen	99
MEAN-MOP-Verhalten	17
multiple Hadronschauer	101

Myonen	66
Rückstreuung	72; 73
Vergleich m. SRTD	56
Weglänge i. d. Kachel	77
Winkel d. Schauers	77
Übersicht d. Auslese, Steuerung, Kalibration	40
Übersprechen, Auswirkungen	33
Vergleich ZEUS-CERN-Daten	91
Versuche	<i>Siehe CERN</i>
Verteilung	
Form der	15

R

Rückstreuung	
allg.	72
Bestandteile	17
Energieabhängigkeit	74
MC-Simulation	74; 76
Versuchsaufbau	63
Winkel d. Schauers	77

S

Schauer	
Ausprägung	72
Fluktuation	18; 87; 99
Hadron	
Komponenten	19
Multiplizität	100
Moliereradius	68
multiple Hadron-, Versuchsaufbau	64
Radius	68
Shaper	41
Spurkammer	47
SRTD	41; 47; 56
Statistik	
Landau	16
Streuung	
Elektron-Proton	7; 10
Energiebereiche	10
Rekonstruktion	7
Szintillatormaterial	
Einhüllen des	22
Lichtausbeute	22

W

Wellenlängenschieberfaser	
Einbetten der	24
Enden der	24

Z

ZEUS-Detektor	
Aufbau	7
Hadronjet-Simulation	101

Danksagungen

Danken möchte ich Herrn Prof. K. Wick für die Themenstellung und Möglichkeit in seiner Gruppe zu promovieren, für seine Förderung und auch für die wertvollen Hinweise zur experimentellen Arbeit.

Für die sehr freundliche und wohlwollende Unterstützung in der letzten Phase der Promotion danke ich Herrn Prof. Dr. R. Klarner und Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann.

Herrn Dr. U. Holm danke ich für seine Hilfe und Förderung, für die vielen hilfreichen Diskussionen und Hinweise, und auch für die etwas weniger ernsthaften Gespräche.

Ich möchte den Kollegen der ZEUS-Presamplifier Gruppe für die Zusammenarbeit und Hilfe danken. Insbesondere danke ich A. Bornheim, Dr. J. A. Crittenden, Dr. H. Grabosch, M. Grothe, D. Kummerow, Dr. A. Meyer, M. Nowoczyn, R. Ossowski, Dr. S. Schlenstedt, Dr. H. Tiecke, W. Verkerke und J. Vossebeid.

Darüber hinaus gilt mein spezieller Dank Hans und Stefan für die vielen Analysetips, Jim und Monika für die Unterstützung bei der Erstellung der CERN-Software und Dietmar und Marian für die vielen Stunden des gemeinsamen „Brütens“ über den Presamplifier.

Ob nun EDV oder Analyse, CERN-Test oder Dissertation, auf sie konnte ich mich verlassen:

W. Busjan, Dr. A. Dannemann, Dr. P. Göttlicher, D. Hischke, Dr. K. Johnson, Dr. W. Kröger, T. Neumann, H. Prause, Dr. S. Wölfe, U. Wollmer.

Meinen Dank dafür!



