Einfluß der Rückstreuung auf das Antwortverhalten eines freistehenden Presamplerprototypen und Untersuchungen des ZEUS-Presamplers mit einem punktförmigen ^{60}Co-Präparat

I. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

Diplomarbeit

vorgelegt von
Dietmar Kummerow
aus Hamburg

August 1998

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Grundlagen zur Physik des Presamplers **3**

2.1 Grundprinzip der Energiemessung 3

2.2 Energieverlust geladener Teilchen 3

2.2.1 Schwere Teilchen 4

2.2.2 Leichte Teilchen 5

2.3 Definition eines MIP 7

2.4 Elektromagnetische Schauer 8

2.5 Rückstreuung 10

3 Der Presampler für das ZEUS-F/RCAL **12**

3.1 Der ZEUS-Detektor 12

3.2 Das ZEUS-Uran-Szintillator-Kalorimeter 13

3.3 Der ZEUS-Presampler 15

3.3.1 Aufgabe des Presamplers 15

3.3.2 Energiekorrekturverfahren 16

3.3.3 Aufbau des ZEUS-Presamplers 18

4 ^{60}Co-Untersuchungen am Presampler **21**

4.1 Motivation 21

4.2 Darstellung der Messmethode 22

4.3 Ergebnisse der ^{60}Co-Untersuchungen 23

5 Die Versuchsmessungen am CERN **27**

5.1 Der CERN X-5 Teststrahl 27

5.2 Das Experimentierfeld 28

5.3 FCAL-Prototyp 28

5.4 Der freistehende Presamplerprototyp 29

5.5 Die Testkonfigurationen 31

5.5.1 Energieabhängigkeit der Rückstreuung 32

5.5.2 Einfluß der Schauerausprägung 32

5.5.3 Winkelabhängigkeit der Rückstreuung 33

5.5.4 Einfluß der Art der rückstreuenden Materialien. 33

5.5.5 Studien zur Abhängigkeit von der Entfernung des inaktiven Materials 34

6 Analysemethode von Teststrahldaten **35**

6.1 Auswahl der Ereignisse 35

6.2 Anpassung der Presamplerenergieverteilungen 36

6.3 Bestimmung des MIP-Signals 37

6.4 Fehlerbetrachtung 39

6.4.1 Experimentelle Fehler 39

6.4.2 Systematische und Anpassungsfehler 40

7 Ergebnisse der Messungen **42**

7.1 Untersuchung zur Energieabhängigkeit 42

7.2 Ergebnisse der Winkeluntersuchungen 43

7.3 Rückstreuung bei unterschiedlich großen Schauern 45

7.4 Materialabhängigkeit 47

7.5 Entfernungsstudie 48

7.6 Untersuchungen mit der Lochkachel 49

7.6.1 Energiespektrum der Rückstreuung 49

7.6.2 Differenz von Presamplersignal und Rückstreusignal 50

8 Zusammenfassung **52**

A Übersicht der am CERN-SPS von 1992-1995 getesteten Presampler-prototypen **55**

Literaturverzeichnis **56**

Danksagung **59**

Erklärung entsprechend der Prüfungsordnung **61**

Abbildungsverzeichnis

2.1 Energieverlust schwerer geladener Teilchen beim Durchgang durch Kohlenstoff. 5

2.2 Bremsstrahlungsspektren von Elektronen in Blei 6

2.3 Spezifischer Energieverlust von Elektronen in Wasser und Blei 7

2.4 Longitudinales Profil der Energiedeposition eines elektromagnetischen Schauers in Eisen und Aluminium 9

2.5 Monte-Carlo-Simulation zur Tiefe im Material in welcher rückgestreute Photonen entstehen 11

3.1 Übersicht des ZEUS-Detektors. Schnitt entlang der Strahlachse. 13

3.2 FCAL-Modul in schematischer Darstellung 14

3.3 Verteilung inaktiver Materie im ZEUS-Detektor in Abhängigkeit vom Polarwinkel 15

3.4 Verteilungen der Energiedeposition im Kalorimeter und im Presampler bei Aufschauerung durch 0 bis 4 X_0 inaktiven Materials 16

3.5 Korrelation der Energiedeposition im Kalorimeter mit der im Presampler . 17

3.6 Vom ZEUS-Presampler abgedeckter Bereich von FCAL und RCAL 18

3.7 Aufbau des Presamplers 19

4.1 Schematische Darstellung des Aufbaus für Messungen mit dem ^{60}Co Präparat 22

4.2 Schematische Darstellung der Auslesekette bei den Untersuchungen mit einem ^{60}Co-Präparat 23

4.3 Antwortsignale der Kacheln einer Presamplerkassette in Abhängigkeit vom Ort bei Anregung mittels eines ^{60}Co-Präparates. 24

4.4 Übersprechen der Kanäle des Photomultipliers 25

4.5 Antwortsignal einer Presamplerkachel mit einem Lichtleck bei Anregung durch ^{60}Co 26

5.1 Schematische Darstellung der Strahloptik des X5-Teststrahls 27
5.2 Der Testaufbau am CERN-SPS 29
5.3 Schematische Darstellung des freistehenden Presampler Prototypen. 30
5.4 Vergleich von Myon- und Elektronsignal. 31
5.5 Versuchsaufbau des Energiescans. 32
5.6 Versuchsaufbau zur Schauergröße. 32
5.7 Versuchsaufbau bei der Winkelstudie 33
5.8 Versuchsaufbau bezüglich der Material-Abhängigkeit der Rückstreuung. . . 33
5.9 Versuchsaufbau mit Rückstreumaterialien in verschiedener Entfernung. . . 34

6.1 Häufigkeitsverteilungen von 25 GeV Elektronen 36
6.2 Häufigkeitsverteilungen der Energiedeposition von 75 GeV Myonen 38
6.3 Qualität der Anpassung bei den Kalibrationen auf MIP für Test 831 und Test 832 41

7.1 Presamplerprototypsignal in Abhängigkeit von der Einschußenergie mit und ohne Rückstreuung. 43
7.2 Skizze zur Rückstreuung bei nicht senkrechten Einschuß von Teilchen . . . 44
7.3 Änderung des Presamplersignals in Abhängigkeit vom Einschußwinkel . . . 44
7.4 Presamplersignal bei zunehmender Aufschauerung des Primärteilchens mit und ohne Rückstreuung 46
7.5 Monte-Carlo-Simulation des Anteils der Rückstreuung am gesamten Presamplersignal 46
7.6 Häufigkeitsverteilungen von 25 GeV Elektronen bei Rückstreuung durch Eisen oder Blei 47
7.7 Presamplersignal in Abhängigkeit von der Distanz zum rückstreuenden Material 48
7.8 Energiespektrum der Rückstreuung 49
7.9 Häufigkeitsverteilung der Differenz zwischen Presamplersignal und Rückstreusignal 51

Kapitel 1

Einleitung

Der Elektron-Proton Speicherring HERA in Hamburg dient der Untersuchung der Struktur von hadronischer Materie durch Elektron-Proton- beziehungsweise Positron-Proton-Kollisionen. Im Jahr 1992 wurde mit dem Betrieb von zwei großen Experimenten, ZEUS und H1, begonnen, inzwischen ist ein weiteres hinzugekommen (HERMES)und ein vierter Detektor (HERA-B) ist im Aufbau befindlich.

Für die physikalische Analyse ist eine präzise Messung der Energie der entstandenen Teilchen von großer Bedeutung. Dazu ist in den ZEUS-Detektor ein hochauflösendes, kompensierendes Uran-Szintillator-Kalorimeter in Schichtbauweise („Sampling"- oder „Sandwich"-Kalorimeter) installiert. Daneben gibt es verschiedene Komponenten zum Verfolgen der Teilchenspuren und weitere Detektoren, die der Energie- und Impulsmessung dienen.

Im Laufe der Jahre sind in den Betriebspausen weitere Komponenten installiert worden die entweder den Akzeptanzbereich des Gesamtdetektors erhöhen oder die Leistungsfähigkeit einer vorhandenen Komponente verbessern. Zu dieser zweiten Gruppe gehört auch der Presampler, welcher in der Betriebspause im Winter 94/95 vor dem *Vorwärts-* (FCAL) und *Rückwärts-Kalorimeter* (RCAL) eingebaut worden ist. Mit seiner Hilfe soll der Energieverlust kompensiert werden, den Teilchen erleiden, wenn sie auf dem Weg vom Wechselwirkungspunkt zum Kalorimeter andere Detektorkomponenten sowie inaktives Material durchqueren müssen.

Die Daten für die vorliegende Untersuchung wurden zu einem Teil bei Teststrahlmessungen am CERN in Genf mit einem Prototypen des Presamplers gewonnen (Abschnitt 5.4), zum anderen wurden sie am ZEUS-Presampler in Hamburg mittels eines ^{60}Co-Präparates gewonnen (Kapitel 4).

Die hier vorgelegte Arbeit stellt zunächst einige theoretische Grundlagen, welche für diese Arbeit von Bedeutung sind dar, dann folgt eine Beschreibung des ZEUS-Detektors und einiger seiner Komponenten. Daran schließt sich eine Beschreibung der Untersuchungen mit dem ^{60}Co-Präparat zur Qualitätsüberwachung des ZEUS-Presamplers und die Darstellung der Ergebnisse an. Das Kapitel 5 beinhaltet eine Beschreibung der Teststrahlumgebung am CERN und der Aufbauten mit dem Presamplerprototypen zur Untersuchung des Ein-

flusses der Rückstreuung auf das Signalverhalten eines Presamplers. Kapitel 6 erläutert das Vorgehen bei der Datenanalyse und enthält eine Fehlerbetrachtung bezüglich der Teststrahlmessungen. Dann folgt in Kapitel 7 die Darstellung der Ergebnisse welche sich aus den Teststrahlmessungen ergeben.

Kapitel 2

Grundlagen zur Physik des Presamplers

2.1 Grundprinzip der Energiemessung

In der Hochenergiephysik wird zur Messung der Energie eines Teilchens diese Energie vollständig oder teilweise in ein elektronisches Signal umgewandelt. Zu diesem Zweck läßt man die hochenergetischen Teilchen auf Materie treffen wobei sie ihre Energie abgeben.

Im ZEUS-Kalorimeter und im ZEUS-Presampler wird die Teilchenenergie aus der Anregung von Szintillatormolekülen bestimmt. Das Szintillationslicht wird durch Photomultiplier in ein elektronisches Signal umgewandelt.

2.2 Energieverlust geladener Teilchen beim Durchqueren von Materie

Geladene Teilchen, die Materie durchqueren, geben ihre Energie über unterschiedliche Prozesse ab. Die Beiträge und die Auswirkungen der im folgenden genannten Prozesse am gesamten Energieverlust hängen stark davon ab, welche Energien die Teilchen haben und ob es sich um leichte Teilchen wie Elektronen und Positronen, oder um schwere Teilchen handelt. Diese Prozesse sind:

- Elastische Stöße mit Kernen, ganzen Atomen oder Elektronen der Atomhülle
- Inelastische Stöße, bei denen aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung mit den Kernen Energieverlust in Form von Bremsstrahlung auftritt
- Inelastische Stöße mit gebundenen Elektronen, welche zu einer Anregung oder Ionisation von Atomen oder Molekülen führen

- Stöße mit Kernen die diese in einen angeregten Zustand versetzen oder Kernreaktionen anderer Art hervorrufen
- Emission von *Čerenkov*-Licht wenn Teilchen beim Durchgang durch Materie eine höhere Geschwindigkeit aufweisen als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium.

2.2.1 Schwere Teilchen

Für schwere Teilchen mit einfacher Ladung bei hoher Geschwindigkeit, d. h. $\frac{v}{c} \geq \alpha Z$ wobei c die Lichtgeschwindigkeit, v die Geschwindigkeit des Teilchens, α die Konstante der elektromagnetischen Wechselwirkung und Z die Ladungszahl der Kerne des Bremsmediums ist, findet der Energieverlust in kleinen Portionen hauptsächlich aufgrund von Ionisationsbremsung statt [MUS88]. Dies trifft auf die im Rahmen dieser Arbeit behandelten hochenergetischen Myonen zu. Die Bahn eines solchen schweren Teilchens verläuft hierbei praktisch geradlinig, weil die Ruhemasse der am Ionisationsprozess beteiligten Elektronen im Verhältnis zur Masse der schweren Teilchen viel geringer ist.

Die Formel von *Bethe* und *Bloch* beschreibt den mittleren Energieverlust durch Ionisation dieser geladenen Teilchen beim Durchgang durch Materie:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A Z}{A} \cdot r_e^2 \cdot \frac{m_e c^2 z^2}{\beta^2} \cdot \left[\frac{1}{2} \cdot ln \left(\frac{2 m_e c^2 \beta^2 T_{max}}{I^2 (1-\beta^2)} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]. \tag{2.1}$$

Mit den verwendeten Größen:

E	: Energie des einfallenden Teilchens $E = \gamma M c^2$
x	: Flächendichte, gemessen in g/cm^2
M	: Masse des einfallenden Teilchens
γ	: $1/\sqrt{1-\beta^2}$
N_A	: Avogadrozahl, 6,022 $\cdot 10^{23} mol^{-1}$
Z	: Kernladungszahl des ionisierten Mediums
A	: Molmasse des ionisierten Mediums in g/mol
r_e	: klassischer Bohrscher Atomradius
m_e	: Elektronenmasse
z	: Ladungszahl des einfallenden Teilchens
β	: v/c
I	: Mittleres effektives Ionisationspotential
δ	: Korrektur auf Dichteeffekt

Die Größe T_{max} ist dabei der maximale Energieübertrag auf ein einzelnes Elektron in einem Stoßprozeß. Es gilt für ein Teilchen mit der Masse M und dem Impuls $M\beta\gamma$:

$$T_{max} = \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \tag{2.2}$$

In Abbildung 2.1 ist der Verlauf von Funktion 2.1 dargestellt für den Energieverlust geladener Teilchen in Kohlenstoff (durchgezogene Kurve). Von kleinen zu großen Teilchenenergien ist ein starker Abfall des Energieverlustes etwa wie $1/\beta$ zu beobachten.

Nach Durchlaufen eines Minimums bei $\beta\gamma = 3,5$ steigt der Energieverlust mit zunehmender Teilchenenergie logarithmisch an. Dieser Anstieg wird durch den Dichteeffekt, welcher durch die Polarisation des Bremsmediums entsteht, begrenzt.

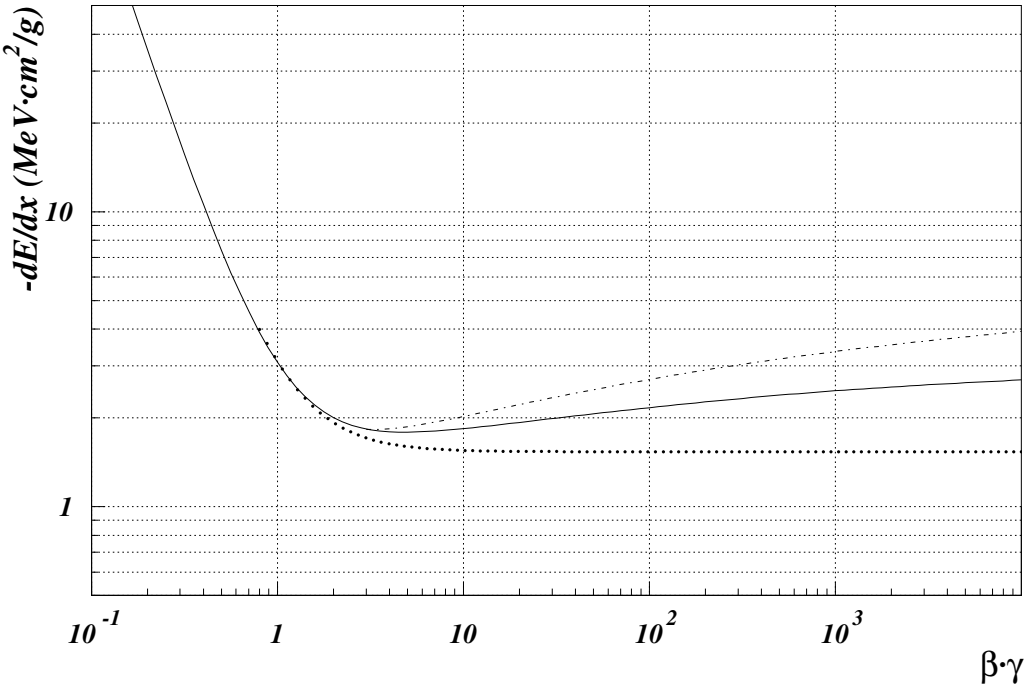

Abbildung 2.1: *Energieverlust schwerer geladener Teilchen beim Durchgang durch Kohlenstoff. Die durchgezogene Kurve stellt den gesamten Energieverlust dar, die gestrichpunktete Linie ist der Energieverlust ohne Dichteeffekt und die gepunktete Linie der Energieverlust in einer dünnen Schicht* [NOW96].

2.2.2 Leichte Teilchen

Der Energieverlust durch Ionisation von Elektronen und Positronen wird durch eine leicht modifizierte Funktion 2.1 beschrieben. Man findet, daß oberhalb eines Teilchenimpulses von 1 GeV/c der Energieverlust durch Ionisation für leichte und schwere Teilchen praktisch gleich sind.

Allerdings ist der Beitrag der Ionisation am Gesamtenergieverlust von leichten Teilchen zu vernachlässigen, wenn sich diese mit relativistischer Geschwindigkeit bewegen. Der dominierende Effekt ist dann der Energieverlust durch Bremsstrahlung. Wegen der geringen Ruhemasse von Elektronen und Positronen kommt es bei einzelnen Stößen zu großen

Änderungen des Impulses, sowohl was die Richtung als auch was den Betrag betrifft. Als Folge davon ist die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung von Bremsstrahlung sehr viel größer als bei schweren Teilchen [MUS88].

Ein Elektron oder Positron sendet im Bremsstrahlungsprozeß wegen der Impulsänderung durch die Wechselwirkung mit Materie ein Photon aus und gibt somit Energie ab. Dieser Prozeß kann nur im Feld eines geladenen Teilchens stattfinden, auf welches Energie und Impuls übertragen werden muß, damit Energie- und Impulserhaltung nicht verletzt werden.

Das Spektrum der Bremsstrahlung ist kontinuierlich beginnt bei $E_\gamma = 0$ und endet bei der Elektronenenergie E_e. In Abbildung 2.2 ist ein Bremsstrahlungsspektrum von Elektronen in Blei mit verschiedenen Energien als Beispiel dargestellt.

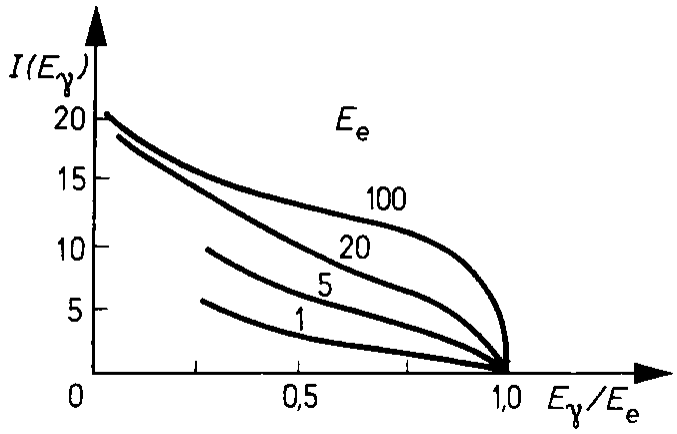

Abbildung 2.2: *Intensitätsverteilung im Bremsstrahlungsspektrum von Blei bei E_e = 1,5,20 und 100 GeV .* [MUS88]

Für den Energieverlust durch Bremsstrahlung eines sich mit relativistischer Geschwindigkeit bewegenden Elektrons gilt:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} \approx \frac{E}{X_0} \tag{2.3}$$

Das X_0 ist dabei die materialspezifische Strahlungslänge, die angibt nach welcher Wegstrecke die Anfangsenergie des Teilchens auf $1/e$ abgesunken ist. Sie ist näherungsweise gegeben durch:

$$X_0^{-1} = 4\alpha^3 Z(Z+1)\left(\frac{\hbar c}{m_e c^2}\right)^2 \frac{N_A}{A} \ln\left(\frac{184}{Z^{1/3}}\right) \tag{2.4}$$

Der gesamte Energieverlust von leichten Teilchen ist die Summe aus dem Ionisationsverlust 2.1 und dem Bremsstrahlungsverlust 2.3. Der Verlauf sowohl der beiden Anteile als auch der des gesamten Energieverlusts ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Das Beispiel zeigt

den Energieverlust von Elektronen in Blei und Wasser. Der Verlauf des gesamten Energieverlusts wird bei niedriger Energie von Ionisationsverlusten bestimmt, er durchläuft dann ein ausgeprägtes Minimum und steigt schließlich mit wachsenden Bremsstrahlungsverlusten wieder stark an. Bei der sogenannten kritischen Energie E_c sind Ionisations- und Bremsstrahlungsverluste gleich groß. Ist die Teilchenenergie deutlich größer als die kritische Energie dann dominiert der Energieverlust durch Bremsstrahlung. Für die kritische Energie gilt näherungsweise:

$$E_c \approx \frac{580}{Z} MeV \tag{2.5}$$

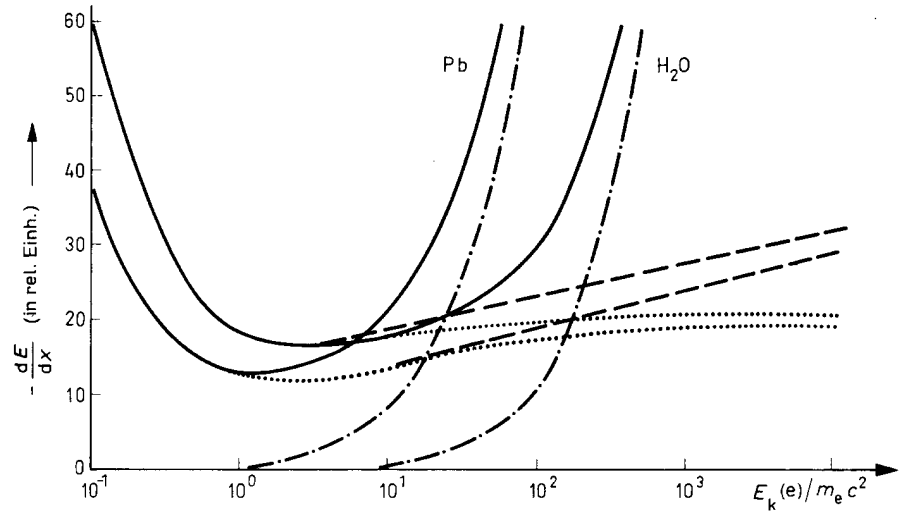

Abbildung 2.3: *Spezifischer Energieverlust von Elektronen in Wasser und Blei durch Ionisation und Bremsstrahlung. Gesamtverluste: Durchgezogene Linien. Ionisationsverluste: Gestrichelte Linien (ohne Dichteeffekt) und gepunktete Linien (mit Dichteeffekt). Strahlungsverluste: Gestrichpunktete Linien.* [MUS88]

2.3 Definition eines MIP

Für alle einfach geladenen Teilchen ist der minimale spezifische Energieverlust in einem gegebenen Material annähernd gleich groß. Ein hypothetisches einfach geladenes Teilchen, dessen Energieverlust in Materie minimal ist, wird daher als MIP (*minimal ionizing particle*) bezeichnet.

Der Energieverlust durch Ionisation in Abhängigkeit von der Teilchenenergie steigt nach Durchlaufen des Minimums bei wachsender Teilchenenergie langsam an wieder (siehe Abbildung 2.3 durchgezogene Linie). Dieser Anstieg resultiert zum großen Teil aus Prozessen, bei denen auf gebundene Elektronen sehr viel Energie übertragen wird. Diese Elektronen werden dann zu freien Elektronen und können bei einem dünnen Absorber wie den Presamplerkacheln diesen ohne weitere Wechselwirkung verlassen. Das bedeutet, daß der

Energieverlust der primären Teilchens größer als die Energiedeposition in dem dünnen Absorber ist. Als Folge davon bleibt die Energiedeposition in einem dünnen Absorber trotz ansteigender Einschußenergie praktisch konstant, dies veranschaulicht die gepunktete Linie in Abbildung 2.1.

Für den vorliegenden Fall verhalten sich alle Teilchen ab einer bestimmten Energie wie MIP's. Für Elektronen, Positronen und Myonen gilt das oberhalb von 2 MeV und bei Hadronen trifft es im Energiebereich von 1 bis 100 GeV zu.

2.4 Elektromagnetische Schauer

Elektronen und Positronen mit hoher Energie ($E \gg E_{krit}$) geben ihre Energie vor allem in Form von Bremsstrahlung ab (vergl. 2.2.2). Ist die Energie der enstehenden Photonen größer als die doppelte Ruhemasse eines Elektrons (511 KeV) so kann es zur Paarbildung, d.h. dem Entstehen eines Elektron-Positron-Paares, kommen. Ebenso wie die Bremsstrahlung kann auch Paarbildung aus Energie- und Impulserhaltungsgründen nur im Feld eines geladenen Teilchens stattfinden.

Die bei der Paarerzeugung entstandenen Elektronen und Positronen erzeugen, wenn die Energie der Sekundärteilchen ausreicht, weitere Bremsstrahlungsquanten. Diese können ihrerseits neue Paare bilden, so daß es zu einem lawinenartigen Anwachsen der Teilchenzahl kommt. Man spricht dann von einem *elektromagnetischen Schauer*. Die Vervielfachung hält an, solange der Energieverlust durch Bremsstrahlung den Ionisationsverlust überwiegt und die Energie der Bremsstrahlungsquanten zur Paarbildung ausreicht.

Die Multiplizität der Teilchen in einem elektromagnetischen Schauer hängt davon ab, wie das Verhältnis von Einschußenergie der Primärteilchen E_0 zur *kritischen Energie* E_{krit} des Materials ist [MUS88][PHYS96]. Die *kritische Energie* eines Materials ist diejenige Energie, bei der Ionisations- und Strahlungverluste gleich groß sind.

Für die maximale Anzahl an Schauerteilchen N_{max} in einem bestimmten Material gilt näherungsweise:

$$N_{max} \approx \frac{0,31}{\sqrt{\ln(E_0/E_{krit})} - 0,25} \cdot \frac{E_0}{E_{krit}} \tag{2.6}$$

Weiterhin gilt für die Materialtiefe x_{max}, bei welcher diese maximale Schauergröße erreicht ist:

$$x_{max} = X_0(\ln(E_0/E_{krit}) + C_j) \quad \text{mit} \quad C_j = \begin{cases} C_{elektron} & = & -0,5 \\ C_\gamma & = & +0,5 \end{cases} \tag{2.7}$$

Der Parameter C_j unterscheidet danach, ob der Schauer von einem Elektron/Positron oder einem Photon ausgelöst wurde. E_0 ist die Einschußenergie des Teilchens und E_{krit} die materialabhängige kritische Energie.

Die kritische Energie eines Materials ist abhängig von dessen Ordnungszahl. Mit steigender Ordnungszahl nimmt die kritische Energie ab. Das bedeutet, in einem Material mit höherer Ordnungszahl prägt sich ein Schauer mit größerer Teilchenzahl aus. Dies wird deutlich in Abbildung 2.4. Dort ist ein longitudinales Profil der Energiedeposition eines durch Elektronen ausgelösten elektromagnetischen Schauers dargestellt. Die Energiedeposition ist normiert auf die Einschußenergie (30 GeV) und die Materialtiefe ist in Einheiten der Strahlungslänge angegeben.

Die Grafik 2.4 zeigt Schauerprofile für Eisen und Aluminium, wobei die Größe dE/dt die in der Absorbertiefe t in eine Absorberdicke von $1/2\ X_0$ deponierte Energie ist. Die Schauerprofile wurden mit folgender Gleichung erstellt [PHYS96]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0\, b\, \frac{(bt)^{a-1}\, e^{-bt}}{\Gamma(a)} \tag{2.8}$$

Für die Größen a und b in Gleichung 2.8 gilt: $(a-1)/b = X_0(\ln(E_0/E_{krit} + C_j)$ und t ist die Tiefe im Material in Einheiten der Strahlungslänge.

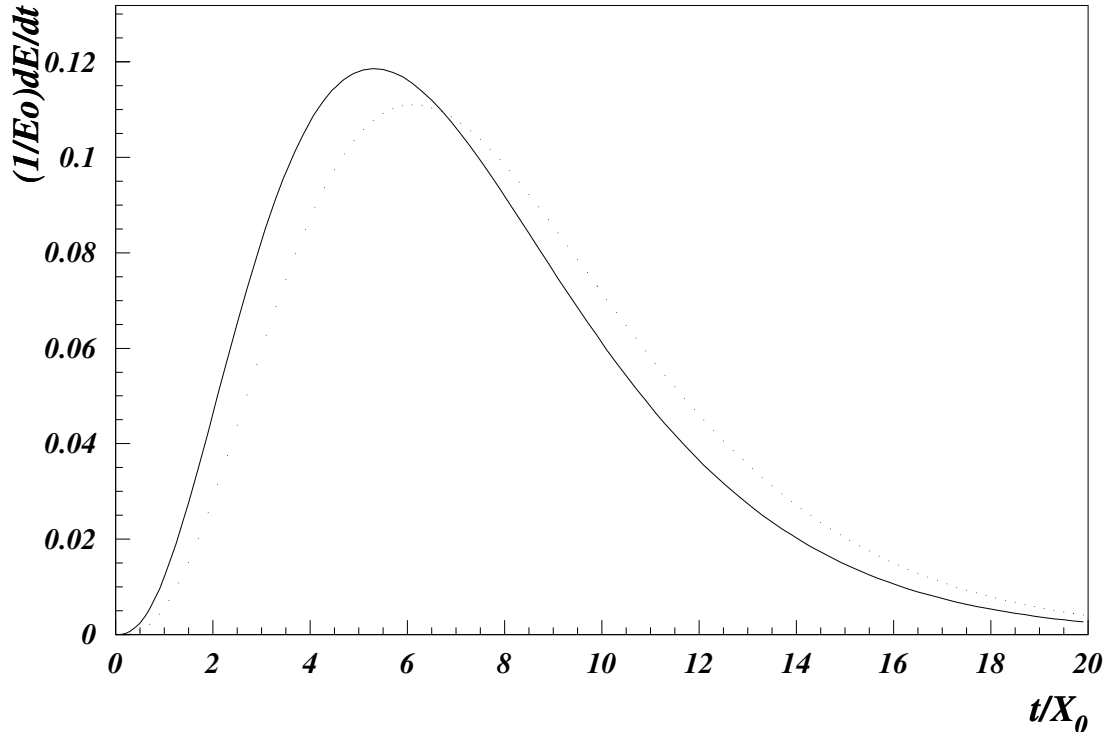

Abbildung 2.4: *Longitudinales Profil der Energiedeposition eines elektromagnetischen Schauers in Eisen (gepunktete) und Aluminium (durchgezogen), aufgetragen gegen die im Material zurückgelegte Wegstrecke in Einheiten der Strahlungslänge. Die Energie der primären Elektronen ist 30 GeV.* [NOW96]

Betrachtet man die Energiedeposition in einem Absorber durch einen elektromagnetischen Schauer, so vollzieht sich der Energieverlust bis zur kritischen Energie vorwiegend durch Bremsstrahlung (Abschnitt 2.2.2). Dabei entstehen hauptsächlich Photonen und es wird nur wenig Energie im Absorber deponiert. Unterhalb der kritischen Energie dominiert der Ionisationsverlust mit der entsprechenden Energiedeposition.

Material	Z	$X_0/\frac{g}{cm^2}$	E_{krit}/MeV
Wasserstoff	1	58,0	340
Helium	2	85,0	220
Aluminium	13	24,01	47
Eisen	26	13,84	24
Blei	82	6,37	6,9

Tabelle 2.1: *Kernladungszahl, Strahlungslänge und kritische Energie für einige Materialien. Quelle:* [MUS88]

2.5 Rückstreuung

Tritt ein hochenergetisches Teilchen in einen Absorber ein, dann kommt es dazu, daß durch verschiedene Prozesse ein kleiner Teil der entstehenden Schauerteilchen den Absorber entgegen der ursprünglichen Strahlrichtung wieder verläßt [LEO87]. Dies gilt im wesentlichen für Elektronen und Positronen, denn bei diesen beginnt die Ausbildung eines Schauers unmittelbar nach dem Eintritt in einen Absorber. Hadronische Schauer beginnen erst in größerer Tiefe. Myonen bilden keine Schauer aus.

Die möglichen Prozesse, bei denen Teilchen oder Photonen entgegen der Strahlrichtung aus dem Material entkommen sind:

- Mehrfache Coulomb-Streuung von Elektronen des Schauers an Hüllenelektronen des Absorbers, führt u.a. zu Elektronen, die sich entgegen der Einschußrichtung bewegen und γ-Quanten durch Bremsstrahlung erzeugen,
- Compton-Streuung von Bremsstrahlungsquanten an quasifreien Hüllenelektronen des Absorbers kann auch zu Rückstreuung führen,
- Elektron-Positron-Annihilation produziert γ-Quanten ohne Vorzugsrichtung.

Diese Effekte werden als Rückstreuung (Backscattering) bezeichnet. Die Untersuchung der Auswirkungen auf das Signalverhalten eines Presamplers ist eine der Kernfragen der hier vorgelegten Arbeit.

Die Rückstreuung wird als „Schmutzeffekt“ betrachtet welcher die Qualität der Daten verschlechtert. Der Einfluß der Rückstreuung auf das Presamplersignal wurde bisher aus

dem Vergleich von Elektronen- zu Myonen-Signal am ZEUS-Presamplerprototyp [NOW96] oder mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen [ZEUS95-126] ermittelt. Die Monte-Carlo-Simulationen gaben unter anderem Aufschluß darüber aus welcher Materialtiefe rückgestreute Teilchen den Presampler erreichen und welchen Anteil an der gesamten Rückstreuung die einzelnen Prozesse haben.

Abbildung 2.5 zeigt ein Ergebnis der Monte-Carlo-Studien. Dargestellt ist für die Prozesse Bremsstrahlung, Annihilation und Compton-Streuung die Tiefe im Rückstreumaterial in der Photonen entstehen, welche den Presampler von hinten erreichen. Die maximale Tiefe aus der rückgestreute Teilchen, die in einem der betrachteten Prozesse entstanden sind, beträgt etwa 10 cm oder 8 Strahlungslängen.

Der Anteil der unterschiedlichen Prozesse an der gesamten Rückstreuung ist für alle Strahlenergien etwa gleich und verteilt sich wie folgt:

$$Bremsstrahlung : Annihilation : Compton - Streuung \cong 15 : 3 : 1$$

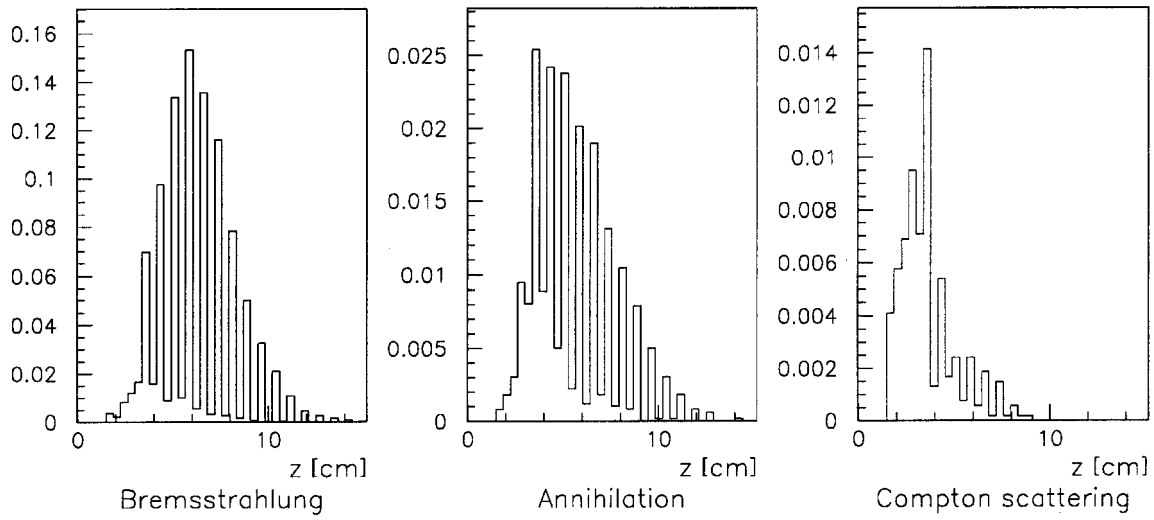

Abbildung 2.5: *Monte-Carlo-Simulation zur Tiefe im Material, in welcher rückgestreute Photonen entstehen für die verschiedenen Prozesse. Die Histogramme sind normiert auf den Anteil der rückgestreuten Photonen, welche in dem betrachteten Prozeß entstanden sind [ZEUS95-126]. Die geometrische Anordnung des Presamplers und des rückstreuenden Materials wird im folgenden Kapitel beschrieben.*

Kapitel 3

Der Presampler für das ZEUS-F/RCAL

3.1 Der ZEUS-Detektor

Das ZEUS-Experiment ist eines von vier am Speichering HERA stattfindenden Experimenten . Der ZEUS-Detektor, neben dem H1-Detektor, einer von zwei Universaldetektoren zur Untersuchung der inelastischen ep-Streuung. Die beiden anderen Detektoren (HERMES und HERA-B) sind Experimente mit einem „fixed Target “.

Die Energie der Teilchen im Speicherring beträgt für Elektronen beziehungsweise Positronen 27,5 GeV und für Protonen 820 GeV. Dieser Unterschied in den Teilchenimpulsen hat zur Folge, daß sich das Schwerpunktsystem der beiden Teilchen in Richtung des Impulses der Protonen bewegt, und zwar mit $\beta_{Lorentz} = 0,94$. Diese Richtung wird als Vorwärtsrichtung bezeichnet . Der Detektor ist aus diesem Grund unsymmetrisch aufgebaut. Wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist, sind die Komponenten in Vorwärtsrichtung wegen der hier zu erwartenden höheren Teilchenenergien massereicher ausgelegt.

Als Herzstück des Detektors kann man das hochauflösende, hermetisch den Wechselwirkungspunkt umschließende, Uran-Kalorimeter betrachten. Um den nominalen Wechselwirkungspunkt herum befinden sich verschiedene Spurdetektoren sowie eine supraleitende Spule. Im äußeren Bereich hinter dem Kalorimeter sind die Detektoren zum Nachweis von Myonen installiert.

In [ZEUS88], [ZEUS90] und [ZEUS93] findet man eine detailliertere Beschreibung der Detektorkomponenten. Auf das Kalorimeter und den Presampler wird in den folgenden Abschnitten näher eingegangen.

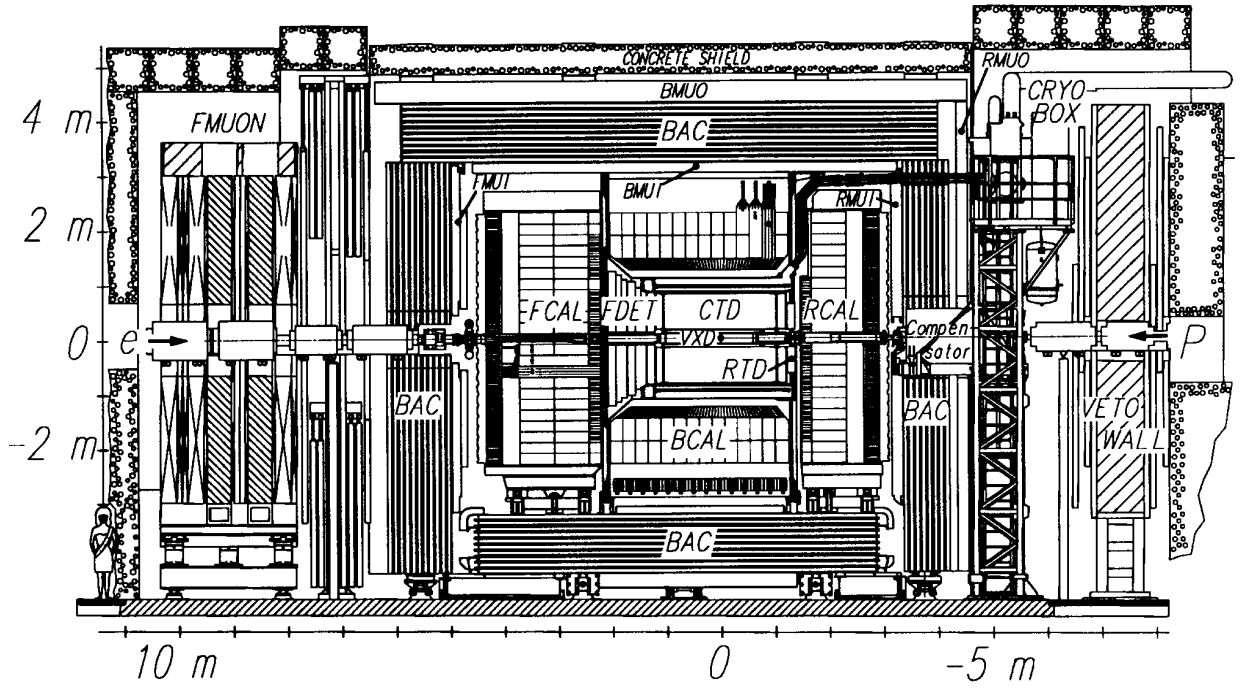

Abbildung 3.1: *Übersicht des ZEUS-Detektors. Schnitt entlang der Strahlachse.*

3.2 Das ZEUS-Uran-Szintillator-Kalorimeter

Die Hauptaufgabe des Kalorimeters ist es, die Energie der Teilchen oder Teilchenjets zu messen. Zudem wird noch der Ort des Eintritts in das Kaloriemeter bestimmt. Das Kaloriemeter besteht aus drei Teilen, die nach ihren Positionen benannt worden sind. Dem *Vorderen Kalorimeter* (FCAL) und dem *Rückwärtigen Kalorimeter* (RCAL), sowie dem zylindrisch angeordneten *Zylinder Kalorimeter* (BCAL). Es ist ein Sampling-Kalorimeter in Schichtbauweise, wobei im Inneren 3,3 *mm* dicke Platten aus abgereichertem Uran als Absorber dienen und 2,6 *mm* starke Schichten Szintillatormaterial als Auslesemedium.

Die Gesamtkonstruktion des Kalorimeters ist so ausgelegt worden, daß folgende Eigenschaften realisiert sind :

- Es werden 99,8 % des Raumwinkels um den Wechselwirkungspunkt vom Kalorimeter abgedeckt.
- Das Kalorimeter arbeitet kompensierend, d.h. für Elektronen und Hadronen gleicher Energie wird ein gleich großes Signal erzeugt.
- Die Energieauflösung beträgt für Hadronen und Jets $\sigma(E) = 35\ \%/\sqrt{E}$ und für Elektronen $\sigma(E) = 18\ \%/\sqrt{E}$.
- Die Winkelauflösung für Jets ist besser als 10 *mrad* .
- Separation von Hadronen und Elektronen.

Die Winkelauflösung wurde durch einen modularen Aufbau realisiert. Ein solches Modul ist in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt. Man sieht, daß es aus einzelnen sogenannten Türmen aufgebaut ist welche es vertikal unterteilen. Daraus ergibt sich eine Granularität von 20 cm^2.

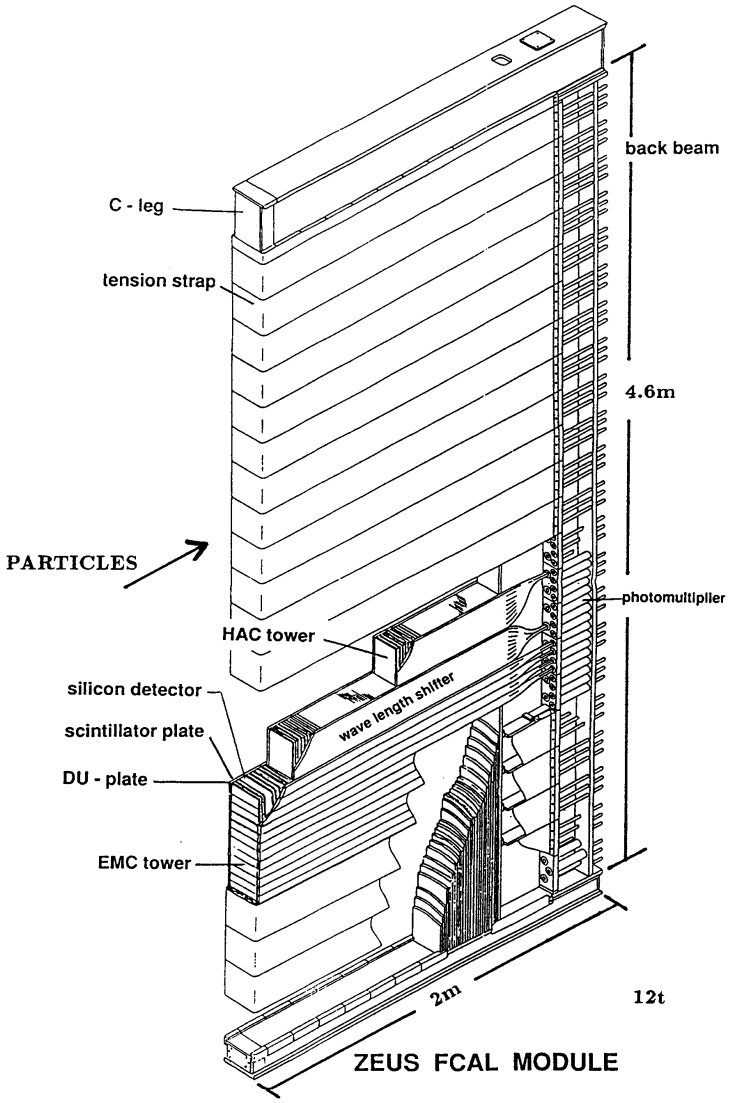

Abbildung 3.2: *FCAL-Modul in schematischer Darstellung*

Longitudinal sind die Türme in elektromagnetische Sektionen und hadronische Sektionen unterteilt. Die elektromagnetischen Sektionen sind 25 Strahlungslängen tief, so daß in ihnen Elektronen vollständig aufschauern. Die hadronischen Sektionen im FCAL und RCAL haben eine Tiefe von 3 hadronischen Wechselwirkungslängen, die im BCAL sind 2 hadronische Wechselwirkungslängen tief. Die Auslesetürme von FCAL und BCAL beinhalten eine elektromagnetische und zwei hadronische Sektionen, wogegen das RCAL aus einer elektromagnetischen und einer hadronischen Sektion besteht. Die elektromagnetischen Sektionen sind zudem horizontal in Segmente unterteilt, um die geforderte Granularität zu erreichen. Beim FCAL sind diese Segmente 5 cm hoch und beim RCAL haben sie eine Höhe von 10 cm.

3.3 Der ZEUS-Presampler

3.3.1 Aufgabe des Presamplers

Mit Hilfe der Information, welche der Presampler im ZEUS-Detektor liefert, soll die Genauigkeit der Energiemessung des Kalorimeters verbessert werden. Daneben wäre es möglich, ihn zur Separation von Elektronen und Hadronen zu verwenden.

Zwischen Kalorimeteroberfläche und dem Wechselwirkungspunkt befinden sich verschiedene Detektorkomponenten sowie deren Halterungen und Versorgungsleitungen. Dieses Material trägt nicht zur Kalorimeterinformation bei und wird deshalb als inaktives Material bezeichnet. Im wesentlichen besteht das inaktive Material aus Aluminium, daneben findet man auch Kupfer, verschiedene Kunststoffe und verschiedene weitere Materialien in einer Dicke zwischen ca. 1,0 und 4,3 elektromagnetischen Strahlungslängen.

Abbildung 3.3 zeigt die Menge inaktiver Materie zwischen Wechselwirkungspunkt und der Kalorimeteroberfläche in Abhängigkeit vom Polarwinkel, in Einheiten von elektromagnetischen Strahlungslängen. Die einzelnen Bereiche des Kalorimeters (FCAL, BCAL und RCAL) sind durch senkrechte Linien gekennzeichnet. Man sieht, daß die Menge der inaktiven Materie im Bereich von RCAL und FCAL stark fluktuiert.

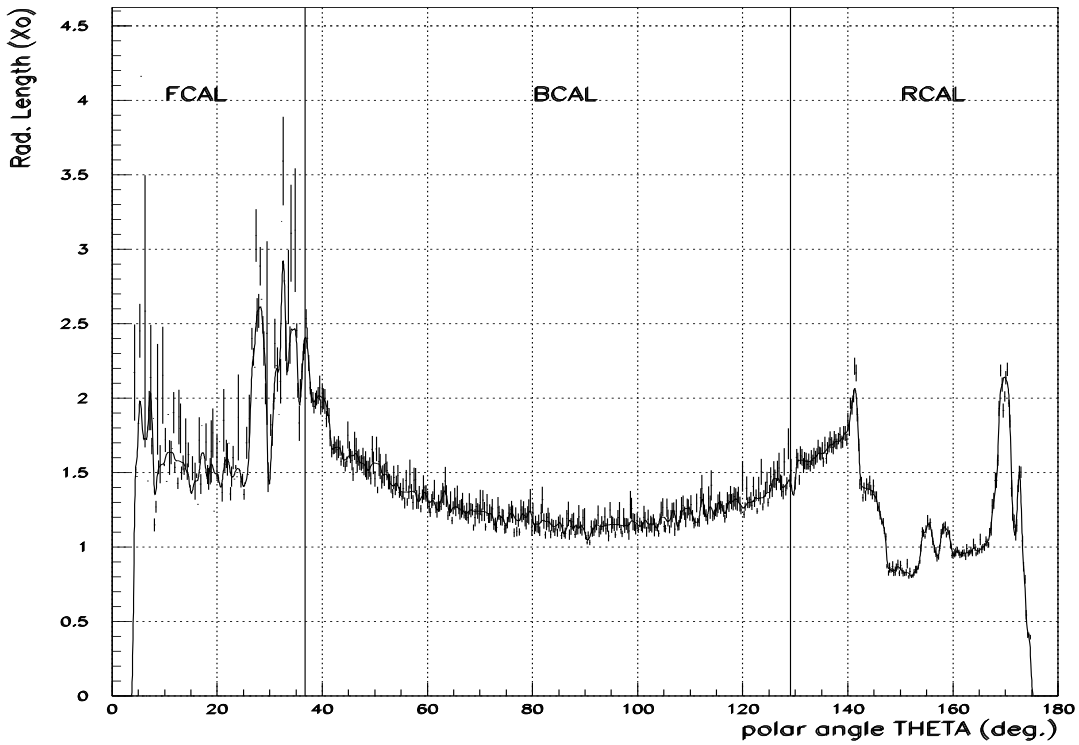

Abbildung 3.3: *Dicke der inaktiven Materie (gemessen in Strahlungslängen) in Abhängigkeit des Polarwinkels.*

Dieses inaktive Material müssen Teilchen, die am Wechselwirkungspunkt entstanden sind durchqueren, wobei sie aufschauern und Energie verlieren. Dies führt dazu, daß im Kalorimeter weniger Energie gemessen wird als das Teilchen ursprünglich hatte. Der Presampler soll eine Korrektur dieser Energiemessung leisten.

3.3.2 Energiekorrekturverfahren

Der ZEUS-Presampler mißt die Multiplizität der geladenen Teilchen eines elektromagnetischen oder hadronischen Schauers, welcher von einem Primärteilchen beim Durchgang durch inaktives Material ausgelöst worden ist. Jedes geladene Schauerteilchen hinterläßt im Presampler näherungsweise die gleiche Energie (siehe Abschnitt 2.3). Das bedeutet, daß die insgesamt im Presampler deponierte Energie proportional zur Zahl der Schauerteilchen ist.

Die Multiplizität eines Teilchenschauers wächst mit der Menge des inaktiven Materials das durchquert wurde, in gleichem Maß nimmt der Energieverlust zu. Die Abbildung 3.4 zeigt dies am Beispiel von Elektronen mit einer Energie von 25 GeV, die durch Aluminium aufgeschauert werden (0-4 X0). Mit wachsender Menge an inaktiver Materie nimmt das Signal des Kalorimeters ab, während die im Presampler deponierte Energie ansteigt. Dabei kommt es zu einer Erhöhung der Fluktuation bei der Energiedeposition, was sich in der Verbreiterung der Verteilungen wiederspiegelt.

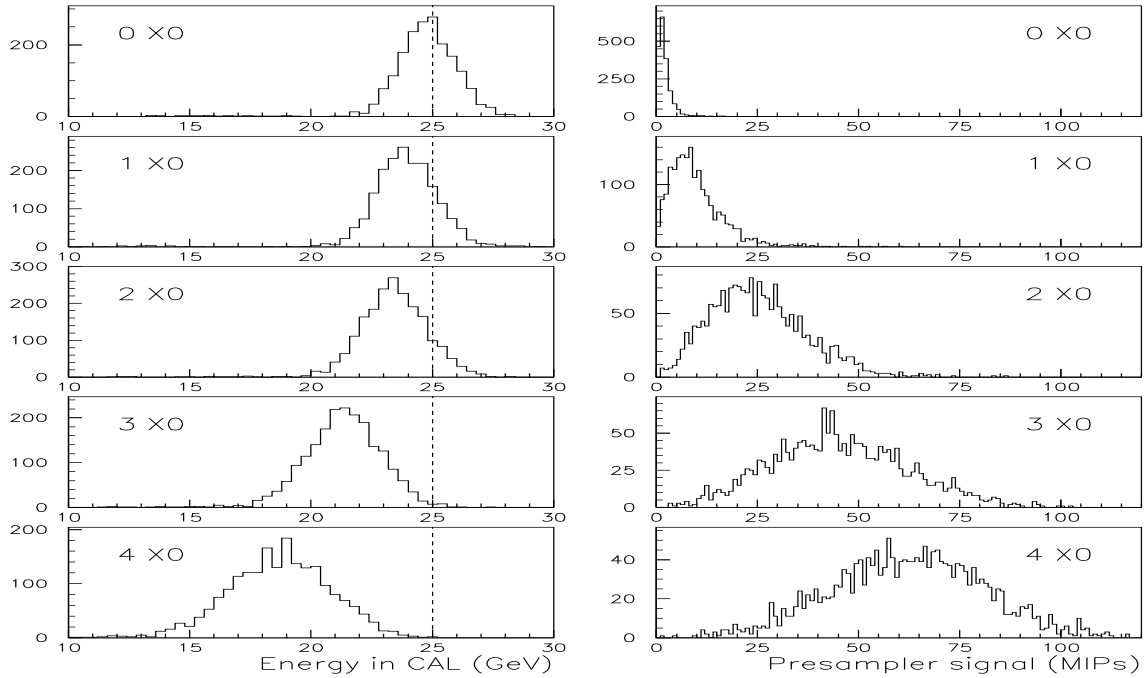

Abbildung 3.4: *Verteilungen der Energiedeposition im Kalorimeterprototypen und im Presamplerprototypen von Elektronen mit einer Energie von 25 GeV bei Aufschauerung durch 0 bis 4 X_0 Aluminium.* [BAM96]

In Abbildung 3.5 sind die Energiedepositionen im Kalorimeterprototypen und im Presamplerprototypen ereignisweise gegeneinander aufgetragen; man kann erkennen, daß beide stark korreliert sind. Die obere Hälfte der Graphik zeigt Datensätze, die mit ein beziehungsweise zwei Strahlungslängen inaktivem Material erhalten wurden und in der unteren Hälfte waren es drei und vier Strahlungslängen, der Teststrahl enthielt Elektronen mit einer Energie von 25 GeV.

Abbildung 3.5: *Korrelation zwischen den Energiedepositionen im FCAL-Prototyp und im Presamplerprototyp. Diese Messungen sind mit 25 GeV Elektronen und inaktiven Material (Aluminium) zwischen ein und vier Strahlungslängen durchgeführt worden. Die Gerade stellt eine Anpassung der Funktion 3.1 an die Daten dar.* [BAM96]

Die Antikorrelation zwischen der vom Presampler und der vom Kalorimeter gemessenen Energie läßt sich folgendermaßen parametrisieren:

$$E_{Kal} = a_0 + a_1 E_{Pres} \tag{3.1}$$

Man entwickelt die Parameter a_0 und a_1 nach einer Abhängigkeit von der Einschußenergie und der Menge inaktiven Materials zwischen Wechselwirkungspunkt und Kalorimeter. Für die praktische Arbeit mit dem Presampler benötigt man einen Satz von Korrekturparametern a_i die nicht von der im Kalorimeter gemessenen Energie E_{Kal} abhängen. Experimentell hat sich gezeigt, daß die a_i sich als lineare Funkion der Strahlenergie ausdrücken lassen: $a_i = \alpha_i + \beta_i E_{Strahl}$.

Damit findet man für die korrigierte Kalorimeterenergie E_0 folgenden Zusammenhang:

$$E_0 = \frac{E_{Kal} - \alpha_0 - \alpha_1 E_{Pres}}{\beta_0 + \beta_1 E_{Pres}} \tag{3.2}$$

Die Verteilung des inaktiven Materials wie sie in Abbildung 3.3 gezeigt wird ist nicht exakt bekannt (Abbildung 3.3 ist das Ergebnis einer Simulationsrechnung). Es wäre unmöglich, jede einzelne Struktur und jedes Kabel genau zu kennen. Aus diesem Grund wurde das Verhalten des Presamplers bei unterschiedlichen Mengen inaktiven Materials in mehreren Tests am CERN-SPS untersucht. Aus den Testdaten, die mit den dort aufgebauten Prototypen des Kalorimeters und des Presamplers gewonnen wurden, ergab sich ein Satz von Parametern zur Korrektur der Kalorimeterenergie. Dieser Parametersatz macht eine Korrektur ohne Kenntnis der Materieverteilung möglich. Mit der Ermittlung dieses Datensatzes beschäftigen sich eingehend [BOR95], [HOR97] sowie [OSS96].

3.3.3 Aufbau des ZEUS-Presamplers

Der ZEUS-Presampler besteht aus 578 Szintillatorplatten mit einer Dicke von 5 *mm* und einer Fläche von 203 x 198 mm^2. Die Fläche ist so gewählt, daß sie der der Kalorimetertürme entspricht. Als Szintillatormaterial wurde *SCSN38* verwendet, welches von der Firma Kuraray hergestellt wird. Die Platten sind, um eine Verbesserung der Lichtausbeute zu erreichen, in *Tyvek* vom Typ *Q173-D* gehüllt. In horizontaler Richtung sind, je nach Breite, bis zu maximal zehn Platten in einer Reihe in Kassetten aus 0,4 *mm* starkem Edelstahl angeordnet. Diese Kassetten sind auf insgesamt vier 2 *mm* starke Aluminiumplatten geklebt, so daß der Presampler im Vorwärts- und Rückwärtsbereich jeweils aus zwei Hälften besteht.

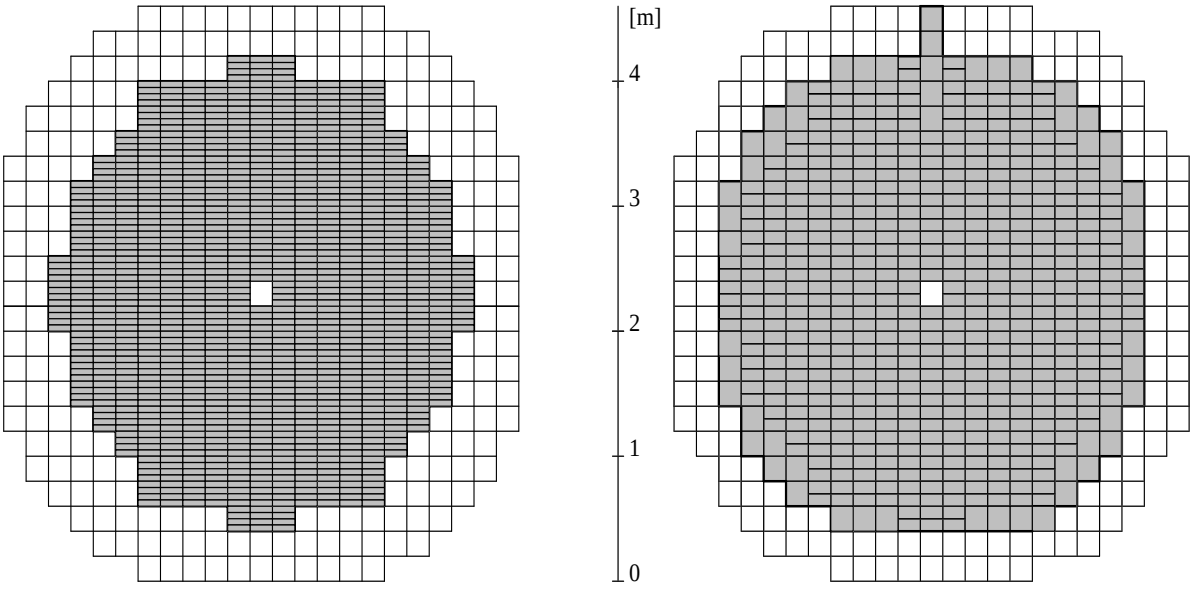

Abbildung 3.6: *Der vom ZEUS-Presampler abgedeckte Bereich von FCAL (links) und RCAL (rechts).*

In Abbildung 3.6 ist der vom Presampler abgedeckte Bereich von RCAL und FCAL grau dargestellt. Er entspricht den Teilen von RCAL und FCAL die nicht durch das BCAL abgeschattet werden. Die Position der Platten ist mit der Position der Kalorimetertürme korreliert, weil die Korrektur der Energiemessung über die einem Turm zuzuordnende Presamplerkachel erfolgt.

Die Szintillatorkacheln sind in den Kassetten nicht ganz parallel zum Kalorimeter angeordnet, durch einen Abstandhalter aus Rohacel werden sie in einer leicht zum Strahlrohr hin geneigten Position gehalten. Dadurch ist es möglich die zur Lichtauslese notwendigen Lichtleitfasern knickfrei hinter den benachbarten Kacheln nach außen zu führen wie Abbildung 3.7 zeigt.

In jede Kachel sind jeweils sechs Auslesefasern in eingearbeitete parallele Nuten eingeklebt worden. Die Fasern sind 230 *mm* lang und sind mit dem Wellenlängenschiebermaterial *Y11* dotiert. An das Ende dieser Fasern sind Lichtleitfasern geklebt, welche zu den Photomultipliern führen. Die Klebeverbindungen sind durch eine Metallhülse verstärkt worden.

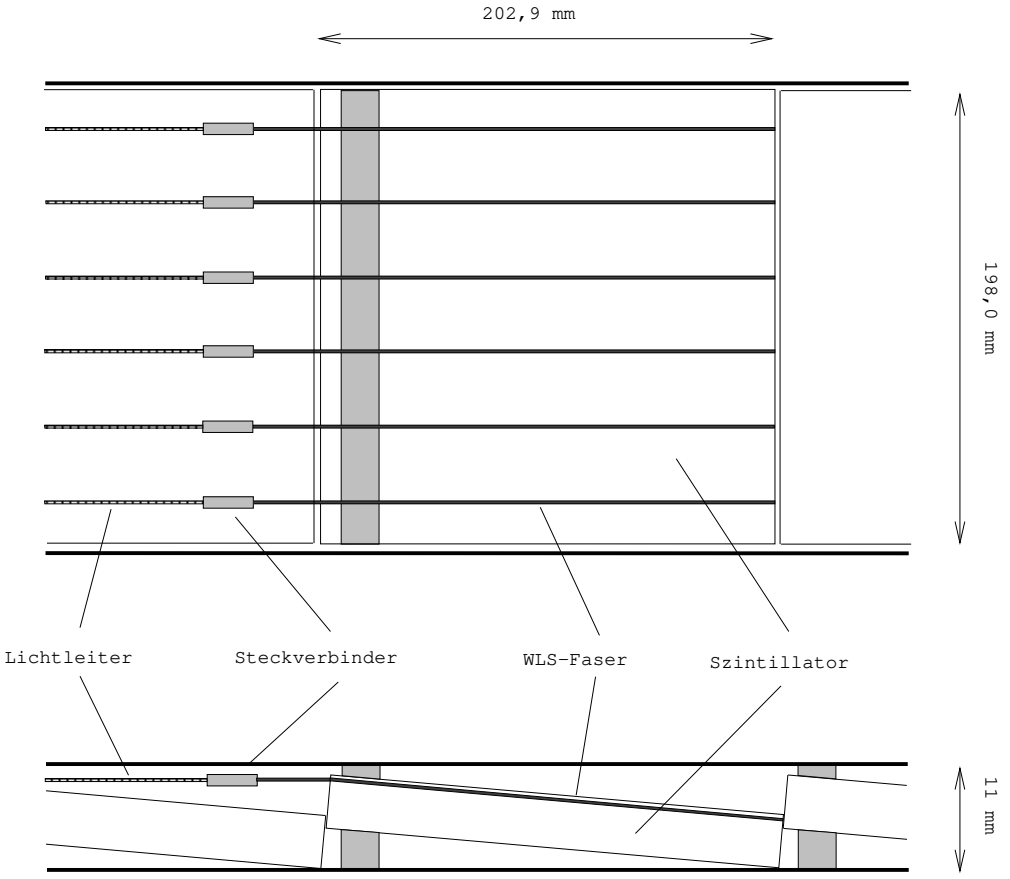

Abbildung 3.7: *Aufbau des Presamplers.*

Die Auslese erfolgt mit Multikanalphotomultipliern vom Typ *R4760* des Herstellers *Hamamatsu*, die jeweils sechzehn Kanäle haben. Die sich an die Photomultiplier anschließende Ausleselektronik gleicht der des Kalorimeters. Die Bedingung für das Einstellen der Hochspannung an den Photomultipliern ist, daß 1 MIP mindestens eine Ladung von

0.8 pC erzeugt. Eine detailliertere Beschreibung des Aufbaus des Presamplers und der Ausleseelektronik findet sich in [HOR97].

Kapitel 4

Untersuchungen am ZEUS-Presampler mit einem punktförmigen ^{60}Co-Präparat

4.1 Motivation

Nach dem Einbau des Presamplers in den ZEUS-Detektor im Jahr 1994/95 werden regelmäßig Untersuchungen mit einem punktförmigen, beweglichen ^{60}Co-Präparat durchgeführt. Ausführliche Beschreibungen der ^{60}Co Methode findet man in [BOH98] und [BEH92]. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind sowohl zu Kalibrationszwecken als auch für eine Langzeitüberwachung des Presamplers zu nutzen.

Durch die Anregung jeder einzelnen Presamplerkachel mit dem radioaktiven Präparat bekommt man eine relative Kalibration der Kacheln untereinander. Es bietet sich, an diese Relativkalibration zum Vergleich mit der eigentlichen Kalibration, welche mit Myonen oder Hadronen durchgeführt wird, heranzuziehen. Presamplerkacheln die eine zu geringe Statistik an Myonen oder Hadronen aufweisen, können unter Benutzung der mit ^{60}Co gewonnenen Relativkalibration, kalibriert werden. Die Abstimmung der Hochspannung an den Photomultipliern wurde ebenfalls an Hand der durch die ^{60}Co-Messungen gewonnenen Daten vorgenommen.

Die jährlichen ^{60}Co-Untersuchungen des Presamplers ermöglichen die Überwachung folgender Punkte auch über einen längeren Zeitraum:

- Veränderung der optischen Eigenschaften der Auslesekette an den Presamplerkacheln (Lichtleitfaserbrüche, Übergang Faserbündel an den Photomultiplier)
- Lichtundichtigkeiten an einzelnen Presamplerkacheln
- Übersprechen der Kanäle des Multianodenphotomultipliers
- Strahlenschäden.

4.2 Darstellung der Messmethode

Für diese Untersuchungen wird ein ^{60}Co-Präparat verwendet, welches eine zylindrische Form besitzt. Es ist 0,7 mm lang und hat einen Durchmesser von 0,8 mm. Dieses Präparat ist in die Spitze einer Stahlröhre eingelötet, die einen Durchmesser von 1,5 mm hat und in einen Stahldraht mündet, der 4 m lang ist. Auf die Presamplerkassetten sind Messingröhren geklebt worden, die zur Führung des Quellendrahtes dienen. Sie sind entlang der Mitte einer Kassette angeordnet und haben einen Durchmesser von 2,1 mm innen bzw. 2,5 mm außen.

Der Quellendraht wird mit einem Schrittmotor bewegt, wobei die Kraftübertragung durch Kunststoffrollen erfolgt. Damit kann das Signal der Presamplerkacheln über Wellenlängenschieberfasern und entsprechendem Photomultiplier in Abhängigkeit des Ortes aufgenommen werden (siehe Abbildung 4.1).

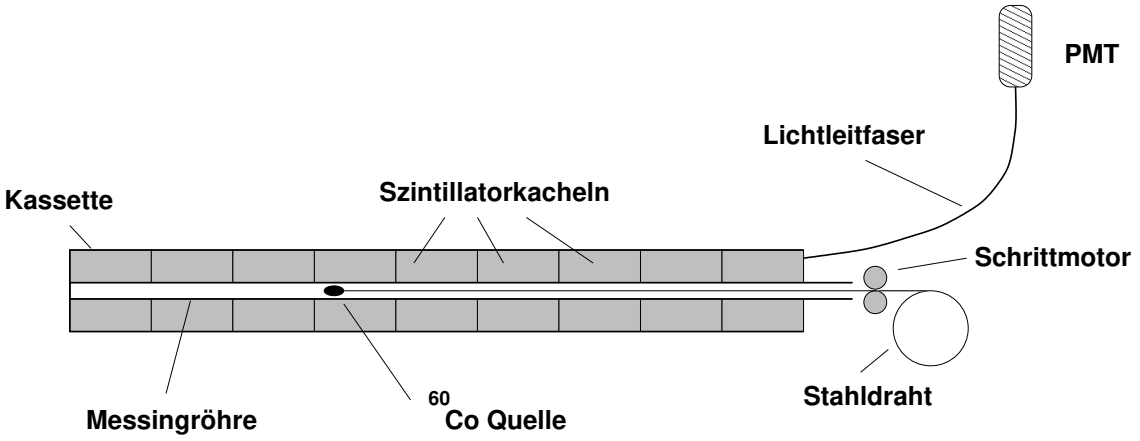

Abbildung 4.1: *Schematische Darstellung des Aufbaus für Messungen mit dem ^{60}Co-Präparat.*

Die Steuerung der Schrittmotoren und die Datenaufnahme der Signalantworten erfolgt über einen PC.

Die Motorsteuerungseinheit enthält eine Schnittstellenkarte, welche die Kommunikation zwischen PC und Motorsteuerungseinheit übernimmt, Karten zur Leistungsversorgung der Schrittmotoren und eine Karte die einen Winkeldecoder ausliest.Der Winkeldecoder liefert die Information, um welche Strecke sich der Draht tatsächlich bewegt hat.

Im PC befindet sich eine 12-Bit-ADC-Karte, auf die das Signal der Photomultiplier gegeben wird. Dieses wird durch das Meßfenster der ADC-Karte über 8 μs integriert.Die Hochspannung für die Photomultiplier wird über die ZEUS-Elektronik reguliert. Eine schematische Darstellung der Auslesekette zeigt Abbildung 4.2.

Mit der hier beschriebenen Methode ist es theoretisch möglich, 576 Kacheln zu untersuchen. Allerdings wurden bei der Installation des Presamplers und bei Wartungsarbeiten am ZEUS-Detektor einige der Messingröhren beschädigt. Das hat dazu geführt, das der Quellendraht bestimmte Kacheln nicht mehr erreichen konnte. Insgesamt sind 54

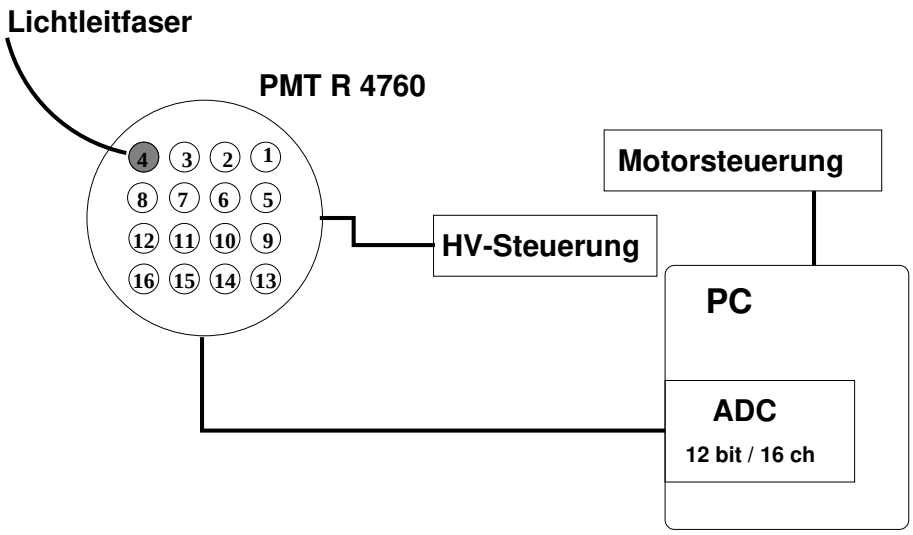

Abbildung 4.2: *Schematische Darstellung der Auslesekette bei den Untersuchungen mit einem ^{60}Co-Präparat*

Presamplerkacheln davon betroffen. Es wurde versucht, diese Kacheln von der Nachbarkassette aus anzuregen, aber dieses Verfahren lieferte Ergebnisse mit zu schlechter Reproduzierbarkeit, so daß für diese 54 Presamplerkacheln keine brauchbaren ^{60}Co-Daten zur Verfügung stehen.

4.3 Ergebnisse der ^{60}Co-Untersuchungen

Die charakteristische Signalantwort einer Kassette (RS8) des ZEUS-Presamplers auf Anregung durch ^{60}Co ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Das Maximum der dem Strahlrohr nächsten Kachel erscheint links, während das der äußeren Kachel rechts erscheint.

In der asymmetrischen Form der Verteilungen spiegelt sich die Anordnung der Kacheln innerhalb der Kassetten wieder. Die Kacheln sind leicht geneigt eingebaut (siehe Abbildung 3.7), wodurch die Entfernung zwischen Präparat und Kachel und damit der Öffnungswinkel rechts kleiner ist.

Für die Qualität der Messungen spricht die Reproduzierbarkeit. Über einen Zeitraum von 10 Tagen ist sie besser als 2% und für 70% der Kacheln besser als 1%. Ein Vergleich der Meßwerte über einen längeren Zeitraum, also von Meßwerten aus verschiedenen Jahren liegt noch nicht vor, weil zwischenzeitlich Umbauten an den Photomultipliern vorgenommen werden mußten, was sich auf deren Antwortsignal auswirkte. Außerdem sind für die Untersuchungen jeweils unterschiedliche ^{60}Co-Präparate benutzt worden.

Die für den Presampler verwendeten Multianodenphotomultiplier neigen zum Übersprechen der Kanäle. d.h. wenn am Eingang eines Kanals ein Signal anliegt, liefert außer diesem noch ein weiterer Kanal ein Antwortsignal. Als Beispiel für das Übersprechen ist in Abbildung 4.4 das Antwortsignal ausgewählter Kacheln (Nr. 2,6 und 10) von Kassette RN7 dargestellt.

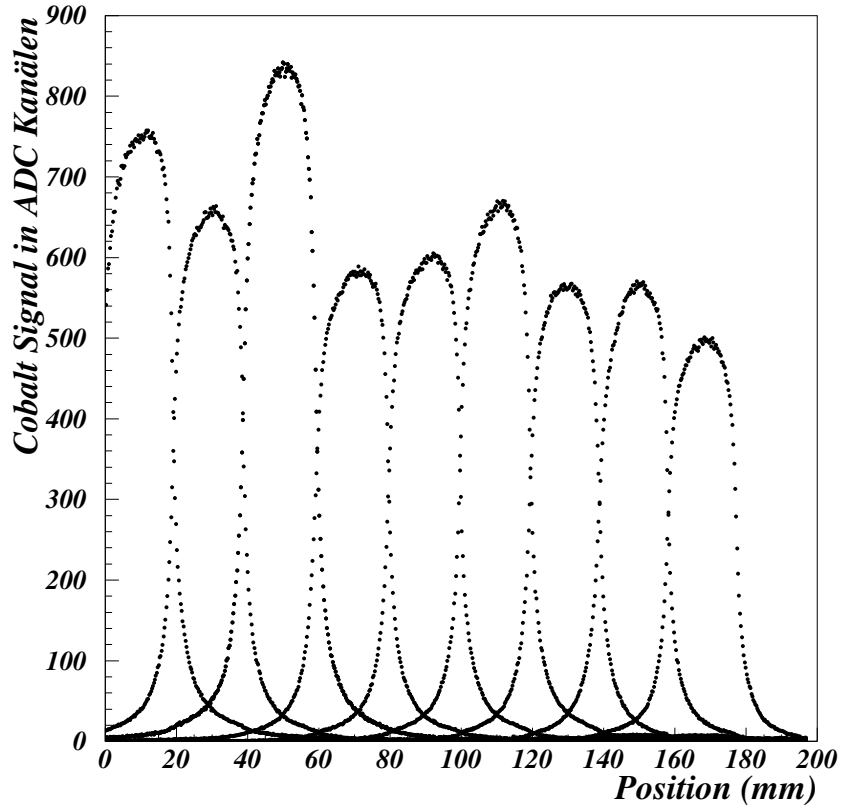

Abbildung 4.3: *Antwortsignale der Kacheln einer Presamplerkassette in Abhängigkeit vom Ort bei Anregung mittels eines ^{60}Co-Präparates.*

Man kann erkennen, daß das Übersprechen jeweils in den Kanal n+4 erfolgt, wobei n die Nummer des Photomultiplierkanals ist. Dabei findet das Übersprechen nur in dieser einen Richtung statt. Betrachtet man die Anordnung der Kanäle auf dem Photomultiplier (Abbildung 4.2) dann erkennt man, daß es zu Übersprechen nur zwicken benachbarten Kanälen kommt. Der vom Übersprechen betroffene Kanal befindet sich auf dem Photomultiplier unterhalb des primär angeregten Kanals. Dieses Schema des Übersprechens hat sich ohne Ausnahme für alle untersuchten Photomultiplier bestätigt.

Als ein Fall von Übersprechen wurde gewertet, wenn das Signal im betroffenen Kanal mindestens 0,5% des Eingangssignal erreichte. Insgesamt kam es in etwa 50% aller untersuchten Fälle zu einem Übersprechen, dabei wurde ein maximaler Wert von 3% erreicht.

Weitere Informationen über den Einfluß des Übersprechens auf das Presamplersignal im eigentlichen Betrieb finden sich in [HOR97].

Kommt es zu einer mechanischen Beschädigung einer Kassette, dann ist es möglich, daß ein Lichteinbruch an einer oder mehreren Kacheln auftritt. Die Auswirkung eines solchen Lichteinbruchs ist ein deutlich erhöhtes Untergrundsignal bei den betroffenen Kacheln.

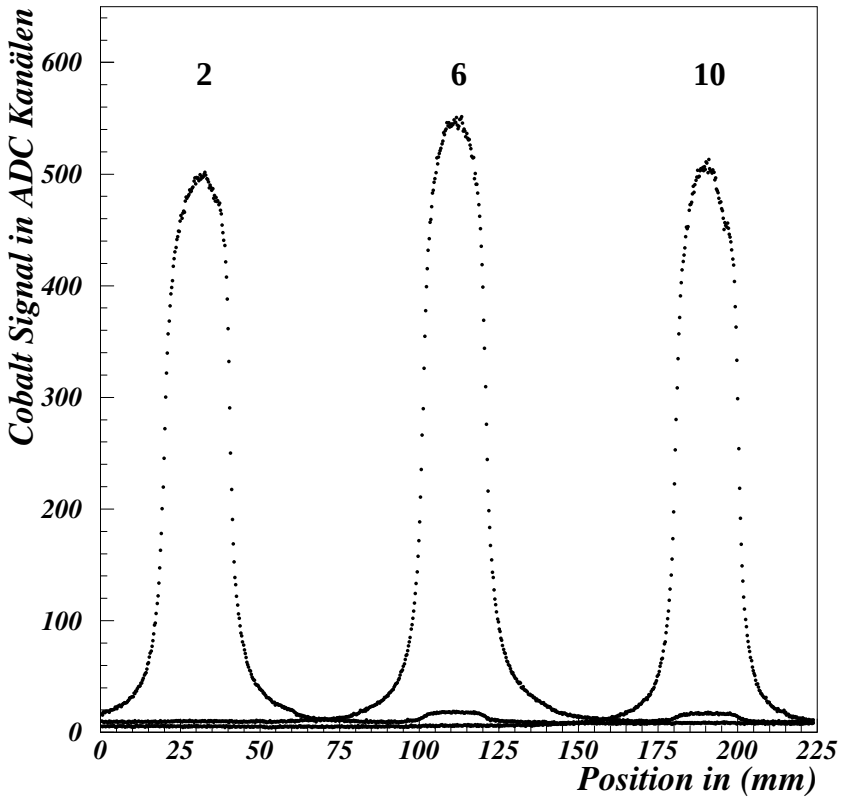

Abbildung 4.4: *Signalantwort von drei Kacheln der Presamplerkassette RN7 bei Anregung durch ^{60}Co, in Abhängigkeit des Anregungsortes. Deutlich zu sehen ist das Übersprechen der Kacheln Nr.2 nach Nr.6 und Nr.6 nach Nr.10*

Ein solcher Fall eines Lichtlecks ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Die von dem Lichteinbruch betroffene Kachel Nr.1 zeigt ein typisches erhöhtes Untergrundsignal gegenüber den übrigen Kacheln der Kassette.

Diese Lichtlecks traten bei fünf Kassetten auf und betrafen jeweils, wie im gezeigten Beispiel, die am Ende der Kassette liegende, dem Strahlrohr nächste Kachel. Der Detektor befand sich während der Untersuchungen mit ^{60}Co im aufgefahrenen Zustand, dadurch waren diese Kacheln zugänglich und es war möglich die Lichtlecks mit Aluminiumklebeband abzudichten.

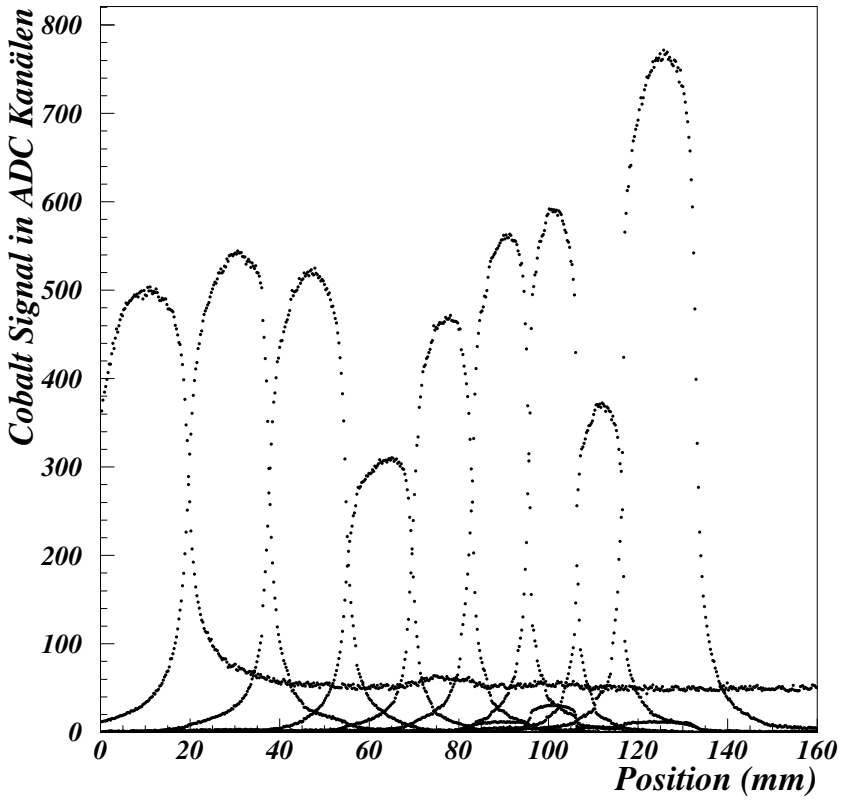

Abbildung 4.5: *Signalantwort der Kacheln von Kassette RN15 bei Anregung mit ^{60}Co. Die Kachel Nr. 1 zeigt einen deutlich erhöhten Untergrund, der durch ein Lichtleck hervorgerufen wurde.*

Kapitel 5

Die Versuchsmessungen am CERN

5.1 Der CERN X-5 Teststrahl

Die Experimente mit dem freistehenden Presamplerprototypen wurden am CERN mit dem X5-Teststrahl durchgeführt. Der X5-Strahl ist ein tertiärer Stahl des CERN-SPS (Super-Protonen-Synchrotron). Als primärer Strahl dient ein Protonenstrahl mit einer Energie von 450 GeV. Dieser Protonenstrahl wird auf ein Target gelenkt und aus den entstehenden Teilchen läßt sich ein sekundärer Strahl herstellen. Dieser wird als H3-Strahl bezeichnet und enthält Pionen mit einer Energie von 120 GeV. Als Nutzer des X5-Strahls hat man die Möglichkeit, durch die Wahl des Targets und eines Absorbers für den H3-Strahl zu bestimmen, welche Teilchenzusammensetzung der X5-Teststrahl haben soll. Die Einstellung der Energie des Teststrahls erfolgt mit den Magneten und Kollimatoren der Strahloptik, verfügbar sind Energien zwischen 10 und 100 GeV.

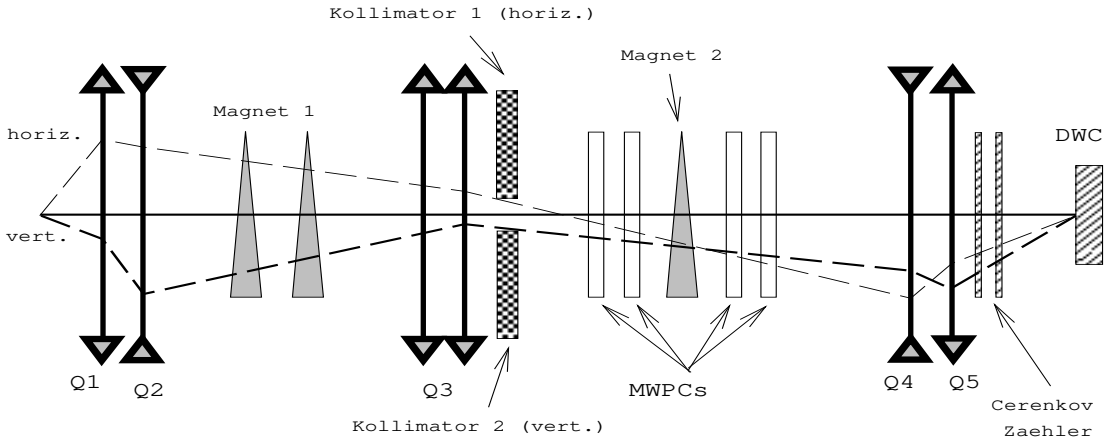

Abbildung 5.1: *Schematische Darstellung der Strahloptik des X5-Teststrahls.*

Die tatsächliche Zusammensetzung des Teststrahls hängt von der Energie ab. Bei höheren Energien ist ein Elektronen- oder Hadronenstrahl in zunehmenden Maß mit Myonen kon-

taminiert. Ebenfalls energieabhängig ist die Produktionsrate der gewünschten Teilchen, sie erhöht sich mit der Energie.

Das Ein- und Ausschalten des Teststrahls geschieht durch den Dipolmagneten M1. Die Quadrupolmagnete (Q1-Q5) sind daraufhin ausgelegt, den Strahl auf die Kalorimeteroberfläche fokussieren zu können, damit er sich dort nur noch auf wenige Millimeter Durchmesser begrenzen läßt. Es besteht die Möglichkeit, diese Quadrupolmagnete ausgeschaltet zu lassen, dann wird eine Fläche von der Größe des Strahlrohrs ausgeleuchtet, beide Einstellungen wurden im Rahmen dieser Untersuchungen verwendet. Der Strahl wird in beiden Betriebszuständen von Kollimatoren begrenzt, je einer in vertikaler und horizontaler Richtung.

Die Energie des Teststrahls wird mit dem Dipolmagneten M2 eingestellt und diese Einstellung kann man mit dem Strahlspektrometer kontrollieren. Das Strahlspektrometer wird vom Dipolmagneten M2 und vier Drahtkammern (MWPC) gebildet.

5.2 Das Experimentierfeld

Der Experimentierbereich beginnt etwa 40m hinter der Strahloptik. Dort ist eine Verzögerungsdrahtkammer (DWC) zur Positionsrekonstruktion installiert. Damit ist es möglich, den Auftreffort eines Teilchens auf der Kalorimeteroberfläche mit einer Genauigkeit zu bestimmen, die bei 5 GeV besser als 1 mm ist und bei 75 GeV besser als 0,6 mm.

Dahinter befinden sich fünf Szintillationszähler (B1-B5), B1 und B2 werden in Koinzidenzschaltung betrieben und dienen der Selektion der Strahlteilchen. Sie haben eine Größe von 10 cm x 10 cm x 5 cm. B4 ist ein Vetozähler welcher 90 cm x 90 cm x 3 cm groß ist, mit einem Loch von 3 cm Durchmesser, das auf der Strahlachse liegt. Durch den Vetozähler ist es möglich, den Strahldurchmesser auf 3 cm zu begrenzen. In Abbildung 5.2 nicht zu sehen ist B3, ein Fingerzähler der direkt hinter dem Loch in B4 installiert ist. B3 und B4 können in Antikoinzidenzschaltung betrieben werden, was eine exakte Positionierung des Teststrahls ermöglicht. Ebenfalls nicht eingezeichnet ist ein Myonenszintillationszähler, der sich hinter dem ZEUS-Kalorimeterprototypen befindet und mit 80 cm x 80 cm Oberfläche den aktiven Bereich des ZEUS-Kalorimeterprototypen abdeckt.

Auf die im Experimentierbereich aufgestellten Kalorimeter- und Presampler-Prototypen wird in den folgenden Abschnitten näher eingegangen.

5.3 FCAL-Prototyp

Im Experimentierbereich befindet sich ein Prototyp des ZEUS-Kalorimeters. Er besteht aus vier Modulen mit je vier Kalorimetertürmen. Die Türme sind ebenso wie in ZEUS aus einer EMC-Sektion und zwei HAC-Sektionen aufgebaut, wobei die EMC-Sektion horizontal in vier 5 cm x 20 cm große Zellen unterteilt ist. Der aktive Bereich des Prototypen hat eine Fläche von 80 x 80 cm^2.

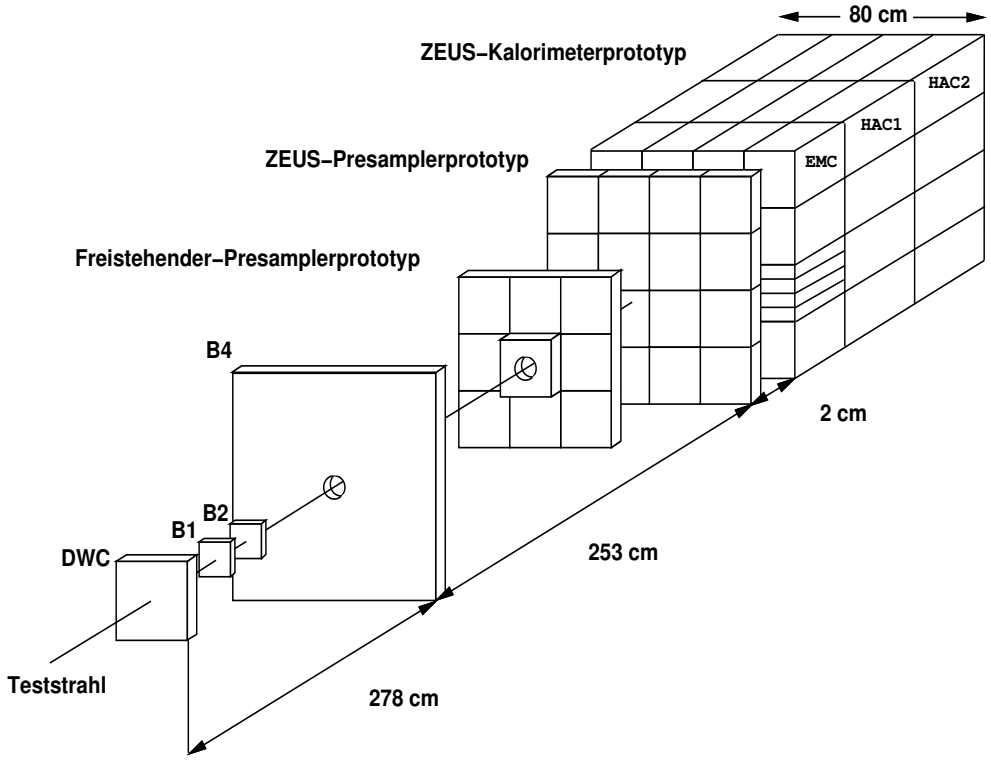

Abbildung 5.2: *Schematischer Testaufbau im der Experimentierbereich am CERN-SPS*

Die Ausleseelektronik des Prototypen entspricht der in ZEUS verwendeten [ZEUS88].

Insoweit entspricht der Prototyp dem ZEUS-FCAL, Detailunterschiede gibt es lediglich in der Lichtauslese und im intermodularen Bereich. Desweiteren werden für den Prototypen Photomultiplier von Philips verwendet, für das EMC vom Typ XP2927 und für das HAC vom Typ XP2081.

Weitere ausführliche Informationen zum FCAL-Prototypen finden sich in [KRU92] und [ZEUS93].

5.4 Der freistehende Presamplerprototyp

Dieser Prototyp besteht aus 3x3 Szintillatorkacheln. Ihr Aufbau entspricht dem in Kapitel 3.3 beschriebenen. Die Standardkacheln sind in ein Gehäuse aus Aluminium eingebaut, das den Kassetten entspricht, die für den ZEUS-Presampler benutzt werden. Das Ganze ist auf ein Stativ montiert, welches höhenverstellbar ist, so daß dieser Prototyp sehr variabel im Teststrahl plaziert werden kann. Die Lichtauslese erfolgt mit WLS-Fasern die das Szintillationslicht zu einem Photomultiplier leiten. Dieser Photomultiplier ist baugleich mit dem für den ZEUS-Presampler verwendeten. Für die Ausleseelektronik kommen ungenutzte Kanäle von CAMAC-ADC der Triggerelektronik zum Einsatz.

Zusätzlich zu den neun Kacheln befindet sich vor der zentralen Kachel (Nr. 5) eine weitere

spezielle Kachel mit einem Loch in der Mitte, das einen Durchmesser von 4 *cm* hat (Abbildung 5.3).

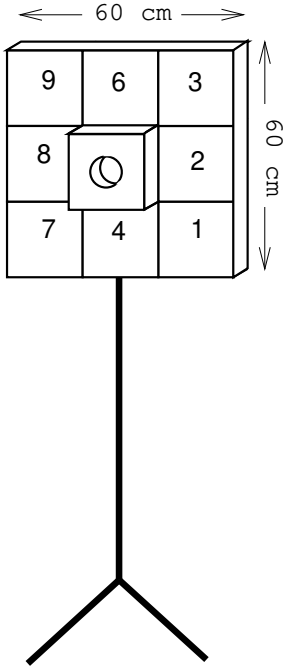

Abbildung 5.3: *Schematische Darstellung des freistehenden Presampler Prototypen*

Dieser Presamplerprototyp wurde speziell dafür ausgelegt, den Einfluß der Rückstreuung auf das Antwortverhalten zu untersuchen. Zum einen bietet er die Möglichkeit, hinter dem Presampler definierte Mengen inaktiven Materials in unterschiedlichen Konfigurationen aufzustellen. Derartige Untersuchungen sind mit dem fest installierten Prototypen nicht möglich. Außerdem kann man mit Hilfe der Lochkachel die Rückstreuung untersuchen und dabei die direkten Ereignisse durch den Teststrahl ausblenden.

5.5 Die Testkonfigurationen

Die Energiedeposition in einem 5 *cm* dicken Szintillator von Teilchen gleicher Energie, sollte unabhängig von der Teilchenart sein (siehe Abschnitt 2.3). Allerdings hatte man schon bei CERN-Test 829 gefunden, daß das Signal von Elektronen deutlich höher ist als das von Myonen gleicher Energie und das Elektronensignal eine Abhängigkeit von der Energie zeigt.

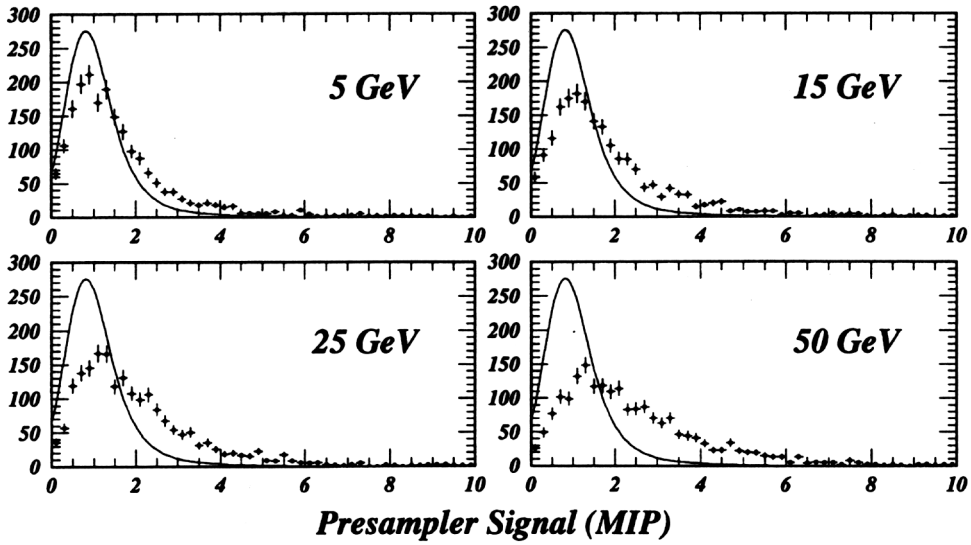

Abbildung 5.4: *Vergleich der Signalspektren von Elektronen mit 5,10,15 und 20 GeV, mit dem von Myonen. Die durchgezogene Linie stellt die Signalantwort von Myonen da. Das Presamplersignal ist in Einheiten von MIP skaliert. Dabei entspricht 1 MIP der warscheinlichsten Energiedeposition von 75 GeV Myonen. Jedes der Spektren enthält 2000 Einträge.* [BAM96]

Diesen Unterschied hat man auf die von Elektronen erzeugte Rückstreuung zurückgeführt (Abschnitt 2.5). Die vom Kalorimeter

rückgestreuten Teilchen treten entgegen der Einschußrichtung in den Presampler ein und deponieren dort Energie. Die rückgestreuten niederenergetischen Elektronen und Photonen deponieren mit hoher Wahrscheinlichkeit ihre gesamte Energie im Presampler und erhöhen so das Signal des primären Elektrons. Damit entspricht das Signal von Elektronen nicht mehr den in Abschnitt 2.3 gestellten Forderungen an ein MIP. Die im folgenden beschriebenen Testaufbauten dienten zur Untersuchung des Einflusses verschiedener Randbedingungen auf die Höhe der von den Elektronen erzeugten Rückstreuung. Insbesondere interessiert die Auswirkung auf das beim ZEUS-Presampler zu erwartende Signalverhalten. Dabei ist es mit diesen Testaufbauten möglich den Unterschied des Presamplersignals mit und ohne Rückstreuung direkt zu beobachten, im Unterschied zu früheren Untersuchungen bei welchen man auf den Vergleich der Signale von Myonen und Elektronen angewiesen war.

Zunächst sind zur späteren Kalibration der einzelnen Presamplerkacheln mit defokussiertem Strahl 75 GeV Myonen in die Kacheln eingeschossen worden. Dabei befand sich kein inaktives Material vor oder hinter dem freistehenden Prototypen.

5.5.1 Energieabhängigkeit der Rückstreuung

Man erwartet, daß die Energie der Elektronen einen Einfluß auf die Höhe der Rückstreuung hat, dies wurde unter anderem in Monte-Carlo-Studien deutlich [ZEUS95-126].

Um dies zu verifizieren wurde bei diesem Aufbau bei Energien zwischen 15GeV und 100GeV Strahlenergie, jeweils mit und ohne inaktives Material (12,5 cm Blei) hinter dem freistehenden Presamplerprototypen (5 cm), das Signal aufgenommen.

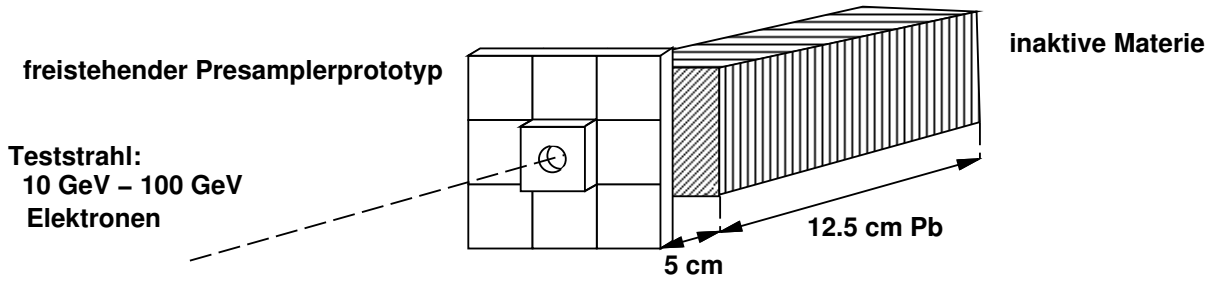

Abbildung 5.5: *Versuchsaufbau des Energiescans.*

5.5.2 Einfluß der Schauerausprägung

Im ZEUS-Detektor befinden sich zwischen Wechselwirkungspunkt und Presampler, je nach Region, unterschiedliche Mengen inaktives Material, welches schauerinduzierend wirkt. Es wurde untersucht welchen Einfluß die Schauergröße auf die Rückstreuung ausübt.

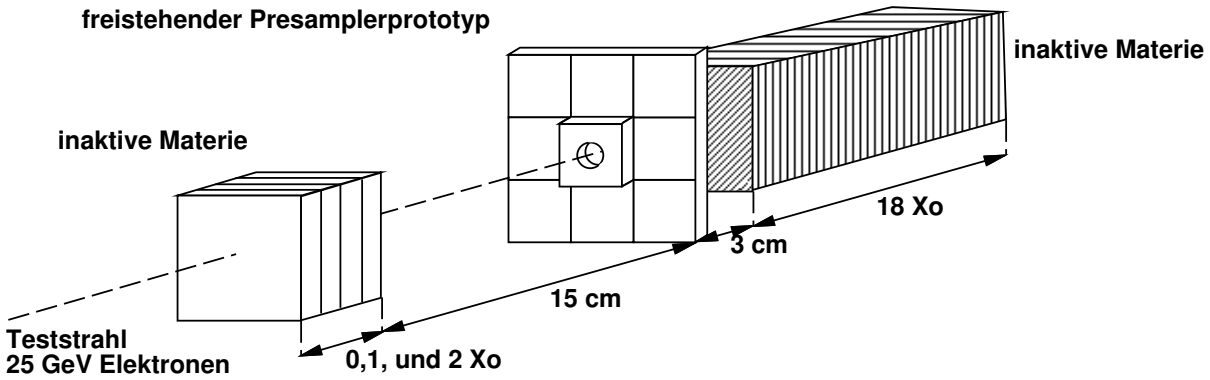

Abbildung 5.6: *Versuchsaufbau zur Schauergröße.*

Bei dieser Untersuchung wurden 0,1 und 2 Strahlungslängen inaktives Material (Aluminium) in 15 cm Entfernung vor dem Prototypen plaziert, so daß die Primärteilchen immer stärker aufschauern bevor sie den Presampler treffen. Es ist jeweils mit und ohne Rückstreuung erzeugendes Material (18 Strahlungslängen) hinter dem Prototypen gemessen worden. Die Einschußenergie der Elektronen betrug jeweils 25GeV.

5.5.3 Winkelabhängigkeit der Rückstreuung

Es wurde bei diesem Versuchsaufbau untersucht, wie es sich auf den Rückstreuanteil des Presamplersignals auswirkt wenn die Schauerachse nicht senkrecht auf der Presamplerooberfläche steht. Dazu wurde der freistehende Prototyp und eventuell dahinter befindliche Materie um 0, 20 und 40 Grad gegenüber der Strahlachse verdreht. Es wurden zum Vergleich wiederum Messungen mit und ohne Materie hinter dem Prototypen gemacht, die Strahlenergie der Elektronen wurde auf 30GeV eingestellt.

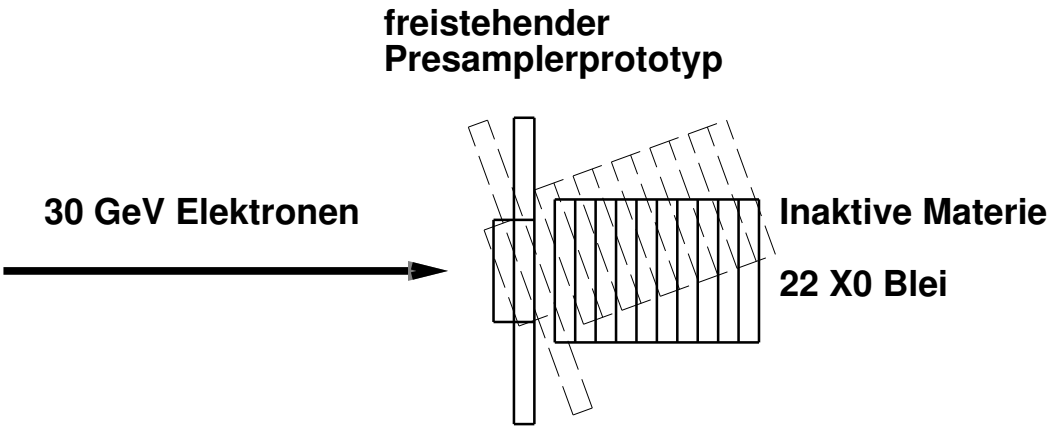

Abbildung 5.7: *Versuchsaufbau zur Winkelstudie.*

5.5.4 Einfluß der Art der rückstreuenden Materialien.

Im ZEUS-Detektor befindet sich hinter dem Presampler das Kalorimeter, welches im wesentlichen aus abgereichertem Uran und Szintillatormaterial besteht. Zur Erzeugung von Rückstreuung beim CERN-Test stand Aluminium, Blei oder Eisen zur Verfügung. Es ist zu erwarten daß die Höhe der Rückstreuung von der Ordnungszahl des erzeugenden Materials abhängt. Deshalb ist eine Untersuchung durchgeführt worden, bei der hinter dem Presampler die gleiche Menge rückstreuendes Material aufgestellt wurde (13 X_0), als Materialien kamen Eisen und Blei zum Einsatz. Bei diesem Experiment sind Elektronen mit 25GeV Strahlenergie eingeschossen worden.

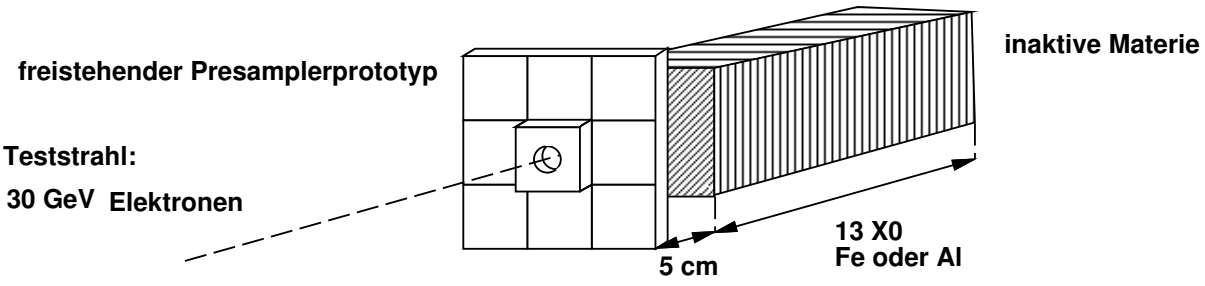

Abbildung 5.8: *Versuchsaufbau bezüglich der Material-Abhängigkeit der Rückstreuung.*

5.5.5 Studien zur Abhängigkeit von der Entfernung des inaktiven Materials

Bei früheren Untersuchungen mit verschiedenen Presamplerprototypen wurden diese Prototypen in unterschiedlichen Entfernungen vor dem Kalorimeterprototyp plaziert. Es stellte sich die Frage, in wieweit die Entfernung zwischen Presampler und Rückstreumaterial, im Hinblick auf die Rückstreuung, das Antwortverhalten beeinflußt. Die Ergebnisse der am CERN durchgeführten Tests sollen auf auf den ZEUS-Presampler übertragen werden, welcher sich direkt vor dem Kalorimeter befindet.

Die Entfernung des rückstreuenden Materials hinter dem freistehenden Prototypen betrug in diesem Versuchsaufbau zwischen 0 cm und 80 cm. Die Strahlenergie für die Elektronen war auf 30 GeV eingestellt.

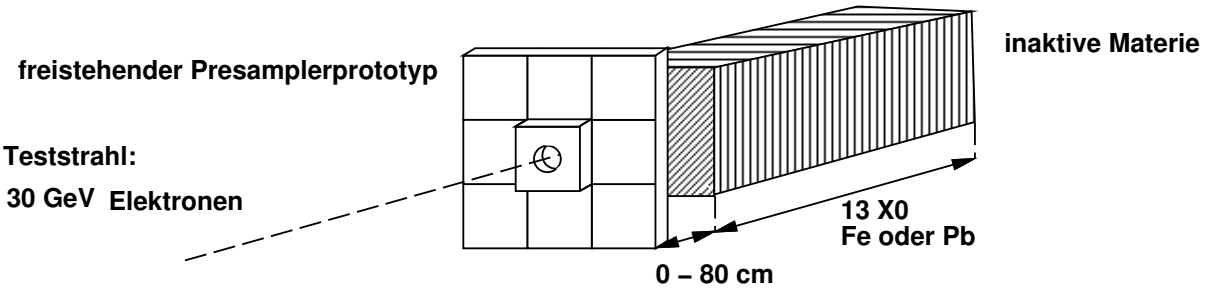

Abbildung 5.9: *Versuchsaufbau mit Rückstreumaterial in verschiedener Entfernung.*

Kapitel 6

Analysemethode von Teststrahldaten

6.1 Auswahl der Ereignisse

Die in den CERN-Tests gewonnen Daten stehen als N-Tupel zur Verfügung. In diesen N-Tupeln sind die Signale aller Komponenten, welche sich im Testareal befinden, gespeichert. Der erste Schritt der Analyse war, diese N-Tupel zu verkleinern, d.h es wurden die für diese Arbeit notwendigen Informationen aus den Rohdaten herausgefiltert, so daß die zur Verfügung stehende Rechnerkapazität optimal genutzt werden konnte.

Als nächstes mußten die Ereignisse selektiert werden, welche den geforderten Versuchsbedingungen tatsächlich entsprachen. Der Teststrahl ist wegen der Art und Weise seiner Erzeugung (siehe Abschnitt 5.1) mit Fremdteilchen kontaminiert, welche durch Schnitte auf die Daten aussortiert werden müssen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente mit Elektronen oder Myonen durchgeführt. Somit benötigt man zwei unterschiedliche Schnitte um entsprechende reine Datensätze zu erhalten.

Elektronen deponieren ihre Energie im wesentlichen in der EMC-Sektion des FCAL-Prototypen, in den HAC-Sektionen findet allenfalls eine sehr geringe Energiedeposition statt. Der Schnitt für Elektronen fordert deshalb einen Energieeintrag unter 1 GeV in den HAC-Sektionen.

Myonen durchqueren das gesamte Kalorimeter, ohne einen Schauer zu bilden, dabei hinterlassen sie in jeder Szintillatorschicht das gleiche Signal. Um sie herauszufiltern fordert man eine Energiedeposition in in der EMC-Sektion und Energieeinträge unter 5 GeV in den HAC-Sektionen.

Weiterhin wurde ein Schnitt auf die *Verzögerungsdrahtkammer* (DWC) gemacht um Teilchen auszusondern, die den Rahmen der DWC getroffen haben. Diese Teilchen können durch die Wechselwirkung mit dem Rahmen der DWC beginnen einen Schauer auszubilden.

6.2 Anpassung der Presamplerenergieverteilungen

Aus den Daten erhält man eine Häufigkeitsverteilung der Energiedeposition im Presampler. Die Form dieser Verteilung ergibt sich aus der Faltung von drei Prozessen:

- Energiedeposition im Szintillator nach Landau
- Photoelektronenstatistik des Photomultipliers nach Poisson
- Gaussförmige Schwankungen der Verstärkerelektronik

Resultiert die Häufigkeitsverteilung aus dem Durchgang einzelner Teilchen durch den Presampler so ähnelt sie stark einer Landau-Verteilung. Für den Fall, daß sich aufgrund von inaktivem Material vor dem Presampler ein Schauer ausgebildet hat, durchqueren viele Teilchen gleichzeitig den Presampler. Diese einzelnen Energiedepositionen addieren sich zu einer Gesamtverteilung, welche sich immer gaussförmiger gestaltet, wenn die Anzahl der Schauerteilchen zunimmt (siehe Abbildung 6.1).

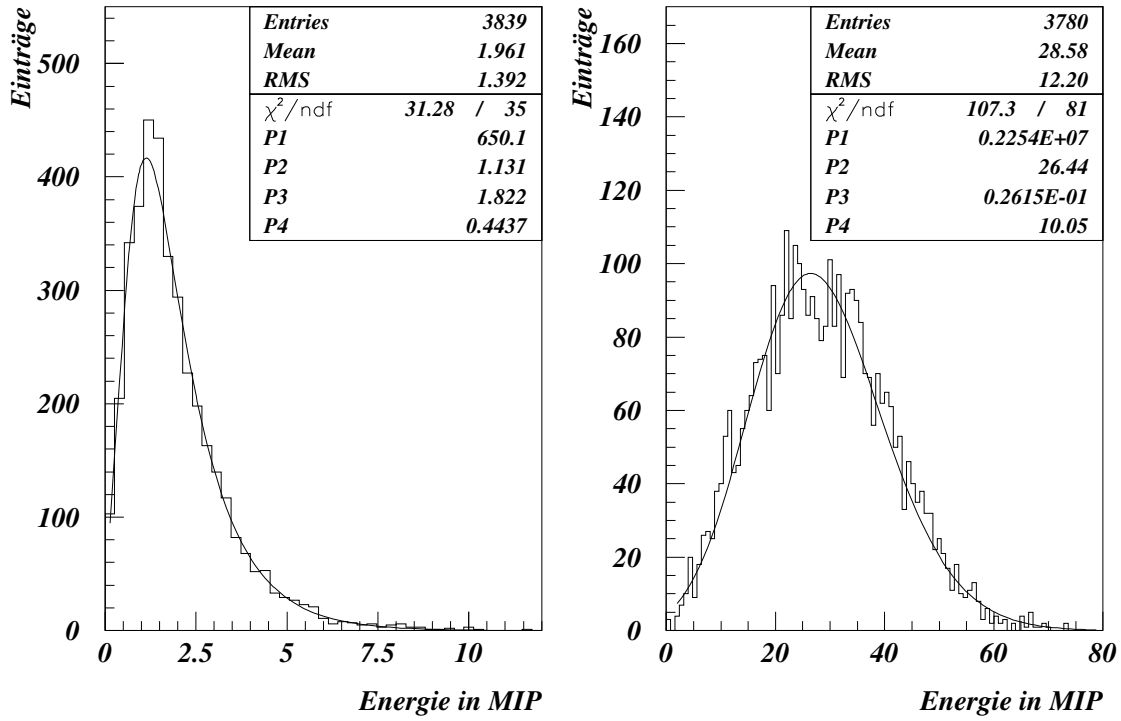

Abbildung 6.1: *Häufigkeitsverteilungen der Energiedeposition von 25 GeV Elektronen in einer Kachel (Nr. 5) des Presamplers. Das linke Bild zeigt die sich ergebende Verteilung ohne inaktives Material vor dem Presampler, bei der rechten Verteilung befanden sich 2 Strahlungslängen Aluminium (3 cm) vor dem Presampler. Zur Erzeugung von Rückstreuung waren 18 Strahlungslängen Material hinter dem Presampler plaziert.*

Das Maximum der Häufigkeitsverteilung entspricht der wahrscheinlichsten Energiedeposition im Presampler unter den gegebenen Bedingungen. Dieser Wert wird als *Presamplersignal* bezeichnet. Man erhält ihn durch die Anpassung einer Funktion mit vier Parametern an die Verteilung, wobei einer der Parameter das lokale Maximum der Funktion angibt. Die Funktion ist eine gewichtete Faltung von zwei Exponentialfunktionen und lautet:

$$f(x) = P_1 \cdot \exp\left(-P_4 \cdot \frac{x - P_2}{P_3} - \exp\left(-\frac{x - P_2}{P_3}\right)\right), \tag{6.1}$$

dabei ist der Parameter P_2 das Maximum der Anpassungsfunktion, P_1 ist der Normierungsfaktor und P_3 und P_4 wirken sich auf die Breite der Funktion aus.

Die Funktion ist aufgrund ihrer Flexibilität ausgewählt worden; sie ist in der Lage, sich sowohl an landau- als auch gaussförmige Verteilungen anzupassen, dabei sind nur vier Parameter notwendig.

Damit die Anpassung der Funktion an die Verteilung der Energiedepositionen erfolgen kann, wird die Verteilung zunächst als Histogramm dargestellt. Es ist dabei zu beachten, daß die Breite der Bins[1] des Histogramms Einfluß auf die Qualität der Anpassung der Funktion hat. Eine große Binbreite hat eine schlechte Auflösung bei der Darstellung der Verteilung zur Folge; andererseits führt eine zu kleine Binbreite dazu, daß bei niedriger Statistik einzelne Bins des Histogramms nicht mehr entsprechend der statistischen Verteilung gefüllt sind. Die Berechnung der Parameter für die Anpassung der Funktion 6.1 an das Histogramm erfolgt über die Auswertung der Eintragszahlen in den einzelnen Bins. Eine zu feine oder zu grobe Einteilung der Bins führt somit zu einer Vergrößerung des Fehlers von P_2, dashalb wurde die Breite der Bins so gewählt das ein Maximum der Auflösung erreicht wurde ohne jedoch Bins zu erzeugen welche offensichtlich unterbesetzt sind.

6.3 Bestimmung des MIP-Signals

Alle einfach geladenen Teilchen mit hinreichend hoher Energie, welche einen dünnen Szintillator durchqueren, verhalten sich wie MIPs (siehe Abschnitt 2.3). Das bedeutet sie deponieren bei einem Durchgang die gleiche Energie von etwa 1 MeV im Szintillator. Die Aufgabe des Presamplers besteht darin, die Anzahl der MIPs zu messen, die einen Schauer gebildet haben. Dazu wird die gesamte im Presampler von einem Schauer deponierte Energie durch die wahrscheinlichste Energiedeposition eines MIP dividiert und man erhält somit die Anzahl der Schauerteilchen.

Zur Festlegung der Energiedeposition eines MIPs verwendet man das Signal von 75 GeV Myonen in einer einzelnen Kachel. Elektronen sind wegen der von ihnen erzeugten Rückstreuung nicht für die Kalibration geeignet.

[1] Ein Bin ist ein Intervall auf der X-Achse eines Histogramms in welchem die Ereignisse zusammengefaßt werden

An die Häufigkeitsverteilung der Myonen wird, nach der in 6.2 beschriebenen Methode, die Funktion 6.1 angepaßt. Diese Anpassung liefert mit dem Parameter P_2 das Verhältnis von ADC-Kanälen pro MIP und wird für jede Kachel des Presamplers durchgeführt. Damit hat man einen Satz von Kalibrationskonstanten erhalten, welcher für die weitere Auswertung der Daten benutzt wird, indem jeder Meßwert durch den entsprechenden ADC zu MIP Wert dividiert wird. Die sich jetzt ergebenden Verteilungen sind auf MIP skaliert und wenn nun eine Anpassung der Funktion 6.1 erfolgt, liefert der Parameter P_2 die wahrscheinlichste Energiedeposition im Presampler in MIP.

Als Beispiel ist in Abbildung 6.2 die Kalibration der Kachel Nr. 4 gezeigt. In der linken Hälfte sind die nicht kalibrierten Daten mit ihrer Anpassung dargestellt und rechts sieht man dieselben Daten nach der Kalibration. Die Anpassung liefert nach der Kalibration für P_2 erwartungsgemäß den Wert eins.

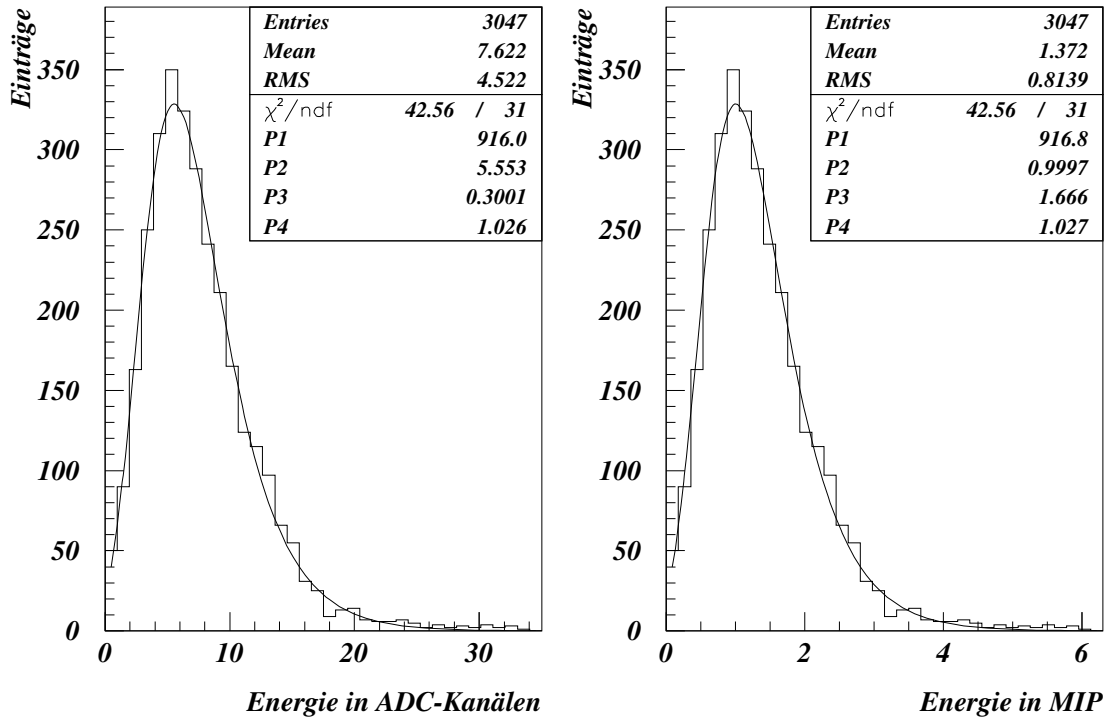

Abbildung 6.2: *Häufigkeitsverteilungen der Energiedeposition von 75 GeV Myonen in Kachel Nr. 4 des freistehenden Presamplers. Links sind die Rohdaten abgebildet und in der rechten Hälfte die gleiche Verteilung nach der Kalibration auf MIP.*

6.4 Fehlerbetrachtung

6.4.1 Experimentelle Fehler

Abhängig von der eingestellten Energie beträgt die Unschärfe der Stahlenergie des X5 Teststrahls am CERN zwischen ± 3 bis $\pm 5\%$. Dieses ist in den Meßdaten nicht zu verifizieren weil der Presampler nicht die Gesamtenergie eines Teilchens mißt. Daher kann diese Unschärfe der Stahlenergie vernachlässigt werden.

Die Kontamination des Strahls mit nicht gewünschten Teilchen liegt für den Elektronenstrahl nach der Teichenselektion (siehe Abschnitt 6.1) bei weniger als 2%. Damit ist der Einfluß auf die Genauigkeit der Ergebnisse ebenfalls zu vernachlässigen. Der Myonenstrahl hat nach der Teilchenselektion keinerlei Restkontamination mit Fremdteilchen.

Durch den Schnitt auf die DWC wurde die exakte räumliche Definition des Teilchenstrahls gewährleistet. Weiterhin wurde damit sichergestellt, daß keine Wechselwirkung mit dem Rahmen der DWC sattgefunden hat.

Reicht das zeitliche Auflösungsvermögen des Meßsystems nicht aus, so wird bei einer Messung die Energiedeposition von zwei Teilchen summiert und einem Ereignis zugeschrieben. Zu einem solchen Ereignis kommt es in weniger als 1% aller Fälle. Dies äußert sich durch Ausläufer in den Häufigkeitsverteilungen zu hohen Energien. Der wahrscheinlichste Wert einer Häufigkeitsverteilung ist von diesen Ausläufern nicht betroffen. Bei Verteilungen mit hohen MIP-Werten fallen diese Ereignisse nicht ins Gewicht.

Die Menge des Rückstreumaterials war bei den hier beschriebenen Untersuchungen immer größer als 13 Strahlungslängen. Monte-Carlo Studien zur Rückstreuung aus dem Kalorimeter haben ergeben, daß die Rückstreuung in einer Tiefe von Maximal 8 Strahlungslängen entsteht [ZEUS95-126]. Bei dieser Materialmenge erreicht die Rückstreuung ihren Maximalwert und steigt nicht weiter an, wenn die Menge des Rückstreumaterials erhöht wird. Das bedeutet, in allen Untersuchungen kam genug Rückstreumaterial zum Einsatz, um den vollen Effekt der Rückstreuung zu beobachten.

Die Auswertung der Daten hat gezeigt, daß die Abdeckung aller betrachteten Kacheln mit Rückstreumaterial unbedingt notwendig ist. Dies war für die Gesamtfläche des Prototypen nicht zu realisieren. Deshalb beziehen sich die Ergebnisse nur auf die zentrale Einschußkachel, für die diese Voraussetzung erfüllt war.

Bei Untersuchungen mit der Lochkachel wird der Teil der Rückstreuung welcher durch das Loch zurückgestreut wird, nicht gemessen . Ein anderer Anteil passiert die Kachel seitlich. Diese Fehlerquellen sind mit dem Versuchsaufbau nicht zu vermeiden. Zur Größenordnung dieser Verluste siehe Abschnitt 7.6.2.

6.4.2 Systematische und Anpassungsfehler

Zur Beurteilung der Qualität der Anpassung einer Funktion an eine Verteilung kann man die Größe χ^2/ndf heranziehen. Dabei ist ndf die Anzahl der Freiheitsgrade der Anpassung und χ^2 die Summe über das Quadrat der Abweichung der gemessenen Verteilung von der Anpassungsfunktion in jedem Bin:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{y_i - f(x_i)}{\sigma_i} \right)^2 \tag{6.2}$$

Dabei sind die verwendeten Größen:

y_i : gemessener in Wert
N : Anzahl der Messungen
$f(x_i)$: erwarteter Wert für die einzelne Messung
σ_i : Standardabweichung der Einzelmessung

Für den Fall, daß die Anpassungsfunktion die Häufigkeitsverteilung exakt beschreibt, wäre χ^2/ndf genau eins. Qualitativ gute Anpassungen von Funktion 6.1 an die Häufigkeitsverteilungen der Energiedepositionen müssen Werte für χ^2/ndf liefern, die bei eins liegen.

Die Werte von χ^2/ndf für die Kalibration der Kacheln auf MIP bei den CERN-Tests 831 und 832 sind in Abbildung 6.3 gezeigt. Die Werte liegen im Bereich zwischen 0,72 und 1,52. Damit kann man von einer guten Anpassung sprechen [MEY95]. Für die im Kapitel 7 dargestellten Ergebnisse bewegen sich die Werte von χ^2/ndf im gleichen Bereich wie bei den Kalibrationen und damit sind die Anpassungen ebenfalls als gut zu bewerten.

Die Funktion 6.1 liefert für die Häufigkeitsverteilungen der Energiedeposition im Presampler eine gute Anpassung. Das Maximum der Verteilung wird von der Anpassungsprozedur aber nicht immer innerhalb des für P_2 berechneten Fehlers bestimmt. Je nach Einteilung der Bins und abhängig von der Statistik kann der Fehler von P_2 etwa $\pm 5\%$ des tatsächlichen Wertes betragen. Diese Abschätzung des Fehlers ist für den ungünstigsten Fall gemacht worden, in der Regel ist der Fehler bei der Bestimmung des Maximums durch die Anpassungsprozedur kleiner als $\pm 2\%$.

Zunächst wird das Signal eines MIPs, für jede Kachel, durch 75 GeV Myonen normiert. Dabei tritt ein Fehler von $\pm 5\%$ auf. Bei der Bestimmung des Presamplersignals in MIP tritt ebenfalls ein Fehler von $\pm 5\%$ auf. Dies bedeutet, der Gesamtfehler des auf MIP normierten Presamplersignals beträgt $\delta P2 = \sqrt{(\pm 5\%)^2 + (\pm 5\%)^2} \approx \pm 7\%$. Dieser Fehler würde sich fortpflanzen wenn man über mehrere Kacheln summiert.

Ein Anpassungsfehler durch niedrigen Eintragszahlen wurde vermieden, indem nur Daten mit hinreichender Statistik, das bedeutet mehr als 2500 Ereignisse, Berücksichtigung fanden.

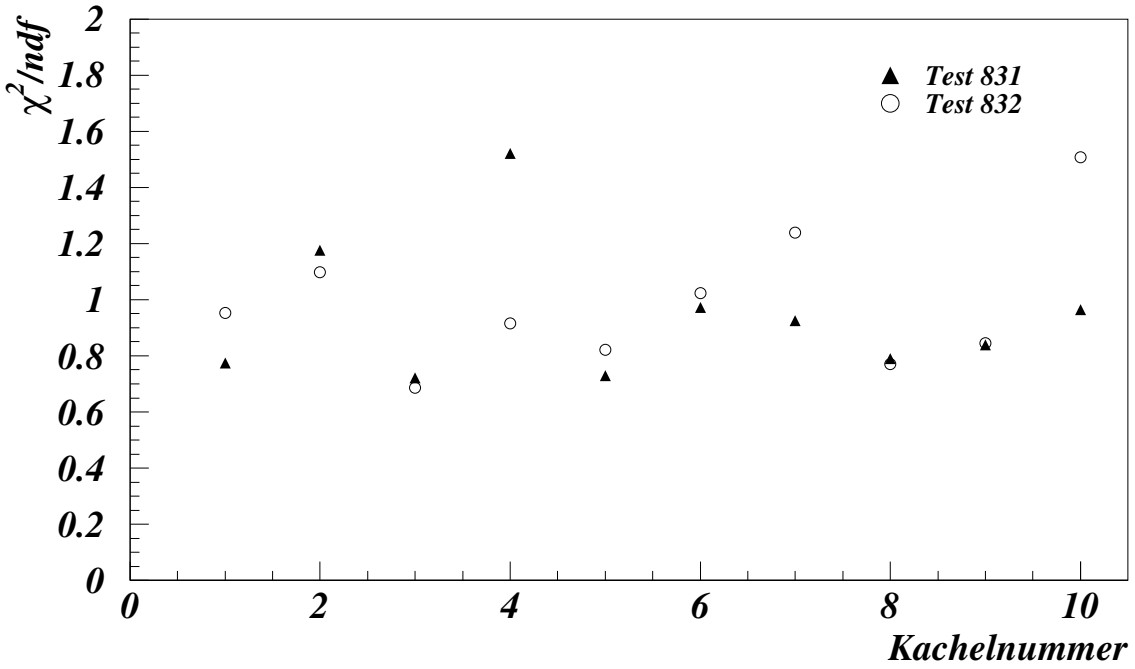

Abbildung 6.3: *Summe über die quadratische Abweichung der gefundenen Anpassungsfunktion von der gemessenen Verteilung in Relation zur Anzahl der Freiheitsgrade aufgetragen gegen die Nummer der Presamplerkachel. Dabei entspricht die Kachel mit der Nr. 10 der Lochkachel.*

Kapitel 7

Experimentelle Untersuchung des Rückstreueffekts

Die Messergebnisse der CERN-Tests zeigen, daß Elektronen in Material, welches sich hinter dem Presampler befindet, Sekundärteilchen auslösen, die im Presampler registriert werden. Nicht nur die Materie vor, sondern auch die hinter dem Presampler beeinflußt das Presamplersignal. Im folgenden wird der Einfluß verschiedener Parameter (Einschußenergie, Einfallswinkel u.a.) auf diesen nicht zu vermeidenden Rückstreueffekt untersucht.

7.1 Untersuchung zur Energieabhängigkeit

Das Ergebnis der Untersuchung zum Zusammenhang zwischen der Energieabhängigkeit des Presamplersignals von Elektronen und der Rückstreuung ist in Abbildung 7.1 dargestellt, der Versuchsaufbau ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Die Kreise in Abbildung 7.1 stehen für Signalantworten ohne Rückstreuung und die Dreiecke stellen die Signale dar, welche man mit Rückstreuung an 18 X_0 Blei erhält.

Das Presamplersignal steigt in etwa proportional mit der Energie an, wenn es zu Rückstreuung kommt, ohne sie erhält man das erwartete energieunabhängige Presamplersignal.

Bei einer Teilchenenergie von 100 GeV steigt das Presamplersignal mit Rückstreuung auf das zweieinhalbfache an, verglichen mit dem Fall ohne Rückstreuung. Eine vergleichbare Untersuchung mit dem direkt vor dem FCAL-Prototyp montierten Presamplerprototyp ([BOR95]) ergab eine Erhöhung der Presamplersignals bei 75 GeV auf 240%. In Abbildung 7.1 läßt sich für diesen Fall eine Erhöhung auf 200% ablesen. Der Unterschied ist auf die verschieden Materialien zurückzuführen, welche die Rückstreuung erzeugen. Der Kalorimeterprototyp enthält einen hohen Anteil an Uran mit einer größeren Kernladungszahl als das hinter dem freistehenden Presamplerprototyp plazierte Blei. Das die Kernladungszahl des Materials die Höhe der Rückstreuung beeinflußt ist in dem folgenden Abschnitt 7.4 dargestellt.

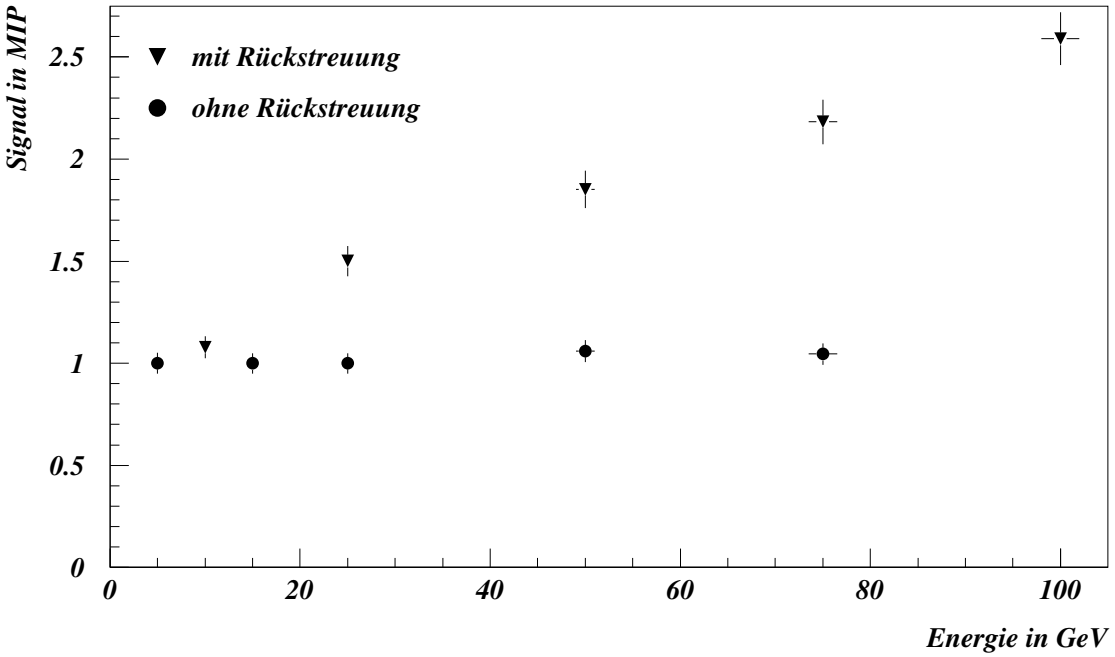

Abbildung 7.1: *Dargestellt ist das Presamplersignal in Einheiten von MIP, für eine Kachel, aufgetragen gegen die Elektronen-Einschußenergie. Die Rückstreuung wurde von 18 Strahlungslängen Blei im Abstand vob 5 cm hinter dem Presampler erzeugt. vor dem Presampler befand sich kein inaktives Material.*

In dem für den ZEUS-Detektor besonders wichtigen Bereich um 25 GeV (dies ist die Strahlenergie der Elektronen bei HERA) läßt die Rückstreuung das Signal auf das anderthalbfache steigen. Daher werden zur Kalibration der Kacheln des ZEUS-Presamplers Hadronen mit einer Energie von 215 GeV und Myonen benutzt [ZEUS96-028].

7.2 Ergebnisse der Winkeluntersuchungen

Der Versuchsaufbau zu dieser Untersuchung ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Bei der Analyse wurde berücksichtigt, daß Teilchen welche den Presampler nicht senkrecht durchqueren, einen längeren Weg im Szintillator zurücklegen[1] und somit ein höheres Signal hinterlassen. Dazu wurde auf gleiche Dicke zurückgerechnet.

Es können bei einem Winkel von 40° mehr rückgestreute Teilchen detektiert werden, weil die Entfernung der Teilchen zur Oberfläche langsamer abnimmt als z.B. bei senkrechtem Einschuß. Dadurch sind mehr Teilchen in der Lage das rückstreuende Material zu verlassen (siehe Abbildung 7.2).

[1]Das Presamplersignal steigt proportional mit der im Szintillator zurückgelegten Wegstrecke und die Wegstrecke mit dem Cosinus des Einschußwinkels.

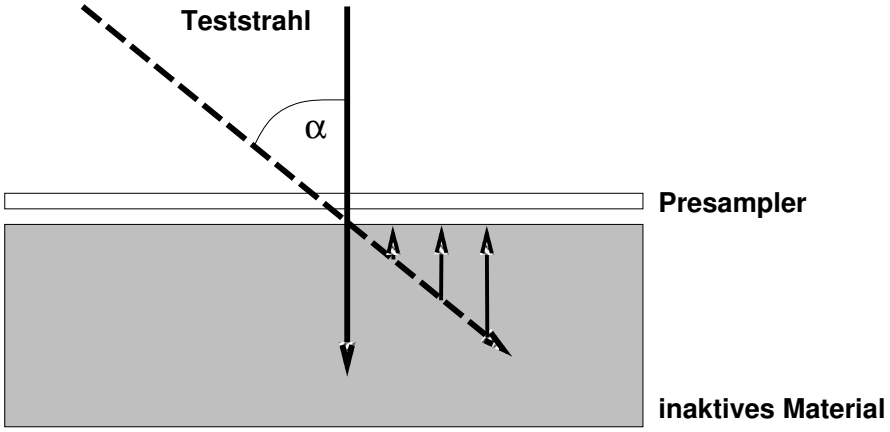

Abbildung 7.2: *Skizze der Bahnen von Teilchen beim Einschuß unter verschiedenen Winkeln. Der Abstand der Teilchen zur Oberfläche des inaktiven Materials nimmt bei nicht senkrechtem Einschuß langsamer zu als bei senkrechtem Einschuß. Als Folge davon können bei nicht senkrechtem Einschuß mehr rückgestreute Teilchen das inaktive Material in Richtung Presampler verlassen.*

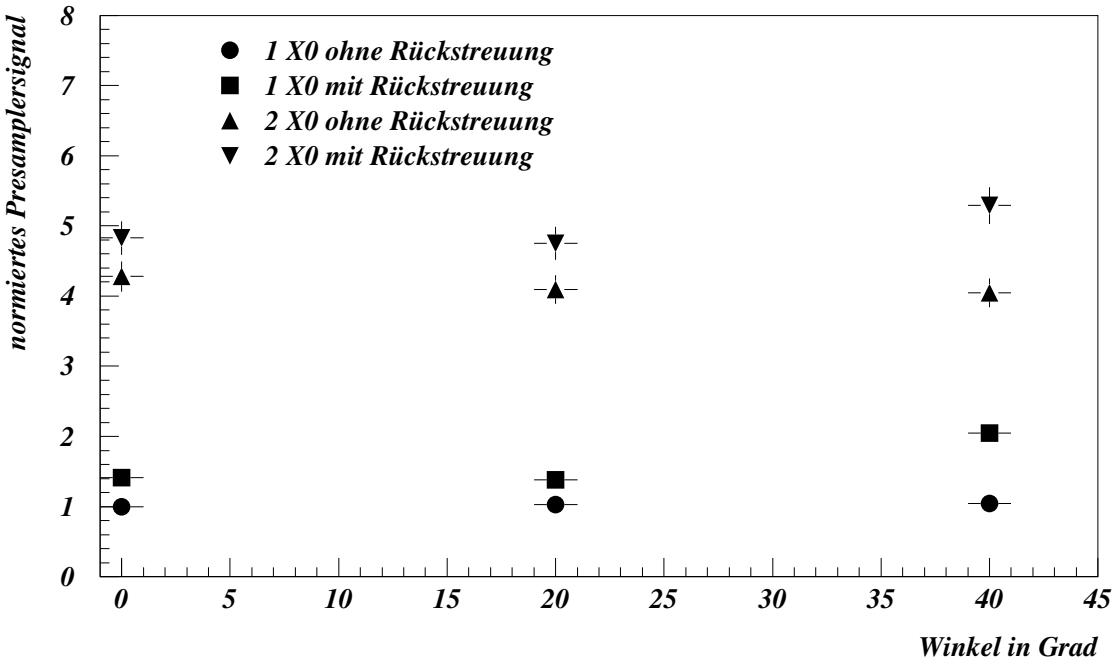

Abbildung 7.3: *Aufgetragen ist das Presamplersignal gegen den Einschußwinkel für verschiedene Mengen von inaktivem Material vor dem Presampler. Es sind jeweils Messungen mit und ohne Rückstreuung durchgeführt worden. Das Signal bei* 0° *Einschußwinkel, einer Strahlungslänge inaktivem Material vor dem Presampler und ohne Rückstreuung wurde auf eins normiert.*

In Abbildung 7.3 ist das Ergebnis der Messungen zum Signalverhalten des Presamplers bei Einschuß unter Winkeln von 0° bis 40° dargestellt. In dieser Grafik ist der Wert des Signals bei 0° Einschußwinkel, einer Strahlungslänge inaktivem Material vor dem Presampler und ohne Rückstreuung auf eins normiert.

Betrachtet man die Werte welche sich ohne Rückstreuung ergeben, so bleibt das Signal unabhängig vom Einschußwinkel gleich. Tritt Rückstreuung auf, so ist das Presamplersignal für 0° und 20° gleich groß, aber bei einem Winkel von 40° ist ein Anstieg zu beobachten.

Im ZEUS-Detektor treten Winkel bis zu 37° beim FCAL und 52° beim RCAL auf. Dies würde bedeuten, daß die Korrektur der Presamplersignale auf den längeren Weg im Szintillator nicht ausreicht und der oben beschriebene Effekt zu überhöhten MIP-Werten bei großen Winkeln führt.

7.3 Rückstreuung bei unterschiedlich großen elektromagnetischen Schauern

In Abbildung 7.4 das Presamplersignal bei zunehmender Aufschauerung des Primärteilchens dargestellt und in Abbildung 5.6 der Versuchsaufbau bei dieser Untersuchung. Die linke Hälfte von Abbildung 7.4 zeigt die Meßwerte aufgetragen gegen die Menge von inaktivem Material vor dem Presampler, Kreise bedeuten, daß es keine Rückstreuung gab und Dreiecke entsprechen den Versuchsbedingungen mit Rückstreuung. In der rechten Hälfte ist der relative Unterschied der Meßwerte unter den beiden Versuchsbedingungen in % dargestellt.

Es zeigt sich der erwartete Unterschied im Presamplersignal mit und ohne den Einfluß von Rückstreuung. Allerdings nimmt dieser Unterschied ab, je mehr inaktives Material die Teilchen durchqueren müssen. Befindet sich kein inaktives Material vor dem Presampler, so bedingt die Rückstreuung einen Anstieg des Presamplersignals um 42 %, dagegen sind es nur 8 % für den Fall, daß sich 2 X_0 inaktives Material vor dem Presampler befinden.

Die durch mehr inaktives Material ausgelöste zunehmende Aufschauerung der Primärteilchen führt dazu, daß die einzelnen Schauerteilchen im Mittel weniger Energie tragen.Wie in Abschnitt 7.1 dargelegt, wird die Rückstreuung geringer mit abnehmender Energie. Deshalb führt eine stärkere Aufschauerung zu einer Abnahme des Einflusses der Rückstreuung auf das Presamplersignal.

Im ZEUS-Detektor befindet sich zwischen Wechselwirkungspunkt und Presampler mindestens 1 X_0 inaktives Material, im Mittel sind es etwa 2 X_0 (siehe Abschnitt 3.3). Dies mindert den Einfluß der Rückstreuung auf die Signale des ZEUS-Presamplers. Man kann im ungünstigsten Fall einen Anstieg des Signals von 22 % erwarten und im Mittel bleibt der Anstieg unter 8 %.

Eine Monte-Carlo-Studie [ZEUS95-126] kam zu demselben Ergebnis. In Abbildung 7.5 ist ein Ergebnis dieser Studie dargestellt. In den Grafiken ist das Verhältnis der Energiede-

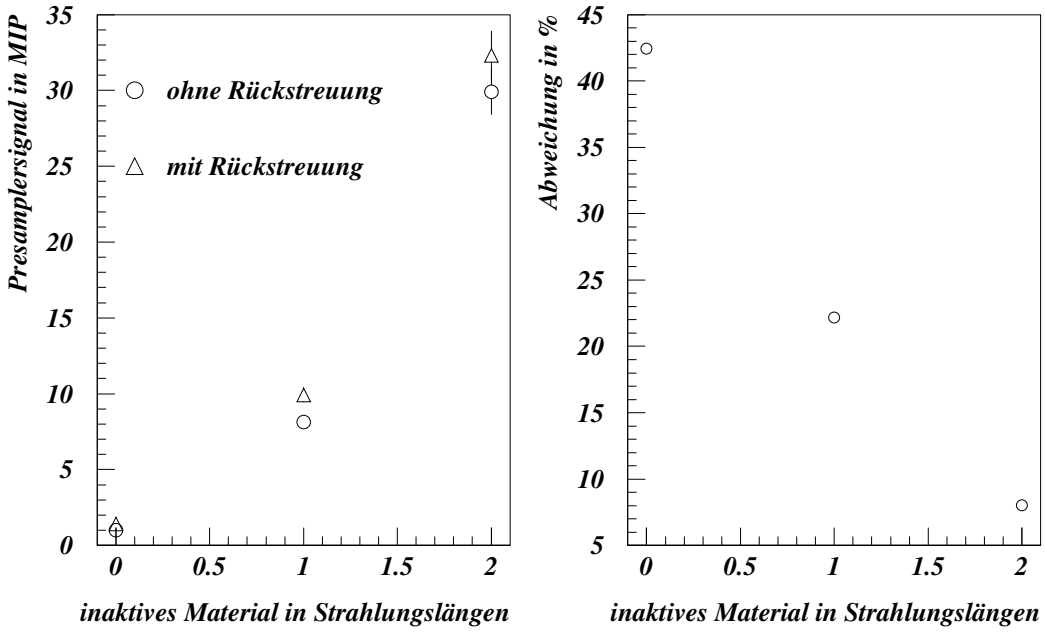

Abbildung 7.4: *Presamplersignal in Abhängigkeit von der Menge an schauerinduzirendem Material vor dem Presampler. Die linke Grafik zeigt die Meßwerte in MIP mit und ohne Rückstreuung, die rechte den relativen Unterschied dieser Meßwerte in %. Die Elektronen hatten bei dieser Untersuchung eine Energie von 25 GeV.*

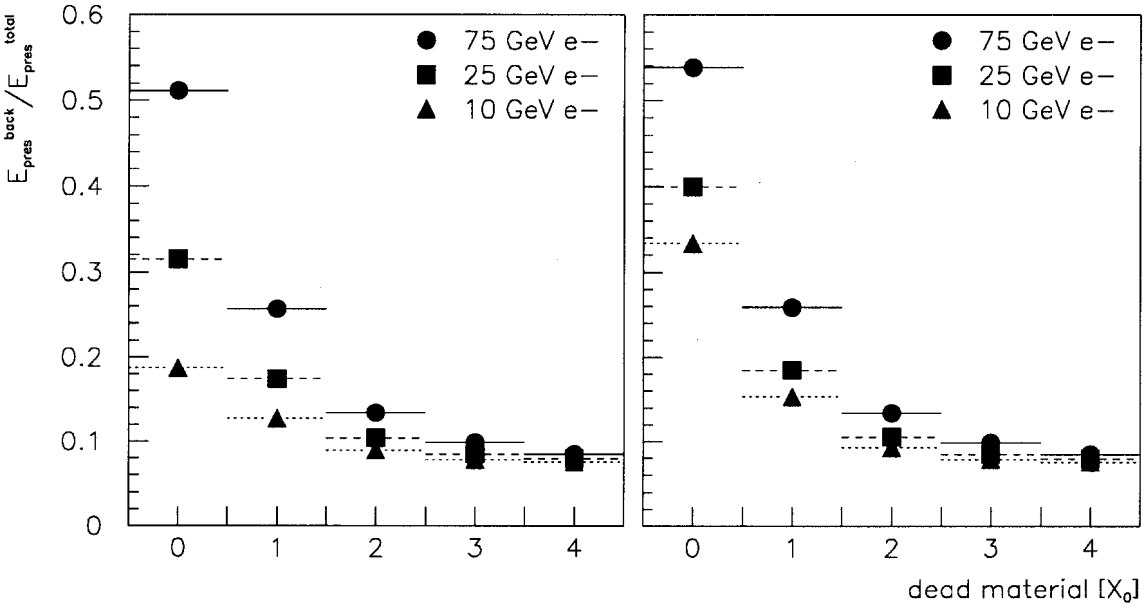

Abbildung 7.5: *Monte-Carlo-Simulation des Anteils der Rückstreuung am gesamten Presamplersignal. Aufgetragen ist das Verhältnis der Energiedepositionen im Presampler durch Rückstreuung zur gesamten Energiedeposition, gegen die Menge inaktiven Materials vor dem Presampler für verschiedenen Energien. In der linken Grafik sind alle Ereignisse berücksichtigt worden. Die rechte Grafik enthält nur Ereignisse bei denen Rückstreuung aufgetreten ist.* [ZEUS95-126]

positionen im Presampler durch Rückstreuung zur gesamten Energiedeposition, gegen die Menge inaktiven Materials vor dem Presampler für verschiedenen Energien aufgetragen. In der linken Grafik sind alle Ereignisse enthalten, die rechte Grafik enthält nur Ereignisse bei welchen es zu Rückstreuung kam.

Als Ergebnis der Monte-Carlo-Studie findet man, daß ab 2 X_0 inaktivem Material vor dem Presampler der Anteil der Rückstreuung an der Gesamtenergiedeposition weniger als 8 % ausmacht [ZEUS95-126]. Damit hat man eine sehr gute Übereinstimmung von Messung und Monte-Carlo-Simulation.

7.4 Materialabhängigkeit

Das Resultat der Untersuchungen zum Einfluß der Materialart auf die Rückstreuung ist in Abbildung 7.6 dargestellt und der Versuchsaufbau in Abbildung 5.8.

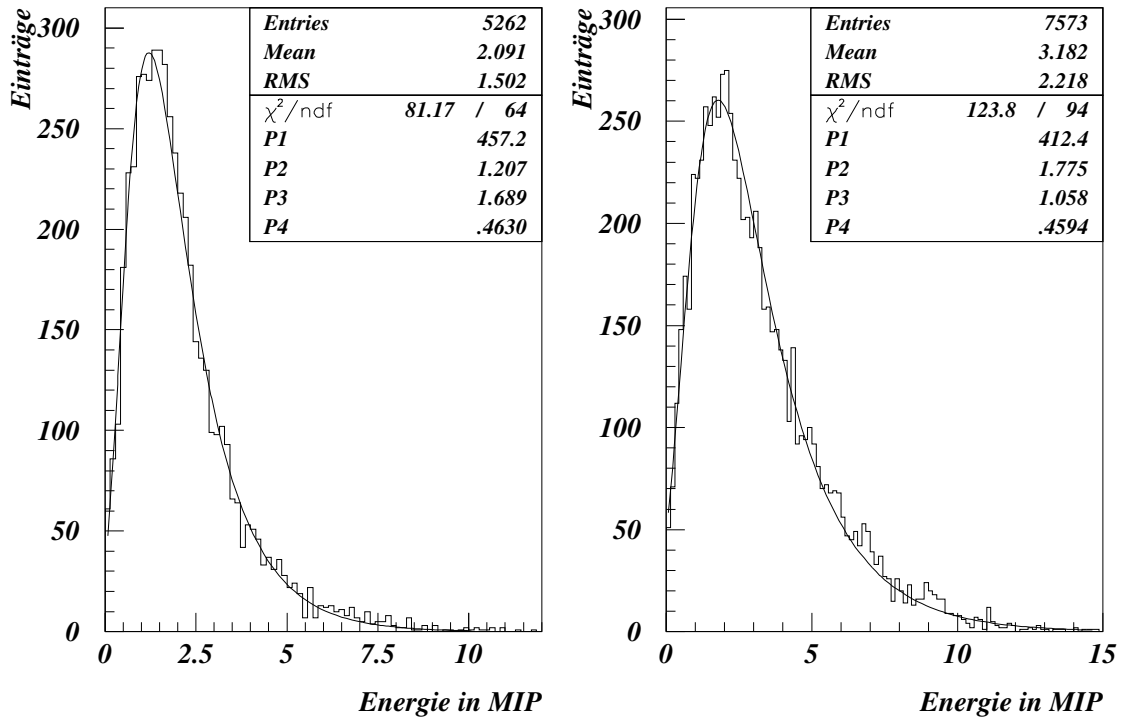

Abbildung 7.6: *Häufigkeitsverteilungen des Presamplersignals von 25 GeV Elektronen in Einheiten von MIP. In der linken Hälfte ist die Verteilung gezeigt welche sich ergibt wenn das Rückstreuung erzeugende Material Eisen ist und rechts wurde sie durch Blei erzeugt. In beiden Fällen wurden 13 Strahlungslängen Rückstreumaterial verwendet. Vor dem Presampler befand sich bei dieser Untersuchung kein inaktives Material.*

Das Histogramm auf der linken Seite zeigt die Verteilung der Energiedeposition im Presampler mit ihrer Anpassung. Die Rückstreuung wurde durch Eisen hervorgerufen. Das

Histogramm in der rechten Hälfte zeigt das gleiche bei Rückstreuung durch Eisen. Bei dieser Untersuchung befand sich kein inaktives Material vor dem Presampler. Die größere Kernladungszahl von Blei führt zu einer Erhöhung des Presamplersignals um 47% gegenüber dem Signal, welches man erhält, wenn sich Eisen hinter dem Presampler befindet.

Eine Strahlungslänge Blei ist nur 0,56 cm gegenüber einer Strahlungslänge Eisen mit 1,76 cm, dadurch kommt es in Blei zu mehr Wechselwirkungen dicht unter der Oberfläche. Es können somit mehr rückgestreute Teilchen den Presampler erreichen und dort Energie deponieren als im Fall von Eisen, in dem die in einer größeren Tiefe entstandenen Teilchen wieder absorbiert werden.

Das Kalorimeter des ZEUS-Detektors enthält als Absorbermaterial Uran, das eine noch kleinere Strahlungslänge besitzt als die hier untersuchten Materialien. Man kann demnach eine Verstärkung der Rückstreuung durch das verwendete Material erwarten.

7.5 Entfernungsstudie

Abbildung 7.7 zeigt die Entwicklung des Presamplersignals wenn das rückstreuende Material hinter dem Presampler immer weiter entfernt wird. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Das Signal nimmt bei wachsender Entfernung schnell ab. Dies bedeutet, es wird bei wachsender Entfernung immer weniger Rückstreuung gesehen. Der Großteil der Rückstreuung findet unter großen Winkeln statt, was wegen der Erzeugung durch Vielfachstreuung zu erwarten ist. Dadurch ist der Einfluß der Rückstreuung in einer

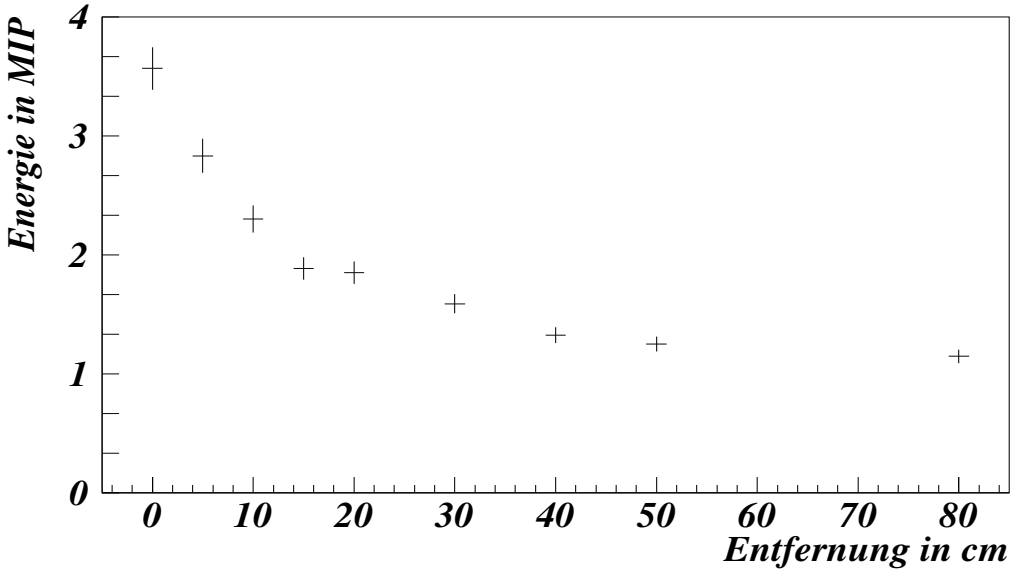

Abbildung 7.7: *Das in Einheiten von MIP aufgetragene Signal des Presamplerprototypen in Abhängigkeit von der Entfernung, in welcher sich das Rückstreuung erzeugende Material befindet.*

Entfernung von 50 cm kaum noch nachweisbar denn die meisten rückgestreuten Teilchen passieren den Presamplerprototypen seitlich.

Im Hinblick auf die CERN-Tests vor 1994 (826-828 siehe Anhang), bei denen die verschiedenen Presamplerprototypen nicht direkt vor das Kalorimeter montiert waren, sondern in einer Entfernung von 11-15 cm aufgestellt waren, bedeutet dies, daß die gewonnen Daten unbrauchbar sind, weil der Einfluß von Rückstreuung fehlt.

7.6 Untersuchungen mit der Lochkachel

7.6.1 Energiespektrum der Rückstreuung

Die in Abschnitt 5.4 beschriebene Lochkachel ermöglicht, es ein Energiespektrum der Rückstreuung aufzunehmen. Dazu betrachtet man die Energiedeposition in der Lochkachel

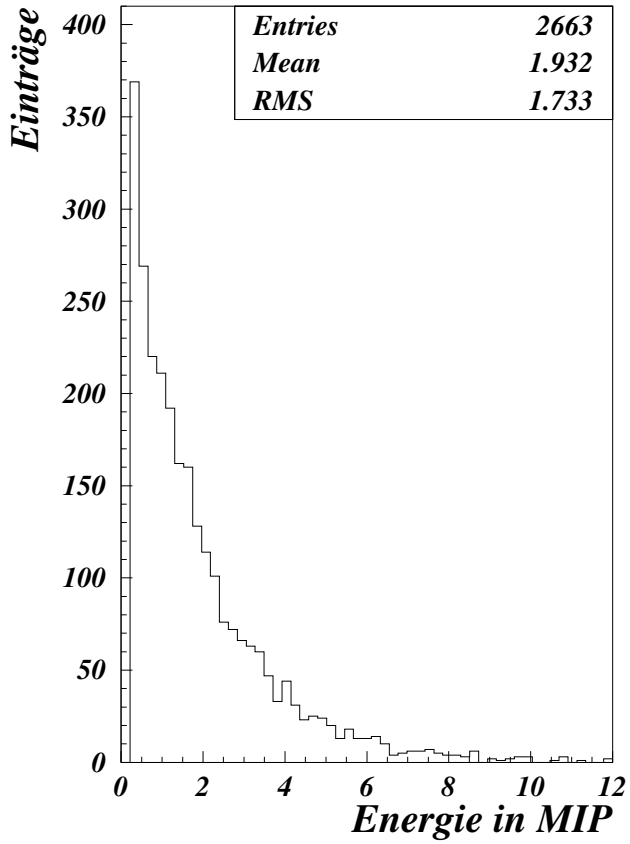

Abbildung 7.8: *Energiespektrum der Rückstreuung von Elektronen mit einer Energie von 25 GeV. Dargestellt ist die Energiedeposition in die Lochkachel. Als Rückstreumaterial kamen 13 Strahlungslängen Blei zum Einsatz.*

und blendet somit die direkten Energiedepositionen durch Strahlteilchen aus. Dabei wurde der gleiche Versuchsaufbau verwendet, wie er zur Untersuchung der Materialabhängigkeit beschrieben ist(Abschnitt 5.5.4).

Das Energiespektrum der Rückstreuung in Einheiten von MIP ist in Abbildung 7.8 gezeigt. Das Maximum der Verteilung befindet sich bei sehr niedrigen Energien. Das war zu erwarten, da sich die Rückstreuung größtenteils aus niederenergetischen γ-Quanten und Elektronen zusammensetzt. Die Form des Energiespektrums unterscheidet sich deutlich von der, welche Teilchen erzeugen, die sich wie MIPs verhalten. Die Rückstreuteilchen genügen vor allem aufgrund ihrer niedrigen Energie, nicht den in Abschnitt 2.3 aufgestellten Kriterien für minimal ionisierende Teilchen.

Das von der Rückstreuung erzeugte Signal im Presampler führt nicht zu einem Untergrund von MIPs sondern ändert die Form des Gesamtsignals. Aus diesem Grund ist es nicht möglich, eine Anpassung von Funktion 6.1 nach dem in Kapitel 6 beschriebenen Verfahren durchzuführen. Der wahrscheinlichste Wert für die Energiedeposition durch Rückstreuung ist damit nicht anzugeben. Statt dessen läßt sich aus der Verteilung 7.8 der Mittelwert dieser Energiedeposition, welcher bei 1,9 MIP liegt, bestimmen.

7.6.2 Differenz von Presamplersignal und Rückstreusignal

Die in Abbildung 7.9 dargestellte Häufigkeitsverteilung ergibt sich, wenn man ereignisweise die Differenz zwischen Energiedeposition in der Einschußkachel und der Lochkachel aufträgt. Beide Größen sind dabei auf MIP kalibriert. Die Prozesse, durch die die Energie in den Presamplerkacheln deponiert wird, sind nicht korreliert. Das bedeutet, eine große Energiedeposition in der Einschußkachel führt nicht unbedingt zu einer großen Energiedeposition in der Lochkachel und umgekehrt. Beide Prozesse finden statistisch unabhängig voneinander statt.

Das Maximum der Verteilung in Abbildung 7.9 müßte bei einem MIP liegen, weil man im Mittel vom Presamplersignal mit Rückstreuung die Rückstreuung subtrahiert hat. Das tatsächliche Maximum ist 1,21, was bedeutet, daß 21 % der Rückstreuung von der Lochkachel nicht nachgewiesen werden. Es gibt zwei Prozesse die dazu beitragen:

- Teilchen die durch das Loch zurückgestreut werden
- Rückstreuteilchen, die ihre gesamte oder den größten Teil ihrer Energie in der Einschußkachel deponieren und keine oder sehr viele weniger Energie in der Lochkachel

Von den 21 % Rückstreuteilchen welche in der Lochkachel nicht nachgewiesen werden, ist nur ein kleiner Teil auf Verluste durch das Loch zurückzuführen. Die Rückstreuung findet zum größten Teil unter großen Winkeln statt, somit wird nur ein kleiner Teil der Teilchen senkrecht zurück durch das Loch zurück gestreut.

Der größte Teil der Differenz kommt durch rückgestreute Teilchen zustande die ihre gesamte Energie in der zentralen Presamplerkachel deponieren und die Lochkachel somit

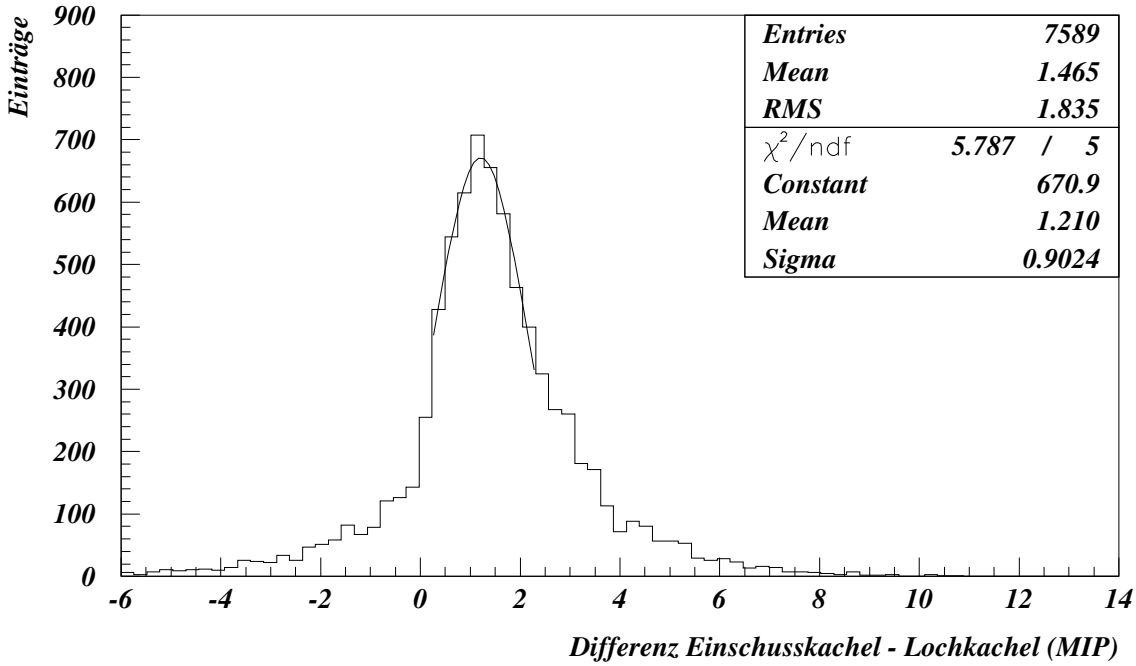

Abbildung 7.9: *In dieser Grafik ist ereignisweise von der Energiedeposition in die Einschußkachel die entsprechende Energiedeposition in die Lochkachel subtrahiert. Dabei sind beide Größen auf MIP kalibriert. Die Energie des Elektronenstrahls war 25 GeV und hinter dem Prototyp befanden sich 13 Strahlungslängen Blei, um Rückstreuung zu erzeugen.*

mehr nicht erreichen. Der Aufbau des Presamplerprototypen mit zwei Kacheln übereinander erweist sich hier als Nachteil.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen am ZEUS-Presampler mit einem punktförmigen ^{60}Co-Präparat vorgestellt und ausgewertet. Weiterhin werden Teststrahlmessungen mit einem freistehenden Presamplerprototypen am CERN vorgestellt und ausgewertet, die sich mit dem Einfluß von Rückstreuung auf das Signalantwortverhalten eines Presamplers beschäftigen.

Die ^{60}Co-Untersuchungen dienten unter anderem als Funktionstest für den ZEUS-Presampler nach seiner Installation, dabei wurden fünf Fälle von Lichtlecks entdeckt und konnten behoben werden.Ein weiteres Ergebnis der ^{60}Co-Untersuchungen ist, daß man über das Schema und die Größenordnung des Übersprechens der Kanäle der Multianodenphotomultiplier genaue Kenntnisse gewonnen hat. Das Übersprechen erfolgt immer nur in den Kanal n+4 (n ist die Nummer des Kanals). Es wurde ein maximaler Wert von 3 % des Eingangssignals gemessen, das Übersprechen trat in etwa 50 % aller Fälle auf.

Die Analyse der Testdaten läßt sich wie folgt zusammenfassen:

- Die Rückstreuung zeigt eine starke Abhängigkeit von der Elektronenenergie. Im Energiebereich von 5 GeV bis 100 GeV steigt das Presamplersignal bedingt durch Rückstreuung auf 250 %, falls sich keine inaktive Materie vor dem Presampler befindet

- Bei nicht senkrechtem Einfall des Primärteilchens, ohne inaktives Material vor dem Presampler, einer Elektronenenergie von 30 GeV und großen Winkeln ($\Theta = 40°$) erhöht sich die Rückstreuung gegenüber senkrechtem Einfall.

- Befindet sich vor dem Presampler inaktives Material, welches Teilchen durchqueren müssen, dann nimmt der Einfluß von Rückstreuung mit wachsender Materialmenge ab. Bei einer Einschußenergie von 25 GeV erhält man ohne inaktives Material einen Anstieg des Presamplersignal durch Rückstreuung um 42 %, bei 2 X_0 vor dem Presampler sind es nur noch 8 %.

- Es besteht eine Abhängigkeit zwischen der Höhe der Rückstreuung und der Ordnungszahl des rückstreuenden Materials. Vergleicht man Eisen und Blei bei gleicher

Elektronenenergie (30 GeV) und ohne inaktives Material vor dem Presampler, erhält man für Blei ein um 47 % höheres Presamplersignal.

- Die Entfernung zwischen Rückstreumaterial und Presampler ist wichtig für die Messbarkeit von Rückstreuung. Unter den gegebenen experimentellen Bedingungen war bei einer Entfernung von 50 cm ist die Rückstreuung kaum noch nachweisbar.

- Das Energiespektrum der Rückstreuung hat sein Maximum bei niedrigen Energien und die Form des Spektrums unterscheidet sich von der Form eines MIP-Spektrums.

Abschließend kann man feststellen, daß die Rückstreuung einen merklichen Einfluß auf das Presamplersignal hat. Die gilt insbesondere bei hohen Elektronenenergien ($\sim$ 100 GeV) und ohne inaktive Materie vor dem Presampler. Auf den ZEUS-Presampler wirkt sich die Rückstreuung nicht störend aus. Dies liegt im wesentlichen daran daß sich im Mittel 2 X_0 inaktives Material zwischen Wechselwirkungspunkt und Presampler befinden.

Anhang A

Übersicht der am CERN-SPS von 1992-1995 getesteten Presamplerprototypen

CERN-Test Nr. Zeitraum	Kachel- anordnung	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	MPM, ZEUS-Elektronik
830 14.09.-21.09.94	4 x 4	20 x 20 cm^2	fest	MPM, ZEUS-Elektronik
831 30.06.-10.07.95	4 x 4 3 x 3	20 x 20 cm^2 20 x 20 cm^2	fest freistehend	MPM, ZEUS-Elektronik MPM, CAMAC-ADC's
832 22.08.-30.08.95	4 x 4 3 x 3	20 x 20 cm^2 20 x 20 cm^2	fest freistehend	MPM, ZEUS-Elektronik MPM, CAMAC-ADC's

Literaturverzeichnis

[BAM96] A. Bamberger et.al., „The presampler for the forward and rear calorimeter in the ZEUS detector“, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A 328 (1996) S. 419-429

[BOR95] A. Bornheim, „Kalibration des Presamplers für die Elektron-Energiemessung im ZEUS-Detektor“, Diplomarbeit, Bonn, 1995

[BEH92] U. Behrens u.a., „Quality control and calibration of the ZEUS forward and rear calorimeters with ^{60}Co sources“, Nuclear Instruments & Methods in Physiks Research A 323 (1992) S. 611-625

[BOH98] I. Bohnet u.a., „Uniformity measurments of ZEUS Forward Calorimeter Module 8 with the ^{60}Co method“, ZEUS Note 98-027, Hamburg, 1998

[HOR97] D. Horstmann, „Aufbau, Kalibration und Anwendung des Zeus-Presampler-Detektors“,Dissertation, Hamburg, 1997

[KRU92] J. Krüger, „The Uranium Scintillator Calorimeter for the ZEUS Detector at the Electron-Proton Collider HERA“, Interner Report, DESY F35-92-02, Hamburg, 1992

[LEO87] W.R. Leo, „Techniques for nuclear and particle physics experiments“, Springer Verlag, 1987

[MEY95] A. Meyer, „Modified Landau Function“, Vortrag Presamplermeeting, Hamburg, 1995

[MIN92] CERN Program Library Office, „MINUIT Function Minimization and Error Analysis“, CERN, 1992

[MUS88] G. Musiol et.al. „Kern- und Elementarteilchenphysik“, VCH-Verlag, Weinheim, 1988

[NOW96] M. Nowoczyn, „Untersuchungen zum Antwortverhalten eines ZEUS-Presamplerprototypen in Abhängigkeit von der Art und Verteilung schauerinduzierender Materialien und der Rückstreuung“, Diplomarbeit, Hamburg, 1996

[OSS96] R. Ossowski, „Presampler-Untersuchungen zur Hadronen-Energiemessung im ZEUS-Detektor“, Diplomarbeit, Bonn, 1996

[PHYS96] Particle Data Goup, R.M. Barnett et.al., „Review of Particle Physics“, American Physical Society, Physical Review D, Vol. 54, New York, 1996

[TAY88] J.R. Taylor, „Fehleranalyse: Eine Einführung in die Untersuchung von Unsicherheiten in physikalischen Messungen“, VCH-Verlag, Weinheim, 1988

[ZEUS88] ZEUS Collaboration, M. Derrick et.al., „The ZEUS detector“, Status Report, DESY, 1988

[ZEUS90] ZEUS Collaboration, M. Derrick et.al., „The ZEUS detector“, Status Report, DESY, 1990

[ZEUS93] ZEUS Collaboration, M. Derrick et.al., „The ZEUS Detector“, Status Report, DESY, 1993

[ZEUS95-126] M. Grothe et.al., „The Contribution of Backscattering to the ZEUS Presampler Signal“, ZEUS-Note 95-126, 1995

[ZEUS96-028] J.H. Vossebeld u.a., „Calibration of the Forward and Rear Presampler in ZEUS with Hadrons“, ZEUS-Note 96-028, Hamburg, 1996

Danksagungen

Ich möchte mich hier all jenen herzlich danken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. K. Wick und Herrn Dr. U. Holm danke ich für die Überlassung der sehr interessanten Aufgabenstellung und die intensive Betreuung.

Für viele aufschlußreiche Diskussionen und Ratschläge möchte ich mich bei Dr. D. Horstmann und M. Nowoczyn bedanken.

Allen ehemaligen und gegenwärtigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe danke ich für die tolle Arbeitsatmosphäre, welche immer von Freundlichkeit und Hilfsbereitschaft geprägt war, ebenso dafür, daß es jederzeit möglich war inspirierende oder entspannende Diskussionen zu führen. Namentlich sind dies, neben den schon genannten: B. Bodmann, I. Bohnet, Dr. W. Busjan, Dr. A. Dannemann, S. Faghihi, R.P. Feller, N. Gendner, A. Hacker, A. Henkel, D. Hischke, S. Jacobs, J. Koch, M. Kunz, R. Ladwig, A. Meyer-Larsen, R. Mohrmann, E.A. Möller, M. Moritz, T. Neumann, H. Prause, Dr. H. Salehi, S. Schacht, S. Thies, J. Thiesing und T. Zoufal.

Auch meinen Eltern möchte ich an dieser Stelle danken. Sie haben mir dieses Studium ermöglicht und mußten lange auf das Ende meiner Studienzeit warten.

Erklärung entsprechend der Prüfungsordnung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

Hamburg, im August 1998

(Dietmar Kummerow)