

Interner Bericht
DESY F14-86-03
September 1986

UNTERSUCHUNGEN AN EINEM URAN-SZINTILLATOR-KALORIMETER
MIT ELEKTRONEN UND HADRONEN

von

J.H. Peters

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	24. NOV. 1986	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

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

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

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

Interner Bericht
DESY F14-86-03
September 1986

Untersuchungen an einem Uran-Szintillator-Kalorimeter mit Elektronen und Hadronen

Jan Hendrik Peters

experimentelle Diplomarbeit
am II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

24. Juni 1986

Abstract

We tested the performance of a uranium scintillator calorimeter in the energy range between 5 and 40 GeV with electrons and hadrons. The calorimeter was longitudinally divided into 12 modules each with 4 sections. The latter consisted of a 10 mm depleted uranium layer and a 5 mm scintillator layer (NE110) each. To achieve full containment of hadronic showers a second part of 13 modules with iron absorbers was placed behind the main calorimeter.

This calorimeter setup with uranium-scintillator thickness ratio of 2 showed strong overcompensation. The degree of overcompensation varied with the signal integration time. At the standard gate length (75 ns) the e/π -ratio was 0.82 ($< \pm 0.003$ stat., ± 0.03 syst.) and nearly independent of energy between 10 and 40 GeV.

A comparison with other measurements and calculations shows a clear connection between the ratio of the plate thicknesses and the e/π -ratio.

Before correction for the large beam spread ($\geq 8\%$) an energy resolution of $39\%/\sqrt{E} \oplus 4.2\%$ was found for electrons and $50\%/\sqrt{E} \oplus 7.9\%$ for hadrons. More than 80% of 40 GeV hadrons deposited $> 95\%$ of their energy in the uranium part ($\sim 5.4\lambda_0$), the rest of the energy was measured in the iron part ($\sim 8.1\lambda_0$).

Inhalt

1	Einleitung	4
2	Einführung in die Physik der Kalorimetrie	7
2.1	Grundlagen der Schauerentwicklung	7
2.1.1	Elektromagnetische Schauer	7
2.1.2	Energiemessung elektromagnetischer Schauer	10
2.1.3	Hadronische Schauer	11
2.1.4	Energiemessung hadronischer Schauer	13
2.2	Szintillatoren als Auslesemedium	14
3	Meßanordnung	16
3.1	Kalorimetraufbau	17
3.1.1	Das elektromagnetische Kalorimeter	17
3.1.2	Das WA78 Kalorimeter	19
3.1.3	Das optische Auslesesystem	20
3.2	Trigger und Hilfszähler	21
3.3	Elektronische Signalverarbeitung und Datennahme	22
3.4	Durchgeführte Messungen	22
4	Teilchenidentifikation und Strahlbedingungen	24
4.1	Teilchenidentifikation	24
4.1.1	Čerenkovzählerdaten	24
4.1.2	Kalorimeterdaten	26
4.2	Strahlbedingungen	31
5	Analyse der Messungen	36
5.1	Vorbemerkungen zur Kalibration	36
5.2	Kalibration des elektromagnetischen Teils	37
5.2.1	Kalibration mit Elektronen	38
5.2.2	Kalibration mit Hadronen	40
5.3	Kalibration des hadronischen Teils	42
5.4	Analyse der Energieabhängigkeit verschiedener Größen	43
5.4.1	Untersuchung der Linearität	45
5.4.2	Untersuchung der Energieauflösung	49
5.4.3	Untersuchung des e/π -Verhältnisses	53
5.5	e/π -Verhältnis in Abhängigkeit von der Integrationszeit	53
5.6	Diskussion des e/π -Verhältnisses	55

Abbildungsverzeichnis

2.1	Energieverlust pro Strahlungslänge für Elektronen	8
2.2	Photon-Wechselwirkungsquerschnitte unterhalb 1 GeV	9
2.3	Longitudinales Schauerprofil in Uran für Elektronen bei 10 GeV	11
2.4	Absorption und Emission der Fluoreszenzgruppen in SCSN-38 und Y-7	15
3.1	Meßanordnung im Strahl X3 am CERN in der Aufsicht	16
3.2	Aufbau eines elektromagnetischen Moduls	18
3.3	Ansicht eines hadronischen Moduls	19
4.1	Ansprechwahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers	25
4.2	Pulshöhenverteilungen bei 30 GeV im WA-78 Kalorimeter vor und nach Anbringen von Schnitten zur Teilchenidentifikation	27
4.3	Pulshöhenverteilungen der identifizierten Teilchen im Strahl bei einer Energie von 5 GeV	28
4.4	Pulshöhenverteilungen eines Elektronschauers der Energie 40 GeV in den ersten beiden Modulen	29
4.5	Pulshöhenverteilungen eines Hadronschauers der Energie 40 GeV in den ersten vier Modulen	30
4.6	Pulshöhenkorrelationsplot vor und nach Anbringen von Schnitten zur Teilchenidentifikation	31
4.7	Gerechnete Strahlprofile bei 10 GeV für verschiedene Fingerpositionen	32
4.8	Abhängigkeit des Impulsmittelwertes und der Impulsbreite von der Strahlposition	34
5.1	Anzahl der in den Hodoskop-Fingern registrierten Teilchen im Strahl	38
5.2	Pulshöhenverteilung im Kalorimeter für alle Hodoskop-Finger bei 30 GeV	39
5.3	Normierte Pulshöhenverteilungen für Hadronen der Energie 5 bis 40 GeV	44
5.4	Normierte Pulshöhenverteilungen für Elektronen der Energie 5 bis 40 GeV	44
5.5	Pulshöhenverteilungen für Hadronen der Energie 5 GeV	46
5.6	Pulshöhenverteilungen für Hadronen der Energie 20 GeV	46
5.7	Abhängigkeit der gerechneten Impulsabweichung von der Energie	47
5.8	Energieabhängigkeit gemessener Elektron- und Hadronpulshöhen	49
5.9	Energieabhängigkeit der Energieauflösung für Hadronen und Elektronen	50
5.10	Quadrat der relativen Energieauflösung gegen $1/E$	51
5.11	Gerechnete Strahlunschärfen in Abhängigkeit von der Strahl nominalenergie	52
5.12	e/π -Verhältnisse für zwei Gatelängen in Abhängigkeit von der Strahlenergie	54
5.13	e/π -Verhältnisse bei 30 GeV in Abhängigkeit von der Gatelänge	55
5.14	Elektron- und Hadronpulshöhen gegen Gatelänge	56
5.15	e/π -Verhältnisse in Abhängigkeit von Uran- und Szintillatordicke	57

Tabellenverzeichnis

2.1 Strahlungslänge, Absorptionslänge, kritische Energie und minimaler Ionisationsverlust für einige Materialien.	9
3.1 Abmessungen des elektromagnetischen Kalorimeters	17
3.2 Abmessungen des hadronischen Kalorimeters	20
3.3 Triggerbedingungen bei den verschiedenen Energien	23
4.1 Prozentualer Anteil der identifizierten Teilchen im Strahl bei den verschiedenen Energien.	30
4.2 Gerechnete Strahlenschärfe : Impulsmittelwerte	33
4.3 Gerechnete Strahlenschärfe : Breite der Verteilungen	33
4.4 Gerechnete Strahlparameter für drei ausgewählte Positionen des gesamten Strahlhodoskops.	35
5.1 Gemessene Mittelwerte und Breiten der Hadron- und Elektronverteilungen	45
5.2 Quotienten von gemessener Energie zur Nominalenergie	48
5.3 Quotienten aus gemessener Energie zur Nominalenergie nach Abzug von 5 Kanälen.	48
5.4 e/π -Verhältnisse bei zwei verschiedenen Gatelängen.	53
5.5 e/π -Verhältnisse bei 30 GeV für verschiedenen Gatelängen.	54
5.6 e/π -Verhältnisse und die Quotienten aus Uran- und Szintillatordicken.	57

Kapitel 1

Einleitung

Kalorimeter sind Meßinstrumente, mit denen man die Energie von Elementarteilchen messen kann. Raumüberdeckende Kalorimeter zum Nachweis von Elektronen und Photonen sind seit den siebziger Jahren im Einsatz. Die Entwicklung von Kalorimetern für Hadronen ist dagegen noch in der Anfangsphase. Ein zunehmendes Interesse an Kalorimetern hat sich in der letzten Zeit besonders bei Speicherring-Experimenten herausgebildet. Bei hohen Energien verschlechtert sich die Auflösung herkömmlicher Impulsbestimmungs-Detektoren mit magnetischer Ablenkung. Bei Kalorimetern hingegen wird die relative Energieauflösung σ_E/E um so besser, je größer die Energie der zu untersuchenden Teilchen ist. Diese Eigenschaft wird insbesondere bei den Detektoren an Beschleunigern der nächsten Generation, wie z.B. HERA, an Bedeutung gewinnen. Dabei stehen Eigenschaften wie gute Energieauflösung und Langzeit Konstanz der Kalibration im Vordergrund. Eine wichtige Größe ist hierbei das Signalverhältnis von Elektronen und Hadronen im Kalorimeter, das sog. e/π -Verhältnis. Üblicherweise ist das e/π -Verhältnis größer als e/m_s . Je näher es für eine bestimmte Kalorimeter-Konfiguration an e/m_s liegt, desto besser ist die Energieauflösung für Hadronen. Liegt das e/π -Verhältnis bei e/m_s , so hat man ein kompensierendes Kalorimeter, liegt der Wert unter e/m_s spricht man von Überkompensation.

Die Energieauflösung von Hadron-Kalorimetern kann bei hohen Energien deutlich verbessert werden, wenn Wichtungsmethoden in der Analyse angewandt oder beim Aufbau des Kalorimeters bestimmte kompensierende Materialien verwendet werden, d.h. Materialien, in denen das gemessene Signal von Elektronen und Hadronen möglichst gleich groß ist. Die Kalorimeter der beiden geplanten Detektoren H1 und ZEUS bei HERA wollen diese verschiedenen Wege zur Verbesserung der Energieauflösung einschlagen. Während bei H1 eine nicht kompensierende Materialkombination aus Blei bzw. Eisen und flüssigem Argon verwendet werden soll und man deswegen auf Wichtungsmethoden angewiesen ist, will man bei ZEUS eine Kombination aus Uran und Szintillator verwenden, von der man sich Kompensation erhofft; damit kann ohne Wichtungsmethoden die prinzipiell beste Energieauflösung erreicht werden.

Das Datenmaterial von bereits vorhandenen Detektoren ist vielfältig und zunächst teilweise verwirrend. Vielfach hat man auch bei Verwendung von Uran keine vollständige Kompensation erreicht oder bei ähnlichem Kalorimeteraufbau stark unterschiedliche Ergebnisse erzielt. Insbesondere bei Uran-Kalorimetern schien es nicht möglich zu sein, aus den vorhandenen Messungen Vorhersagen für das Verhalten von Detektorparametern, wie z.B. des e/π -Verhältnisses, für neue, anders gebaute Kalorimeter zu treffen.

In dieser Arbeit wird ein Kalorimeter untersucht, das aus solchen kompensierenden Materialien besteht. Das für dieses Kalorimeter gefundene e/π -Verhältnis ermöglicht zusammen

mit anderen neueren Ergebnissen, ein Schema zu entwerfen, mit dessen Hilfe man das e/π -Verhältnis in Verbindung mit Detektorbaugrößen bringen kann.

Ein Kalorimeter besteht im Prinzip aus einem größeren Materialblock, in dem die Teilchen ihre gesamte Energie deponieren sollten. Die Energieabgabe an das Detektormedium erfolgt über eine vom Teilchen ausgelöste Kaskade (Schauer) von sekundären Teilchen geringerer Energie mit nachfolgender Ionisation und Anregung des Mediums. Ein gewisser Bruchteil dieser Schauerenergie kann in Form von Ionisationsladungen, Szintillations- oder Čerenkovlicht nachgewiesen werden. Das so gemessene Schauersignal ist proportional zur Energie des einfallenden Teilchens. Mit einem geeigneten Kalibrationsverfahren kann man im Prinzip eine absolute Energieskala für das Kalorimeter erstellen. Leider ist das bei der Untersuchung von verschiedenen Teilchensorten nicht möglich. Bei gleicher Energie erzeugen Elektronen in herkömmlichen Kalorimetern ein sehr viel größeres Signal als Hadronen, so daß man mit einer Energieskala nicht auskommt. Zusätzlich erschwerend ist, daß Hadronenschauer immer einen gewissen Anteil von elektromagnetischer Energie beinhalten. Dieser Anteil ist von Schauer zu Schauer sehr unterschiedlich, so daß für verschiedene Hadronenschauer verschiedene Energieskalen verwendet werden müßten. Hier erreichen Wichtungsmethoden einen Angleich der hadronischen und elektromagnetischen Signalkomponenten im hadronischen Schauer, wodurch die Auswirkungen der Fluktuationen verringert und somit die Energieauflösung verbessert wird. Auf die Physik der Schauerentstehung und -entwicklung sowie auf die Prozesse, die zur Kompensation beitragen, wird im Kapitel 2 dieser Arbeit eingegangen.

Man unterscheidet in der Regel zwischen zwei verschiedenen Kalorimetertypen. Die sog. homogenen Kalorimeter bestehen aus einem Detektormaterial, in dem Schauererzeugung und -nachweis gleichzeitig stattfinden. Zu diesem Typ gehören Kristall-Detektoren aus NaI, CsI, etc. und z.B. Blei-Glas-Zähler. Sie zeichnen sich durch eine sehr gute Energieauflösung und eine kleine Strahlungslänge (~ 2.5 cm) aus, sind aber sehr teuer und begrenzt in ihren geometrischen Dimensionen. Von einem *Sampling*-Kalorimeter spricht man bei einer Detektor-Anordnung mit abwechselnden Schichten aus passiven Absorberschichten (Pb, Fe, Cu, U, etc.) und aktiven Nachweisschichten (Szintillatoren, flüssigem Argon, etc.). Neben geringeren Kosten zeichnen sich *Sampling*-Kalorimeter vor allem durch ihre kompakte Bauweise (effektive Strahlungslänge um ~ 1 cm) und die flexible Anordnung aus.

Besteht ein Kalorimeter aus mehreren, unterschiedlich gebauten Untereinheiten, wobei die erste ein feines *Sampling* ausweist und ausreichend lang ist, um einen elektromagnetischen Schauer vollständig einzuschließen, so spricht man von dieser Untereinheit als elektromagnetischem Kalorimeter. Der Rest des Kalorimeters wird dann als hadronischer Teil bezeichnet.

In dieser Arbeit werden Messungen mit einem solchen zweiteiligen Kalorimeter vorgestellt. Das elektromagnetische Kalorimeter wurde in Hamburg gebaut und hat ein feines *Sampling* von Uranplatten und Szintillatorplatten als Nachweissmedium. Als hadronischer Teil wurde ein am CERN befindliches Kalorimeter der WA78-Kollaboration verwendet. Dieses besitzt ebenfalls eine Abfolge von Uranplatten und Szintillatoren. Das *Sampling* ist jedoch sehr viel grober. Eine genaue Beschreibung des Kalorimeters sowie der Anordnung der Hillszähler, die bei der Datennahme bzw. der Datenanalyse einen wesentlichen Rolle gespielt haben, ist in Kapitel 3 zu finden.

Das unterschiedliche Verhalten der verschiedenen Teilchensorten, welches durch die Art ihrer Wechselwirkung mit dem Detektormaterial bestimmt wird, läßt sich andererseits aber

zur Identifikation der Teilchen ausnutzen. Insbesondere unterscheiden sich die Längen der von den Teilchen ausgelösten Schauer; Muonen bilden bei den üblichen Energien gar keinen Schauer aus und verlassen deshalb das Detektorvolumen, ohne dort ihre gesamte Energie deponiert zu haben. Ein Kalorimeter ermöglicht so bei entsprechend gewählter longitudinaler Segmentierung eine Identifizierung der Teilchen. Im Kapitel 4 wird beschrieben, wie die im Teilchenstrahl vorkommenden Elektronen, Hadronen und Muonen voneinander getrennt werden und an welchen Stellen die Gefahr einer Mißidentifikation besteht.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden an einem gemischten Teilchenstrahl durchgeführt, der für hohe Energien optimiert war. Um die für unsere Untersuchungen nötigen kleinen Energien zu erreichen, wurde ein zusätzliches (sekundäres) Target in den Strahl eingebaut. Dadurch verschlechterten sich die Strahlwerte für die Impuls- und Ortsdispersion. Der zweite Teil des vierten Kapitels beschäftigt sich mit den Strahlbedingungen. Vorgelegt werden die Ergebnisse von Strahlsimulationsrechnungen.

Ein großer Raum ist der Kalibration der verschiedenen Detektorkomponenten gewidmet. Insbesondere kann es bei der Kalibration des jeweils ersten Moduls eines jeden Kalorimeterteils zu Fehlern kommen. Die möglichen Quellen für diese Fehler werden zu Beginn des Kapitels 5 beschrieben. Dort wird dann vorgeführt, wie man diese Fehler erkennt und wie man sie vermeiden oder ihre Auswirkungen vermindern kann.

Nach der Beschreibung der Kalibration werden in den anschließenden Abschnitten des Kapitels die Elektron- und Hadronenanalysen durchgeführt, die mit dem hadronischen Kalorimeter genommen wurden. Dabei werden die Energieabhängigkeit der Energieauflösung und des e/π -Verhältnisses bestimmt. Weiterhin wird der Einfluß des Strahls auf diese Größen sowie auf den gewünschten linearen Zusammenhang zwischen der im Kalorimeter gemessenen Pulshöhe und der nominalen Strahlenergie untersucht. Ein weiterer Abschnitt geht auf die Abhängigkeit des e/π -Verhältnisses von der Signalintegrationszeit ein, wodurch man Aussagen über das Zeitverhalten des Kompensationssignals gewinnen kann. Zum Schluß des Kapitels werden Rechnungen von H.Brückmann et al. mit den e/π -Werten dieser Arbeit und anderen neueren Experimenten verglichen, wobei ein Schema deutlich wird, mit dessen Hilfe es möglich erscheint, das e/π -Verhältnis aus Detektorbaugrößen zu bestimmen. Es zeigt sich, daß zumindest für Uran-Szintillator-*Sampling*-Kalorimeter ein Zusammenhang zwischen dem Quotienten aus den Dicken der Uran- und Szintillatorschichten und dem e/π -Verhältnis besteht.

Kapitel 2

Einführung in die Physik der Kalorimetrie

2.1 Grundlagen der Schauerentwicklung

2.1.1 Elektromagnetische Schauer

Die Prozesse in elektromagnetischen Schauern sind im Rahmen der Quanten-Elektrodynamik beschreibbar und gut verstanden [1,2,3,4]. Es existieren Programme (z.B. EGS), mit denen man die auftretenden Prozesse gut simulieren kann. Dies ist u.a. deswegen möglich, weil die einzelnen Prozesse sehr häufig in einem Schauer stattfinden. Man kann dann das Schauerverhalten recht gut mit statistischen Aussagen beschreiben. Die für die Bildung eines elektromagnetischen Schauers wesentlichen Prozesse sind:

- Bremsstrahlung von Elektronen (bzw. Positronen) — sie werden im Feld eines Kernes abgebremst und emittieren dabei hochenergetische Photonen,
- Paarerzeugung von Photonen — sie können im Feld eines Kernes oder an einem Elektron der Hülle zu einem Elektron-Positron-Paar konvertieren.

Durch wiederholte Aufeinanderfolge dieser Wechselwirkungen bildet sich so eine Teilchenkaskade aus. Bei kleineren Energien innerhalb eines Schauers sind Reaktionen mit der Elektronenhülle der Atome dominant:

- Ionisation bzw. Anregung des Detektormediums durch Elektronen und Positronen,
- Photoeffekt — Absorption eines Photons unter Herausschlagen eines Hüllenelektrons,
- Comptonstreuung — elastische Photon-Streuung an einem Elektron.

Für Teilchen mit Energien über 10 MeV sind Bremsstrahlung und Paarerzeugung dominant. Die Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse sind dort nahezu energieunabhängig. Die Prozesse, die unterhalb von 1 GeV zur Energieabgabe der Teilchen an das Medium beitragen, sind in Abb.2.1 zu sehen. In diesem Energiebereich dominieren die Verluste durch Ionisation bzw. Anregung, die im Detektormedium nachgewiesen werden, z.B. durch Sammlung der Ionisationsladungen oder des Szintillationslichts. Die Energie, bei der die Verluste durch Bremsstrahlung und Ionisation gleich groß sind, ist materialspezifisch und wird als kritische

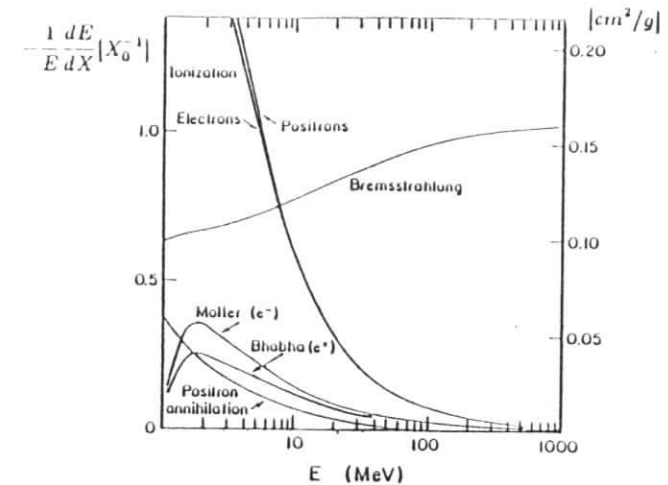


Abbildung 2.1: Prozentualer Energieverlust pro Strahlungslänge (linke Skala) und pro g/cm^2 (rechte Skala) in Blei als Funktion der Elektron- oder Positron-Energie [5].

Energie ϵ bezeichnet. In Blei hat ϵ den Wert 7.2 MeV. Die Werte für andere Materialien findet man in Tabelle 2.1.

Die Längenskala eines elektromagnetischen Schauers kann durch die Strahlungslänge X_0 beschrieben werden. Die Strahlungslänge X_0 ist diejenige Strecke, nach der die Energie eines Elektrons durch Bremsstrahlung auf $1/\epsilon$ der Anfangsenergie abgenommen hat; der mittlere Energieverlust pro Weglänge ist dabei proportional zur Energie des Teilchens:

$$\left\langle \frac{dE}{dX} \Big|_{brems} \right\rangle = -\frac{E}{X_0}$$

Die Strahlungslänge in g/cm^2 ergibt sich annähernd zu:

$$X_0^{-1} = 4 \alpha r_e^2 N_A \frac{Z^2}{A} \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{1}{716} \frac{Z^2}{A} \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}}$$

mit N_A - Avogadrozahl, r_e - klassischer Elektronenradius ($= 2.82 \text{ fm}$), α - Feinstrukturkonstante und Z, A - Ladung und Atomgewicht des Absorbermediums. Die Formel ist im Z -Bereich von 13 bis 92 auf etwa 10 % genau. Die Strahlungslängen für einige Materialien sind in Tab.2.1 zu sehen (aus Particle Data Book [5]).

Ebenfalls gezeigt sind dort die Werte $dE/dX|_{min}$ des mittleren Energieverlustes für minimal ionisierende Teilchen in diesen Materialien. Die angegebenen Werte gelten nur für schwere geladene Teilchen wie z.B. Protonen oder Pionen. Die Masse der Stoßpartner (Elektronen in der Atomhülle) ist dann vernachlässigbar. Der mittlere Energieverlust in Materie durch Ionisation ist gegeben durch die Bethe-Bloch-Formel:

$$\frac{dE}{dX} = D \frac{Z}{A \beta^2} \cdot \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right)$$

wobei $I \approx 16 \cdot Z^{0.9} \text{ eV}$ das mittlere Ionisationpotential des Mediums ist, $\beta = v/c$ die Geschwindigkeit des Teilchens, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ und D eine Konstante mit dem Wert

Material	X_0 [cm]	λ_0 [cm]	ϵ [MeV]	$dE/dX _{min}$ [$MeV g^{-1} cm^2$]
Al	8.9	39.4	38.9	1.62
Fe	1.76	16.8	20.5	1.48
Cu	1.43	15.1	18.5	1.44
Pb	0.56	17.1	7.2	1.13
U	0.32	10.5	6.6	1.09
Szintillator	42.4	79.5	85.3	1.95

Tabelle 2.1: Strahlungslänge, Absorptionslänge, kritische Energie und minimaler Ionisationsverlust für einige Materialien.

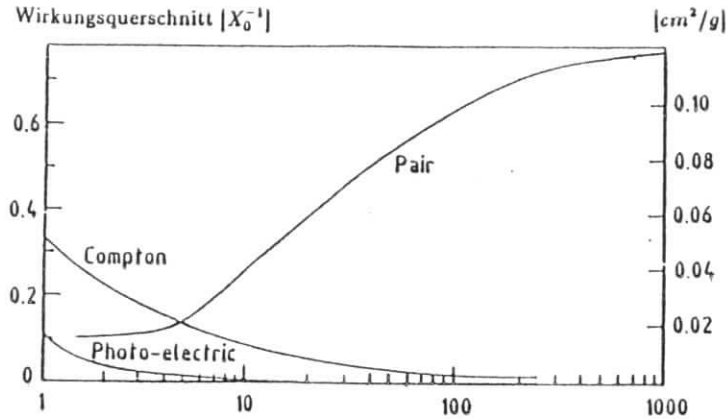


Abbildung 2.2: Photon-Wechselwirkungsquerschnitte unterhalb von 1 GeV als Funktion der Energie [2,5].

$D = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \approx 0.307 MeV g^{-1} cm^2$. Die Abhängigkeit des Energieverlustes vom Material ist wegen $Z/A \approx 0.5$ nur schwach ausgeprägt; keine Abhängigkeit gibt es von der Masse des Projektils. Ist das einfliegende Teilchen dagegen ein Elektron, so muß die veränderte Masse im Schwerpunktsystem berücksichtigt werden. Der mittlere Energieverlust wird dann:

$$-\frac{dE}{dX} = D \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \cdot \left(\ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^{3/2}}{\sqrt{2} I} - \beta^2 \right)$$

Nach einem quadratischen Abfall mit der Geschwindigkeit β im nichtrelativistischen Bereich durchläuft der mittlere Energieverlust ein Minimum bei einer Energie von etwa 3.5mal der Ruhemasse des Projektils. Teilchen, die diesen Betrag $(dE/dX)_{min}$ verlieren, nennt man minimalionisierend. Der nachfolgende logarithmische Anstieg im relativistischen Bereich wird durch Polarisationsseffekte im Medium begrenzt. Es kommt zur Ausbildung eines Plateaus, das bei Festkörpern schon bei $\gamma \sim 10$ beginnt und einen Wert von etwa 10 % über dem Minimalwert $dE/dX|_{min}$ erreicht.

Auch für Photonen findet man ein Skalenverhalten mit der Strahlungslänge X_0 . So nimmt die Anzahl hochenergetischer Photonen nach Durchqueren einer Schichtdicke X mit

$$N(X) = N_0 \cdot e^{-\frac{X}{\lambda_0}}$$

ab. Die resultierende Konversionslänge für Photonen durch Paarbildung ist demnach:

$$\lambda_{pair} = \frac{9}{7} X_0.$$

So sind bereits nach einer Strahlungslänge 54 % der Photonen zu e^+e^- -Paaren konvertiert. Die unterhalb von 1 GeV neben der Paarbildung noch wirksamen Prozesse sind in Abb.2.2 zu sehen.

Während der Schaueranfang von den Teilchenvervielfachungsprozessen Paarbildung und Bremsstrahlung beherrscht wird, dominieren im Schauerende Photoeffekt, Comptonstreuung und Ionisation. Die Schauerentwicklung kann bis zum Schauermaximum annähernd materialunabhängig durch die Strahlungslänge X_0 und die Energie des Teilchens beschrieben werden, das Verhalten im Schauerschwanz dagegen allein durch die Strahlungslänge X_0 und die kritische Energie ϵ . Dort gilt:

$$\left. \frac{dE}{dX} \right|_{min} = \frac{\epsilon}{X_0}.$$

Das Schauermaximum t_{max} liegt näherungsweise bei:

$$t_{max} = \ln \frac{E}{\epsilon} - \alpha$$

mit $\alpha = 1.1$ für Elektronen und $\alpha = 0.3$ für Photonen [3].

Ein charakteristisches longitudinales Schauerprofil für elektromagnetische Schauer ist in Abb.2.3 zu sehen. Aufgetragen ist dort die longitudinale Energiedeposition für einen Schauer von 10 GeV in Uran. Die Kurve läßt sich gut durch folgenden Ausdruck parametrisieren [3]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^{\alpha} e^{-bt}$$

wobei t die Detektortiefe in Strahlungslängen ist und $\alpha = bt_{max}$ und $b \approx 0.5$ zwei leicht energieabhängige Parameter sind.

Die zum Einschluß von 98 % der Schauerenergie benötigte Länge l des Kalorimeters ist für kleine Energien (bis 10 GeV) näherungsweise $l(98\%) \approx 3(t_{max} + 1.5)$, für Energien in der Größenordnung von 100 GeV dagegen nur noch $\approx 2.6 t_{max}$. Wie man hieran sieht, wächst die zum Einschluß der Energie eines Schauers nötige Länge eines Kalorimeters nur logarithmisch mit der Teilchenenergie. Kalorimeter sind daher über einen großen Energiebereich einsetzbar.

2.1.2 Energiemessung elektromagnetischer Schauer

Die Energiemessung in einem Kalorimeter beruht darauf, daß die gesamte Energie des primären Teilchens auf Schauerteilchen übertragen wird. Diese geben dann ihre Energie in Form von Ionisation oder Anregung an das Kalorimetermedium ab. Dabei gilt, daß folgende Größen proportional zur Energie des primären Teilchens sind:

- die Gesamtzahl der sekundären Teilchen,
- die gesamte zurückgelegte Weglänge der geladenen Teilchen.

Die Energiedeposition setzt sich zusammen aus den Ionisation-Spurstücken der sekundären Teilchen. Die gesamte Spurlänge T aller Teilchen ist $T[X_0] = E/\epsilon$. In einem realen Kalorimeter kann davon jedoch nur der Bruchteil T_d nachgewiesen werden. Das liegt daran, daß nur

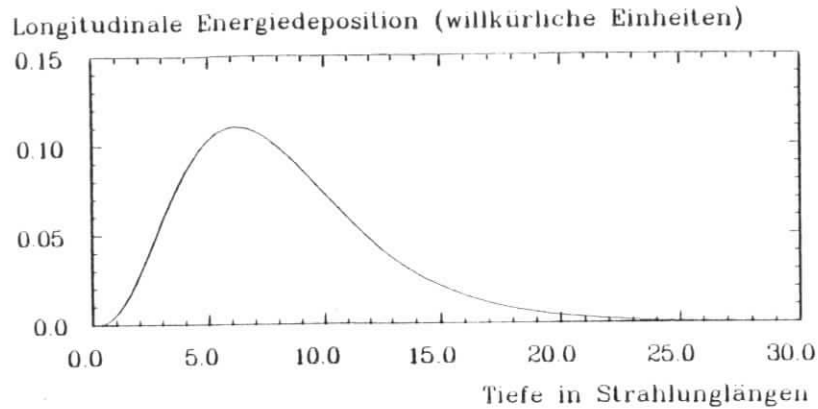


Abbildung 2.3: Longitudinales Schauerprofil in Uran für Elektronen bei 10 GeV.

Energien oberhalb einer bestimmten Abschneide-Energie E_c nachweisbar sind. Die intrinsische Begrenzung der Energieauflösung rührt von den Fluktuationen der Spurlänge T_d bzw. der mittleren Anzahl $\langle N \rangle$ der sekundären Teilchen her und bewegt sich für einen Schauer der Energie 1 GeV in der Größenordnung von 1 - 2 %. Die relative Energieauflösung σ_E/E verbessert sich aufgrund der statistischen Natur der Fluktuationen mit $1/\sqrt{N} \sim E^{-1/2}$.

Viel wesentlicher tragen zur Begrenzung der Energieauflösung bei dem von uns untersuchten Kalorimetertyp (*Sampling* - Kalorimeter) jedoch die Fluktuationen bei, die dadurch entstehen, daß das Signal nur in den aktiven Schichten gemessen wird. Der Beitrag dieser sog. *Sampling*-Fluktuationen zur relativen Energieauflösung kann durch

$$\frac{\sigma_E}{E} \Big|_{\text{Sampling}} \approx 0.02 \sqrt{\frac{\epsilon [\text{MeV}] t [\text{g}/\text{cm}^2]}{E [\text{GeV}]}}$$

parametrisiert werden [4]. Dabei sind t und ϵ die Schichtdicke und die kritische Energie des Absorbers. Auch hier verbessert sich die relative Energieauflösung mit $E^{-1/2}$. Bei einem typischen Blei-Szintillator-Kalorimeter mit 3 mm dicken Bleiplatten ($t = \frac{1}{2} X_0 = 3.2 \text{ g}/\text{cm}^2$) erreicht man Auflösungen $\sigma_E/E = 9.6\%/\sqrt{E [\text{GeV}]}$.

2.1.3 Hadronische Schauer

Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern ist das Zusammenwirken der verschiedenen nuklearen Prozesse in einem hadronischen Schauer noch nicht in allen Details verstanden. Wegen der auftretenden Vielteilchenprozesse sind analytische Lösungen der Schauerentwicklung jedoch nicht möglich. Simulationsrechnungen, die bei elektromagnetischen Schauern sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment erreichen, sind hier sehr erschwert, weil die einzelnen Prozesse nicht mit hoher Häufigkeit auftreten. Eine statistische Behandlung der Schauerentwicklung wird dadurch stark behindert. Vielmehr ist die Entwicklung hadronischer Schauer gekennzeichnet durch starke Fluktuationen; Prozesse, die in einem Schauer

eine wesentliche Rolle spielen, sind in einem anderen Schauer unter Umständen gar nicht vertreten. Außerdem sind bei hohen Energien teilweise die nuklearen Wirkungsquerschnitte für Wechselwirkungen zwischen den Hadronen und den Kernen des Absorbermaterials nicht genau bekannt. Trotzdem können Aussagen über die Entstehung und das Skalenverhalten eines hadronischen Schauers gemacht werden. Die wesentlichen Prozesse in einem solchen Schauer sind charakterisiert durch Vielteilchenproduktion in inelastischen Hadron-Kern-Reaktionen. Durch weitere inelastische Wechselwirkungen der freigesetzten sekundären hadronischen Teilchen kommt es zur Ausbildung eines Schauers. Die wesentlichen Prozesse in einem hadronischen Schauer sind im einzelnen:

- Inelastische Hadron-Kern-Wechselwirkungen mit Vielteilchenproduktion. Die mittlere freie Weglänge der Pionen in Kernmaterie ist kleiner als der Kerndurchmesser, es kann zur Ausbildung einer intranuklearen Kaskade kommen, bei der Kernbruchstücke und Hadronen (p, n, π, K, \dots) freigesetzt werden.
- Ionisationsverluste von geladenen primären und sekundären Hadronen (p, π^+, π^-, \dots),
- Zerfall, der in einer starken Wechselwirkung erzeugten neutralen Pionen in zwei Photonen, die nachfolgend einen elektromagnetischen Schauer auslösen. Der mittlere Anteil an erzeugten π^0 's in einem Schauer hängt nur logarithmisch von der Energie des einfliegenden Hadrons ab und ist gegeben [2] durch $f_{\pi^0} \approx 0.1 \ln E [\text{GeV}]$.
- Energieabgabe in nicht sichtbare Kanäle wie in Bindungsenergie bei Kernwechselwirkungen oder in Neutronen oder Neutrinos, die aus dem Detektor entweichen.
- Kernspaltung unter Freisetzung von Photonen und Neutronen,
- von Neutronen erzeugten sekundären Spaltungen und in (n, γ) -Einfang freigesetzten Photonen,
- Erzeugung von Rückstoß - Protonen durch elastische Neutronstreuung in wasserstoffreichen Materialien.

Bei diesen letzten Reaktionen handelt es sich um solche Prozesse, die vermutlich wesentlich zu einem Kompensationssignal beitragen. Dabei muß man zwischen den Wechselwirkungen unterscheiden, die Beiträge in schweren bzw. in leichten Materialien liefern. Der Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang steigt zu kleineren Energien beträchtlich an. Besonders wichtig ist dies im Absorbermaterial U-238, wo bevorzugt Neutroneneinfang unter Photonemission stattfindet. Während für Neutronen von 1 MeV der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion in der Größenordnung von 0.1 barn liegt, steigt er bei Energien im eV-Bereich bis auf das 1000fache an [6]. Sekundäre Spaltung durch Neutronen tritt in U-238 dagegen nur für Energien oberhalb von 1.5 MeV auf. In diesem Energiebereich dominieren jedoch inelastische Streuprozesse für Neutronen, so daß Neutronen in der Regel zunächst durch diese Prozesse Energie verlieren, um dann in den oben erwähnten Einfangreaktionen unter Photonemission absorbiert zu werden. Die Neutronen, die bei der Zertrümmerung der Urkerne freigesetzt werden, übertragen ihre Energie in elastischen Stößen an Kerne und Nukleone. Besonders wichtig ist dabei der Energieübertrag an Protonen in leichten, d.h. insbesondere wasserstoffreichen Materialien wie z.B. Szintillatoren. Diese Protonen tragen einen Teil oder die gesamte kinetische Energie der Neutronen fort und geben sie dann in Form von Ionisation an das Material ab. Da dieser Prozeß bevorzugt im Szintillator stattfindet, wird ein Großteil der Neutronenenergie in sichtbare Energie umgewandelt.

In schweren Materialien sind die Wirkungsquerschnitte für starke, inelastische Wechselwirkungen um mehr als eine Größenordnung kleiner als die Wirkungsquerschnitte für die entsprechenden elektromagnetischen Prozesse. Die Längenskala λ_0 für hadronische Prozesse ist z.B. in Blei 30 mal so groß wie die Längenskala X_0 für elektromagnetische Prozesse. Die Längenskala λ_0 ist definiert [2] als :

$$\lambda_0 = \frac{A}{N\sigma} \approx 35 \cdot A^{1/3}.$$

Einige Werte für λ_0 sind in Tab.2.1 auf Seite 9 gegeben.

Das Zeitverhalten eines hadronischen Schauers unterscheidet sich ebenfalls von dem einer elektromagnetischen Kaskade. Während die meisten oben aufgeführten Prozesse ein promptes Signal liefern, gibt es eine Zeitverzögerung im Neutronensignal, das nach Kernzertrümmerung infolge der nur schrittweisen Abbremsung der Neutronen auftritt. Die kinetische Energie der Neutronen wird erst nach einer gewissen Zeit in sekundären Spaltungen oder durch Photonen aus dem Neutroneneinfang sichtbar. Dadurch kommt es bei Signalintegration zu unterschiedlich hohen Signalen je nach Länge der Integration.

Durch die immer vorhandene elektromagnetische Komponente in einem hadronischen Schauer gibt es kein eindeutiges Skalenverhalten. Vielmehr gibt es eine Überlagerung der beiden Skalen, die zu folgender Parametrisierung [2] des longitudinalen Schauerprofils führt:

$$\frac{dE}{dx} = k_1 t^a e^{-bt} + k_2 t^c e^{-dt},$$

wobei t die Tiefe in Strahlungslängen X_0 und l die entsprechende Tiefe in Absorptionslängen λ_0 ist; a, b, c, d sind leicht energieabhängige Parameter und k_1 und k_2 geben die Anteile der entsprechenden Komponenten an. Das Schauermaximum wird etwa erreicht bei :

$$l_{max} \approx 0.2 \ln E[GeV] + 0.7.$$

Zum Einschluß von 95 % der Schauerenergie ist näherungsweise eine Länge von $L(95\%) \approx l_{max} + 2.5 (E[GeV])^{0.13}$ nötig. Für Hadronen von 50 GeV sind dies etwa $5.6 \lambda_0$.

2.1.4 Energiemessung hadronischer Schauer

Die Messung der hadronischen Schauerenergie beruht auf den gleichen Prinzipien, die schon für elektromagnetische Schauer beschrieben wurden. Jedoch sind im hadronischen Fall die intrinsischen Fluktuationen weitaus größer und die damit erreichbaren Auflösungen sehr viel schlechter. Die wesentlichen Quellen für Fluktuationen sind :

- die Tiefe der ersten Wechselwirkung — sie variiert über einen Bereich von gut einer Absorptionslänge, d.h. über etwa 1/5 der Einschlußlänge $L(95\%)$ für Hadronen bei einer Energie von 50 GeV.
- der Anteil der Energie eines Schauers, der über π^0 's in elektromagnetische Energie umgewandelt wird.

Mit steigendem Anteil der elektromagnetischen Komponente nimmt gleichzeitig der Anteil der Primärenergie ab, der bei Kernspaltung in nicht sichtbare Bindungsenergie oder sonstige Kernanregungen verwandelt wird. Jeder Schauer hat so eine andere individuelle Zusammensetzung der beteiligten Prozesse.

Die auftretenden Fluktuationen sind sehr groß, so daß die erreichbaren intrinsischen Auflösungen viel schlechter als im elektromagnetischen Fall sind. Man findet in der Literatur [2] typische intrinsische Auflösungen mit Werten um :

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{intrinsisch} = \frac{0.45}{\sqrt{E[GeV]}}$$

Ein Material, das eine wesentlich günstigere intrinsische Auflösung zeigt, ist abgereichertes Uran (U-238). Dort führen Neutronen aus einer primären Spaltungsreaktion zu weiteren, sekundären Spaltungen, in denen zusätzliche Energie frei wird. Auch wenn nur ein Bruchteil dieser Energie nachgewiesen wird, so verbessert sich die intrinsische Auflösung erheblich :

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{intrinsisch}^{U-238} = \frac{0.22}{\sqrt{E[GeV]}}.$$

Das deutet darauf hin, daß die *Response* (d.h. gemessenes Signal / Einschußenergie) für elektromagnetische und hadronische Komponenten im Schauer einander sehr viel ähnlicher ist, es also zu Kompensation kommt.

Werden *Sampling* - Kalorimeter zur Messung hadronischer Schauerenergien verwendet, kommt es hier wie schon im elektromagnetischen Fall zu *Sampling*-Fluktuationen, die die relative Energieauflösung verschlechtern mit einer Energieabhängigkeit $\sigma_E/E \sim E^{-1/2}$. Der Beitrag dieser Fluktuationen zur Auflösung ist etwa doppelt so groß wie im elektromagnetischen Fall. Auch hier gilt, daß die Auflösung sich verbessert, je kleiner die Dicke der Absorberplatten ist, d.h. je öfter Ionisation-Spurstücke gemessen werden. Die gesamte Auflösung ergibt sich durch quadratische Addition der Einzelbeiträge.

2.2 Szintillatoren als Auslesemedium

Szintillatoren sind Materialien, die beim Durchgang von geladenen Teilchen Licht aussenden. Die von uns verwendeten Szintillatoren gehören zur Gruppe der Plastik-Szintillatoren. Sie bestehen aus einer Kunststoffbasis, in die organische Substanzen (Fluoreszenzstoffe) eingebracht sind. Durchqueren Teilchen dieses Material, so wird das Plastikmaterial ionisiert bzw. angeregt. Die Anregungs- und Ionisationsenergie wird durch verschiedene Mechanismen auf die organischen Substanzen übertragen, die unter Abgabe von Photonen wieder in ihre Grundzustände übergehen. Bei Szintillatoren mit Polystyrolbasis findet die Anregung und Lumineszenz in den organischen Ringen der Verbindung selber statt. Eine genaue Beschreibung der Übertragungsmechanismen findet man z.B. bei Birks [7]. Die Reabsorption der Fluoreszenz-Photonen im Plastik, die die Lichtausbeute erheblich verringern würde, kann dadurch verhindert werden, daß man weitere organische Verbindungen (sog. sekundäre Fluoreszenzstoffe) beibringt. Diese Stoffe absorbieren die Photonen und reemittieren sie bei einer größeren Wellenlänge. Trotzdem kommt es immer noch zu einer Abschwächung des Signals, die insbesondere bei großen Szintillatoren von Bedeutung ist. Die Abschwächungslängen sind in der Größenordnung von einem Meter. Eine Untersuchung der Abschwächungslänge und der daraus resultierenden Inhomogenitäten in dem von uns verwendeten Szintillatormaterial findet man in der Arbeit von M.Gennis [8]. Die Lichtintensität nach Teilchendurchgang nimmt mit $I = I_0 e^{-l/\tau}$ ab; τ liegt bei organischen Szintillatoren in der Größenordnung von einigen ns.

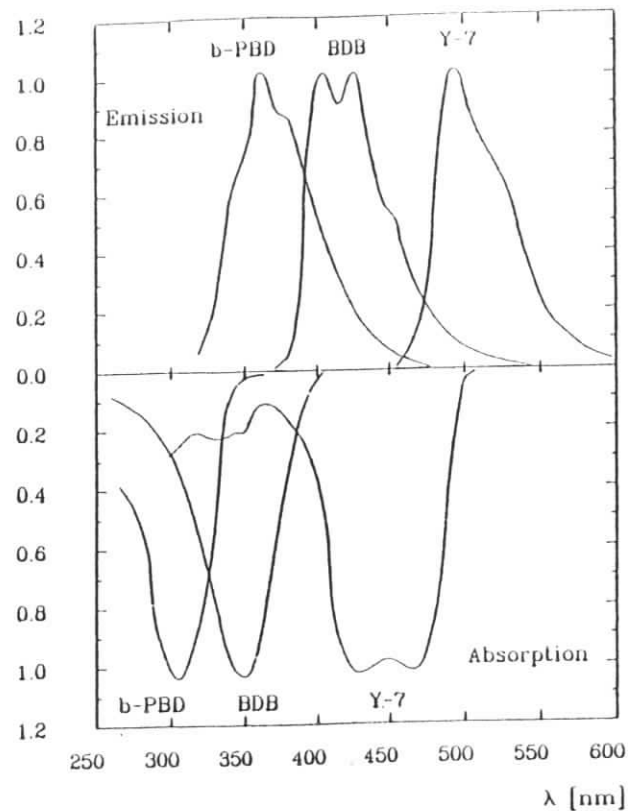


Abbildung 2.4: Absorption und Emission der Fluoreszenzgruppen in SCSN-38 und Y-7

Die Auslese der Szintillatoren kann direkt erfolgen, z.B. über Lichtfasern oder Plexiglas-Lichtleiter, oder über den Umweg von besonderen Lichtleitern, die wie die Szintillatoren mit wellenlängenschiebenden Verbindungen angereichert sind. Solche Lichtleiter bezeichnet man als Wellenlängenschieber (WLS). Durch Verwendung von WLS erreicht man eine wesentlich kompaktere Bauweise und eine erhebliche Verringerung der Auslesefläche. Gleichzeitig wird die Lichtintensität an der Auslesefläche erhöht. Die Voraussetzung für einen sinnvollen Einsatz von Wellenlängenschiebern ist, daß Absorption und Reemission der verschiedenen organischen Verbindungen aufeinander abgestimmt sind. Abbildung 2.4 zeigt diese Verhalten, bei den von uns verwendeten Szintillatoren und Wellenlängenschiebern.

Kapitel 3

Meßanordnung

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die Physik der Schauerentwicklung und des Nachweises der Schauerenergie beschrieben wurde, soll in diesem Kapitel der Aufbau der Meßapparatur im Vordergrund stehen. Die Messungen wurden an einem gemischten Hadronstrahl (X3) in der West-Halle am CERN SPS durchgeführt. Dort werden seit längerem Messungen der WA78-Kollaboration zur Suche nach Hadroproduktion von BB-Paaren vorgenommen. Der für uns wichtigste Teil dieses Experiments ist ein Kalorimeter von etwa 13 λ Länge, welches wir in einer speziellen Anordnung für unsere Messungen verwendet haben. Zusätzlich haben wir ein von uns in Hamburg gebautes elektromagnetisches Kalorimeter mit feinem *Sampling*, d.h. dünnen Absorberschichten, vor das WA78-Kalorimeter gestellt. Zum Triggern wurden die vorhandenen WA78-Triggerzähler verwendet, zusätzlich unterstützt durch einen Čerenkov-Zähler zur Teilchenseparation. Die Meßanordnung für diese Messungen ist in Abb.3.1 wiedergegeben. Die einzelnen Bestandteile dieses Aufbaus werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

Zeichenerklärung

Č	Čerenkov	B1	Beamtrigger 1
A	Albedozähler	B2	Beamtrigger 2
F	Finger Hadoskop	H1	Vetowand 1
AC	Albedozähler	H2	Vetowand 2
EM	Elektromagnetisches Kalorimeter		

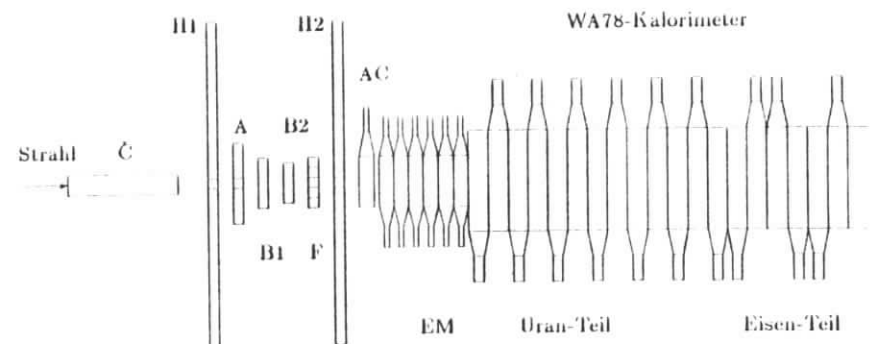


Abbildung 3.1: Meßanordnung im Strahl X3 am CERN in der Aufsicht

3.1 Kalorimeternaufbau

3.1.1 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter wurde so gebaut, daß ein Wechseln der Absorberplatten leicht möglich ist. Es besteht aus sechs identischen Modulen mit einer Gesamtlänge von rund 63 cm. Je nach Anzahl und Art der Absorberplatten erreicht man eine Länge von $24 X_0$ bis $30 X_0$. Der Aufbau der einzelnen Module soll im folgenden beschrieben werden (siehe dazu auch Abb.3.2). Die wesentlichen Komponenten eines Moduls sind :

- Absorberplatten,
- Szintillatorplatten,
- Wellenlängenschieber,
- Lichtleiter,
- Photomultiplier,
- Aluminiumgehäuse.

Das Aluminiumgehäuse dient der Aufnahme bzw. Halterung der einzelnen Komponenten. Bis zu je zehn Absorber- und Szintillatorplatten können darin untergebracht werden. Während die Szintillatorplatten von der Seite her durch gefräste Schlitzte einführt und dann dort fixiert werden, können die Absorberplatten von oben zwischen die Szintillatorplatten eingelassen und leicht gewechselt werden. Die Wandstärke in Strahlrichtung beträgt 4 mm.

Die Szintillatorplatten haben Maße von $295 \times 332 \times 4 \text{ mm}^3$. Bis auf die beiden Seitenflächen sind sie in eine weiße Folie eingewickelt. Die Folie ist eine Eigenherstellung: auf einer aluminisierten Mylarfolie befindet sich eine dünne Farbschicht aus 50 % Binderfarbe (mit Beimengungen von 14 % TiO_2 und 30 % BaSO_4) und 50 % Wasser. Die eingewickelten Platten werden von der Seite her in das Aluminiumgehäuse eingeschoben. Seitlich fixiert werden die Szintillatoren durch das Auflegen der Wellenlängenschieber - Lichtleiter - Einheit.

III-Kalorimeter		Länge in			
Teil	Material	mm	X_0	λ_0	
Gehäuse	Aluminium	4.0	0.045	0.010	
Nachweismedium	Szintillator	4.0	0.009	0.005	
8 x	Absorberverpackung	Stahl (Fe)	0.5	0.028	0.003
	Absorber	Uran 238	1.5	0.469	0.014
	Absorberverpackung	Stahl (Fe)	0.5	0.028	0.003
	Nachweismedium	Szintillator	4.0	0.009	0.005
Gehäuse	Aluminium	4.0	0.045	0.010	
1 Modul		105	4.38	0.227	
gesamt			26.3	1.36	

Tabelle 3.1: Abmessungen des elektromagnetischen Kalorimeters

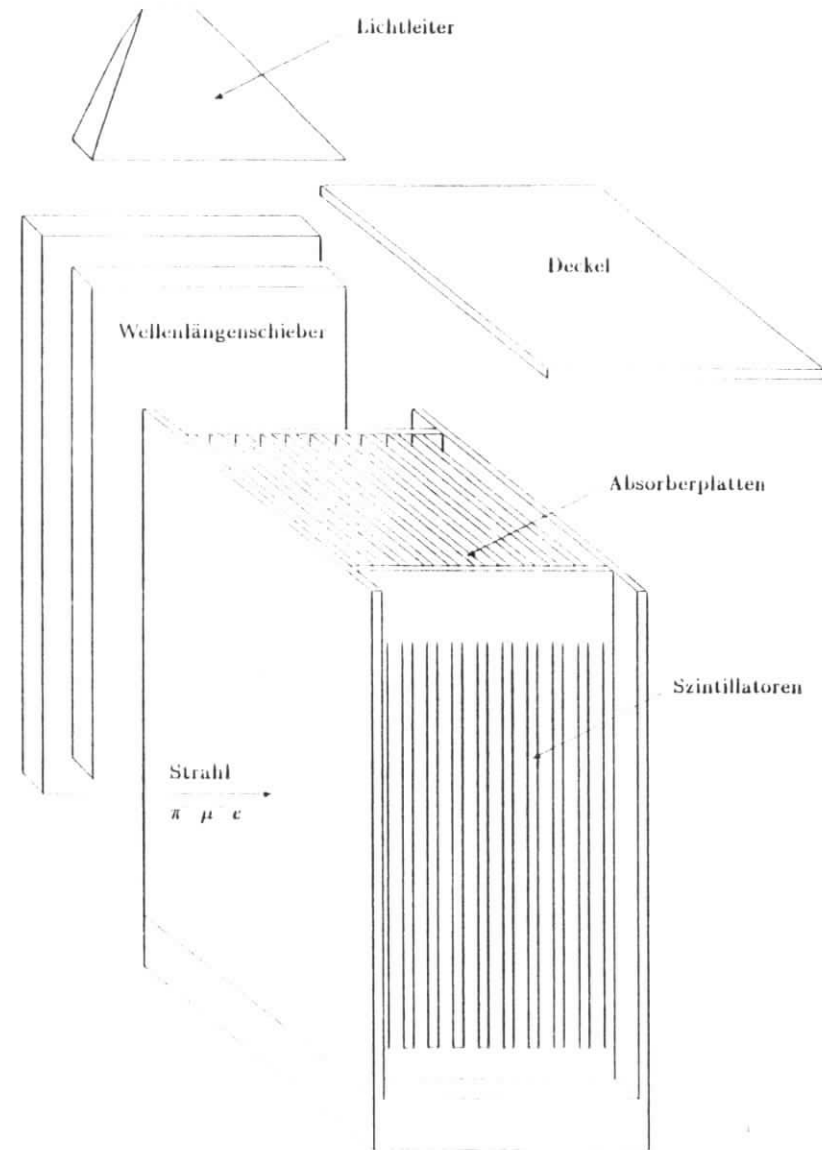


Abbildung 3.2: Aufbau eines elektromagnetischen Moduls

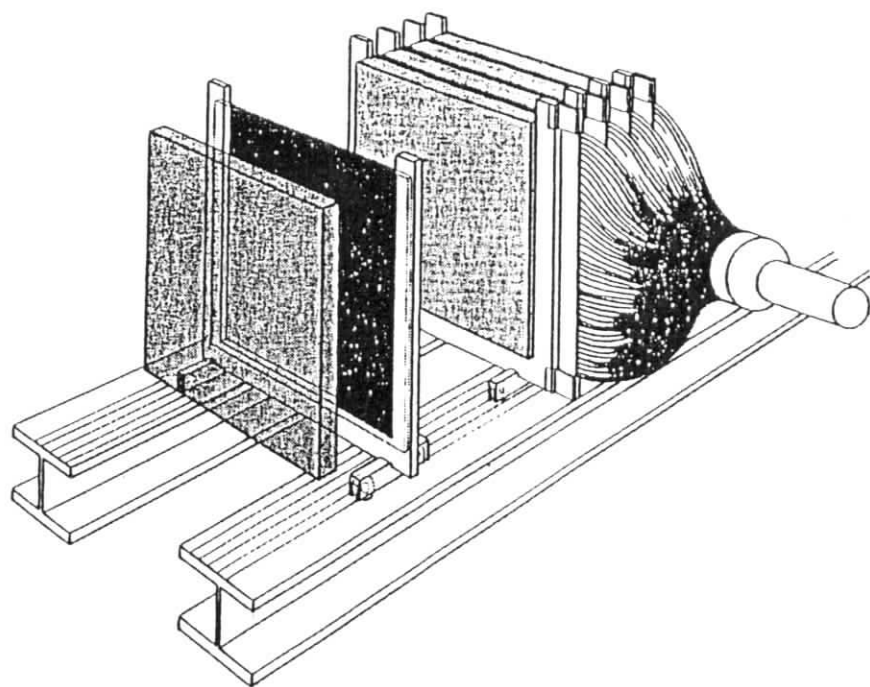


Abbildung 3.3: Ansicht eines hadronischen Moduls

In die Hohlräume zwischen den Szintillatorplatten können die Absorber eingebracht werden. Zu Testzwecken am DESY - Elektronenstrahl wurden 3 mm dicke Bleiplatten verwendet (Hartblei mit 6 % Sb, $315 \times 310 \times 3 \text{ mm}^3$). Die Ergebnisse dieser Messungen sind in der Diplomarbeit von M.Gennis [8] zu finden. Für die eigentlichen Messungen im gemischten Hadronenstrahl am CERN wurde Uran als Absorber verwendet. Zwischen zwei dünnen Stahlplatten (je 0.5 mm) sind 36 quadratische Uranplatten eingeklebt ($50 \times 50 \times 1.5 \text{ mm}^3$). Das angereicherte Uran 238 ist mit einer Schutzschicht aus Nickel versehen. Die aktive Absorberfläche beträgt also $300 \times 300 \text{ mm}^2$. Für die Messungen am CERN wurden je Modul 9 Szintillatorplatten und 8 Uranplatten verwendet; angefangen wurde mit einer Szintillatorplatte. Die einzelnen Maße in materialunabhängigen Größen sind der Tab.3.1 zu entnehmen.

3.1.2 Das WA78 Kalorimeter

Jedes Modul des hadronischen Kalorimeters besteht aus vier identischen Untereinheiten. In einem u-förmigen Stahlrahmen sind eine Absorber- und eine Szintillatorplatte untergebracht. Die Plattengrößen sind jeweils $60 \times 60 \text{ cm}^2$. Ein solches Modul und eine der Untereinheiten ist in Abb.3.3 zu sehen. Jede Untereinheit kann auf kleinen Rädchen individuell bewegt werden.

WA78 Kalorimeter			Länge in		
Abschnitt	Teil		mm	X_0	λ_0
Uranteil	pro Element :	Stahl (Fe)	1	0.057	0.006
		Uran 238	10	3.125	0.095
		Stahl (Fe)	1	0.057	0.006
		Szintillator	5	0.012	0.006
	1 Element			3.25	0.11
	1 Modul	4 Elemente		13.00	0.45
	Abschnitt	12 Module		156.0	5.42
Eisenteil	pro Element :	Eisen	25	1.420	0.149
		Szintillator	5	0.012	0.006
	1 Element			1.53	0.16
	1 Modul	4 Elemente		6.14	0.62
	Abschnitt	13 Module		79.8	8.06
gesamt				235.8	13.48

Tabelle 3.2: Abmessungen des hadronischen Kalorimeters

Dies erleichtert das Wechseln der Absorberplatten und damit das Zusammenstellen einer gewünschten Konfiguration. In der von uns verwendeten Konfiguration hat das hadronische Kalorimeter zwei Abschnitte. Der erste Abschnitt ist zusammengesetzt aus 12 Modulen mit Uranabsorbern, der zweite aus 13 Modulen mit Eisenabsorbern.

Die Absorberplatten des ersten Abschnitts bestehen aus angereicherterem Uran 238, welches aus Sicherheitsgründen in einem Stahlgehäuse mit 1 mm starken Wänden untergebracht ist. Die Uranplatten haben eine Dicke von 5 mm. In einem Stahlgehäuse haben bis zu drei dieser Uranplatten Platz. Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden mit einer Konfiguration von 10 mm dicken Uranabsorbern durchgeführt.

Die Absorberplatten im zweiten Abschnitt bestehen aus 25 mm starken Eisenplatten, die ebenfalls eine Frontfläche von $60 \times 60 \text{ cm}^2$ haben. Hier kann auf die zusätzliche Einfassung in einer Stahlbox verzichtet werden.

Die Abmessungen der einzelnen Kalorimeterteile können der Tab.3.2 entnommen werden.

3.1.3 Das optische Auslesesystem

Im hadronischen Teil des Kalorimeters (WA78) wird der Szintillator NE110 der Firma Nuclear Enterprises (GB) verwendet. NE110 ist ein Szintillator mit einer Plastikbasis aus Polyvinyltoluol ($C_{10}H_8(CH_3)CH = CH_2$). Die Szintillatorplatten sind $60 \times 60 \times 0.5 \text{ cm}^3$ groß. Eine der Seitenflächen (30 cm^2) wird über 200 Plexiglaslichtfasern (DuPont CROFON OE1060) ausgelesen. Die Lichtfasern haben einen aktiven Durchmesser von 1.5 mm. Durch die flexible Handhabbarkeit von Fasern kann man die lange, gestreckte Auslesefläche auf eine entsprechend große, runde Fläche abbilden. Die Fasern von je vier Szintillatorplatten werden zu einer Auslesefläche zusammengefaßt. Diese Fläche wird dann von Photomultipliern (Thorn EMI D245A) ausgelesen. Der Aufbau eines solchen Moduls ist in Abb.3.3 zu sehen.

Im elektromagnetischen Teil erfolgt die Auslese der Szintillatoren über Wellenlängenschie-

ber. Der Szintillator SCSN-38 (Kyowa Glas, Japan [9]) ist ebenfalls ein Plastik-Szintillator. Seine Plastikbasis besteht aus Polystyrol ($C_6H_6 - CH - CH_2$) mit einer Beimischung von 1 % b-PDB und 0.02 % BDB als primärem bzw. sekundärem Fluoreszenzstoff. Die Szintillatorplatten sind rund $30 \times 30 \times 0.4 \text{ cm}^3$ groß. Je neun Platten sind in einem Modul zusammengefaßt und werden beidseitig über je einen Wellenlängenschieber (Y-7, Kyowa Glas) ausgelesen; die Auskopplung erfolgt über einen 0.3 mm dicken Luftspalt. Die WLS sind 10 cm breit und 3 mm stark. Die neun Ausleseflächen der Szintillatoren geben ihr Licht auf die breite Seite des WLS. Der WLS wird nun einseitig an einer der Stirnseiten ausgelesen. Durch Anbringen eines speziell geformten Lichtleiters ("fish tail") kann die gestreckte Auslesefläche auf fast quadratische Maße von $2 \times 1.5 \text{ cm}^2$ gebracht werden. Dadurch kann diese Fläche nun mit einem recht kleinen Photomultiplier ausgelesen werden (VALVO XP2011B, $\varnothing 32 \text{ mm}$). Die Verkleinerung der Auslesefläche von $9 \times 0.4 \times 30 \text{ cm}^2$ auf $1 \times 2.0 \times 1.5 \text{ cm}^2$ entspricht einem Reduktionsfaktor von 36. Entsprechend nimmt die Lichtintensität an der Auslesefläche zu. Allerdings beträgt die Lichtausbeute beim Übergang von Szintillator zu WLS nur etwa 10 %. Der erreichbare Intensitätsverstärkungsfaktor ist dementsprechend kleiner. Um zusätzliche Verluste zu verringern, wurde die nichtausgelesene Stirnseite des WLS mit einer Aluminiumfolie verspiegelt und alle anderen Flächen des optischen Systems mit weißer, diffus reflektierender Folie bedeckt.

Die Absorptions- und Reemissionsspektren von SCSN-38 und Y-7 sind in Abb.2.4 auf Seite 15 zu sehen.

3.2 Trigger und Hilfszähler

Die Anordnung der Trigger- und Hilfszähler am Strahl X3 in der Westhalle ist in Abbildung 3.1 auf Seite 16 zu sehen. In den für diese Tests verwendeten tertiären Strahl X3 wurde zum Erreichen der niedrigen Energien noch ein weiteres Target eingebaut. Der Primärstrahl des SPS aus Protonen der Energie 450 GeV wird auf ein Target geleitet, welches einen Strahl mit Pionen und Elektronen mit Energien von 200 bis 350 GeV generiert. Dieser sekundäre Strahl wird zur weiteren Verminderung der Energie kurz vor dem Experiment auf ein weiteres Target aus Beryllium gelenkt, das dann den von uns verwendeten Strahl mit Energien von bis zu 50 GeV erzeugt. Nach dem Verlassen des Strahlrohres trifft der Teilchenstrahl zunächst auf einen 11 m langen Čerenkov-Zähler. Der Zähler ist mit He-Gas gefüllt und kann bei den auftretenden Energien zur Elektron - Pion - Trennung verwendet werden. Die Teilchen, für die die Schwellenbedingung erfüllt ist, erzeugen im He-Gas Čerenkovlicht, welches von einem Photomultiplier nachgewiesen wird. Der Druck des Gases und damit die Čerenkov-Nachweisschwelle kann von der Meßhütte aus variiert werden. Das Photomultiplier-Signal wird einerseits auf einen Analog-Digital-Wandler (ADC) gegeben und kann andererseits gleichzeitig als Triggerinformation verwendet werden.

Hinter dem Čerenkov-Zähler stehen eine Reihe von Zählern, deren Information primär zur Triggerung interessanter Ereignisse dienen. Die wesentlichen Zähler sind dort die beiden Strahltrigger B1 und B2 mit Durchmessern von 40 bzw. 50 mm. In Antikoinzidenz zu diesen sind ein kleiner Albedozähler (A) und die ca. 2 m^2 große Vetowand (H1) geschaltet. Durch sie wird die Datennahme beim Eindringen von Strahlhaloteilchen in den Detektor unterdrückt. Sind die entsprechenden Triggerbedingungen erfüllt, so führt dies zu einer Bedingung, die im folgenden BEAM genannt wird. Ist auch der Čerenkov-Zähler mit in die Koinzidenz einbezogen, so erhält man die als CKOV bezeichnete Triggerbedingung.

Die restlichen Zähler geben ihre Signale direkt auf ein ADC, welcher zusammen mit dem

Kalorimeter ausgelesen wird. Zunächst gibt es direkt vor dem elektromagnetischen Kalorimeter den Albedozähler (AC), der die Rückstreuung von Teilchen aus dem Kalorimeter registriert, weiterhin eine zweite Vetowand (H2) aus zwei einzelnen Vetozählern. Diese sind vom Albedozähler durch eine Wand aus Eisenziegeln getrennt. Wichtig für die Analyse der Daten besonders im Hinblick auf die Strahlqualität ist das Strahlhodoskop (F) aus fünf Fingern. Jeder Finger besteht aus einem 10 mm breiten Szintillatorstreifen, der von einem Photomultiplier ausgelesen wird. Mit Hilfe dieses Zählers kann der räumliche Strahlverlauf und die Einschubposition der einzelnen Teilchen festgestellt werden.

3.3 Elektronische Signalverarbeitung und Datennahme

Während die Signale der Hilfszähler direkt auf ein ADC gegeben werden, gibt man die von den Photomultipliern des Kalorimeters erzeugten Signale über eine 50Ω - Verzweigung auf zwei identische ADC - Einheiten des Typs LeCroy 4300 FERA (11 Bit, 480 pC Vollausschlag). Die beiden ADC - Einheiten werden mit unterschiedlich langen Gatesignalen betrieben. Dadurch werden die Signale unterschiedlich lange integriert, und man kann so Aussagen über eine möglicherweise vorhandene verzögerte Komponente im Hadronensignal gewinnen. Wegen der Vielzahl der Kalorimetersignale sind insgesamt jeweils drei solcher ADC-Einschübe für jede Gatelänge nötig.

Die Information dieser ADC's wird zusammen mit den Signalen der Hilfszähler von einem Mikrocomputer ausgelesen und aufbereitet. Die Daten werden dann von einer PDP auf Magnetband gespeichert. Während der 14tägigen Meßperiode im August 1985 wurden 16 Magnetbänder mit Daten gefüllt. Die Auswertung der Daten erfolgte teilweise bereits am CERN, der größte Teil jedoch auf dem IBM-Großrechner am DESY.

3.4 Durchgeführte Messungen

An dem gemischten Strahl X3 wurden Messungen mit Elektronen, Muonen und Hadronen durchgeführt bei Energien von 5, 10, 20, 30 und 40 GeV sowie bei zwei höheren Energien von 135 und 210 GeV. Da die Meßpunkte bei den niedrigeren Energien mit anderen Spannungen an den Photomultipliern genommen wurden, werden diese beiden Energiebereiche getrennt ausgewertet. Diese Arbeit beschäftigt sich ausschließlich mit den Niederenergiedaten, während die Auswertung bei hohen Energien von J.Krüger [11] vorgenommen wurde.

Gemessen wurde bei den niedrigen Energien sowohl mit als auch ohne das elektromagnetische Kalorimeter (EM) und mit und ohne Čerenkovzähler im Trigger. Der Čerenkovzähler war auf einen Wert kurz unterhalb der Pion-Schwelle eingestellt, so daß er sowohl auf Elektronen als auch auf Muonen angesprochen hat.

Die Tabelle 3.3 gibt Auskunft über die Triggerbedingungen und Konfigurationen bei den verschiedenen Energien.

Bei einer Energie von 30 GeV wurden Untersuchungen zur Abhängigkeit der Signale von Elektronen und Hadronen von der Gatelänge, d.h. von der Integrationszeit des Signals, vorgenommen. Dazu wurde die Gatelänge an den Analog-Digital-Wandlern zwischen 45 und 105 ns in Schritten von 15 ns variiert.

Vor diesen Messungen wurden noch intensive Untersuchungen bei 30 GeV zur Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters durchgeführt. Dabei wurden nacheinander einzelne Module des Kalorimeters aus dem Strahl geschoben. Damit erreicht man, daß jedes

Energie	Trigger	mit EM	ohne EM
5 GeV	CKOV		
	BEAM	X	X
10 GeV	CKOV		
	BEAM	X	X
20 GeV	CKOV	X	
	BEAM	X	X
30 GeV	CKOV	X	X
	BEAM	X	X
40 GeV	CKOV	X	X
	BEAM	X	X

Tabelle 3.3: Triggerbedingungen bei den verschiedenen Energien.

einzelne Modul einmal direkt dem Strahl ausgesetzt wurde und somit in allen Module ein identischer Abschnitt der Schauerentwicklung untersucht wurde. Eine genaue Beschreibung des Kalibrationsverfahrens findet man in dem Abschnitt 5.2.1 auf Seite 38.

Kapitel 4

Teilchenidentifikation und Strahlbedingungen

4.1 Teilchenidentifikation

Ein wesentliches Problem an einem gemischten Strahl ist eine eindeutige Identifikation der Teilchen. Die verwendeten Verfahren zur Teilchenidentifikation sollen nun in diesem Abschnitt näher beschrieben werden. Die zur Identifikation verwendete Information stammt zum einen aus dem Čerenkovzähler, zum anderen wird das Kalorimeter selbst zur Separation herangezogen.

4.1.1 Čerenkovzählerdaten

Beim Durchgang geladener Teilchen durch das Gas des Čerenkovzählers wird unter bestimmten Bedingungen Licht längs der Spur der Teilchen erzeugt. Die Abstrahlung von Čerenkovlicht erfolgt, wenn für die Geschwindigkeit des Teilchens ($\beta = v/c$) und die Abstrahlung des Lichts unter einem Winkel θ_c folgende Beziehung gilt:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} < 1.$$

An der Schwelle ist $\beta = 1/n$. Mit $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ und $b = n - 1$, n - Brechungsindex des Gases, erhält man die Schwellenbedingung

$$\beta n = \frac{1}{\sqrt{2b + b^2}} \approx \frac{1}{\sqrt{2b}}$$

Der Čerenkovzähler ist mit He-Gas gefüllt. Für He-Gas bei Atmosphärendruck und Raumtemperatur ist $b = 3.3 \cdot 10^{-5}$ [10]. Für Teilchen hoher Energie ist $\beta \approx 1$ und man erhält einen Schwellenwert γ_n von 123. Der Brechungsindex verändert sich mit dem Druck des Gases; es gilt $b \sim p$. Damit erhält man folgende Abhängigkeit des Schwellenwertes vom Druck:

$$\gamma(p) = \gamma_n \cdot \sqrt{\frac{p_0}{p}}, \quad p_0 = 1 \text{ atm.}$$

Der nachfolgenden Tabelle kann man bei verschiedenen Energien die γ -Werte für Pionen, Muonen und Elektronen entnehmen ($\gamma = E/m$).

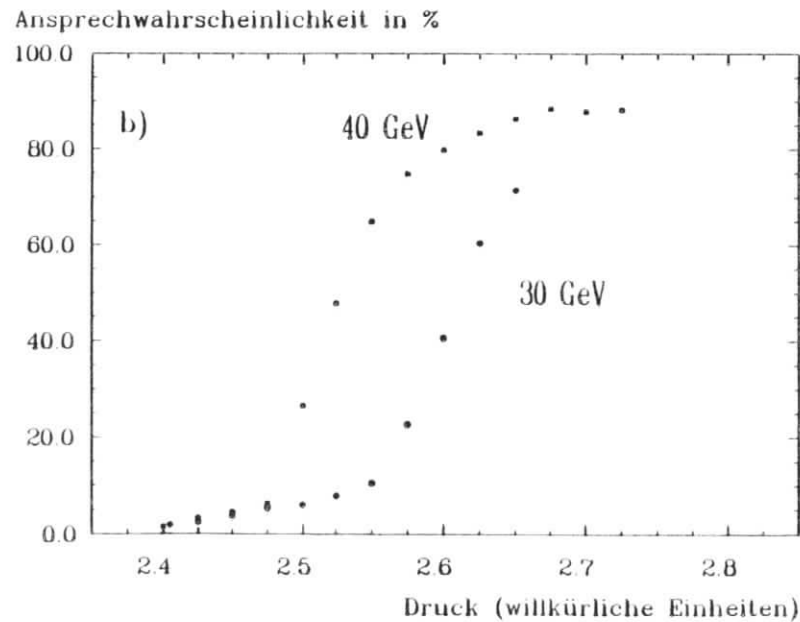
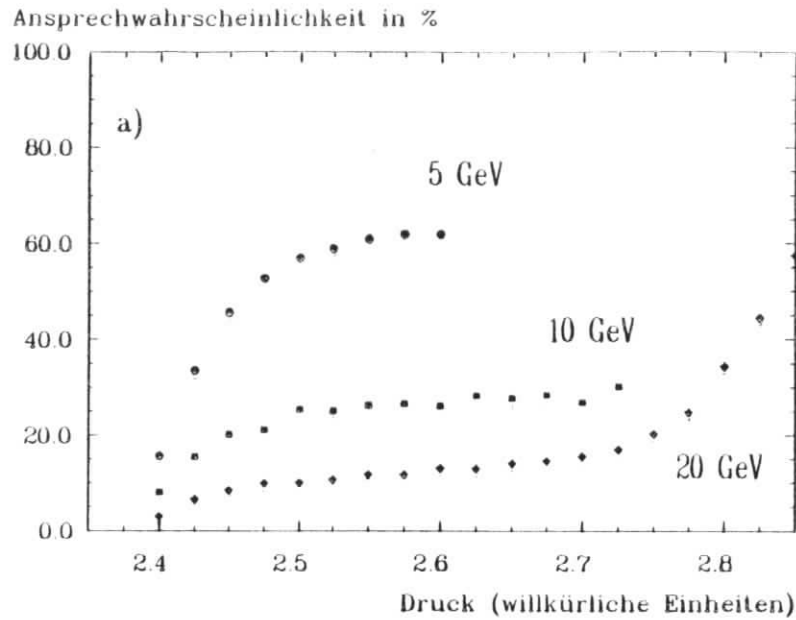


Abbildung 4.1: Ansprechwahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers a) bei 5 bis 20 GeV und b) bei 30 und 40 GeV

E [GeV]	γ_e	γ_μ	γ_π
5	36	47	978
10	71	94	1960
20	143	189	3910
30	214	283	5870
40	286	377	7830

Die Abbildungen 4.1 a) und b) zeigen die Ansprechwahrscheinlichkeiten des Čerenkovzählers auf die verschiedenen Teilchensorten im Strahl. Diese Kurven wurden gewonnen, indem die Koinzidenzrate der beiden Strahltrigger B1 und B2 mit der Koinzidenzrate des Triggers B1+B2+C verglichen wurde. Dabei wurde bei einer festen Energie der Druck des Gases variiert und der Quotient dieser beiden Raten aufgetragen. Aus den beiden Abbildungen 4.1 a) und b) kann man mehrere interessante Informationen ableiten. Der Zusammenhang zwischen den willkürlichen Einheiten (im folgenden x genannt) und dem Druck läßt sich aus den bei den verschiedenen Energien auftretenden Pion-Schwellen errechnen. Die Pion-Schwellen sind für die Kurven der Energien 20, 30 und 40 GeV erkennbar. Sie sind durch den Übergang vom waagerechten Verlauf der Kurve in einen Anstieg gekennzeichnet. Es ergibt sich ein Druck in Atmosphären von $p = 2 \times (x - 2.38)$. Zum anderen kann man aus diesen beiden Abbildungen den Anteil an Elektronen, Muonen und Pionen im Strahl abschätzen. Dieser ergibt sich aus den Werten der Ansprechwahrscheinlichkeit auf den Plateaus der eingetragenen Kurven. Für die Energien von 5 bis 30 GeV ist nur das Plateau für Elektronen, bei 40 GeV ist auch das Plateau für Pionen deutlich zu erkennen. Bei einer hundertprozentigen Effizienz des Čerenkovzählers ergäben sich Werte für einen Elektronenanteil von etwa 5 % bei 40 GeV, 30 % bei 10 GeV bis zu ca. 60 % bei 5 GeV. Eine genaue Analyse des Strahlzusammensetzungs [11] ergibt bei einer Energie von 30 GeV einen Anteil von 4.3 % Muonen, 4.6 % Elektronen und 91 % Pionen bei einer Effizienz von 71 % für die Triggerung auf Elektronen. Um den Elektronenanteil in den Daten anzureichern, nimmt man deshalb bei Energien von 20 GeV und mehr den Čerenkovzähler mit in den Trigger hinein (CKOV). In welchen Konfigurationen und bei welchen Energien dies bei uns geschehen ist, kann man der Tabelle 3.3 auf Seite 23 entnehmen.

Stellt man den Druck des Gases nun auf einen Wert kurz unterhalb der Pion-Schwelle ein, so lassen sich damit Elektronen und Pionen trennen. Bei Durchgang von Elektronen spricht der Čerenkovzähler an, bei Pionen jedoch nicht. Wegen der nicht hundertprozentigen Effizienz des Čerenkovzählers müssen zur Teilchenidentifikation jedoch noch die Daten des Kalorimeters herangezogen werden.

4.1.2 Kalorimeterdaten

Die Möglichkeiten der Teilchenidentifikation mit Hilfe eines Kalorimeters sollen hier am Beispiel des WA78-Kalorimeters erläutert werden. Damit eine Teilchenseparation unter alleiniger Benutzung der Kalorimeterdaten erfolgen kann, müssen die Teilchenschauer vollständig eingeschlossen werden. Beim elektromagnetischen Kalorimeter ist das nicht der Fall. Dort haben rund ein Viertel aller Hadronen keine inelastische Wechselwirkung im Kalorimetervolumen; daher ist eine Trennung dieser Hadronen von Muonen nicht möglich, während man Elektronen durchaus von den anderen Teilchensorten trennen kann. Im hadronischen Kalorimeter sind dagegen alle Schauer im Kalorimetervolumen eingeschlossen. Die resultierenden Pulshöhenverteilungen vor und nach der Selektion sind in Abb.4.2 für 30 GeV und in Abb.4.3

für 5 GeV zu sehen. Während bei 30 GeV Muonen allein aufgrund ihrer Pulshöhe identifiziert werden können, muß die Trennung von Hadronen und Elektronen auf andere Art und Weise erfolgen, da sie sehr ähnliche Pulshöhenverteilungen zeigen. Noch schwieriger erscheint die Situation bei 5 GeV. In Abb.4.3 sind die Pulshöhenverteilungen vor und nach der Selektion zu sehen; alle Pulshöhenverteilungen liegen am selben Ort im Histogramm. Wie die verschiedenen Teilchensorten dennoch getrennt werden können, wird im folgenden beschrieben.

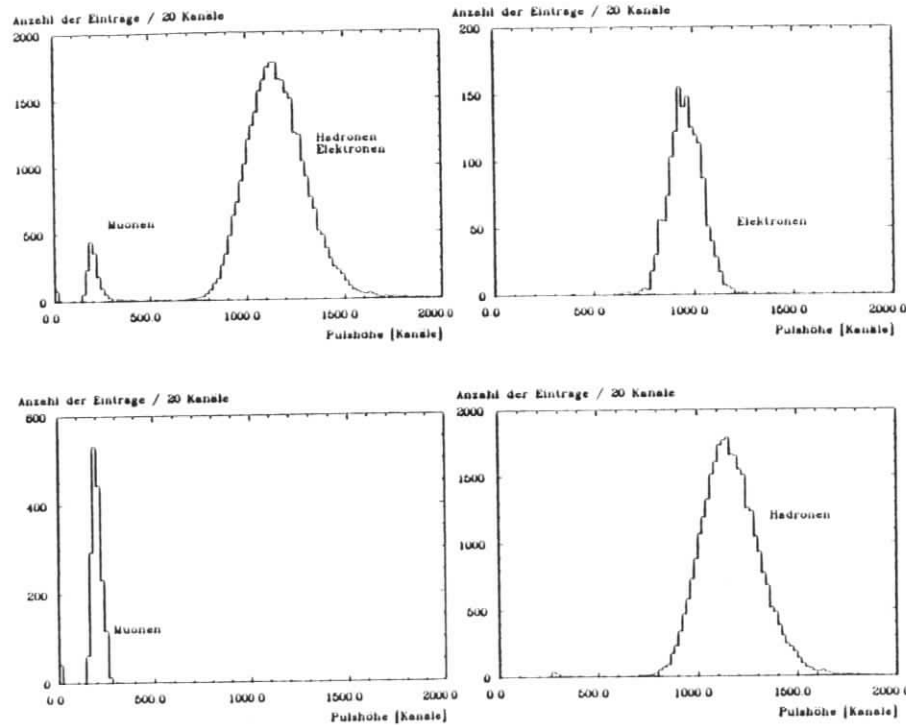


Abbildung 4.2: Pulshöhenverteilungen bei 30 GeV im WA-78 Kalorimeter vor und nach Anbringen von Schnitten zur Teilchenidentifikation

Elektronen Ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal von Elektronen ist die ihnen eigene Art der longitudinalen Energiedeposition. Die Elektronen deponieren im ersten hadronischen Modul etwa 85 % und im zweiten Modul rund 14 % ihrer Energie. Die in den restlichen Modulen des Kalorimeters aufsummierte Pulshöhe ist deutlich kleiner als 5 % für die untersuchten Energien. Abbildung 4.4 zeigt die Pulshöhenverteilung eines elektromagnetischen Schauers der Energie 40 GeV in den ersten beiden Modulen des hadronischen Kalorimeters. Deutlich erkennt man im ersten Modul eine schmale, fast gaußförmige Verteilung der Pulshöhen mit einem Mittelwert von 1070 Kanälen; im zweiten Modul liegt der Mittelwert bei 183 Kanälen.

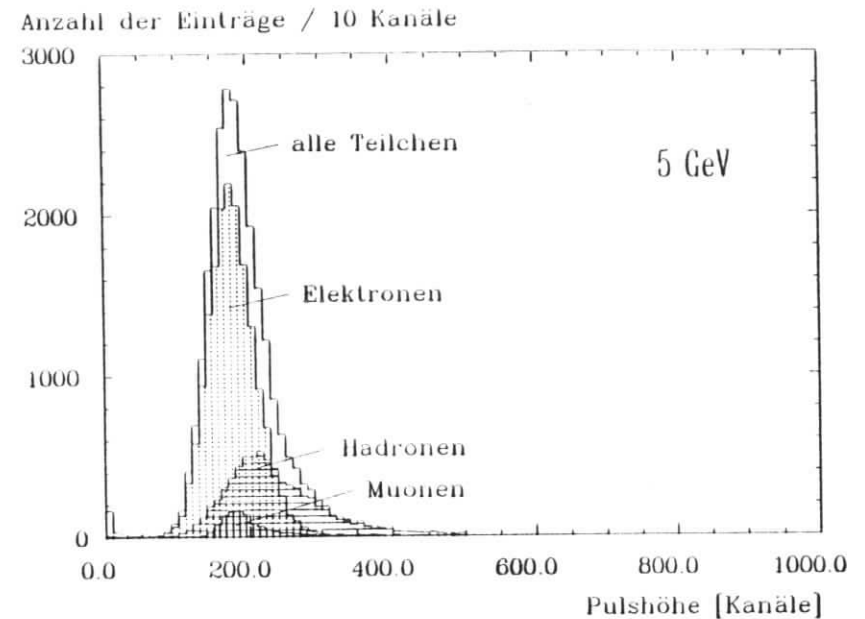


Abbildung 4.3: Pulshöhenverteilungen der identifizierten Teilchen im Strahl bei einer Energie von 5 GeV.

Der Mittelwert der hier nicht gezeigten Pulshöhen Summe liegt bei 1260 Kanälen. Fordert man nun für die Module 3 bis 24 eine entsprechend kleine Pulshöhen Summe (z.B. 20 Kanäle), so lassen sich damit Elektronen eindeutig identifizieren.

Hadronen Die Hadronen dagegen haben im Mittel ein sehr viel länger gestrecktes longitudinales Profil. Bei 30 GeV reichen die wesentlichen Pulshöhen (> 5 %) über mehr als 6 Module für Schauer mit einem Vertex in einem bestimmten Modul. Bei Hadronen, die im zweiten Modul oder später ihren Schauervertex haben, ist die Identifikation fast eindeutig. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron erst im zweiten Modul anfängt aufzuschauern, ist kleiner als 10 %. Abbildung 4.5 zeigt in den ersten vier Modulen die Pulshöhenverteilung eines hadronischen Schauers von 40 GeV, der seinen Vertex im ersten Modul hat. Deutlich erkennbar ist das völlig andere Energiedepositionsverhalten bei Hadronen verglichen mit den Elektronen (siehe Abb.4.4). Zum einen zeigt das Vertexmodul keine gaußförmige Verteilung der Pulshöhen, zum anderen sind die Verteilungen in den nachfolgenden Modulen sehr viel breiter als im Fall eines elektromagnetischen Schauers. Letzteres zeigt die sehr viel größeren intrinsischen Fluktuationen in der Energiedeposition in einem hadronischen Schauer.

Während die Trennung der Hadronen mit spätem Vertex von Elektronen kaum Schwierigkeiten bereitet, gibt es bei den hadronischen Schauern mit Vertex im ersten Modul dagegen größere Probleme. Wegen der Eigenschaft der Hadronen, frühzeitig in einer Kernreaktion ein π^0 zu erzeugen, welches dann einen elektromagnetischen Schauer induziert, ist die Tren-

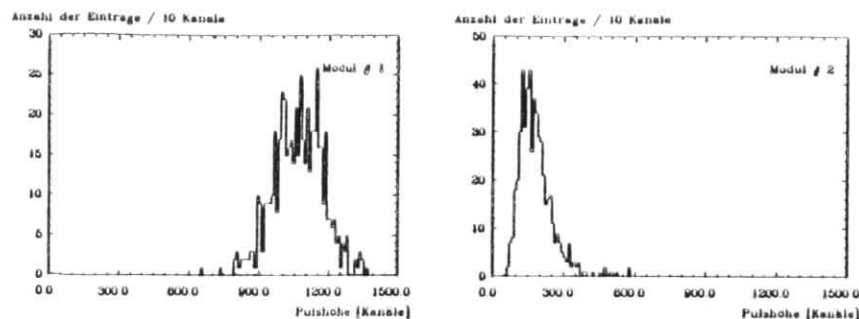


Abbildung 4.4: Pulshöhenverteilungen eines Elektronschauers der Energie 40 GeV in den ersten beiden Modulen.

nung allein aufgrund der Vertexinformation nicht eindeutig und eine Mißidentifikation leicht möglich. Rund 1/3 aller Hadronschauer beginnen im ersten Modul. Der mittlere π^0 -Anteil in einem Hadronschauer variiert von rund 16 % bei 5 GeV bis zu knapp 37 % bei 40 GeV. Im schlimmsten Fall wird dieser π^0 -Anteil sehr früh im Schauer erzeugt und täuscht so einen fast reinen elektromagnetischen Schauer vor. Dieses Verhalten träte dann für 5 % (5 GeV) bis knapp 12 % (40 GeV) aller Hadronen zu. Nimmt man zusätzlich die Information des Čerenkovzählers hinzu, so vermindert sich die Chance einer Mißidentifikation drastisch. Der Anteil der Hadronen, die den Čerenkovzähler ansprechen, ist kleiner als 1 %. Somit reduziert sich die Wahrscheinlichkeit einer Mißidentifikation selbst bei Energien von 40 GeV auf Werte im Promille-Bereich.

Muonen Bei Energien von über 10 GeV ist eine deutliche Trennung von Muonen einerseits und Hadronen und Elektronen andererseits möglich. Die Muonen deponieren durch Minimalionisierung im gesamten Kalorimeter nur die 195 Kanäle entsprechende Energie (das entspricht nach dE/dx -Rechnungen etwa 2.5 GeV); Elektronen und Hadronen deponieren mindestens doppelt so viel. Muonen von 5 GeV sind dagegen aufgrund ihrer Pulshöhe kaum von Elektronen zu unterscheiden, da sie ca. 50 % ihrer Energie im Kalorimeter Volumen abgeben. Bei einem μ/e Verhältnis in der Nähe von 2 haben Muonen also ungefähr dieselbe Pulshöhe wie Elektronen. Nur das völlig andere Energieabgabeverhalten unterscheidet sie von Elektronen. Dies ist in den Korrelationsplots in Abb.4.6 zu sehen. Aufgetragen sind dort der Pulshöhenquotient Eisen/Uranteil gegen die Pulshöhensumme vom dritten bis zum letzten Modul. Muonen werden dort bei Werten um 1 bzw. bei rund 90 % ihrer Gesamtpulshöhe zu finden sein, Elektronen dagegen beim Nullpunkt. Schneidet man geschickt in diesen Größen, so lassen sich Elektronen und Muonen gut separieren [11]. Als Schnitt gegen Muonen wird von Elektronen und Hadronen ein Pulshöhenquotient (Eisen/Uranteil) von weniger als 0.5 verlangt für den Bereich, in dem die Pulshöhensumme (Modul 3 bis 24) kleiner als 250 Kanäle ist.

Die Tabelle 4.1 enthält die Anteile der Teilchensorten im Strahl, die mit den oben aufgeführten Verfahren selektiert wurden. Man erkennt deutlich, daß der Anteil der Elektronen

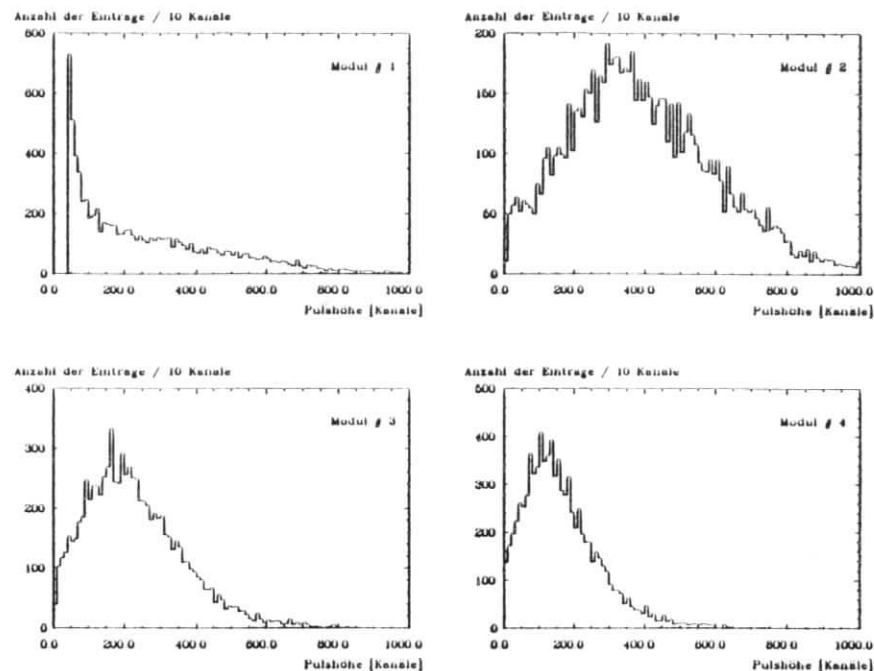


Abbildung 4.5: Pulshöhenverteilungen eines Hadronschauers der Energie 40 GeV in den ersten vier Modulen.

im Strahl mit zunehmender Energie drastisch zurückgeht. Wenn man das Verhalten von Elektronen bei diesen Energien untersuchen möchte, muß man, wie schon weiter oben erwähnt, den Elektronanteil in den Daten durch die Verwendung des Triggers CKOV erhöhen. Weiterhin sieht man, daß der Anteil der identifizierten Teilchen im Strahl mit der Energie zunimmt, die Trennung bei hohen Energien also eindeutiger wird.

E [GeV]	Hadronen	Elektronen	Muonen	Summe
5	26.4	65.4	4.2	96.0
10	59.9	32.5	4.3	96.7
20	82.5	11.1	4.1	97.7
30	90.0	3.7	4.0	97.7
40	92.4	1.9	3.8	98.1

Tabelle 4.1: Prozentualer Anteil der identifizierten Teilchen im Strahl bei den verschiedenen Energien.

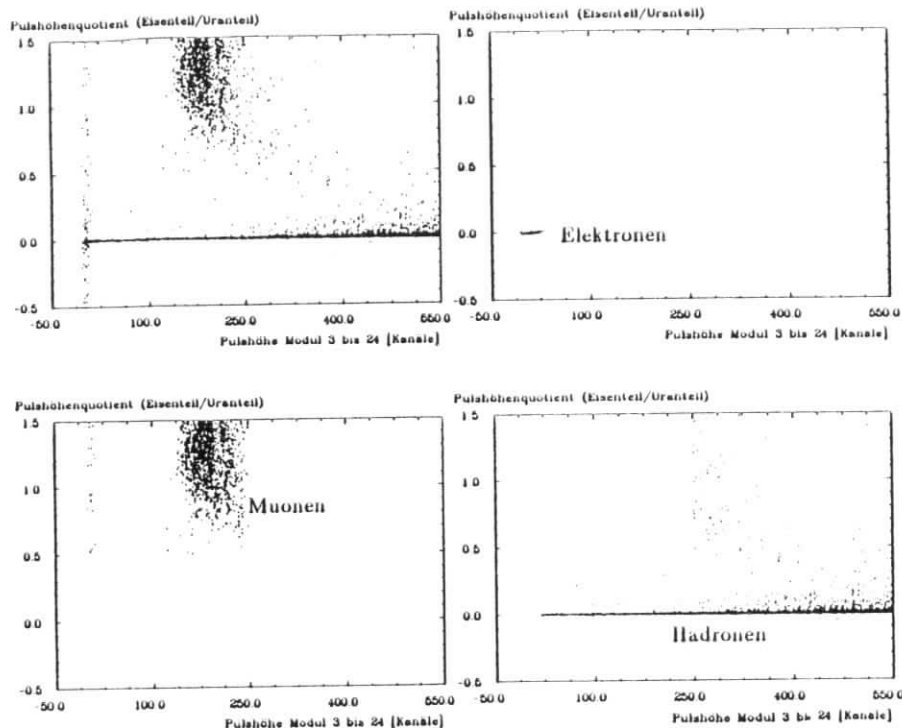


Abbildung 4.6: Pulshöhenkorrelationsplot vor und nach Anbringen von Schnitten zur Teilchenidentifikation

4.2 Strahlbedingungen

Als problematisch hat sich die Qualität des verwendeten Strahls erwiesen. Die starke Abhängigkeit des Impulses vom Ort und die große Impulsunschärfe machen eine genaue Bestimmung der intrinsischen Auflösung des Kalorimeters (gemeint ist hier die Auflösung bei idealem Strahl) fast unmöglich. Außerdem wird dadurch die Zuordnung der im Kalorimeter gemessenen mittleren Pulshöhe zur Strahlnominalenergie sehr erschwert. Letzteres liegt auch daran, daß die Position der Hodoskop-Finger relativ zum Strahlachse nur bis auf 1/2 cm genau bekannt ist. Auf diese Entfernung verändert sich der Impulsmittelwert des Strahls aber schon bereits um 2 %. Wegen der Wichtigkeit der Strahlbedingungen werden diese genauer untersucht.

Zur Verfügung stehen uns Strahltransportrechnungen vom CERN [12]. Diese wurden mit den dort vorhandenen Programmen TURTLE und TRANSPORT durchgeführt. Sie berücksichtigen Vielfachstreuung an den Targets und auf freien Strecken durch Luft sowie die tatsächlich eingestellten Magnetfelder zur Strahlführung, -fokussierung und Energieselektion.

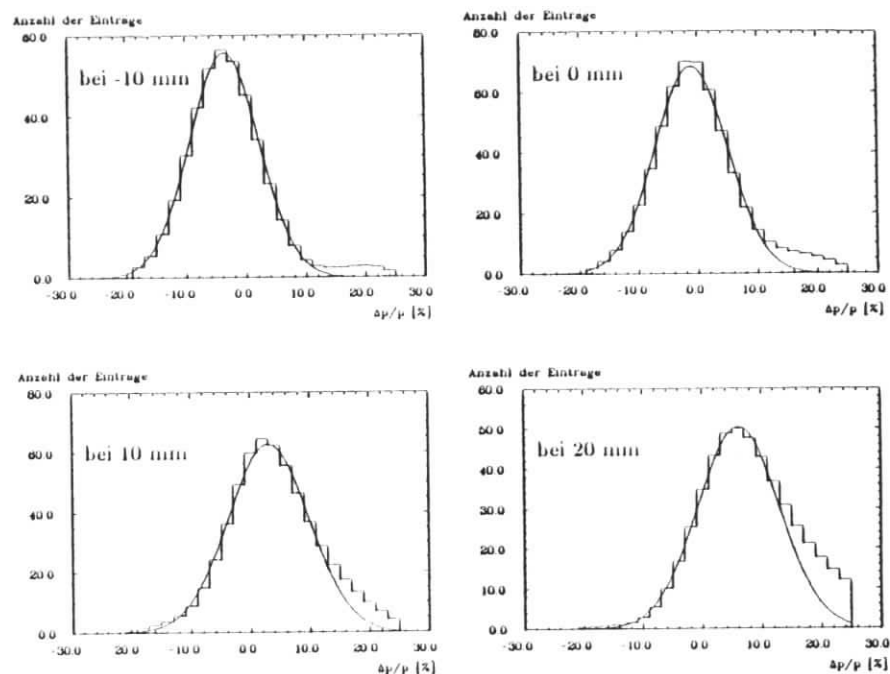


Abbildung 4.7: Gerechnete Strahlprofile bei 10 GeV für verschiedene Fingerpositionen

Die Programme werden am CERN zur Erstellung der Magnetfeldströme zur Teststrahlsteuerung benutzt, sind insofern gut erprobt und als zuverlässig bekannt.

Der Strahl wurde so eingestellt, daß in y -Richtung keine Impulsveränderung mit dem Ort auftritt. Diese gleichzeitig auch für die x -Richtung zu erreichen, war wegen der verwendeten Strahloptik nicht möglich. Stattdessen traten in x -Richtung starke Impulsabweichungen vom Nominalwert auf, die zudem noch von der x -Position abhingen.

Die Daten, die diese Zustände beschreiben, liegen in Form von Korrelationsplots vor, in denen die Impulsabweichung $\Delta p/p$ in % gegen die horizontale Abweichung x vom Strahlnullpunkt aufgetragen ist. Schneidet man nun aus diesem Korrelationsplot Streifen der Breite $x = 10 \text{ mm}$ heraus, entsprechend der Breite der Hodoskop-Finger, so erhält man Histogramme in $\Delta p/p$, die Aufschluß geben über die Abweichung des Impulsmittelwertes vom Nominalwert an dieser Position sowie die Strahlunschärfe $rms_{\Delta p/p}$ an diesem Punkt. Die Position wird durch den x -Wert in der Mitte des Streifens markiert. Zu beachten ist, daß bei den Rechnungen der Impulsbereich $\Delta p/p$ auf $\pm 25\%$ beschränkt wurde. Dieses Abschneiden der hochenergetischen Schwänze der Verteilungen führt zu einer Unterschätzung der Impulsmittelwerte und der rms -Breite der Verteilungen. In Abbildung 4.7 ist eine Folge von Histogrammen bei 10 GeV für verschiedene Fingerpositionen zu sehen. Mit ansteigenden

Energie	5 [GeV]	10 [GeV]	20 [GeV]	30 [GeV]	40 [GeV]
Ort [mm]	$\Delta p/p$ [%]	$\Delta p/p$ [%]	$\Delta p/p$ [%]	$\Delta p/p$ [%]	$\Delta p/p$ [%]
-30	-4.5	-7.6	-10.3	-10.4	-10.7
-20	-0.9	-5.8	-7.7	-8.1	-8.3
-10	0.9	-2.7	-5.1	-5.8	-6.0
0	2.0	0.0	-0.5	-1.0	-1.1
10	3.7	4.0	4.9	5.5	5.8
20	5.9	7.5	10.0	10.0	10.3
30	8.4	11.2	13.7	13.4	14.1

Tabelle 4.2: Gerechnete Strahlenschärfe : Impulsmittelwerte

x -Werten verschiebt sich der Impulsmittelwert der Verteilungen zu größeren Impulswerten. Gleichzeitig nimmt auch die rms -Breite der Verteilung zu; die Verteilung entfernt sich immer mehr von der idealen Gaußform. Die Tabellen 4.2 und 4.3 sowie die Abbildung 4.8 zeigen die Mittelwerte und rms -Breiten aus diesen Rechnungen für alle Energien und Positionen. Bereits beim nominellen Strahlmittelpunkt ($x = 0\text{ mm} \equiv$ Finger 3) ist die Verteilung nicht mehr gaußförmig. Nimmt man die gesamte Strahlinformation, so ergibt sich nach Abzug des gaußförmigen Anteils ein Überschuß an hohen Impulsen. Dieser Anteil macht sich zum einen bei den Pulshöhenverteilungen als Schwanz zu hohen Energien bemerkbar, zum anderen führt dies zu leicht erhöhten mittleren Strahlenergien (siehe Abbildung 5.5 bzw. Tabellen 4.2 und 4.3).

Energie	5 [GeV]	10 [GeV]	20 [GeV]	30 [GeV]	40 [GeV]
Ort [mm]	$rms_{\Delta p/p}$ [%]	$rms_{\Delta p/p}$ [%]	$rms_{\Delta p/p}$ [%]	$rms_{\Delta p/p}$ [%]	$rms_{\Delta p/p}$ [%]
-30	7.9	5.1	3.1	2.8	2.8
-20	8.8	6.2	3.4	3.3	3.1
-10	9.0	7.0	4.4	3.6	3.2
0	9.2	7.4	6.2	4.8	4.6
10	9.7	7.7	6.5	6.2	5.2
20	10.2	7.9	6.2	5.5	5.8
30	9.7	7.4	5.3	5.0	4.8

Tabelle 4.3: Gerechnete Strahlenschärfe : Breite der Verteilungen

Faßt man fünf nebeneinander liegenden Streifen zusammen, so erhält man einen Bereich, der dem des Hodoskops entspricht. Da die exakte Position des Hodoskops relativ zur Strahlmitte nicht bekannt ist, wurden die Rechnungen für drei verschiedene Bereiche ausgewertet. Diese drei Bereiche entsprechen drei um jeweils 10 mm verschobenen Positionen des Hodoskops, die nach den Zentrumspositionen der beiden äußeren Streifen benannt werden. In der nachfolgenden Tabelle sind die Impulsabweichungen und Breiten der gerechneten Strahlverteilungen für diese drei Positionen angegeben.

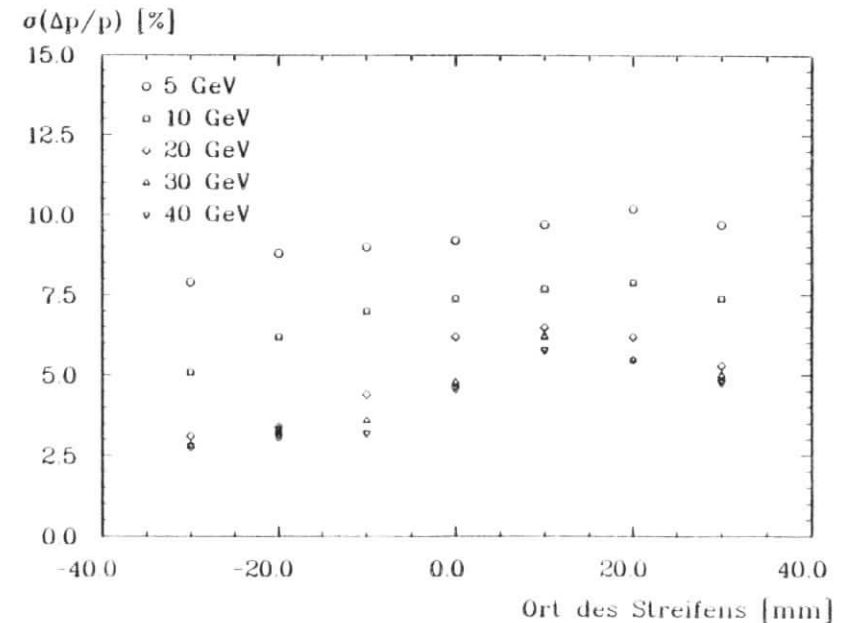
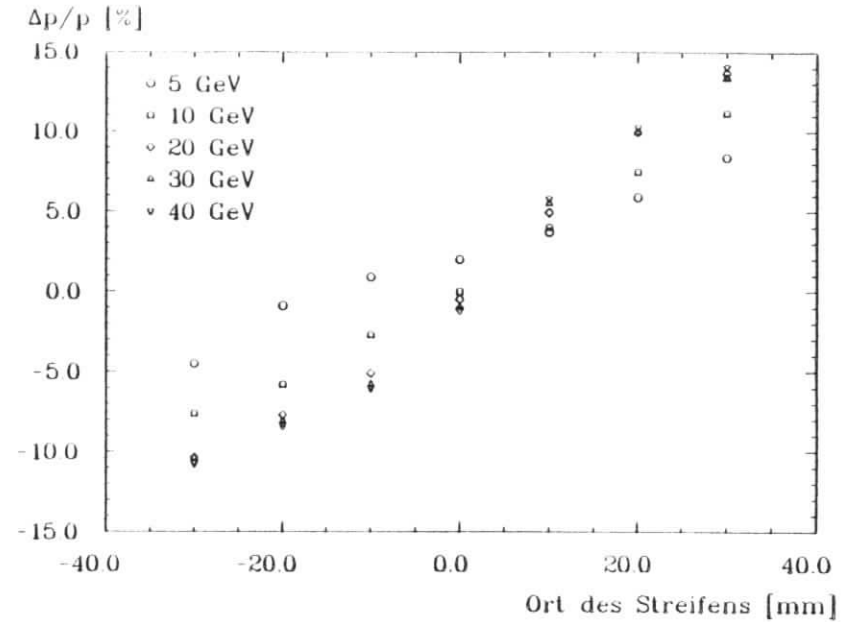


Abbildung 4.8: Gerechnete Abhängigkeit des Impulsmittelwertes (oben) und der Impulsbreite (unten) von der Strahlposition

Kapitel 5

Analyse der Messungen

Die genaue Kalibration eines Kalorimeters ist eine wesentliche Voraussetzung, um eine gute Energieauflösung zu erreichen. Besonders wichtig ist die relative Kalibration der verschiedenen Module zueinander, wenn man ein segmentiertes Kalorimeter verwendet. Für ein Kalorimeter mit Szintillator-Nachweisschichten bietet sich die Kalibration mit Teilchen in einem Teststrahl an. Je nach Größe und Bauart des Kalorimeters kommen dabei unterschiedliche Verfahren zur Anwendung. So läßt sich in unserem Fall das elektromagnetische Kalorimeter mit Elektronen und Hadronen, das hadronische Kalorimeter jedoch nur mit Hadronen kalibrieren. Diese verschiedenen Möglichkeiten und die damit erreichbaren Genauigkeiten sollen zu Beginn dieses Kapitels vorgestellt werden. Außerdem wurde erkannt, daß bei der Kalibration des ersten Moduls eines jeden Kalorimeterabschnitts besondere Vorsicht geboten ist. Es wird beschrieben, worin die Probleme liegen und wie man sie vermeiden kann.

Nach der Beschreibung der Kalibration soll dann die Analyse der Elektron- und Hadrondaten vorgenommen werden, die mit dem hadronischen Kalorimeter gewonnen wurden. Zunächst wird unter dem Stichwort *Linearität* der Zusammenhang zwischen der im Kalorimeter nachgewiesenen Pulshöhe und der Strahlenergie untersucht. In diesem Abschnitt wird zum ersten Mal deutlich, wie groß der Einfluß der im letzten Kapitel untersuchten Strahlbedingungen ist. Einen ähnlich starken Einfluß hat die Strahldispersion auch auf die Energieauflösung. Hier erlaubt die Analyse der Energieabhängigkeit dieser Größen einen Abzug des Strahleinflusses. Damit läßt sich der Beitrag des Kalorimeters zur Energieauflösung bestimmen.

Zum Schluß des Kapitels erfolgt eine Analyse des e/π -Verhältnisses. Hierbei wird auf die Energieabhängigkeit dieser Größe eingegangen, ihre Veränderung mit der Integrationszeit vorgestellt und die daraus resultierenden Konsequenzen für die Energiemessung mit Kalorimetern diskutiert.

5.1 Vorbemerkungen zur Kalibration

Wie schon im Vorwort zu diesem Kapitel erwähnt, bietet sich für Kalorimeter mit Szintillator-Nachweisschichten eine Kalibration mit Teilchen in einem Teststrahl an. In einem Teststrahl ist die Energie der Teilchen bekannt und kann über einen gewissen Bereich variiert werden. Damit ist im Prinzip neben der relativen Kalibration der Module zueinander auch eine absolute Kalibration des Kalorimeters in Energieeinheiten möglich. Dieses macht aber wegen des üblicherweise von e/π verschiedenen e/π -Wertes nur für jeweils eine Teilchensorte Sinn. Wenn im Zusammenhang mit diesem Experiment von Kalibration die Rede ist, so ist immer

Position :	-30 bis 10 mm		-20 bis 20 mm		-10 bis 30 mm	
Energie [GeV]	$\Delta p/p$ [%]	$rms_{\Delta p/p}$ [%]	$\Delta p/p$ [%]	$rms_{\Delta p/p}$ [%]	$\Delta p/p$ [%]	$rms_{\Delta p/p}$ [%]
5	1.12	9.4	2.6	9.7	4.16	9.9
10	-0.88	8.1	1.4	8.6	3.49	8.8
20	-1.45	7.4	1.0	8.1	3.26	8.4
30	-1.53	7.3	0.9	7.9	3.22	8.4
40	-1.76	7.1	0.7	7.9	3.01	8.2

Tabelle 4.4: Gerechnete Strahlparameter für drei ausgewählte Positionen des gesamten Strahlhodoskops.

die relative Kalibration der Kalorimetermodule zueinander gemeint.

Es hat sich bei der Untersuchung der Kalibration gezeigt, daß sich Elektronen besser zur Kalibration eignen als Hadronen. Dieses hängt mit den sehr viel geringeren Fluktuationen in den elektromagnetischen Schauern zusammen. Die Pulshöhenverteilungen in den einzelnen Modulen sind sehr viel schmäler und die Mittelwerte, die zur Kalibration herangezogen werden, sehr viel besser bestimmbar. Wegen ihrer geringeren Reichweite im Detektormaterial kann man Elektronen jedoch nicht zur Kalibration beider Kalorimeterabschnitte verwenden. In diesem Fall muß man dann auf Hadronen zurückgreifen. Beispiele für beide Verfahren geben das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter in diesem Experiment.

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus sechs einzelnen Modulen, die jedes für sich in den Strahl gestellt werden können. Damit läßt sich jedes Modul mit Elektronen unter völlig identischen Strahlbedingungen testen. Zur Kalibration braucht man nur noch die nachgewiesenen Pulshöhen aneinander anzugleichen.

Viel schwieriger ist die Kalibration des hadronischen Kalorimeters. Dort lassen sich die Module nicht getrennt dem Strahl aussetzen; die wesentlichen Elektronpulshöhen reichen im Mittel nur über die ersten beiden Module. Die Kalibration kann in diesem Fall nur mit Hadronen erfolgen. Die Schwierigkeiten, die man überwinden muß, liegen darin, die einzelnen Module identischen Strahlbedingungen auszusetzen. Das Ziel ist auch hier, zu vergleichbaren Pulshöhen in den Modulen zu kommen, und über einen Angleich der Pulshöhen eine Kalibration zu erreichen. Der Weg, den man dabei beschreitet, ist die Selektion bestimmter Schauerelemente. Man nimmt dabei an, daß Hadronenschauer die gleiche longitudinale Entwicklung haben, egal wo sie im Kalorimeter beginnen. In einem Kalorimeter, das aus identischen Modulen aufgebaut ist, scheint diese Annahme gerechtfertigt. So muß jetzt ein Verfahren gefunden werden, das eine Identifikation eines Schauervertices ermöglicht. Dabei ergibt sich das Problem, durch Untersuchung der Pulshöhe in einem Modul zwischen einem beginnenden Schauer und einer möglichen Schwankung der Energieabgabe eines minimalionisierenden Teilchens zu unterscheiden. Erschwerend kommt hinzu, daß sich das erste Modul durch seine Position von allen anderen unterscheidet. Die Probleme, die sich dadurch ergeben, werden bei der Kalibration der Kalorimetermodule mit Hadronen näher beschrieben.

5.2 Kalibration des elektromagnetischen Teils

Die Kalibration des elektromagnetischen Teils wurde mit den beiden oben erwähnten Methoden durchgeführt. In allen Fällen liegt als Konzept der Vergleich von Pulshöhen für bestimmte Schauerentwicklungsstadien zu Grunde. Zuerst wird über die Einregelung der an den Photomultipliern anliegenden Hochspannung ein grober Abgleich erreicht. Die restliche Kalibration erfolgt per Software mit Hilfe von Kalibrationskonstanten.

Der Links-Rechts-Abgleich wird mit allen Teilchen durchgeführt. Bei zentralem Einschub soll die nachgewiesene Pulshöhe an beiden Seiten der einzelnen Kalorimetermodule gleich groß sein. Der zentrale Einschub wird über die Stelle des Strahls mit der maximalen Teilchenzahl definiert. Die Verteilung der Teilcheneinschuborte über das Hodoskop bei 30 GeV ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Die meisten Teilchen werden bei 30 GeV im Hodoskop-Finger 4 registriert. Die Links-Rechts-Kalibration wird also für diesen Finger vorgenommen. Beschränkt man sich nicht auf Finger 4, sondern läßt alle Einschuborte im Bereich des Hodoskops zu, so stimmen die hieraus ermittelten Konstanten auf etwa 2 % mit den Kalibrationskonstanten für Finger 4 überein.

Aufgrund der Strahlbedingungen während der Messungen im August 1985 variiert die

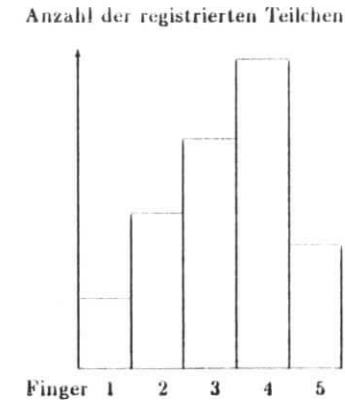


Abbildung 5.1: Anzahl der in den Hodoskop-Fingern registrierten Teilchen im Strahl

im Kalorimeter nachgewiesene Energie um mehr als 10 %, wenn man von Finger 1 zu Finger 5 geht. Dieser experimentelle Befund stimmt qualitativ recht gut mit den Strahlqualitätsrechnungen (siehe Seiten 31 ff) überein. In Abbildung 5.2 sieht man die gemessenen Pulshöhenverteilungen derjenigen Elektronen, die von den verschiedenen Hodoskop-Fingern registriert wurden. Deutlich erkennt man hier die Verschiebung des Energiemittelwertes bei Veränderung des Einschubortes.

Auch verändert sich die Verteilung der Einschuborte, d.h. die in den einzelnen Fingern registrierte Anzahl der Teilchen, mit der Energie. Experimentell findet man, daß das Maximum der Teilchenzahl, also die definierte Strahlmitte, z.B. für 30 und 40 GeV bei Finger 4 und für 10 GeV bei Finger 3 liegt. Dieses erschwert nun wesentlich die Definition der Strahlenergie und damit eine absolute Eichung des Kalorimeters in Energieeinheiten.

5.2.1 Kalibration mit Elektronen

Das charakteristische longitudinale Profil von elektromagnetischen Schauern (siehe Abb.2.3 auf Seite 11) erlaubt eine recht genaue Kalibration eines Kalorimeters. Mit einem Kalorimetermodul schneidet man ein ganz bestimmtes Stück der longitudinalen Schauerentwicklung heraus. Gleiche Abschnitte der Schauerentwicklung sollten gleiche Pulshöhen in den verschiedenen Kalorimetermodulen erzeugen, wenn man die einzelnen Module nach und nach aus dem Strahl nimmt. Dies wird in der nachfolgenden Skizze erläutert.

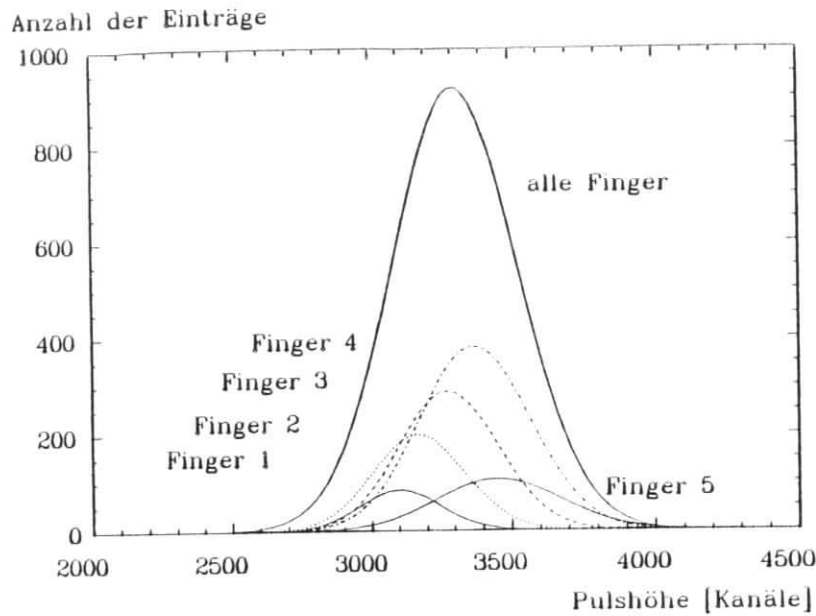
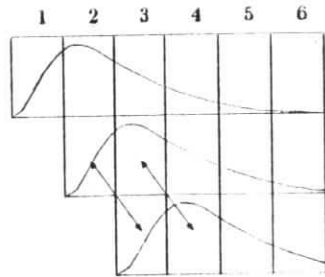


Abbildung 5.2: Pulshöhenverteilung im Kalorimeter für alle Hodoskop-Finger bei 30 GeV. Dargestellt sind hier die an die gemessenen Verteilungen angepaßten Gaußfunktionen.



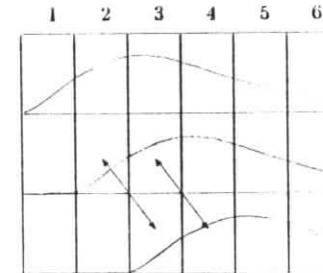
Durch Angleich der Pulshöhen der jeweils ersten Module erreicht man eine Kalibration der Module zueinander. Nimmt man auch noch die Pulshöhen der dahinterliegenden Module hinzu und gleicht sie einander an, so erhält man für jedes Modul mehrere Konstanten. Mit diesem Verfahren läßt sich aufgrund der vorhandenen Statistik eine Kalibrationsgenauigkeit von etwa 1 % erreichen. Nachdem der Abgleich vollständig durchgeführt ist, erhält man ein Normschauerprofil bei der Kalibrationsenergie von 30 GeV. Dieses Normprofil läßt sich auf Meßreihen gleicher Energie in anderen Meßperioden übertragen. Eine Abschätzung der

Fehler bei der Übertragung eines solchen Elektron-Schauerprofils liefert für die ersten vier Module eine Genauigkeit von ca. 1 % (syst. Fehler), für die letzten beiden Module aufgrund der geringen Pulshöhe nur von 2 - 5 %.

Es hat sich im Laufe der Kalibrationsuntersuchungen als problematisch erwiesen, daß die Module zu Kalibrationszwecken und für bestimmte Messungen bewegt werden mußten. Selbst bei noch so vorsichtiger Handhabung haben sich offenbar die optischen Kontakte im System Szintillator - Lichtleiter - Photomultiplier verändert. Dies führte zu einer Veränderung der Kalibrationswerte, so daß mehrere Sätze von Kalibrationskonstanten verwendet werden mußten. In den beiden Meßperioden wurde jeweils eine Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters bei 30 GeV mit dem oben beschriebenen Schiebepfeifen durchgeführt. Die so gewonnenen Kalibrationskonstanten konnten für die meisten Meßreihen verwendet werden. Für einige Meßreihen wurde das Schauerprofil übertragen, für eine Meßreihe mußte eine Kalibration mit Hadronen vorgenommen werden. Auch aus diesem Grund wird im nächsten Abschnitt das Kalibrationsverfahren mit Hadronen für das elektromagnetische Kalorimeter untersucht. Die Meßreihen, für die außerdem eine Kalibration mit Elektronen existiert, erlauben einen Vergleich der Genauigkeiten der beiden Verfahren.

5.2.2 Kalibration mit Hadronen

Neben der Pulshöhenvergleichsmethode mit Herausschieben der einzelnen Segmente ermöglichen die Meßreihen mit Hadronen noch ein weiteres Kalibrationsverfahren. Da die Entwicklung der hadronischen Schauer mit λ_0 skaliert, findet man einen wesentlichen Anteil von Schaueranfängen in weiter hinten liegenden Modulen. Eine einfache Abschätzung ergibt, daß rund drei Viertel aller hadronischen Schauer in einem der elektromagnetischen Module beginnen. So findet man für jedes Modul hadronische Schauer in einem bestimmten Entwicklungsstadium. Die entsprechenden Abschnitte der Schauerentwicklung kann man nun miteinander vergleichen (siehe Skizze).



Dabei sind die Module 2 - 5 gleichwertig, da sie sowohl ein Modul vor sich als auch eines hinter sich haben. Die Schauer, die einen Vertex in einem dieser Module haben, lassen sich also ohne weiteres vergleichen. Diejenigen Schauer, die erst im 6. Modul beginnen, sind für die Kalibration des Kalorimeters nicht von wesentlicher Bedeutung, da es für das 6. Modul bereits mehrere Kalibrationskonstanten durch die Schauer gibt, die in den vier davorliegenden Modulen beginnen.

Die Schauer, die ihren Vertex im ersten Modul haben, sind dagegen *sehr* wesentlich für die Kalibration des Kalorimeters. Dadurch, daß sich das erste Modul von allen anderen durch seine relative Position unterscheidet, muß man besondere Vorkehrungen treffen, damit

bei der Selektion der Schauervertices ein mittlerer Schauer erzeugt wird, der mit den später beginnenden vergleichbar ist. Eine zur Überprüfung der Kalibration wichtige Größe ist das Pulshöhenverhältnis $PH2/1$. Dieses ist der Quotient aus den mittleren Pulshöhen des 2. Moduls zum 1. Modul. Zur Mittelung dieser Pulshöhen werden nur diejenigen Schauer herangezogen, die ihren Schauervertices in dem entsprechenden der beiden Module haben. Diese Module werden als Vertexmodule bezeichnet. Dabei sollten folgende Bedingungen erfüllt werden:

- die Anzahl der Schauervertices, bzw. primären Wechselwirkungen in den Vertexmodulen nimmt von Modul zu Modul exponentiell ab,
- die Pulshöhen der Schauervertices stehen in einem konstanten Verhältnis zueinander, das unabhängig vom Verfahren zur Selektion des Schauervertices ist.

Setzt man für die Selektion der Schauervertices eine Schwelle an (Pulshöhe > Schwelle \Rightarrow Vertex in diesem Modul), so erhält man je nach Höhe der Schwelle eine andere mittlere Pulshöhe für das erste Modul. Vergleicht man die Pulshöhen der Vertexmodule miteinander, so findet man, daß das Verhältnis $PH2/1$ im allgemeinen nicht gleich eins ist und sich mit dem Schwellenwert ändert. Nur für einen bestimmten Schwellenwert stimmen die Pulshöhen überein. Ebenfalls variiert mit der Schwelle die Anzahl der primären Wechselwirkungen pro Modul. Wählt man die Schwelle zu groß, so ist die Anzahl der Wechselwirkungen im ersten Modul zu klein, wählt man die Schwelle zu klein, so ist die Anzahl zu groß. Dieses Verhalten läßt sich wie folgt erklären: Bei einer großen Schwelle wird nur ein Teil der tatsächlichen Vertices dem ersten Modul zugerechnet, während die übrigen dem zweiten zugerechnet werden. Dadurch hat das erste Modul eine kleinere effektive Dicke als alle anderen Module, die jeweils noch die Wechselwirkungen im vorangegangenen Modul zugerechnet bekommen. Ist die Schwelle zu klein, so besteht die Gefahr, daß die Schwankungen in der Energiedeposition von minimalionisierenden Teilchen als Vertex gedeutet werden. Zusätzlich werden tatsächlich beginnende Schauer diesem Modul zugerechnet, die zuvor im zweiten Modul als Schauervertices mit sehr hohen Pulshöhen registriert wurden. Dadurch kommt es zu einer Verringerung der Pulshöhe im zweiten Modul relativ zum ersten Modul; das Verhältnis $PH2/1$ wird kleiner bei kleinen Schwellenwerten. Dieses experimentelle Verhalten entspricht der bei der Kalibration des hadronischen Teils besprochenen Situation bei Variation der unteren Schwelle, die auf der nächsten Seite skizziert wird. Die Schwellen für identische Pulshöhe und korrekte Anzahl der Wechselwirkungen fallen nicht zusammen.

Daher muß ein anderes Vertexselektionsverfahren gewählt werden. Man wählt nun zwei Schwellen: wird die obere Schwelle in einem der Module überschritten, so ist wie zuvor in diesem Modul ein Vertex; liegt der Pulshöhenwert unter der unteren Schwelle, sucht man in den folgenden Modulen weiter nach einem Vertex. Für den Bereich zwischen den beiden Schwellen ist keine eindeutige Aussage möglich und diese Ereignisse werden nicht weiter verwendet. Es zeigt sich nun, daß für zwei Schwellen pro Modul bei Variation der oberen Schwelle sowohl Pulshöhe als auch Anzahl der Wechselwirkungen auf die gewünschten Werte gebracht werden können. Aufgrund der Länge der einzelnen Meßreihen ist die statistische Genauigkeit bei diesem Verfahren allerdings nicht besser als 2 %.

Mit Hilfe des Albedozählers läßt sich die Andersartigkeit des ersten Moduls annähernd korrigieren. Man kann so in der Albedopulshöhe schneiden, daß ein zusätzliches Modul vor dem ersten Kalorimetermodul simuliert wird. Bei Variation dieser Albedoschwelle verändern sich die Pulshöhen derjenigen Schauer, die ihre erste Wechselwirkung im ersten Modul haben. Besonders stark verändert sich jedoch die Anzahl der Wechselwirkungen in diesem Modul. Damit gelingt es, die Zahl der Wechselwirkungen nahezu unabhängig von der Pulshöhe zu

variieren und auf den gewünschten Wert zu bringen. Dieses Verhalten führt nun allerdings dazu, daß die Kalibrationskonstanten des ersten Moduls auf verschiedene Werte gebracht werden können. Verglichen mit der Methode ohne Schnitt im Albedozähler liegt der Wert der Konstanten um bis zu 7 % anders, ohne daß die Pulshöhe und Wechselwirkungsanzahl um mehr als ihren statistischen Fehler vom Mittelwert abweichen. Für das erste Modul wird ein Mittelwert aus beiden Verfahren zur Kalibration verwendet. Für alle anderen Module bringt dieses Verfahren keine Änderung der Kalibrationskonstanten.

Die mit Elektronen und Hadronen gewonnenen Kalibrationswerte stimmen recht gut überein ($\approx 2 - 3\%$ Unterschiede). Für die Kalibration mit Elektronen ergibt die Methode mit einer Schwelle zur Vertexsuche dieselben Werte wie mit zwei Schwellen. Dies liegt daran, daß ca. 99 % aller Elektronen im ersten Modul wechselwirken und dort gleich einen wesentlichen Teil ihrer Energie deponieren (bei 30 GeV sind es 13 %).

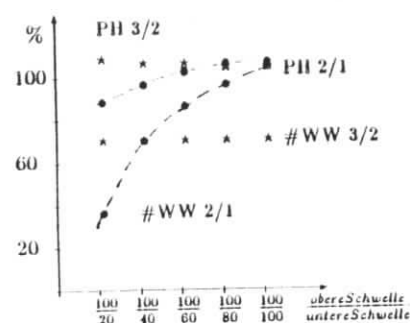
5.3 Kalibration des hadronischen Teils

Bei der Kalibration des hadronischen Teils wird im Prinzip genauso vorgegangen wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben, nur daß man es hier mit 12 Modulen zu tun hat. Der Uranteil wird kalibriert, der Eisenteil des Kalorimeters wird mit der vorhandenen groben Kalibrierung benutzt. Diese unterschiedliche Behandlung ist möglich, weil selbst Hadronen von 40 GeV (z.B. solche, die ihren Vertex in Modul 4 haben) im Eisenteil weniger als 10 % ihrer gesamten nachgewiesenen Energie deponieren. Die durch ungenaue Kalibration im Eisenteil entstehende Verbreiterung der Pulshöhenverteilung kann also vernachlässigt werden.

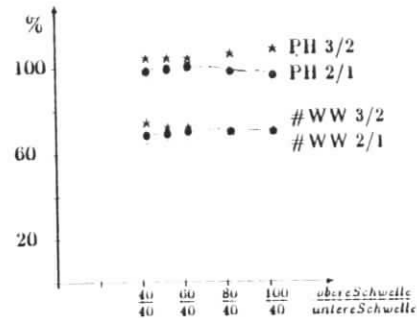
Auch im hadronischen Teil wird wieder versucht, gleichzeitig alle einander entsprechenden Pulshöhen anzugleichen und die Kalibration so zu wählen, daß die Anzahl der primären Wechselwirkungen pro Modul exponentiell abfällt.

Für den hadronischen Teil ergeben sich aufgrund der größeren Dicke der Module und damit des völlig anderen Schauerverhaltens andere Schwellen zur Suche der Schauervertices. Im Gegensatz zur Kalibration des elektromagnetischen Teils wird hier zur Vertexsuche nur eine Schwelle benötigt. Dies kann man sich mit Hilfe der beiden folgenden Skizzen deutlich machen. Zunächst die linke Skizze: Bei fester oberer Schwelle variiert man die untere Schwelle und trägt die Verhältnisse der Pulshöhen und der Wechselwirkungszahlen in den Vertexmodulen auf (jeweils hinteres Modul zu dem davorstehenden). Nur an einem Punkt stimmen die Quotienten der Wechselwirkungszahlen überein. Variiert man an diesem Punkt die obere Schwelle, so verändern sich die Pulshöhenverhältnisse und das Verhalten der Wechselwirkungsanzahl pro Modul nur unwesentlich. Dies ist in der rechten Skizze für einen festen unteren Schwellenwert zu sehen.

Variation der unteren Schwelle



Variation der oberen Schwelle



Da die Gesamtzahl der zur Verfügung stehenden Schauer erhöht wird, wenn man die Schwellendifferenz möglichst gering hält, wurden obere und untere Schwelle gleich gewählt. Der Wert, der sich von allen untersuchten am besten eignet, ist eine Schwelle von 40 Kanälen (siehe dazu auch die obige Abbildung).

Die beim Standard-Gate (75 ns) für eine Meßreihe bestimmten Kalibrationskonstanten gelten im Falle des hadronischen Kalorimeters für alle untersuchten Meßreihen. Damit entfällt hier – im Gegensatz zum elektromagnetischen Kalorimeter – die Notwendigkeit mehrerer Sätze von Kalibrationskonstanten. Dies hängt u.a. damit zusammen, daß die Module des hadronischen Teils während der gesamten Meßperiode nicht bewegt wurden.

Interessanterweise stimmen nun die Kalibrationskonstanten, die für das 75ns-Gate gewonnen wurden, auch recht gut für Daten des kurzen Gates (45 ns). Dies scheint auf den ersten Blick erstaunlich, da die Daten von anderen ADC's digitalisiert wurden. Allerdings wurde beim Meßaufbau besonderer Wert darauf gelegt, daß das aufgespaltene Signal von zwei ADC-Einheiten mit gleichem Verhalten verarbeitet wurde.

Diese für Hadronen gefundene Schwelle gilt auch für Elektronen. Bei den Elektronen spielt es, wie schon im elektromagnetischen Kalorimeter, keine Rolle, ob eine Schwelle oder zwei verschiedene zur Vertexselektion gewählt werden. Wenn Elektronen im ersten Modul anschauen, so deponieren sie dort sofort mehr als 80 % ihrer Energie. Elektronen fangen allerdings nur dann im ersten hadronischen Modul an zu schauen, wenn das elektromagnetische Kalorimeter nicht in der Strahllinie steht. Die in dieser Konfiguration gewonnenen Daten werden in den folgenden Abschnitten analysiert.

5.4 Analyse der Energieabhängigkeit verschiedener Größen

Zur Analyse der Daten in bezug auf Linearität, Energieauflösung und e/π -Verhältnis wurden die Pulshöhenverteilungen herangezogen, die in den Abbildungen 5.3 und 5.4 zu sehen sind. Gezeigt sind dort die Verteilungen für die untersuchten Energien von 5 bis 40 GeV getrennt für Hadronen und Elektronen. Des besseren Vergleichs wegen sind die Verteilungen auf gleiche Bin-Breite gebracht und dann auf die Anzahl der Einträge normiert worden. Ebenfalls gezeigt sind die an die Daten angepaßten Gaußfunktionen.

Anzahl der Einträge (normalisiert)

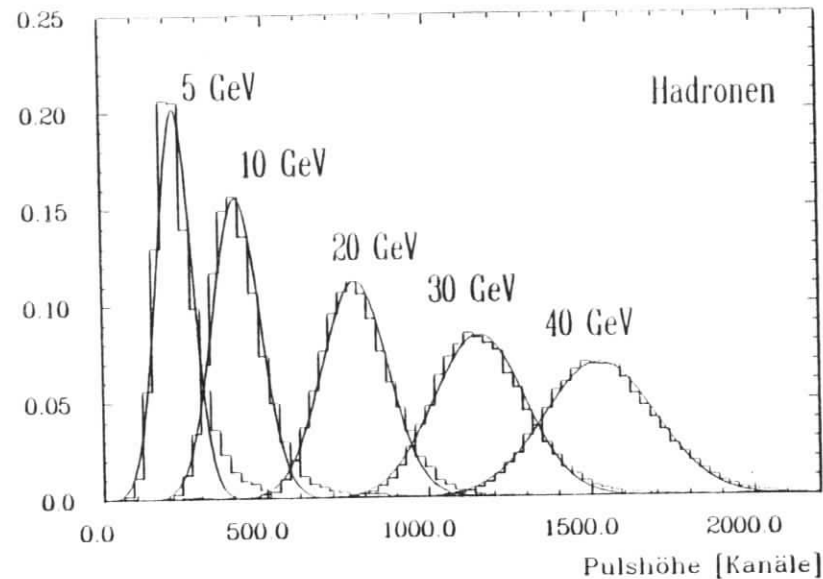


Abbildung 5.3: Normierte Pulshöhenverteilungen für Hadronen der Energie 5 bis 40 GeV.

Anzahl der Einträge (normalisiert)

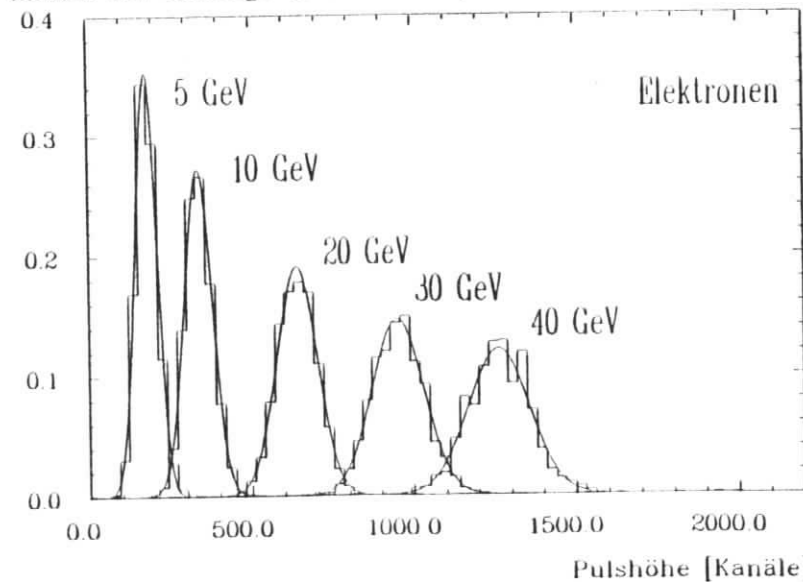


Abbildung 5.4: Normierte Pulshöhenverteilungen für Elektronen der Energie 5 bis 40 GeV.

Bei der Analyse der Hadrondaten fällt die starke Asymmetrie der Verteilungen bei kleinen Energien auf, die bei den Elektronendaten fast vollständig fehlt. In den folgenden Abschnitten werden für die Beschreibung der Hadrondaten deswegen zwei verschiedene Sätze von Parametern benutzt. Diese stammen aus der Anpassung von Gaußfunktionen an die Verteilung über einen Bereich von mehr als 3σ und einen eingeschränkten Bereich, bei dem eine Anpassung an die Anstiegsflanke der Verteilung und einen Bereich von ungefähr 2σ an der anderen Seite der Verteilung vorgenommen wurde. Für die Elektronendaten wurde die Anpassung der Gaußfunktion über den gesamten Bereich vorgenommen.

Wie man exemplarisch den Abbildungen 5.5 und 5.6 entnehmen kann, verschwindet mit zunehmender Energie die Asymmetrie in den Verteilungen der Hadrondaten; mit zunehmender Energie nimmt die Breite der Verteilungen zu und überdeckt so die Asymmetrie, die von einem Überschuß an hohen Impulsen im Strahl herrührt (siehe dazu Abschnitt 4.2 über die Strahlbedingungen). Bei kleinen Energien, insbesondere bei 5 GeV, ist diese Asymmetrie jedoch stark ausgeprägt. Die Parameter für die Mittelwerte und Breiten der an diese Verteilungen angepaßten Gaußfunktionen sind in der Tabelle 5.1 zu sehen. Sie zeigen deutlich die stark verminderten Werte für die Breite der Hadron-Pulshöhenverteilung bei 5 GeV bei einer Anpassung über den kleineren Bereich (2σ). Diese starken Unterschiede werden bei der Analyse der Energieauflösung für Hadronschauer eine große Rolle spielen und zu stark unterschiedlichen Resultaten führen.

Energie [GeV]	Elektronen		Hadronen			
	über $3\sigma^a$		über $3\sigma^a$		über $2\sigma^a$	
	Mittelwert	σ	Mittelwert	σ	Mittelwert	σ
5	176.6	32.1	225.7	53.5	216.8	49.0
10	337.2	42.5	414.1	72.6	403.3	65.2
20	638.8	62.3	779.6	106.6	774.7	102.9
30	955.1	80.0	1162.8	140.6	1159.4	138.8
40	1263.4	97.2	1533.1	170.9	1531.6	169.3

^{a)} siehe Text

Tabelle 5.1: Gemessene Mittelwerte und Breiten der Pulshöhenverteilungen von Elektronen und Hadronen. Die angegebenen Größen sind die Werte der Parameter der angepaßten Gaußfunktionen in Einheiten von Kanälen.

5.4.1 Untersuchung der Linearität

Aufgrund der Ausführungen in dem Abschnitt 4.2 über die Strahlbedingungen erwartet man keinen linearen Zusammenhang zwischen der im Kalorimeter gemessenen Pulshöhe und der nominellen Strahlenergie. Vielmehr zeigen die Strahlrechnungen eine starke Abweichung vom linearen Verhalten insbesondere bei kleinen Energien. Dieses wird aus der Abbildung 5.7 deutlich. Aufgetragen ist dort die prozentuale Abweichung des Strahlimpulses vom nominellen Wert für die drei gerechneten Positionen des Hadroskops (siehe Erklärungen auf Seite 31 ff). Rechnet man diese Werte in Energien um und bildet dann den Quotienten von gerechneter Energie (d.h. Impulsmittelwerte der Verteilungen) und nomineller Energie, auf \sqrt{s} normiert bei 40 GeV, so erhält man die in der nachstehenden Tabelle 5.2 aufgeführten Werte für diese drei Positionen. Eine entsprechende Rechnung bringt die Meßergebnisse für Hadronen und Elektronen in eine vergleichbare Form. In der rechten Hälfte der Tabelle ist der Quotient aus

Anzahl der Einträge / 10 Kanäle

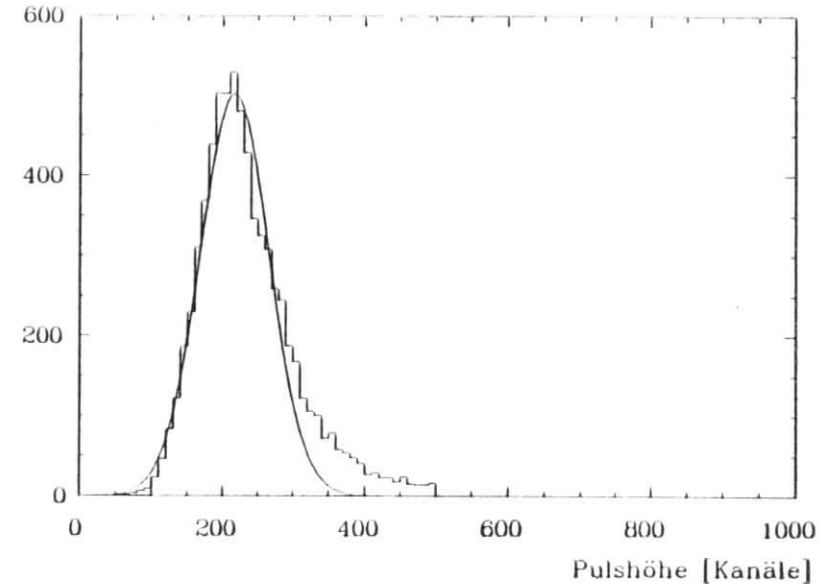


Abbildung 5.5: Pulshöhenverteilungen für Hadronen der Energie 5 GeV.

Anzahl der Einträge / 20 Kanäle

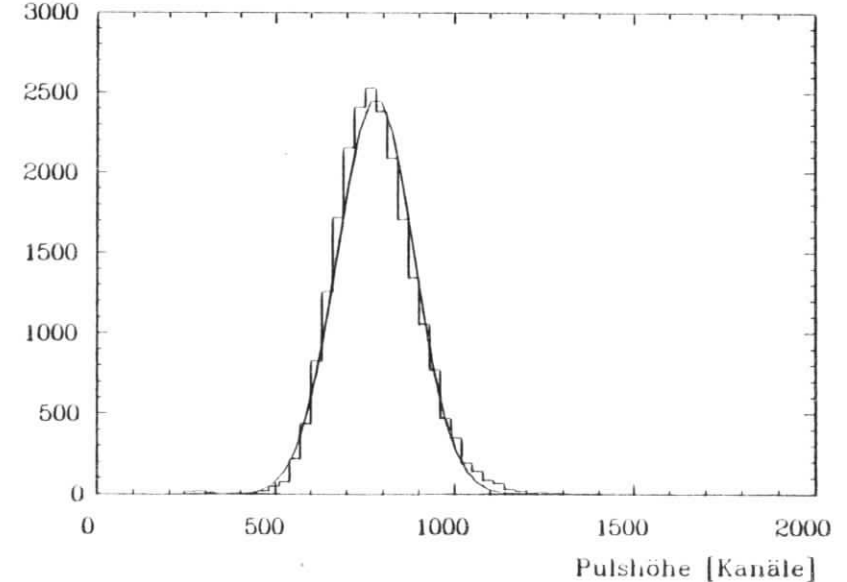


Abbildung 5.6: Pulshöhenverteilungen für Hadronen der Energie 20 GeV.

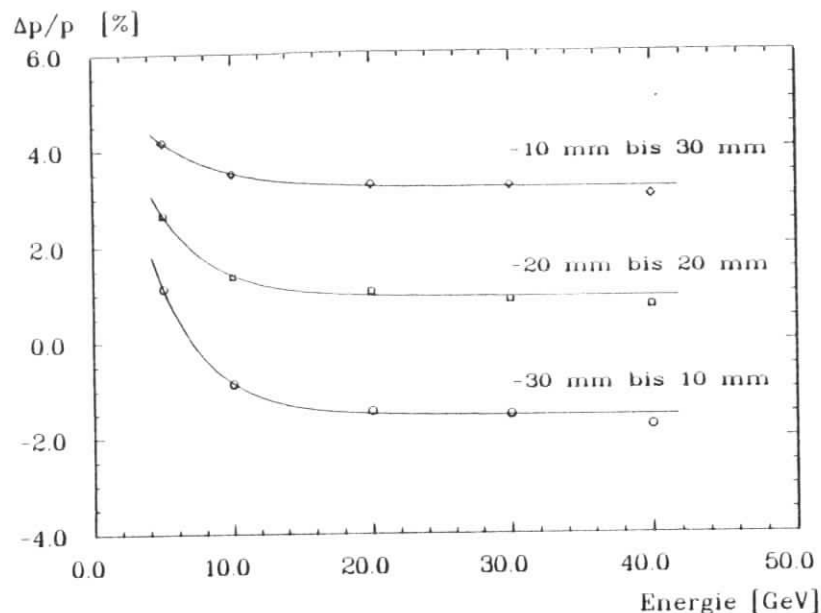


Abbildung 5.7: Gerechnete prozentuale Abweichung des Strahlimpulses vom nominalen Impulsmittelwert in Abhängigkeit von der Energie für die drei untersuchten Hodoskop-Positionen.

dem Mittelwert der Pulshöhenverteilung zur nominalen Strahlenergie eingetragen, ebenfalls auf *ems* normiert bei 40 GeV.

Trotz der qualitativ richtigen Beschreibung erreichen die Strahlrechnungen bei weitem nicht so extreme Werte wie die Daten. Für diesen quantitativen Unterschied muß eine Erklärung gefunden werden. Nimmt man zunächst an, daß die Strahlrechnungen die tatsächliche Strahlsituation in allen Details richtig beschreiben, so muß ein Teil der Abweichung vom linearen Verhalten auf falsch abgezogene Pedestalwerte zurückgeführt werden. Dieses erscheint nach genauen Untersuchungen des Pedestal- und Muonsignals durch E. Bernardi [13] durchaus möglich. Die Pedestalverteilungen im hadronischen Kalorimeter sind sehr breit und zeitlich über eine Meßreihe nicht stabil. Bei der Ermittlung der hier beschriebenen Daten wurde der Mittelwert der Pedestalverteilung für jede untersuchte Meßreihe getrennt bestimmt. Dazu wurden die Daten der Blindtriggerung herangezogen, die kurz vor der Ankunft eines jeden Teilchenpaketes im Detektor automatisch vorgenommen wurde. Pro Meßreihe wurden so ca. 20 - 50 Pedestalwerte gewonnen. Diese Daten wurden ergänzt und korrigiert mit den Elektronendaten der Module 4 bis 25. Das Signal in diesen Modulen ist für Elektronen in guter Näherung identisch *null*, so daß für diese Module nur Pedestalwerte aufgenommen werden. Somit bleibt aufgrund der geringen Statistik und der zeitlichen Schwankungen eine Unsicherheit in der Pedestalbestimmung für die ersten drei Module. Da in dieser Arbeit Muonen nicht untersucht wurden, geschah die Abschätzung des Pedestalfehlers mit den Hadronendaten. Die Hadronen, die ihren Schauvertex in einem der hinteren Module haben,

Strahlrechnungen für Hodoskop-Positionen (gerechnete Energie/nominelle Energie)			Messungen (gemessene Pulshöhe/nominelle Energie)		
30/10mm	20/20mm	10/30mm	Elektronen	Hadron. (2σ) ^{a)}	Hadron. (3σ) ^{a)}
1.030	1.019	1.012	1.123	1.132	1.178
1.008	1.007	1.005	1.066	1.052	1.080
1.003	1.003	1.003	1.009	1.012	1.017
1.002	1.002	1.002	1.006	1.009	1.011
1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000

^{a)} siehe Text zu Beginn des Abschnitts 5.3

Tabelle 5.2: Vergleich der Quotienten von gemessener und gerechneter Energie zur Nominalenergie.

durchqueren die ersten Module annähernd als minimalionisierende Teilchen. Ein Vergleich dieser minimalionisierenden Signale in den ersten drei Modulen erlaubt Pedestalfehler von rund einem Kanal in jedem Modul. Ein Gesamtfehler von 5 Kanälen im Pedestalabzug vom Gesamtsignal scheint durchaus möglich. Bei der niedrigsten Elektronenergie entspricht dies einer Verschiebung um ca. 3 %. Zieht man die 5 Kanäle von allen Pulshöhen für Elektronen und Hadronen ab und durchläuft noch einmal die weiter oben beschriebenen Prozedur, so erhält man die in der nachfolgenden Tabelle 5.3 aufgeführten Werte für die Quotienten aus gemessener Pulshöhe und Strahl nominalenergie. Wie ein Vergleich mit Tabelle 5.2 zeigt,

Messungen (gemessene Pulshöhe - 5 Kanäle / nominelle Energie)		
Elektronen	Hadronen (2σ) ^{a)}	Hadronen (3σ) ^{a)}
1.091	1.110	1.155
1.056	1.045	1.071
1.007	1.008	1.014
1.007	1.008	1.010
1.000	1.000	1.000

^{a)} siehe Text zu Beginn des Abschnitts 5.3

Tabelle 5.3: Quotienten aus gemessener Energie zur Nominalenergie nach Abzug von 5 Kanälen.

bringt dieses zwar eine Annäherung an die Werte der Strahlrechnungen, jedoch wird immer noch keine quantitative Übereinstimmung erreicht. Der statistische Fehler der Rechnungen ist mit rund 10.002 zu klein, als daß durch ihn diese Unterschiede erklärt werden könnten. Die enorme Anzahl insbesondere der Hadronen (7000 - 30000) bei den verschiedenen Energien führt ebenfalls zu sehr kleinen statistischen Fehlern. Die systematischen Fehler in der Gesamtpulshöhe durch Kalibrationsungenauigkeiten sind kleiner als 5 %. Führt man die Differenz zwischen Rechnung und Messung auf noch höhere Pedestalwerte zurück, so ergibt sich erst für Werte um 20 Kanäle eine einigermaßen gute Übereinstimmung. In diesem Bereich lassen sich die Daten bereits gut durch eine einfache Gerade beschreiben. Eine Anpassung an die Datenpunkte (siehe Abbildung 5.8) ergibt folgende Parametrisierung :

- $PH[\text{Kanäle}] = 22.1 + 31.1 \cdot E[\text{GeV}]$ für Elektronen,
- $PH[\text{Kanäle}] = 29.0 + 37.5 \cdot E[\text{GeV}]$ für Hadronen.

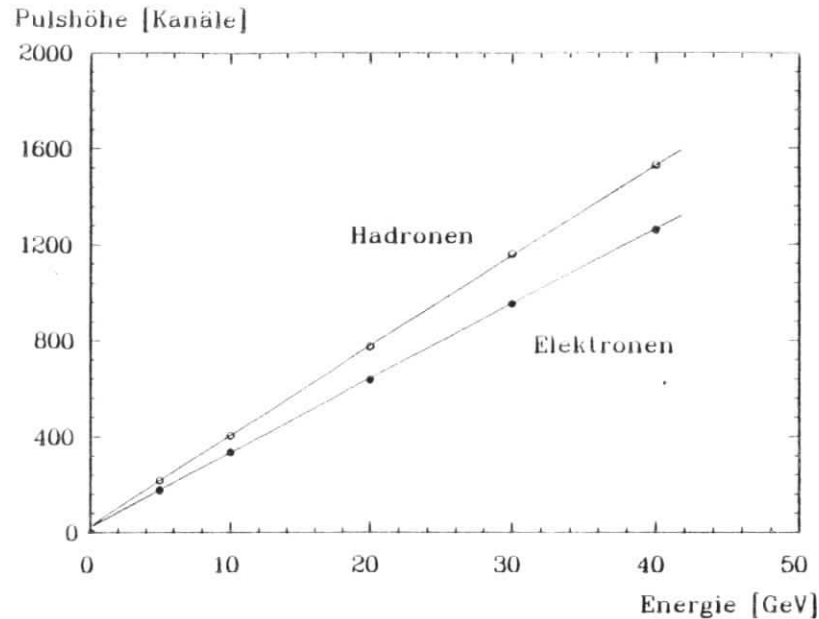


Abbildung 5.8: Gemessene Elektron- und Hadronpulshöhen in Abhängigkeit von der Energie. Die Hadronpulshöhen stammen aus dem "2 σ "-Fit.

Ein additiver Term von 22 bzw. 29 Kanälen entspricht einer Energie von etwa 750 MeV! Ein solcher Pedestalfehler erscheint selbst bei einer Summation über 24 Module unglaublich. Vielmehr bleibt zu vermuten, daß die Strahlrechnungen den tatsächlichen Zustand des Strahls bei kleinen Energien nicht vollständig beschreiben.

5.4.2 Untersuchung der Energieauflösung

Nachdem im letzten Abschnitt die Energieabhängigkeit der Mittelwerte der Pulshöhenverteilungen für Hadronen und Elektronen untersucht wurde, sollen nun die Breiten der Verteilungen genauer betrachtet werden. Ein Blick auf die Abbildungen 5.3 und 5.4 auf Seite 44 zeigt ein Anwachsen der Breite mit zunehmender Energie. Wie aus dem Kapitel über die Schauerentwicklung hervorgeht, erwartet man ein Anwachsen der Breite proportional zur Wurzel aus der Energie der primären Teilchens. Die relative Energieauflösung σ_E/E sollte sich dementsprechend mit $1/\sqrt{E}$ verbessern. Weiterhin kann man diesen beiden Abbildungen entnehmen, daß die Hadronverteilungen eine größere Breite als die entsprechenden Elektron-Pulshöhenverteilungen haben. Dieses zeigt den Einfluß der stärkeren intrinsischen Fluktuationen in einem hadronischen Schauer.

Wegen apparativer Effekte und Ungenauigkeiten in der Kalibration der Module zueinander erwartet man, daß es neben diesen mit der Energie abfallenden Termen einen kleinen konstanten Beitrag zur relativen Energieauflösung gibt. Da diese Terme statistisch nicht miteinander korreliert sind, werden sie quadratisch addiert. Dies wird im folgenden durch das Zeichen \oplus kenntlich gemacht.

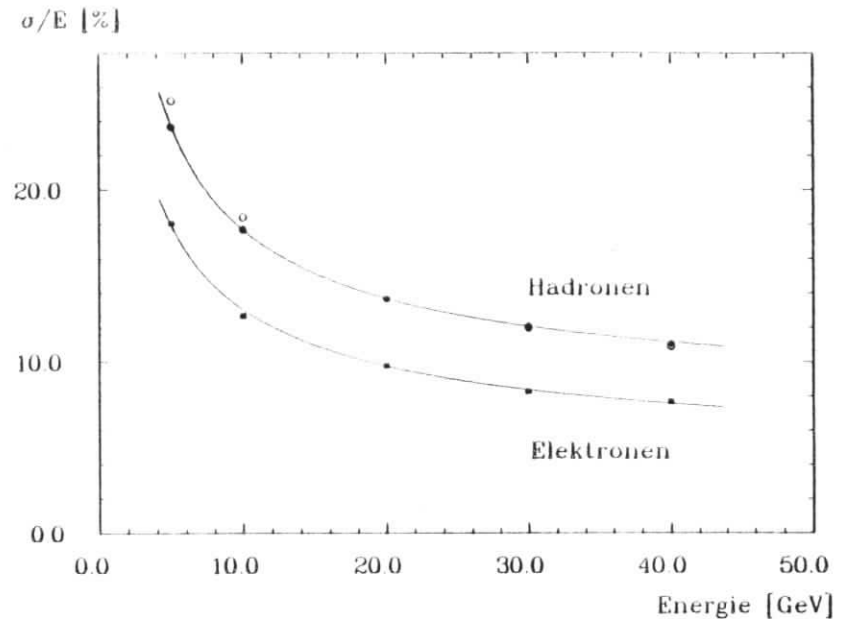


Abbildung 5.9: Relative Energieauflösung für Hadronen und Elektronen in Abhängigkeit von der Energie. Die Breiten der Hadronen stammen aus dem "3 σ "-Fit. Die vollen Symbole bezeichnen die Daten der Standard-Gatelänge von 75 ns, die leeren Symbole die des 45 ns-Gates.

In der Abbildung 5.9 sind die relativen Breiten der an die Verteilungen angepaßten Gaußfunktionen über der Strahlenergie aufgetragen. Sie wurden durch Division der σ - und Mittelwerte aus Tabelle 5.1 ermittelt. An die Datenpunkte (volle Symbole) wurde eine Funktion mit den oben beschriebenen Termen angepaßt. Die Anpassung ergab eine Parametrisierung der gemessenen Energieauflösung von :

- $\sigma_E/E = 39.0\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 4.3\%$ für Elektronen,
- $\sigma_E/E = 50.0\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 7.9\%$ für Hadronen.

Für die 2 σ -Gaußanpassung an die Hadronendaten ergibt sich dagegen :

- $\sigma_E/E = 45.3\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 8.5\%$.

Eine andere Auftragsweise zeigt den quadratischen Zusammenhang zwischen den beiden Termen sehr viel deutlicher. In Abbildung 5.10 ist das Quadrat der relativen Energieauflösung gegen die inverse Energie des Strahls aufgetragen. In dieser Darstellung ergibt die Parametrisierung der Energieauflösung eine Gerade. Sehr gut ist in der Abbildung dieser gerade Verlauf erkennbar mit nur geringen Abweichungen bei kleinen Energien.

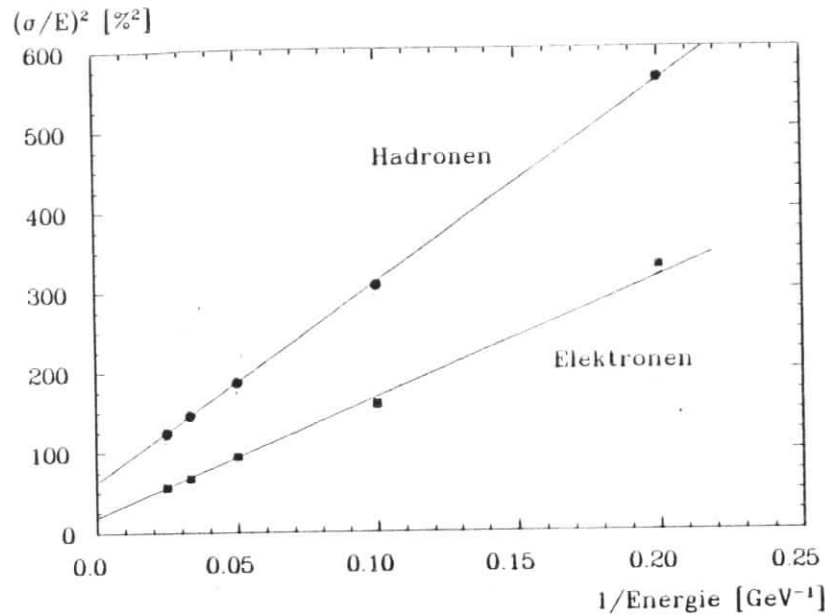


Abbildung 5.10: Quadrat der relativen Energieauflösung für Hadronen und Elektronen in Abhängigkeit von $1/E$.

Auffällig ist in beiden Darstellungsweisen der hohe konstante Anteil der relativen Energieauflösung, der bei Hadronen fast doppelt so groß ist wie bei Elektronen. Bei einem apparativen Effekt würde man dagegen erwarten, daß der konstante Anteil für beide Teilchensorten gleich groß ist.

Aufgrund der Ausführungen im Abschnitt über die Strahlbedingungen erwartet man, daß man einen Teil der Auflösung auf die Strahlurschärfe zurückführen kann. Die Abbildung 5.11 zeigt die Abhängigkeit der *rms*-Breiten des Strahls von der Nominalenergie, ausgerechnet für die drei untersuchten Positionen des Hodoskops. Deutlich erkennbar ist auch hier eine Verringerung der relativen Strahlurschärfe mit der Energie und ein hoher konstanter Term. Eine Anpassung an die gerechneten Datenpunkte ergibt folgende Parametrisierung der Strahlurschärfe :

- $\sigma_E/E|_{\text{Strahl}}^{30/10} = 14.6\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 6.7\%$
- $\sigma_E/E|_{\text{Strahl}}^{20/20} = 13.5\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 7.5\%$
- $\sigma_E/E|_{\text{Strahl}}^{10/30} = 12.9\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 8.0\%$

Der hohe konstante Anteil, der ein Resultat der Strahlrechnungen ist, macht die dominante Rolle des Strahls in dem entsprechenden Term der Energieauflösung deutlich. Der konstante Term in der Hadron-Energieauflösung läßt sich zum großen Teil dadurch erklären. Der konstante Term bei Elektronen ist in jedem Fall kleiner als der Strahlterm. Damit ist es

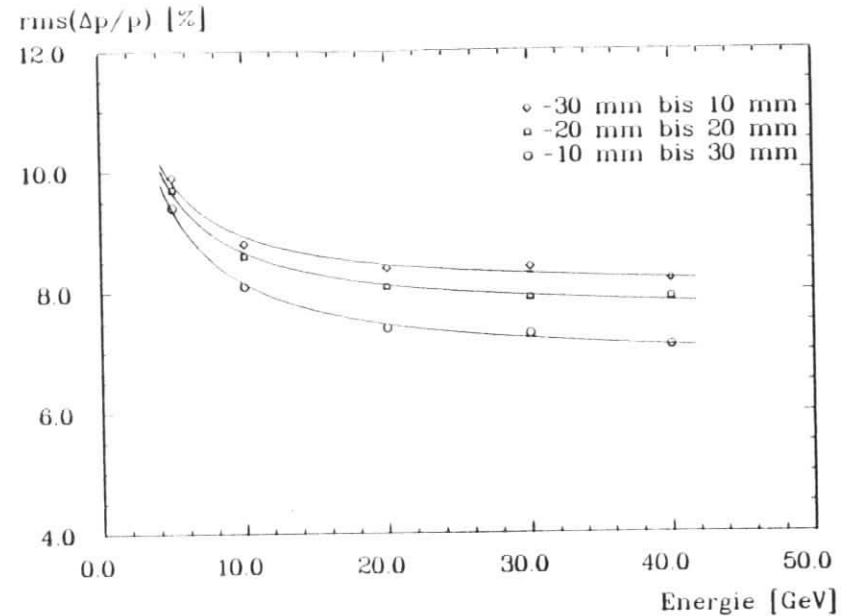


Abbildung 5.11: Gerechnete Strahlurschärfen in Abhängigkeit von der Strahl nominalenergie.

nicht möglich, die Strahlurschärfe von den Elektronendaten abzuziehen. Eine Simulation des Kalorimeterbeitrags zur Energieauflösung mit dem Programmpaket GEANT ergibt für Elektronen der Energie 30 GeV eine relative Auflösung von 6.0 % (250 Elektronen) [14]. Addiert man die gerechneten Strahlurschärfen bei dieser Energie von 7.2, 7.9 bzw. 8.3 % (für die drei Hodoskop-Positionen) quadratisch hinzu, so ergeben sich Auflösungen von 9.4, 9.9 bzw. 10.2 %. Diese Werte sind schlechter als die gemessene Energieauflösung von 8.4 % bei 30 GeV. Dies deutet darauf hin, daß, wie schon bei der Untersuchung der Linearität festgestellt wurde, die Strahlrechnungen nicht in allen Punkten die Realität richtig beschreiben sondern nur qualitativ richtige Aussagen liefern.

Nimmt man vorsichtig an, daß die Rechnungen zumindest für die Hadronen richtig sind, so erhält man nach Abzug des Strahlanteils (hier Position -20mm/20mm) folgende Auflösungen für Hadronen :

- $\sigma_E/E|_{\text{hadr}}^{30} = 48.1\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 2.5\%$
- $\sigma_E/E|_{\text{hadr}}^{20} = 43.2\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 4.0\%$

Nimmt man ferner an, daß der intrinsische Beitrag zur relativen Energieauflösung von Hadronen etwa 22 % beträgt (siehe Abschnitt 2.1.4) und daß der intrinsische Beitrag bei elektromagnetischen Schauern vernachlässigbar ist, so zeigen die Hadronendaten mit Werten von $37\%/\sqrt{E}$ bis $43\%/\sqrt{E}$ einen *Sampling*-Anteil zur Auflösung in derselben Größenordnung wie die Elektronendaten.

5.4.3 Untersuchung des e/π -Verhältnisses

Als letztes soll in diesem Abschnitt über die Energieabhängigkeit verschiedener Größen das e/π -Verhältnis untersucht werden. Unter dem e/π -Verhältnis versteht man den Quotienten aus den Mittelwerten der Pulshöhenverteilungen von Elektronen und Hadronen. Dieser Quotient wird berechnet aus den Daten der Tabelle 5.1 auf Seite 45. Die nachfolgende Tabelle zeigt diese Quotienten für die verschiedenen Energien. Die verschiedenen e/π -Werte in den beiden

Energie [GeV]	e/π -Verhältnisse		
	75 ns (3 σ)	75 ns (2 σ)	45 ns (3 σ)
5	0.782	0.815	0.87
10	0.814	0.836	0.89
20	0.819	0.825	0.89
30	0.821	0.824	0.88
40	0.824	0.825	0.88

Tabelle 5.4: e/π -Verhältnisse bei zwei verschiedenen Gatelängen. Die Werte sind mit einem systematischen Fehler von rund 3 % behaftet, der statistische Fehler ist in der Größenordnung von 0.2 %.

ersten Spalten kommen wie zuvor dadurch zustande, daß die Anpassung der Gaußfunktion an das Hadronensignal über verschieden große Bereiche vorgenommen wurde. Die resultierenden Unterschiede sind aber bei weitem nicht so gravierend wie bei der Energieauflösung.

Während die bisher besprochenen Daten ausschließlich bei der Standard-Gatelänge von 75 ns Integrationszeit am ADC gewonnen wurde, stammen die Werte der dritten e/π -Spalte aus Daten, die mit einer kürzeren Integrationszeit von 45 ns gewonnen wurden. Die Abhängigkeit der Signale und insbesondere des e/π -Verhältnisses von der Integrationszeit wird im nächsten Abschnitt näher untersucht. Hier soll auf die Energieabhängigkeit eingegangen werden.

Die e/π -Verhältnisse aus der Tabelle 5.4 sind in Abbildung 5.12 über der Energie aufgetragen. Man erkennt ein nahezu konstantes Verhalten bei den untersuchten Energien von 5 bis 40 GeV. Die Werte liegen alle deutlich unterhalb von eins. Das Kalorimeter in der vorliegenden Form ist stark überkompensierend. Bisher wurde Überkompensation nur bei Energien von über 135 GeV gefunden [15], alle anderen veröffentlichten Daten von Uran-Szintillator-Kalorimetern ergeben e/π -Werte oberhalb von eins bei niedrigen Energien.

Der Datenpunkt bei 5 GeV liegt in allen drei eingetragenen Kurven tiefer als die übrigen Werte. Wegen des relativ großen systematischen Fehlers von rund 3 % läßt sich nicht eindeutig klären, ob es sich dabei schon um den erwarteten Abfall des e/π -Verhältnisses aufgrund des sich ändernden Depositionsverhalten von Hadronenschauern handelt. Bei Energien in der Größenordnung von 1 GeV verhalten sich die Hadronen zunehmend wie minimalionisierende Teilchen, d.h. sie geben ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation an das Detektormedium ab.

5.5 Die Abhängigkeit des e/π -Verhältnisses von der Integrationszeit

Woher stammt nun das Kompensationssignal? Wie schon aus der Abbildung 5.12 hervorgeht, hängt das e/π -Verhältnis von der Integrationszeit des Signals ab. Dies scheint darauf

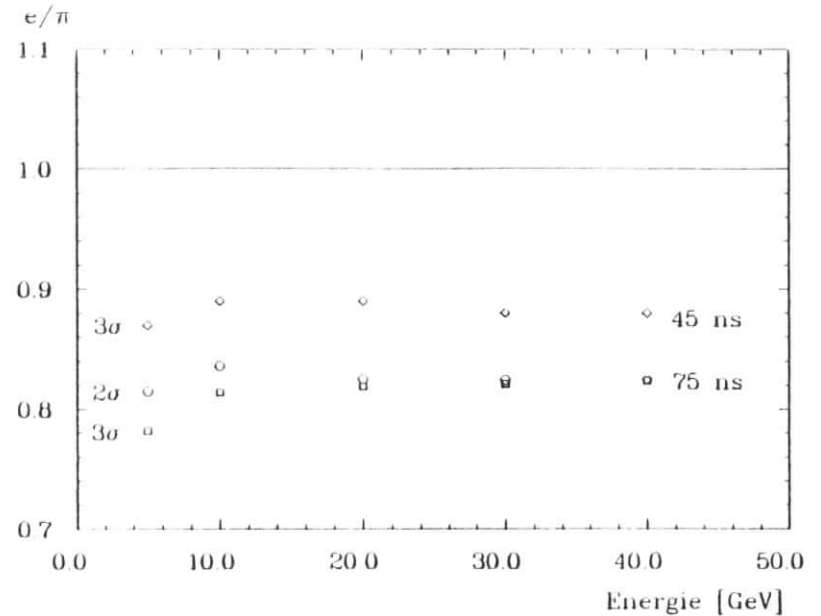


Abbildung 5.12: e/π -Verhältnisse für zwei Gatelängen in Abhängigkeit von der Strahlenergie.

hinzudeuten, daß ein Teil des Signals durch die verzögerte Neutronen-Komponente im Hadronenschauer erzeugt wird. Diese Neutronen werden bevorzugt im wasserstoffreichen Szintillator nachgewiesen.

Verringert man nun die Integrationszeit, so wird ein immer geringerer Teil des Neutronensignals mit aufintegriert. Das Hadronensignal verringert sich so im Verhältnis zum Elektronensignal und das e/π -Verhältnis steigt. Um diese Abhängigkeit von der Integrationszeit näher zu untersuchen, wurden bei einer Energie von 30 GeV mehrere MeBreihen mit unterschiedlicher Gatelänge aufgenommen. Das Photomultiplier-Signal erreicht den ADC etwa 15 ns nach Beginn des Gate. Die effektive Integrationszeit ist also um 15 ns kleiner als die im folgenden angegebenen Gatelängen. Die Untersuchungen wurden durchgeführt für Gatelängen von 45 bis 105 ns in Schritten von 15 ns. Die Tabelle 5.5 enthält die gemessenen e/π -Verhältnisse.

Gatelänge [ns]	e/π -Verhältnisse
45	0.883
60	0.833
75	0.824
90	0.804
105	0.798

Tabelle 5.5: e/π -Verhältnisse bei 30 GeV für verschiedenen Gatelängen (stat. Fehler < 0.3 %, syst. Fehler = 3 %).

Die Hadronensignalhöhen wurden durch die Anpassung einer Gaußfunktion über einen Bereich

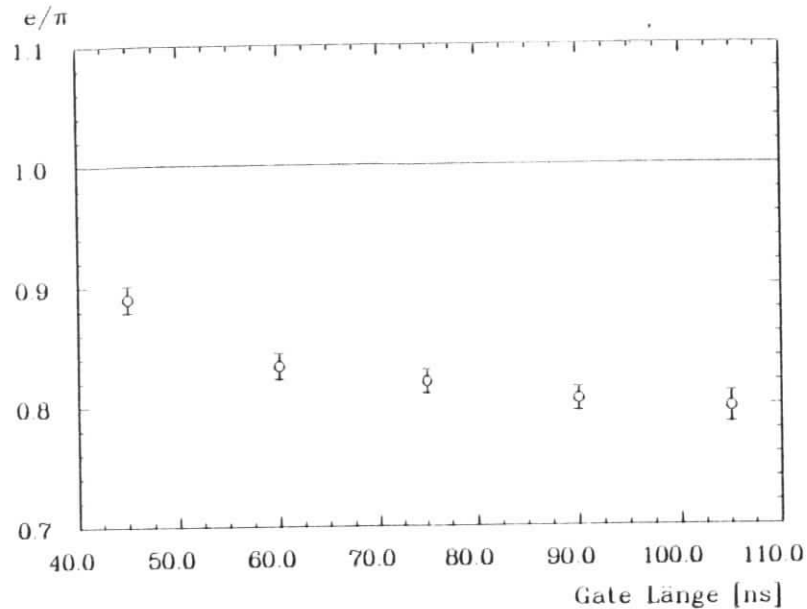


Abbildung 5.13: e/π -Verhältnisse bei 30 GeV in Abhängigkeit von der Gatelänge.

von mehr als 3σ gewonnen. Diese Daten sind in Abbildung 5.13 eingetragen. Wie erwartet, erkennt man deutlich den Anstieg zu kleinen Integrationszeiten.

Die Abbildung 5.14 zeigt das Verhalten der Elektron- bzw. Hadronpulshöhen mit der Integrationszeit. Man sieht, daß durch die Verringerung der Integrationszeit auch die Signallänge reduziert wird. Bei Hadronen geht dieser Prozeß schneller voran als bei Elektronen, was zu dem schon beschriebenen Verhalten des e/π -Verhältnisses führt. Für Hadronen sind fünf verschiedene Datenpunkte für jede Gatelänge eingezeichnet. Sie geben die Gesamtpulshöhen derjenigen Hadronschauer wieder, die ihren Vertex in einem der ersten vier Module haben. Diese Schauer sind fast vollständig im Uranteil eingeschlossen; sie deponieren dort rund 97 % ihrer Energie. Als fünfter Datenpunkt ist die Gesamtpulshöhe aller im Kalorimeter registrierten Hadronschauer aufgetragen. Die maximale Differenz dieser Datenpunkte zueinander ist kleiner als 3 %. Dies ist daher ein Maß für den Fehler des resultierenden e/π -Verhältnisses.

Wertet man nun die Differenz zwischen den Signallängen der beiden Teilchensorten aus, so kann man eine Aussage über das zeitliche Verhalten des Kompensationssignals gewinnen. Setzt man für die Differenz eine Funktion der Art $a \cdot (1 - \exp(-(t - t_0)/\tau))$ an, so erhält man als charakteristische Zeit τ der Exponentialfunktion einen Wert von etwa 20 ns.

5.6 Diskussion des e/π -Verhältnisses

Wie vergleichen sich die in diesem Test gewonnenen Werte mit vorherigen Messungen der WA78-Kollaboration? Mit zwei anderen Konfigurationen (siehe Referenz [15]) wurde ebenfalls Überkompensation gemessen. In der sog. U5-Konfiguration (5 + 8) Module mit je 5

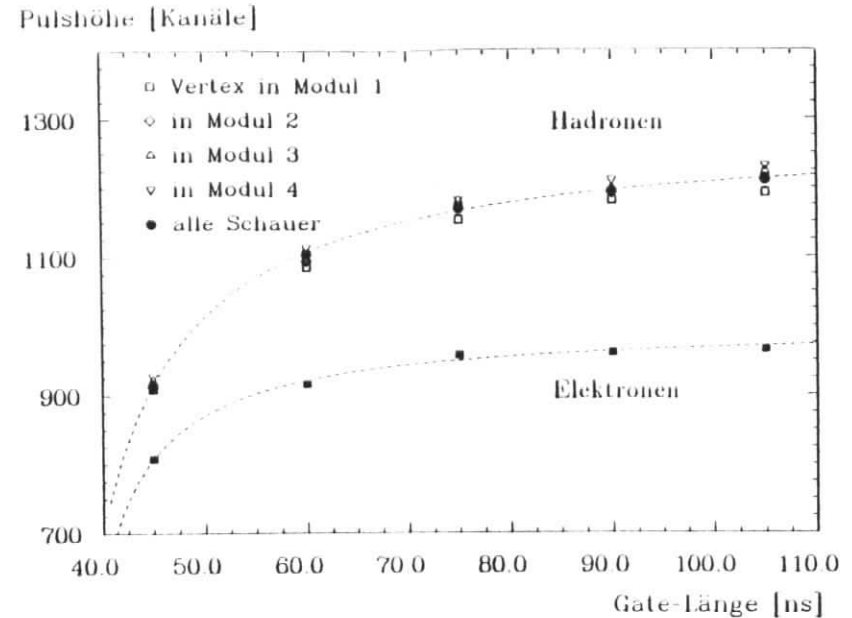


Abbildung 5.14: Pulshöhen von Elektronen (untere Kurve) und Hadronen (obere Kurve) bei 30 GeV in Abhängigkeit von der Gatelänge. Die eingezeichneten Kurven sollen das Auge leiten.

(15 mm Uran und 5 (5) mm Szintillator) wurde bei 135 GeV ein e/π -Verhältnis von 0.88 erreicht, mit der U10-Konfiguration (5 + 8) Module mit je 10 (15) mm Uran und 5 (5) mm Szintillator), die der Konfiguration dieses Tests sehr ähnlich ist, bei 135 und 210 GeV ein e/π -Verhältnis von 0.80 und 0.79. In allen Fällen, in denen diese relativ dicken Uranplatten verwendet wurden, findet man eine deutliche Überkompensation. Die in anderen Uran-Kalorimetern mit dünneren Uranplatten (1.7 mm bis 3 mm) gemessenen e/π -Verhältnisse liegen dagegen zwischen 1.0 und 1.2, die Energieauflösungen für Hadronen sind besser als $0.5/\sqrt{E}$. Als Beispiel sei hier das Uran-Szintillator-Kalorimeter von Akesson et al.[16] mit 2 mm Uran und 2.5 mm Szintillator angeführt: das e/π -Verhältnis liegt bei 1.1, man erreicht eine Energieauflösung für Hadronen von $33\%/\sqrt{E}$.

Die Werte der beiden anderen Messungen der WA78-Kollaboration zeigen eine Überkompensation in der gleichen Größenordnung wie in diesem Experiment. Schaut man sich insbesondere die Werte der U10-Konfiguration an, die bei hohen Energien gewonnen wurden, so stimmen diese Werte auf etwa 3 % mit unseren überein. Dies zeigt, daß es auf dem großen Energiebereich von 5 bis 210 GeV keine nennenswerte Energieabhängigkeit des e/π -Verhältnisses gibt.

Während die in diesem Experiment verwendete Konfiguration ebenso wie die beiden Konfigurationen der WA78-Kollaboration e/π -Werte weit unterhalb von ems zeigen, findet man in Uran-Kalorimetern mit geringeren Absorberdicken e/π -Werte oberhalb von ems . Diese große Streuung in den e/π -Werten in den verschiedenen Kalorimetern glaubt man inzwischen verstanden zu haben. Schaut man sich die Dicken der Uranplatten und der Szintillatoren an, so

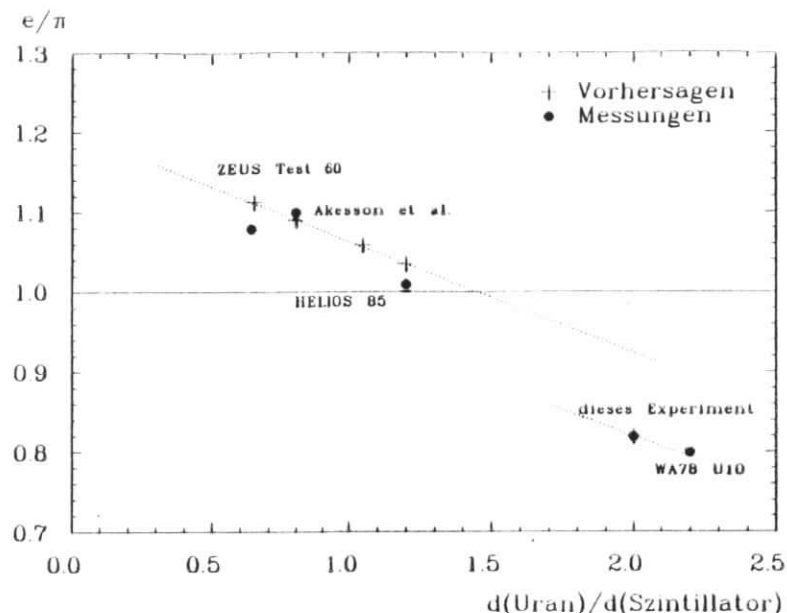


Abbildung 5.15: e/π -Verhältnisse in Abhängigkeit vom Quotienten aus Uran- zur Szintillatordicke. Die obere Kurve gilt für $e/mip=0.6$ die untere für $e/mip=0.5$.

so gibt es einen Zusammenhang zwischen dem Quotienten $dU/dSzi$ aus der Urandicke und der Szintillatordicke und dem e/π -Verhältnis. Die nachfolgende Tabelle führt dies für verschiedene Kalorimeter vor. In der Abbildung 5.15 sind diese Werte zusammen mit den Vor-

Experiment	Urandicke	Szintillatordicke	$dU/dSzi$	e/π	Referenz
ZEUS Test 60	3.2 mm	5 mm	0.64	1.08	[17]
Akesson et al.	2.0 mm	2.5 mm	0.80	1.11	[16]
Helios 85	3.0 mm	2.5 mm	1.2	1.02	[18]
WA78 U5	5 (15) mm	5 mm	< 2	0.88	[15]
dieses Experiment	10 mm	5 mm	2.0	0.82	
WA78 U10	10 (15) mm	5 mm	> 2	0.80	[15]

Tabelle 5.6: e/π -Verhältnisse und die Quotienten aus Uran- und Szintillatordicken.

hersagen von H.Brückmann [19,20] eingetragen. Diese Vorhersagen beruhen auf Monte Carlo Studien, die mit der Kombination von Programmpaketen wie EGS, HET-KFA, SIM-KFA, DYMO, MORSE und ANISN (siehe dazu [20]) durchgeführt wurden. Dabei werden Photonen und Neutronen konsequent durch die Detektorstruktur verfolgt und Sättigungseffekte im Szintillatormaterial bei hohen lokalen Energiedepositionen berücksichtigt. Damit ist man zum ersten Mal in der Lage, quantitative Vorhersagen für das e/π -Verhältnis zu liefern.

In der Abbildung 5.15 findet man die Vorhersagen dieser Rechnungen eingetragen. Die beiden gestrichelten Kurven sollen den Verlauf der e/π -Verhältnisse mit dem Quotient der

Dicken andeuten. Dabei liegt der e/π -Wert unserer Messung auf einer anderen Kurve als die anderen. Dies kann man darauf zurückführen, daß mit zunehmender Absorberdicke das Elektronensignal relativ zum Signal eines minimalionisierenden Teilchens (mip) abgeschwächt wird. Der Quotient aus beiden Größen (e/mip) sollte für ganz dünne Schichten gegen e/m laufen, bei sehr dicken Schichten gegen einen Grenzwert in der Größenordnung von 0.5 [20]. In den Rechnungen von Brückmann et al. wurden für die dünnen Schichten ein e/mip von 0.6, für die dicken Platten von 0.5 benutzt. Die unter diesen Voraussetzungen gewonnenen e/π -Verhältnisse stimmen mit den Messungen im Rahmen der experimentellen Fehler überein. Hätte unser Kalorimeter Schichtdicken, die denen der anderen Experimente entsprechen, so würde man ein e/π -Verhältnis von 0.95 erwarten. Dieser Wert liegt jedoch um ca. fünf Standardabweichungen über dem von uns gefundenen e/π -Verhältnis.

Je dichter das e/π -Verhältnis an e/m liegt, desto besser wird die Energieauflösung von hadronischen Schauern [2]. Kann man dies durch eine Verringerung der Integrationszeit des Signals erreichen? Wie man aus dem letzten Abschnitt ersehen kann, wächst das e/π -Verhältnis von 0.80 bei einer Gatelänge von 105 ns auf 0.88 bei 45 ns. Leider zeigt sich auch, daß mit dieser Verringerung der Gatelänge eine Verschlechterung der Energieauflösung einhergeht, die dem erwarteten Effekt entgegenwirkt. Vermutlich wird ein zu großer Teil des Signals durch das kurze Gate abgeschnitten und man ist damit zusätzlichen Fluktuationen des Signals ausgesetzt. Diese Verschlechterung der Auflösung ist in Abbildung 5.9 (offene Kreise) zu sehen.

Die Auswertung der Differenzen zwischen Elektron- und Hadronpulshöhen scheint nur einen groben Anhaltspunkt für das zeitliche Verhalten der verzögerten Neutronen-Komponente im Hadronsignal zu ergeben. Akesson et al. [16], die ebenfalls Studien bei verschiedenen Gateängen (50 bis 150 ns) durchgeführt haben, finden eine charakteristische Zeit τ von etwa 30 ns, bei einem e/π -Verhältnis von 1.1 bei der größten Gatelänge. Dieser Wert ist 50 % größer als der von uns gefundene.

Aus dem bisher Gesagten kann man schließen, daß es möglich ist, ein Kalorimeter mit einem e/π -Verhältnis von e/m zu bauen. Dazu muß man eine Kombination aus dünnen Uran-Absorberplatten und dünnen Szintillatoren wählen, deren Dickenverhältnis nahe bei 1.4 liegt. Die erwarteten Auflösungen eines solchen Kalorimeters sollte dann eher in der Größenordnung von $0.3/\sqrt{E}$ liegen als bei $0.5/\sqrt{E}$ wie in diesem Experiment.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Eigenschaften eines grob segmentierten Uran-Szintillator-Kalorimeters untersucht. Ziel der Untersuchung war es, zum Verständnis der Kompensationseffekte in Uran-Kalorimetern beizutragen. Dazu wurden Messungen an einem gemischten Strahl am CERN mit Energien zwischen 5 und 40 GeV vorgenommen. Der Strahl bestand je nach Energie aus unterschiedlichen Anteilen von Elektronen, Hadronen und Muonen. Das Schwergewicht der Auswertung lag auf der Analyse der Elektron- und Hadronen im Hinblick auf die erreichbare Energieauflösung des Kalorimeters und auf der Untersuchung des e/π -Verhältnisses. Dazu mußten zunächst umfangreiche Kalibrationsrechnungen und Untersuchungen der Strahleigenschaften durchgeführt werden.

Das verwendete Kalorimeter war longitudinal im wesentlichen in 12 Uranmodule mit je 4 Untereinheiten unterteilt. Jede Untereinheit bestand aus einer 10 mm dicken Uranplatte und einem 5 mm dicken Szintillator. Zum vollständigen Einschluß der Schauerenergie von Hadronen befand sich hinter dem Uranteil ein Eisenteil, mit ähnlich aufgebauten Modulen.

Eine einwandfreie Bestimmung der relativen Energieauflösung des Kalorimeters war wegen der verwendeten Strahloptik nicht möglich. Es wurden vor Abzug der Strahlunschärfe (mindestens 8 %) Auflösungen von $39\%/\sqrt{E} \pm 4.2\%$ für Elektronen und $50\%/\sqrt{E} \pm 7.9\%$ für Hadronen erreicht. Mehr als 80 % aller Hadronen der Energie 40 GeV deponierten mehr als 95 % ihrer Energie im Uranteil (Länge $\sim 5.4 \lambda_0$); die restliche Energie wurde im Eisenteil (Länge $\sim 8.1 \lambda_0$) nachgewiesen.

Der Kalorimetraufbau mit einem Verhältnis der Urandicke zur Szintillatordicke von 2 erwies sich als überkompensierend. Der Grad der Überkompensation hängt von der verwendeten Integrationszeit ab. Bei der längsten untersuchten Gatelänge von 105 ns wurde ein e/π -Verhältnis von 0.80, bei der kürzesten (45 ns) von 0.88 gefunden. Bei zu kurzen Integrationszeiten wurde eine Verschlechterung der Energieauflösung gemessen. Eine Einregelung des e/π -Verhältnisses auf e/m_s über eine Variation der Gatelänge scheidet aus diesem Grund aus. Die Auswertung dieser Gatelängenstudien ermöglichte die Bestimmung der charakteristischen Zeit der verzögerten Signalkomponente im Hadronensignal; es wurde eine Zeit τ von ungefähr 20 ns gefunden.

Das bei der Verwendung des Standard-Gates (75 ns) gewonnene e/π -Verhältnis von 0.82 ($\pm 3\%$ syst. Fehler, $< \pm 0.3\%$ stat. Fehler) ist im Energiebereich von 10 bis 40 GeV nahezu konstant.

Der Vergleich mit Messungen an anderen Uran-Szintillator-Kalorimetern und Vorhersagen aus den Rechnungen von H.Brückmann et al. zeigt einen deutlichen Zusammenhang zwischen dem Quotienten aus Uran- und Szintillatordicke und dem Grad der Kompensation, bzw. dem e/π -Verhältnis. Damit ist es aufgrund dieser Vorhersagen erstmals möglich, Uran-Szintillator-Kalorimeter mit einem e/π -Verhältnis von e/m_s zu bauen, die dann hervorragende Energieauflösungen für Hadronen zeigen.

Literatur

- [1] Donald H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley, London 1982
- [2] C.W.Fabjan, Calorimetry in High Energy Physics, CERN-EP/85-54, 1985
- [3] U.Amaldi, Fluctuations in Calorimeter Measurements, Physica Scripta 23 (1980) 543
- [4] S.Iwata, Calorimeter, Appendix 2 as a part of the report of the TRISTAN ep working group, DPNU-13-80, 1980
- [5] Particle Data Group, Review of Particle Properties, April 1984 Edition
- [6] T.Meyer-Kuckuck, Kernphysik, Teubner Verlag, Stuttgart 1979
- [7] Birks, The Theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon Press, 1964
- [8] M.Gennis, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1986
- [9] T.Kamon et al., A New Scintillator and Wavelength Shifter, Nucl.Instr.Meth. 213 (1983) 261-269
- [10] K.Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Verlag, Stuttgart 1984
- [11] J.Krüger, ZEUS note, Juni 1986
- [12] D.Plane, persönliche Mitteilungen
- [13] E.Bernardi, Muon and Elektron Response of the WA78-Hadronic Calorimeter, interner Bericht, April 1986, unveröffentlicht
- [14] C.Foos, persönliche Mitteilung, 1986
- [15] M.DeVincenzi et al., Experimental Study of Uranium-Scintillator and Iron-Scintillator Calorimetry in the Energy Range 135-350 GeV, CERN-EP/85-126, 1985
- [16] T.Akesson et al., Properties of a Fine Sampling Uranium-Copper Scintillator Hadron Calorimeter, CERN-EP/85-80, 1985
- [17] H.Tiecke et al., Results of a Uranium-Scintillator Test Calorimeter for ZEUS, ZEUS note 86-2X, Juni 1986
- [18] N.McCubbin, persönliche Mitteilungen
- [19] H.Brückmann et al., Vortrag am DESY am 8.4.1986
- [20] The ZEUS Detector, Technical Proposal, März 1986, Abschnitt: Physics of Compensation, S.5-2 ff.

Danksagung

Diese Arbeit entstand in der Forschungsgruppe F14 am Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg. Die vorliegenden Daten wurden in Zusammenarbeit mit der WA78-Kollaboration und der ZEUS-Kalorimetergruppe um R.Klanner am CERN gewonnen. Ich möchte den Mitgliedern aller beteiligten Gruppen für die hervorragende Zusammenarbeit danken.

Besonders möchte ich mich jedoch bei Prof.Dr.H.Spitzer bedanken, der mir die Mitarbeit an diesem hochaktuellen Themenbereich ermöglichte, bei meinen Mitdiplomanden und Mitstreiter bei allen Messungen M.Gennis und bei J.Ahne für all die fruchtbaren Ratschläge und langen Diskussionen.

Erklärung Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und alle wesentlichen Hilfsmittel und Quellen angegeben habe.