FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE
RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Thomas Nunnemann
aus Mainz
Juni 1996

Aufbau und Test eines Kleinwinkel-Neutronen-Kalorimeters für das Experiment H1

Die Diplomarbeit wurde von
Thomas Nunnemann
ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik
Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Bogdan Povh.

Fasse Dich kurz.

Werbespruch der Deutschen Bundespost, Autor unbekannt

Inhaltsverzeichnis

1

Einleitung

Die Frage nach der Struktur der Materie ist eine der Hauptfragen der Physik, die sich in fast allen Teilgebieten, in jeder beliebigen Größenordnung von neuem stellt. Ob es sich dabei um Galaxien, Festkörper oder um die kleinsten elementaren Teilchen handelt, überall wird einem der Aufbau, die innere Ordnung Aufschluß über die zugrundeliegenden physikalischen Gesetze geben. Während man im makroskopischen Bereich oftmals die Struktur alleine durch Betrachtung mit dem bloßen Auge erkennen kann, erhält man in der Teilchenphysik die meisten Informationen über den Aufbau der subatomaren und -nuklearen Teilchen durch hochenergetische Streuversuche.

So untersucht man am Ringbeschleuniger *HERA* (*Hadron-Elektron-Ringanlage*) des *Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY* mit Hilfe der tiefinelastischen Streuung von Elektronen bzw. Positronen an Protonen die innere Struktur der Protonen. Da sich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit innerhalb des Protons ein Pion bilden kann (s. Kapitel 2.2), erhofft man außerdem, bei *HERA* tiefere Einsichten in den Aufbau dieses leichtesten Mesons und Hadrons zu erlangen. Wie mehrere theoretische Arbeiten [KOP96, HOL94, HOL93, LEV95, ZOL92, SUL72] zeigen, kann durch die Analyse der Reaktion $ep \rightarrow e'nX$ die innere Struktur des Pions in bisher nicht erreichten kinematischen Regionen untersucht werden. Bei dieser Subklasse der tiefinelastischen Streuung wird neben einem hadronischen Rest (X) ein hochenergetisches Neutron erzeugt, dessen Impulsrichtung fast der des einlaufenden Protons entspricht.

Der *HERA*-Detektor *H1* in seiner Form vor 1994 bot jedoch nicht die Möglichkeit, diese Neutronen zu vermessen, da sie den Detektor „ungesehen“ durch das Vakuumrohr des Protonringes verlassen. Daher wurde 1994 ein hadronisches Kalorimeter als Testdetektor und im Winter 1995/96 an seiner Stelle das *Forward Neutron Calorimeter FNC*, in gerader Linie (in Protonrichtung) 107 m hinter dem Wechselwirkungspunkt installiert. In dieser Position sind sie in der Lage, den Streuwinkel und die Energie der Neutronen zu messen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich in erster Linie mit dem Aufbau des Neutronenkalorimeters *FNC* und seiner Funktionsweise, die hauptsächlich mittels Testmessungen am Europäischen Kernforschungszentrum *CERN* untersucht wurde. Nach einer kurzen Einführug in die physikalischen Grundlagen der tiefinelastischen Streuung und insbesondere der oben erwähnten Reaktion soll ebenfalls knapp das experimentelle

Umfeld beschrieben werden, bevor in ausführlicher Form auf das Neutronenkalorimeter *FNC* eingegangen wird. Kapitel 4 stellt seinen Aufbau und die Prinzipien seiner Funktionsweise dar, bevor im Kapitel 5 die Ergebnisse der Teststrahlmessungen vorgestellt werden. Dabei liegt der Schwerpunkt auf der Kalibration des Kalorimeters und der Bestimmung der Energie und des Auftreffpunktes von hochenergetischen Teilchen. Am Ende der Arbeit wird noch kurz das Monitorsystem des Kalorimeters beschrieben, welches es ermöglicht, die Funktionsweise des Detektors kontinuierlich zu kontrollieren und etwaige Änderungen der Kalibration zu erfassen und zu korrigieren.

2

Physikalische Motivation

Seit Ende der sechziger Jahre versucht man, mit Hilfe von hochenergetischen Streuversuchen von Elektronen an Protonen (*tiefinelastische ep-Streuung*) die innere Struktur von Protonen zu bestimmen. Dabei zeigt sich, daß Protonen eine recht komplizierte Struktur besitzen: Sie enthalten neben Quarks (*Valenz- und Seequarks*) auch Gluonen.

Darüberhinaus existieren zwischen diesen farbigen[1] Teilchen aufgrund des *Confinements* (Nicht-Existenz von freien Teilchen mit Farbladung) langreichweitige Korrelationen. Quarks (hiermit sind in erster Linie die Seequarks gemeint) und Gluonen bilden dabei über weite Längendistanzen hinweg farblose „hadronische Objekte“.

Streuprozesse, die auf einer großen Längenskala stattfinden, sind typischerweise dadurch charakterisiert, daß bei ihnen kaum transversaler Impuls ausgetauscht wird. Bei der tiefinelastischen *ep*-Streuung sind diese Ereignisse hauptsächlich durch zwei verschiedene Prozesse bestimmt.

Die Experimente *H1* und *ZEUS* am *ep*-Beschleuniger *HERA* haben sogenannte *Rapidity Gap* Ereignisse registriert [DER93, AHM94], in denen außer einem unter fast 0° gestreuten Proton keine anderen Teilchen in Vorwärtsrichtung entstehen. Innerhalb der *Regge*-Theorie[2] kann man diese Ereignisse als Austausch eines farblosen „Teilchens“, welches die Quantenzahlen des Vakuums besitzt, interpretieren. Hierbei spricht man vom *Pomeron*. Man sollte beachten, daß das Pomeron nicht frei existiert, sondern bei diesem Austauschprozeß nur Teilchencharakter aufweist.

Im Gegensatz hierzu wird der zweite Prozeß durch ein Teilchen bestimmt, welches auch frei beobachtbar ist. Innerhalb des Protons kommt es zur Bildung von virtuellen[3] Mesonen. Besonders dominierend hierbei sind Pionen, weil sie die mit Abstand leichtesten Mesonen sind. Diese Pionen können nun auch bei der tiefinelastischen *ep*-Streuung als farbneutrale Teilchen ausgetauscht werden.

---

[1] Sie tragen eine Farbladung im Sinne der *Quantenchromodynamik* QCD.

[2] Die *Regge*-Theorie ist eine phänomenologische Theorie, deren Kernpunkt die Erweiterung des Drehimpulskonzeptes auf die komplexe Ebene ist. Ein Umriß dieser Theorie wird z. B. in [KUM66] und [BAR69] gegeben; eine neuere, kurze Darstellung befindet sich in [BOP89].

[3] Mit virtuell ist gemeint, daß sich die Mesonen nicht auf ihrer Massenschale befinden. D. h. ihr Viererimpulsquadrat entspricht nicht dem Negativen ihres Massenquadrates.

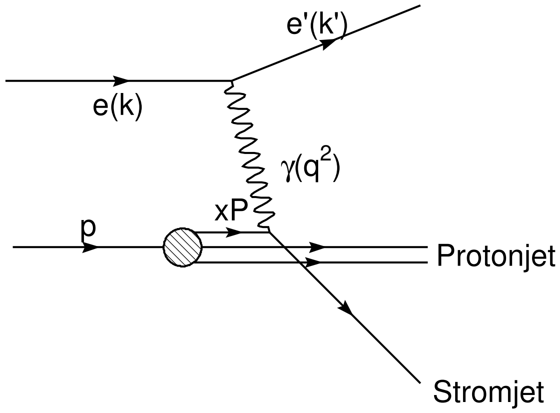


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm (anschaulische Darstellung) der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung (Bezeichnungen: s. Text)

Ähnlich wie Protonen sind auch Pionen aus Valenzquarks, Seequarks und Gluonen aufgebaut. Pionen sind jedoch im Gegensatz zu Protonen instabil, was eine experimentelle Strukturuntersuchung von vorneherein stark kompliziert: Man kann Pionen als Projektil aber nicht als Target einsetzen. Folglich stammen die meisten Informationen über die Pionstruktur heutzutage aus *Drell-Yan*-Prozessen bei Pion-Proton-Stößen [CAS90]. Dabei erweist sich die Analyse der experimentellen Daten wegen des nicht genau bekannten Einflusses der starken Wechselwirkung als recht kompliziert.

Bei *HERA* will man nun die pionische Struktur mit Hilfe einer Subklasse der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung, jenen Ereignissen, in denen Pionaustausch vorherrscht, bestimmen. Bevor dies genauer diskutiert wird, soll hier kurz auf die *normale* tiefinelastische Streuung eingegangen werden.

2.1 Klassische tiefinelastische Streuung am Proton

Die ersten Experimente zur tiefinelastischen Streuung von Elektronen an Protonen fanden Ende der sechziger Jahre am *Stanford Linear Accelerator Center SLAC* (Friedman, Kendall und Taylor [BLO69]) statt. Dabei wurden hochenergetische Elektronen (bis zu 17 GeV) auf Protonentargets geschossen.

Hierbei wechselwirkt das Elektron elektromagnetisch[4], d. h. über den Austausch eines virtuellen Photons (dem Vektor-Eichboson der elektromagnetischen Kopplung), mit einem Nukleon des Targets, genauer gesagt mit dessen Partonen[5]. Das Targetnukleon

---

[4] Der marginale zusätzliche Beitrag durch die schwache Wechselwirkung soll hier wie allgemein üblich vernachlässigt werden.

[5] Damit sind hier nur die elektromagnetisch wechselwirkenden Partonen (Quarks) gemeint.

reißt auf, fragmentiert und hadronisiert schließlich zu einem Endzustand X.

Aus der Winkelverteilung und der Energie der gestreuten Elektronen kann man nun die Struktur des Nukleons bestimmen. Dabei ist es – für die Bestimmung der Strukturfunktion (s. u.) – nicht unbedingt notwendig, den hadronischen Endzustand zu vermessen. Man spricht daher von einer inklusiven Messung.

Die Kenntnis der Kinematik dieses Stoßprozesses ist für das Verständnis der tiefinelastischen Streuung von großer Bedeutung; daher soll darauf im folgenden Abschnitt kurz eingegangen werden.

2.1.1 Kinematik

Der Prozeß der Streuung eines Elektrons an einem Nukleonparton über den Austausch eines virtuellen Photons läßt sich in erster Näherung anhand des Feynman-Diagramms in Abbildung 2.1 beschreiben[6]. Das getroffene Parton hadronisiert dabei in den sogenannten Stromjet, der Rest in den Protonjet.

Die Kinematik dieses Prozesses beschreibt man üblicherweise im vierdimensionalen Minkowski-Raum. Recht gebräuchlich ist folgende Bezeichnung und Parametrisierung der kinematischen Variablen (vgl. gängige Lehrbücher zu Hochenergiephysik [PER87, POV94, LOH92, NAC86]):

k, k'	Viererimpuls des ein- bzw. auslaufenden Elektrons
E, E'	Laborenergie des Elektrons vor und nach der Streuung
p	Viererimpuls des Protons im Anfangszustand
m_e, M_p	Elektron- bzw. Protonmasse
P	Summe der Viererimpulse der auslaufenden Hadronen
W	Summe der Energien (im Laborsystem) der ausl. Hadronen
M_X	Invariante Masse des hadronischen Endzustandes
q	Viererimpuls des virtuellen Photons
θ	Laborstreuwinkel des Elektrons
$s = (k+p)^2$	Gesamtenergiequadrat des Elektron-Proton-Systems
$\nu = \frac{p \cdot q}{M}$	„Energieübertrag“ durch das Photon (s. Text)

Alleine aus kinematischer Betrachtung folgt[7]:

$$
\begin{aligned}
q &= P - p = k - k' && (2.1)\\
q^2 &= 2m_e^2 - 2k \cdot k' && (2.2)\\
p^2 &= M_p^2 && (2.3)\\
k^2 &= k'^2 = m_e^2 && (2.4)\\
P^2 &= (p+q)^2 = M_p^2 + q^2 + 2p \cdot q = M_X^2 && (2.5)
\end{aligned}
$$

---

[6] Die Abbildung ist mehr als Anschauung zu verstehen, nicht als Feynman-Diagramm im eigentlichen Sinne.

[7] Die angegebenen Formeln gelten für die üblich verwendete Einsteinmetrik im Minkowski-Raum. Leider werden auch andere Metriken in der Literatur benutzt. Dadurch können die Skalarprodukte aus Vierervektoren jeweils anderes Vorzeichen haben.

Im Ruhesystem des Protons, welches bei *Fixed-Target*-Experimenten, jedoch nicht bei *HERA*, gleichzeitig auch das Laborsystem ist, gilt zusätzlich:

$$q^2 \approx -4EE' \cdot sin^2\theta/2 \qquad \text{(bei Vernachlässigung der Elektronenmasse)}, \tag{2.6}$$

$$\nu = E - E' \qquad \text{(daher obige Bezeichnung für } \nu\text{)}. \tag{2.7}$$

Von den oben angegebenen Variablen sind jeweils nur zwei unabhängig voneinander, d. h. mit nur zwei Variablen ist die tiefinelastische Streuung kinematisch vollständig beschrieben. Besonders geeignet sind hierbei lorentzinvariante Größen, wie z. B. Skalarprodukte aus Vierervektoren, da sie in allen Inertialsystemen denselben Wert besitzen. Recht üblich ist die Wahl von $Q^2 := -q^2$ und ν, da sie sich im Ruhesystem des Protons direkt interpretieren lassen[8].

Ein anderer, häufig sehr nützlicher Satz unabhängiger, lorentzinvarianter Variablen sind die dimensionslosen *Bjørkenschen* Skalenvariablen x und y:

$$x := \frac{-q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2M_p\nu} , \tag{2.8}$$

$$y := \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{\nu}{E} . \tag{2.9}$$

Man beachte, daß die zweite Gleichung für y nur im Ruhesystem des Protons gilt. Auch diese Größen lassen sich gut veranschaulichen. y beschreibt den relativen Energieübertrag auf das Proton (Wertebereich $0 < y < 1$), x die Elastizität der Streuung. Bei einer vollständigen elastischen Streuung gilt $x = 1$, für die inelastische $0 < x < 1$. Betrachtet man ein Inertialsystem, in dem das Proton sich relativistisch bewegt, so kann dort x als relativer Impulsanteil des gestreuten Partons am gesamten Protonimpuls interpretiert werden [BJØ69].

2.1.2 Die Strukturfunktion des Protons

Der doppelt differentielle Wikungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung läßt sich allgemein folgendermaßen ansetzen [PDG94]:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(x,y)}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y} = \frac{4\pi\alpha^2(s-M_p^2)}{Q^4}\left[y^2x\,F_1(x,y) + (1 - y - \frac{M_p^2}{s-M_p^2}xy)\,F_2(x,y)\right] . \tag{2.10}$$

Dabei sind $F_1(x,y)$ und $F_2(x,y)$ diejenigen Funktionen, die als einzige Unbekannte der Gleichung die Struktur des Protons beschreiben. Man nennt sie daher Strukturfunktionen des Protons.

Oft wird der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt und damit auch die Strukturfunktionen F_1 und F_2 als Funktion von x und Q^2 angeschrieben:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(x,Q^2)}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[y^2x\,F_1(x,Q^2) + (1 - y - \frac{M_p^2}{s-M_p^2}xy)\,F_2(x,Q^2)\right] . \tag{2.11}$$

---

[8] Die Umbenennung von q^2 in Q^2 ist ästhetisch motiviert. Sie dient nur dazu, eine positive Größe zu erhalten.

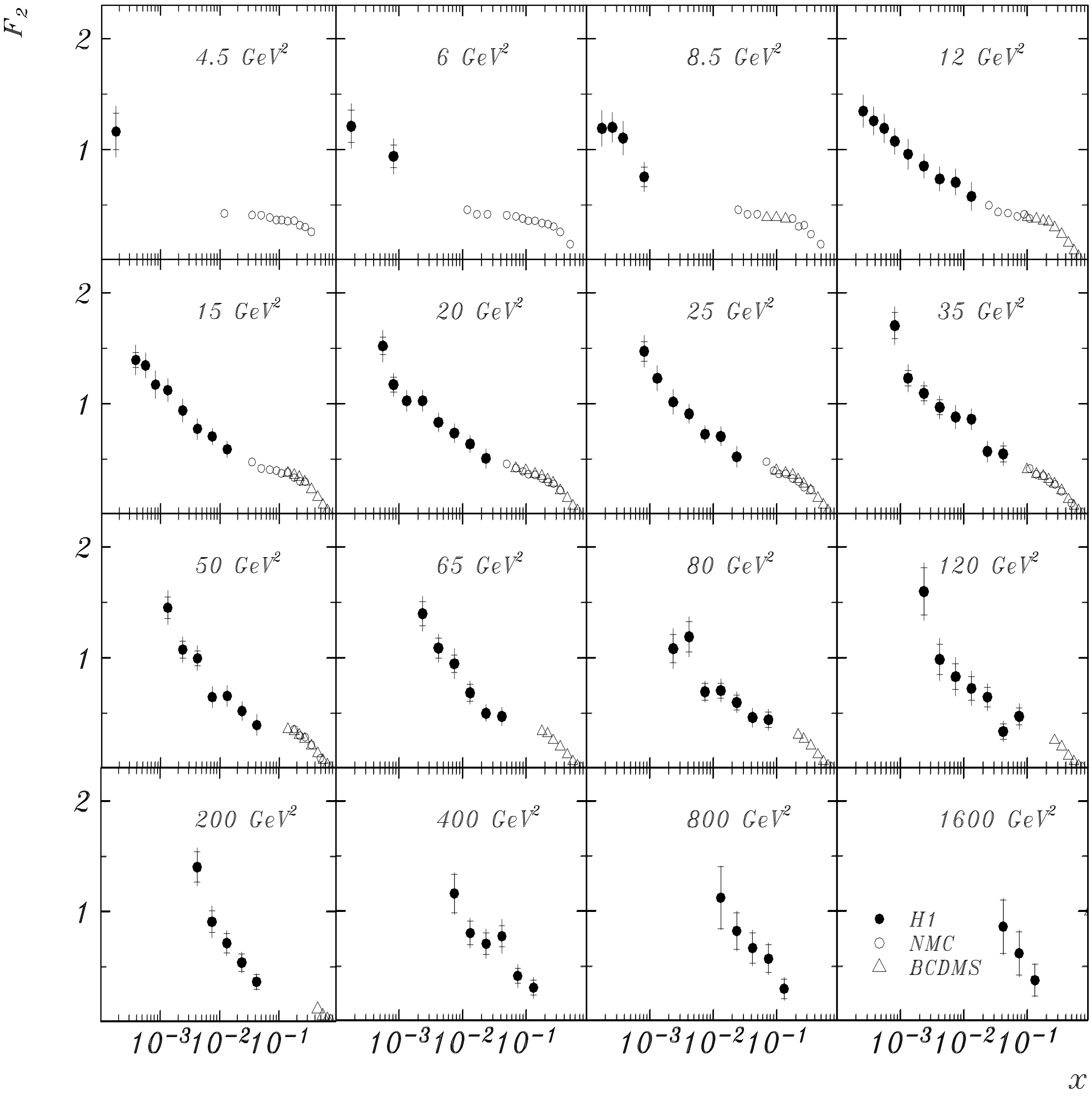


Abbildung 2.2: $F_2(x, Q^2)$ für Q^2-Werte zwischen 4,5 GeV^2 und 1600 GeV^2. Dargestellt sind Ergebnisse der Experimente H1, NMC *und* BCDMS *[AHM95].*

Experimentell zeigt sich, daß $2xF_1 = F_2$ gilt, was auch theoretisch aus der Annahme folgt, daß das Elektron an punktförmigen Dirac-Teilchen mit Spin 1/2 (Fermionen) streut[9]. Damit kann man also die Struktur des Protons alleine mit der Funktion F_2 ausreichend beschreiben.

Außerdem erweist sich im Experiment, daß $F_2(x, Q^2)$ in erster Näherung nicht von Q^2 abhängt, sondern nur von x. Daraus folgt, daß die eigentliche Streuung nicht an einem ausgedehnten Objekt (dem Proton) stattfindet, sondern an einem punktförmigen Parton (Quark). Man spricht von *Bjørkenschen* Skalenverhalten (*scaling*).

Bei genauerer Betrachtung erkennt man jedoch auch eine Abhängigkeit der Strukturfunktion von Q^2. Dies ist ein Effekt der *Quantenchromodynamik* (QCD). Theoretisch kann man ein Nukleon im Rahmen eines erweiterten Partonmodells als eine „Hierachie von kleineren und kleineren effektiven Konstituenten" [NAC86] betrachten. Da nun die Auflösung bei der tiefinelastischen Streuung proportional zu $1/\sqrt{Q^2}$ ist, sieht man bei größeren Q^2 feinere Ebenen des Aufbaus. Was bei kleinem Q^2 wie ein Parton aussieht, scheint bei höheren Q^2 aus mehreren Partonen aufgebaut zu sein usw.

Berechnet man im Rahmen der *Quantenelektrodynamik* obigen Wirkungsquerschnitt, so zeigt sich, daß man die Strukturfunktion F_2 als Wahrscheinlichkeitsverteilung, Quarks und Antiquarks mit „Impulsbruchteil" x im Proton anzutreffen, interpretieren kann. Dabei wird über die drei leichten Quarksorten (u, d, s), multipliziert mit ihrem Ladungsquadrat, summiert:

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_{f=1}^{3} e_f^2 \left(q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2) \right) . \qquad (2.12)$$

Die drei schweren Quarksorten (c, b, t) sind aufgrund ihrer weitaus höheren Masse nicht bzw. nur marginal im Proton enthalten.

Eines der Hauptziele von *HERA* ist es, diese Funktion F_2 möglichst präzise zu vermessen. Die Experimente *H1* und *ZEUS* bei *HERA* konnten dabei zu bisher nicht erreichten Werten von sehr kleinen x und großen Q^2 vordringen. Die Ergebnisse der *H1*-Kollaboration hierzu sind in Abbildung 2.2 zusammen mit den Daten zweier älterer Experimente (*NMC* [AMA92] und *BCDMS* [BEN90]) dargestellt.

2.2 Streuung des Elektrons am virtuellen Pion

Legt man Isospininvarianz zugrunde, so würde man erwarten, daß die Wahrscheinlichkeitsverteilung von $\bar{d}$- und $\bar{u}$-Quarks im Proton identisch sind. Damit wäre die sogenannte *Gottfried*-Summenregel [GOT67] erfüllt:

$$\int_0^1 \frac{\mathrm{d}x}{x} (F_2^p(x) - F_2^n(x)) \overset{!}{=} e_u^2 - e_d^2 = \frac{1}{3} . \qquad (2.13)$$

Dabei bezeichnen F_2^p und F_2^n die tiefinelastische Strukturfunktion des Protons bzw. des Neutrons.

---

[9] Die gilt jedoch nur, wenn man den Beitrag der longitudinal polarisierten Photonen vernachlässigt.

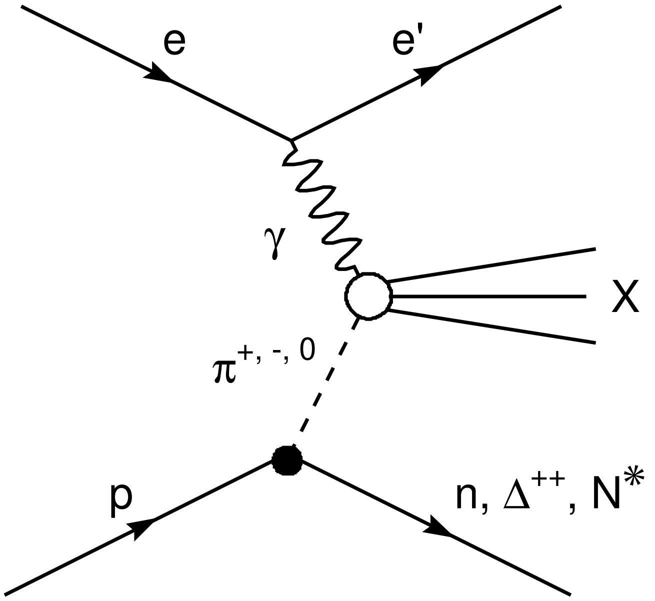


Abbildung 2.3: Der Beitrag des Pionaustausches zur tiefinelastischen ep-Streuung

Experimentell zeigt sich jedoch, daß im Proton ein gewisser Überschuß von $\bar{d}$- gegenüber $\bar{u}$-Quarks vorhanden ist [BAL94]. Dies kann man damit erklären, daß das Proton eine pionische Wolke (*pion cloud*) enthält [EIC92], d. h. dem „reinen“ Proton ist ein Pion-Nukleon-*Fockzustand* beigemischt. Hauptsächlich trägt dazu der $\pi^0 p$- und der $\pi^+ n$-Zustand bei. Schaut man sich diese Zustände im Quarkbild an, so wird einem die $\bar{d} - \bar{u}$-Asymmetrie direkt deutlich.

Es liegt nun nahe, daß diese pionische Wolke zu der tiefinelastischen Strukturfunktion des Proton über den Streuprozeß $ep \rightarrow e'NX$ (Abbildung 2.3) beiträgt. Dabei soll hier N allgemein für ein Neutron (n) oder eine Nukleonresonanz ($N^\star$, Δ^{++}) stehen. Vereinfacht ausgedrückt streut das Elektron tiefinelastisch an dem „Pion im Proton“, während der „unbeteiligte Rest“ des Protons in etwa geradeaus weiterfliegt. Dies ist möglich, da hier im Gegensatz zur „Streuung am Quark“ der Protonrest farbneutral im Sinne der *Quantenchromodynamik* ist. Daher existiert kein Farbfeld zwischen den beiden auslaufenden baryonischen Strömen, was in einer gemeinsamen Hadronisation in Jets resultieren würde.

Im folgenden soll nur der Neutronenkanal betrachtet werden, da er die beste experimentelle Signatur aufweist.

Bei der Streuung des Elektrons am „Pion im Proton“ haben wir als Endprodukt also drei Ströme, das Elektron und die zwei baryonischen Ströme (das Neutron und der baryonische Rest X). Daher benötigt man nun vier unabhängige Variablen, um die Kinematik des Prozesses vollständig zu beschreiben. Neben den oben schon erwähnten

Größen Q^2 und y wählt man am günstigsten die Lorentinvarianten

$$t = (p - p')^2 \quad \text{und} \quad z = 1 - \frac{k \cdot (p - p')}{p \cdot k} \, , \tag{2.14}$$

wobei p' der Viererimpuls des entstehenden Neutrons ist. Definiert man p_t als den Transversalimpuls des Neutrons in Bezug auf den Impuls q des virtuellen Photons, so gilt [KOP96]:

$$t = -\frac{1}{z}\,[p_t^2 + (1 - z)^2 m_n^2] \; . \tag{2.15}$$

Mit dem neuen Neutronenkalorimeter des *HERA*-Experimentes *H1* wird man in der Lage sein, die Energie und den Produktionswinkel der entstehenden Neutronen zu vermessen, womit dann die kinematischen Variablen t und z ebenso feststehen. Die verbleibenden Größen Q^2 und y erhält man aus der Rekonstruktion des gestreuten Elektrons.

2.2.1 Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $ep \rightarrow e'nX$ und die Strukturfunktion des Pions

In Analogie zur tiefinelastischen Strukturfunktion F_2 des Protons (s. Abschnitt 2.1.2) wird die semi-inklusive Strukturfunktion $F_2^{p\rightarrow n}(x, Q^2)$ über den vierfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $ep \rightarrow e'nX$ eingeführt [KOP96]:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma(ep \rightarrow e'nX)}{\mathrm{d}p_t^2\,\mathrm{d}z\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}(1 - y + \frac{y^2}{2})\,\frac{\mathrm{d}F_2^{p\rightarrow n}(x, Q^2)}{\mathrm{d}p_t^2\,\mathrm{d}z} \; . \tag{2.16}$$

Geht man davon aus, daß der Pionaustausch der dominierende Beitrag zur Reaktion $ep \rightarrow e'nX$ ist, so läßt sich $F_2^{p\rightarrow n}$ im Rahmen der *Regge*-Theorie auf die Strukturfunktion des Pions $F_2^{\pi}(x_{\pi}, Q^2)$ zurückführen [KOP96, PUM73]:

$$\frac{\mathrm{d}F_2^{p\rightarrow n}(x, Q^2)}{\mathrm{d}p_t^2\,\mathrm{d}z} = \frac{g_{\pi}^2}{8\pi^2}\,\frac{|t|}{(m_{\pi}^2 - t)^2}\,G_1^2(t)\,(1 - z)^{1+2\alpha'_{\pi}|t|}\,F_2^{\pi}(x_{\pi}, Q^2) \; . \tag{2.17}$$

Dabei ist $x_{\pi} = \frac{x_p}{1-z-x_p}$ die entsprechende *Bjørken*-Variable für das Pion. Die Kopplungskonstante g_{π}, der Vertexformfaktor $G_1(t)$ und die Steigung der sogenannten *Regge*-Trajektorie des Pions α'_{π} sind Größen, die experimentell bzw. theoretisch zugänglich sind.

Theoretische Abschätzungen [KOP96] zeigen, daß der Ein-Pion-Austausch (s. Abbildung 2.3) im Bereich $0,7 < z < 0,9$ und $0,2\,\mathrm{GeV}^2 < |t| < 0,3\,\mathrm{GeV}^2$ den mit Abstand dominierenden Kanal der Reaktion $ep \rightarrow e'nX$ darstellt. Bei einer Beschränkung der Datenanalyse auf diesen kinematischen Bereich sollte es dann möglich sein, über die Gleichungen 2.16 und 2.17 die Strukturfunktion $F_2^{\pi}(x_{\pi}, Q^2)$ des Pions zu bestimmen. Daneben würde die Erweiterung der Datenanalyse auf den gesamten kinematischen Bereich einen Test der aufgestellten Hypothese erlauben.

Die Messung der Strukturfunktion des Pions wird eine der Hauptaufgaben des neuen Neutronenkalorimeters *FNC* am Experiment *H1* sein.

3

Das *FNC* als Teil des Experimentes *H1* bei *HERA*

Im vorherigen Kapitel wurde schon am Rande angesprochen, welche experimentellen Hilfsmittel man benötigt, um Elektronen tiefinelastisch an Protonen zu streuen und dabei insbesondere die Wechselwirkung zwischen dem Elektron und dem virtuellen Pion zu studieren.

An erster Stelle steht hierbei der Teilchenbeschleuniger. Man benötigt sehr hohe Schwerpunktsenergien, um in Bereiche sehr kleinen x und sehr großen Q^2 vorzustoßen. Der Elektron-Proton-Beschleuniger *HERA* am *DESY* ist hierfür speziell konstruiert worden.

Schließlich braucht man ein „Meßgerät“, ein komplettes Detektorsystem, um den Streuprozeß möglichst vollständig zu vermessen. Dazu dient der Vielzweck-Detektor *H1*. Das gestreute Elektron und der hadronische Rest wird soweit möglich durch das 4π-Detektorsytem in der Umgebung des Wechselwirkungspunktes vermessen. Für den Nachweis des Neutrons, welches den Hauptdetektor „ungesehen“ durch das Strahlrohr verläßt, dient ein spezielles Neutronenkalorimeter (*FNC*), das etwa 100 m vor dem nominalen Wechselwirkungspunkt in Protonrichtung aufgebaut ist.

In diesem Kapitel werden *HERA* und *H1* und dabei insbesondere die Rolle des Kalorimeters *FNC* als Teil von *H1* vorgestellt. Eine vollständige Beschreibung des Detektors befindet sich in [ABT96]. Auf den Aufbau des Neutronenkalorimeters und seine Funktionsweise wird ausführlich im folgenden Kapitel eingegangen.

3.1 Der Teilchenbeschleuniger *HERA*

HERA besteht aus zwei Speicherringen von jeweils 6,3 km Länge: Der eine beschleunigt Elektronen (bzw. Positronen) auf eine Energie von 27,5 GeV, der andere Protonen bis zu 820 GeV. Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von etwa 300 GeV. *HERA* ist für jeweils 210 umlaufende Teilchenpakete (*bunches*) sowohl im Elektronen- als

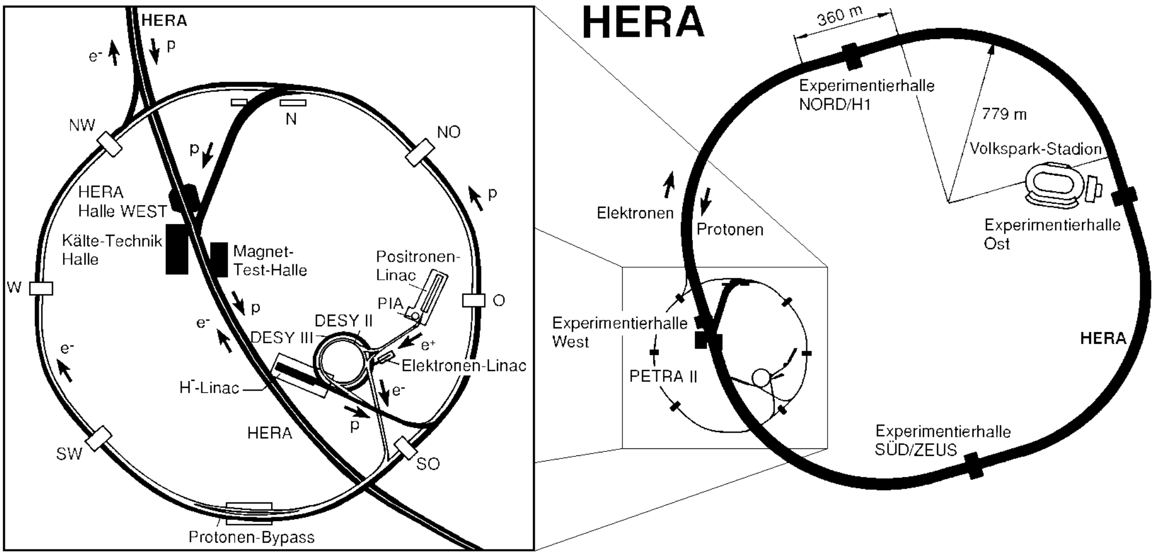


Abbildung 3.1: Der Teilchenbeschleuniger HERA *und sein Vorbeschleunigersystem am* Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY

auch im Protonenring konstruiert worden, wobei der Elektronenstrom 290 μA und der Protonenstrom 760 μA pro Paket beträgt.

Im Gegensatz zu den bisher üblichen *Fixed-Target*-Experimenten zur tiefinelastischen Streuung, bei denen das Schwerpunktsystem der Reaktion praktisch identisch mit dem Laborsystem ist, bewegt sich jenes bei *HERA* mit $\gamma_{cm} = 2,86$ in Protonrichtung. Durch diesen *Lorentzboost* bietet *HERA* die einzigartige Möglichkeit der Analyse der bei der tiefinelastischen Streuung entstehenden hadronischen Jets und erlaubt damit auch semi-inklusive Messungen.

3.2 Der Detektor *H1* am Beschleuniger *HERA*

H1 ist ähnlich konzipiert wie die schon vorher errichteten Detektoren an *Collidern* (Beschleuniger, bei denen Teilchenpakete in entgegengesetzten Richtungen beschleunigt und zur Kollision gebracht werden), d. h. um den nominalen Wechselwirkungspunkt sind zentrale Spurkammern aufgebaut, danach folgt das elektromagnetische Kalorimeter, das hadronische, eine supraleitende Magnetspule (*Solenoid*) und das Magnetjoch, welches mit Myonenkammern instrumentiert ist (vgl. Abbildung 3.2).

Im Gegensatz zu den Detektoren an e^+e^-- und $p\bar{p}$-*Collidern*, die normalerweise annähernd punktsymmetrisch zum Wechselwirkungspunkt aufgebaut sind, besitzt *H1* jedoch eine starke Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie, die daraus resultiert, daß der Schwerpunkt des Elektron-Proton-Systems sich bei *HERA* in Protonrichtung bewegt. Die somit stark nach vorne gerichtete Topologie der Streuereignisse erfordert eine

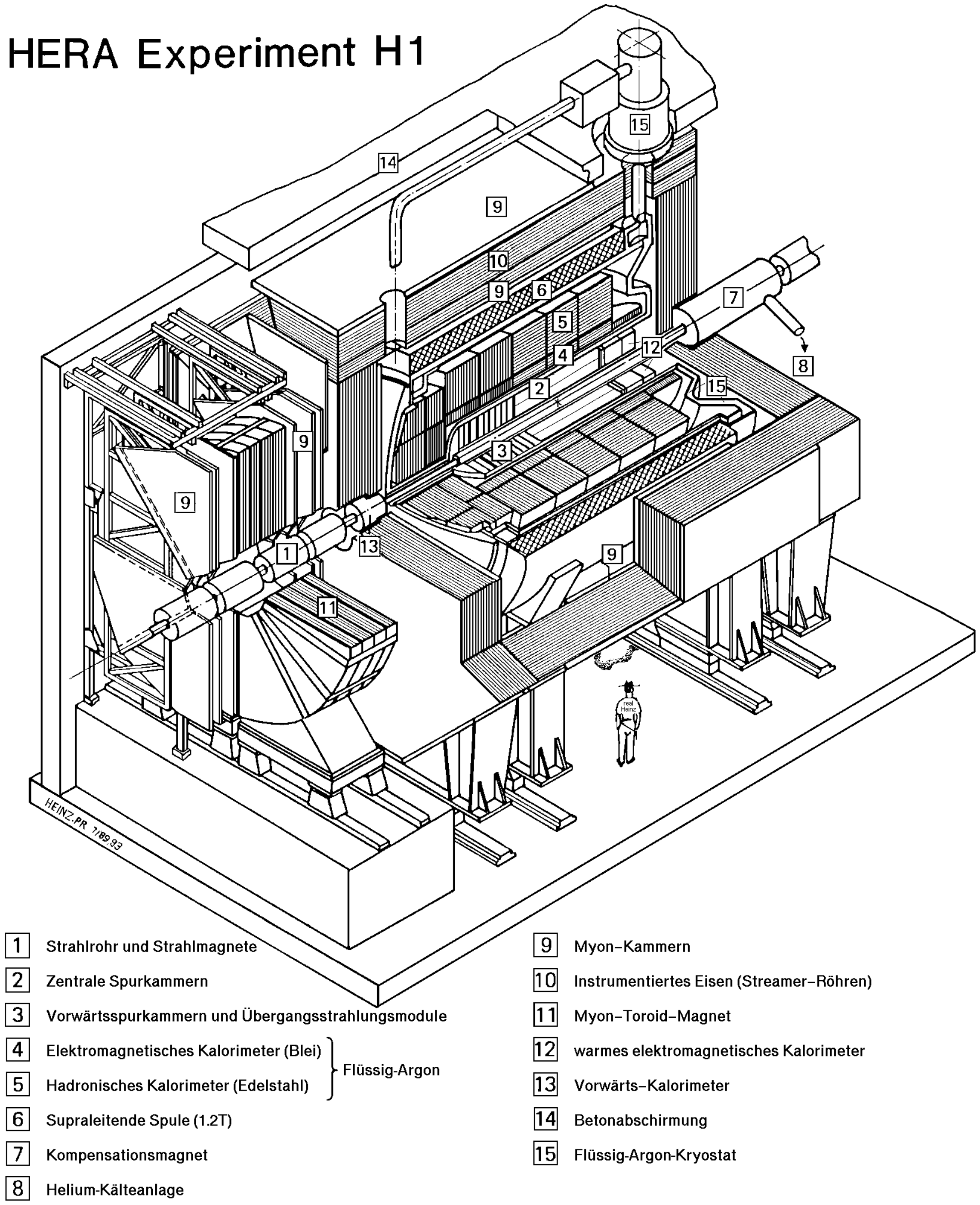


Abbildung 3.2: Schematische Ansicht des H1*-Detektors [ABT96]. Dargestellt ist nur der Hauptdetektor in der Nähe des Wechselwirkungspunktes.*

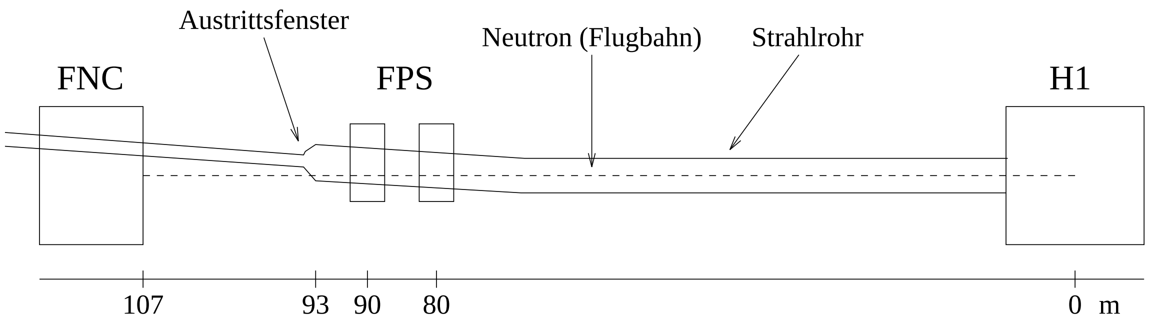


Abbildung 3.3: Schematische Ansicht des Strahlrohres und der Lage der Detektoren FNC *und* FPS *(nicht maßstabsgetreu). Die gestrichelte Linie gibt die Flugbahn eines neutralen Teilchens an, welches unter einem Winkel von* 0° *bei der Streuung entsteht.*

aufwändigere Instrumentation des Detektors in Vorwärtsrichtung. In Rückwärtsrichtung deckt ein spezielles elektromagnetisches Kalorimeter den Bereich ab, der außerhalb der Akzeptanz des zentralen Flüssig-Argon-Kalorimeters liegt.

Nicht mehr sichtbar im Bereich der Abbildung 3.2 sind ein Luminositätsdetektor in Elektronenrichtung und ein Kleinwinkel-Protonenspektrometer und das Neutronenkalorimeter in Protonrichtung. Die Lage dieser vorwärtigen Detektorkomponenten und der Verlauf des entsprechenden Teils des Strahlrohres ist schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt. In einer Entfernung von 80 m und 90 m befindet sich das Protonenspektrometer (*Forward Proton Spectrometer FPS* [BRU95]), bei 107 m das Neutronenkalorimeter *FNC*. Nicht dargestellte Dipolmagnete zwischen Hauptdetektor und *FPS* lenken den Protonstrahl nach oben ab, weshalb auch das Strahlrohr gekrümmt ist.

Daher verläßt ein Neutron, welches bei einer Teilchenkollision im Wechselwirkungspunkt innerhalb des Hauptdetektors unter einem Winkel von 0° emitiert wird, das Strahlrohr 93 m vom Vertex entfernt. Es wird als neutrales Teilchen nicht durch die Strahlführungsmagnete abgelenkt, so daß seine Flugbahn gerade verläuft. Damit das Neutron beim Verlassen des Strahlrohres möglichst wenig Material durchqueren muß, wurde im Winter 1994/95 das Strahlrohr modifiziert, so daß es sich nun konisch am Austrittsort verjüngt.

4

Nachweis von Neutronen mit dem Kalorimeter *FNC*

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, entstehen bei der Reaktion $ep \rightarrow e'nX$ über den Pionaustausch Neutronen unter sehr kleinem Winkel. Für die präzise Bestimmung des Streuwinkels und der Energie des Neutrons benötigt man ein hadronisches Kalorimeter mit guter Orts- bzw. Energieauflösung. Das Neutronenkalorimeter *FNC* ist dafür konstruiert worden, diese Anforderungen zu erfüllen. Bevor dieser Detektor ausführlich beschrieben wird, soll hier erst kurz ein allgemeiner Einblick in die Kalorimetrie gegeben werden.

4.1 Ein kurzer Blick auf die Kalorimetrie

Trifft ein hochenergetisches Teilchen auf Materie, so entsteht dabei eine Vielzahl neuer Teilchen. Wegen dieser „Teilchenvervielfachung“ spricht man von der Entstehung eines Schauers. Je nach Art des Teilchens kommt es zu einem elektromagnetischen Schauer (leichte elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen, also Elektronen, Positronen und Photonen) oder einem hadronischen (stark wechselwirkende Teilchen). Die einzigen „stabilen“ Teilchen[1], die nicht aufschauern, sind Neutrinos (aufgrund ihrer äußerst schwachen Wechselwirkung) und Myonen, die ihre Energie praktisch nur durch *Ionisation* verlieren.

Kalorimeter bestehen daher aus einem Absorbermaterial, in dem sich der Schauer ausbreitet, und einem aktiven Material, welches die Teilchen des Schauers nachweist. Es kann jedoch auch ein einziges Material wie bei einem homogenen Kalorimeter beide Aufgaben erfüllen.

---

[1] Damit sind hier auch Teilchen gemeint, die eine makroskopische Zerfallslänge haben.

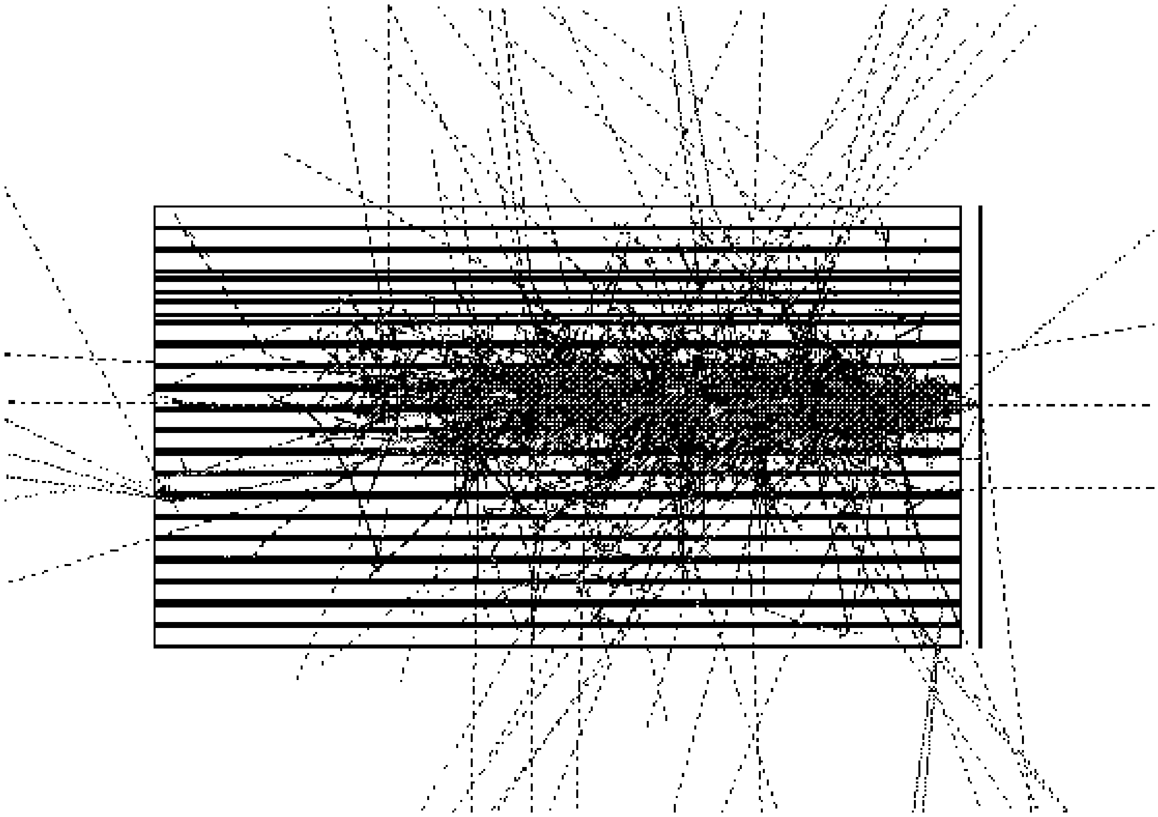


Abbildung 4.1: Schauerentwicklung eines von rechts kommenden 700 GeV Neutrons im Neutronenkalorimeter FNC *(Monte-Carlo-Simulation)*

4.1.1 Elektromagnetischer Schauer

Oberhalb einer kritischen Energie E_c von einigen MeV verliert ein Elektron (Positron) seine Energie hauptsächlich durch den Prozeß der *Bremsstrahlung*. Nach dem Durchqueren einer Strahlungslänge[2] X_0 des Materials ist die Energie des Elektrons auf e^{-1} des anfänglichen Wertes abgefallen. Über den zur Bremsstrahlung analogen Prozeß der Paarbildung konvertiert ein Photon mit einer Wahrscheinlichkeit von $(1 - e^{-7/9})$ nach einer Strahlungslänge zu einem Elektron-Positron-Paar.

Die Sekundärteilchen unterliegen nun denselben Prozessen. Es kommt somit zu einer lawinenartigen Kaskadenbildung, bis die Energie der einzelnen Teilchen auf den kritischen Wert E_c abgefallen ist. Der Energieverlust ist nun durch *Ionisation* und *Comptoneffekt* bestimmt. Der Schauer hat somit sein Maximum erreicht. Er breitet sich jedoch nicht nur in longitudinale Richtung, sondern auch in transversale aus. Die bestimmende Größe hierführ ist der *Molièreradius* R_M. Innerhalb eines Zylinders mit Radius $3R_M$ sind etwa 99% der Schauerenergie enthalten [KLE92].

Für das Neutronenkalorimeter *FNC*, welches aus Blei und einem Szintillator im

---

[2] Die Strahlungslänge ist eine materialabhängige Konstante.

Volumenverhältnis 4:1 besteht, ergibt sich für die charakteristischen Größen [ACO91]:

$$\begin{aligned} E_c &= 7,6\,\mathrm{MeV}\ , \\ X_0 &= 7,2\,\mathrm{mm}\ , \\ R_M &= 21\,\mathrm{MeV}\cdot\frac{X_0}{E_c} = 20\,\mathrm{mm}\ . \end{aligned}$$

4.1.2 Hadronischer Schauer

Hadronen verlieren ihre Energie durch inelastische Stöße mit den Kernen des Absorbermaterials. Die bestimmende Größe hierbei ist die nukleare Absorbtionslänge λ_l. Sie ist definiert als

$$\lambda_l = \frac{A}{\sigma_i \mathrm{N}_0 \rho}\ , \tag{4.1}$$

wobei A die Molmasse, ρ die Dichte des Absorbermaterials und N_0 die Avogadrokonstante ist. λ ist also diejenige Länge, in der das Hadron mit einer Wahrscheinlichkeit von $(1 - e^{-1})$ einem inelastischen Stoß unterliegt. Für Blei ergibt sich somit z. B. $\lambda_{l,Pb} = 17,1\,\mathrm{cm}$ [PDG94], was etwa dem Dreizigfachen seiner Strahlungslänge ($X_{0,Pb} = 0,56\,\mathrm{cm}$ [PDG94]) entspricht. Die effektive nukleare Wechselwirkungslänge der Blei-Szintillator-Matrix des Neutronenkalorimeters *FNC* beträgt etwas mehr als dieser Wert und wurde zu

$$\lambda_l = 21\,\mathrm{cm}$$

bestimmt [ACO91].

Bedingt durch die bei der nuklearen Streuung enstehende Vielzahl von verschiedenen Teilchen, welche wiederum inelastisch stoßen oder zerfallen können, ist die hadronische Schauerentwicklung wesentlich reichhaltiger und komplizierter als im elektromagnetischen Fall. Da im Verlauf einer hadronischen Kaskade auch Elektronen, Positronen und Photonen entstehen können – wobei dies hauptsächlich über den Zerfall des neutralen Pions ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) geschieht –, werden hierbei immer auch elektromagnetische Teilschauer erzeugt.

Im Gegensatz zum elektromagnetischen Schauer wird beim hadronischen Energie zum Aufbrechen von nuklearen Bindungen und auch für enstehende Neutrinos und Myonen aufgewandt, so daß dieser Teil der ursprünglichen Energie (bis zu 30% [KLE92]) prinzipiell nicht detektiert werden kann.

4.1.3 Kompensation

Nun könnte man meinen, daß man das geringere Signal des hadronischen Schauers einfach um den vorher bestimmten Prozentsatz korrigieren könnte, wenn man andersweitig das Hadron als solches identifiziert hat. Dies ist jedoch bei weitem nicht ausreichend.

Zum einen ist der elektromagnetische Anteil in der hadronischen Kaskade stark energieabhängig, zum anderen fluktuiert er auch für feste Energien. Dies führt dazu, daß das zu detektierende Signal nicht proportional zur Energie des auftreffenden Teilchens ist und daß die Energieauflösung deutlich verschlechtert wird.

Für ein gutes hadronisches Kalorimeter ist es daher wichtig, durch spezielle Materialwahl und Geometrie zu erreichen, daß das Verhältnis der Signale des rein elektromagnetischen und des rein hadronischen Schauers (e/h: elektronisches Signal zu hadronischen Signal) nahe bei eins liegt. Dies bezeichnet man dann als ein kompensierendes Kalorimeter [KLE92, LIV95].

Kompensation erreicht man also dadurch, daß man das hadronische Signal verstärkt und das elektromagnetische abschwächt. Ersteres kann man z. B. erreichen, indem man Uran als Absorbermaterial benutzt, wobei Energie durch Kernspaltung zusätzlich frei wird, oder daß man als aktives Material einen an Wasserstoffkernen reichen Stoff wie z. B. Plastikszintillator verwendet. Dann können langsame Neutronen ihre Energie durch elastische Stöße mit jenen Protonen an das aktive Material abgeben. Das Signal von Photonen aus dem π^0-Zerfall wird dadurch abgeschwächt, daß man das Volumenverhältnis zwischen aktivem Material und Absorber klein hält und als Absorber ein Material mit geringer Strahlungslänge X_0 (Blei) benutzt.

Blei-Szintillator-Anordnungen haben gegenüber Uran-Szintillator-Detektoren den Vorteil, daß sie ein wesentlich schnelleres Signal liefern (etwa 10 ns). Urankalorimeter müssen mit einer wesentlich längeren Integrationszeit betrieben werden, da der Prozeß der Kernspaltung auf einer Zeitskala von typischerweise $1\,\mu$s verläuft. Ein weiterer Nachteil der Verwendung von Uran ist seine Radioaktivität (auch wenn es sich um abgereichertes handelt), was besondere Vorkehrungen im Aufbau und Betrieb erfordert.

Das Neutronenkalorimeter *FNC* besteht aus einer Blei-Plastikszintillator-Matrix, wodurch eine recht gute Kompensation von $e/h = 1,15$ erreicht wird [ACO91a].

4.2 Das Neutronenkalorimeter *FNC*

Das hadronische Kalorimeter *FNC* ist ein Beispiel für die erfolgreiche Wiederverwendung älterer, schon vorher eingesetzter Detektoren. Es wurde in den Jahren 1989/90 im Rahmen des *LAA*-Projektes am europäischen Kernforschungszentrum *CERN* als Prototyp eines Hadronkalorimeters bei Hochratenexperimenten an zukünftigen *pp*-Beschleunigern[3] entwickelt und gebaut [ACO92]. Von 1991 bis 1995 wurde es zum Neutronennachweis am Hyperonenstrahlexperiment *WA89* am *CERN* eingesetzt [BEC95]. 1995 wurde es schließlich für das Experiment *H1* umgebaut. Dabei wurde die Anzahl der Module von 155 auf 75 reduziert, da der ursprüngliche Detektor zu groß für einen Einsatz im *HERA*-Tunnel war.

Das *FNC* besteht aus dem eigentlichen Kalorimeter und zwei vorgesetzten Szintillatorhodoskopebenen. Zusätzlich wird es bei dem Einsatz im Experiment *H1* mit zwei sogenannten *Tailcatchern*, die Leckverluste registrieren sollen, und einem *Koinzidenz-Fingerzähler* (für Studien zur Ortsauflösung) betrieben. Die *Tailcatcher* bestehen jeweils aus einer 1 cm dicken Szintillatorplatte der Fläche 20 cm · 20 cm, einem Lichtleiter

---

[3] *Large Hadron Collider* (LHC), *Superconducting Supercollider* (SSC, abgebrochenes Projekt)

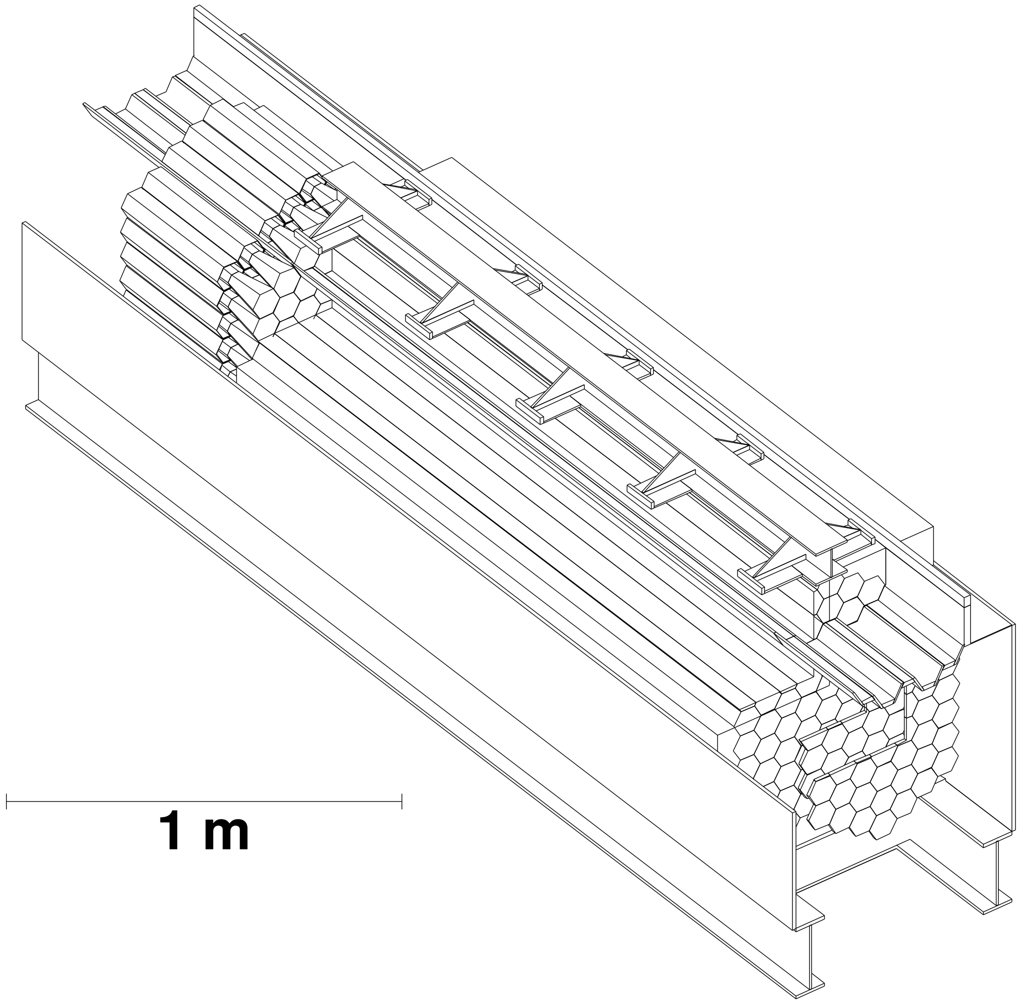


Abbildung 4.2: Schematische Konstruktionszeichnung des Kalorimeters FNC. *Die Hodoskopebenen sind nur angedeutet.*

und einem Photomultiplier und sind gestaffelt hinter dem Kalorimeter angebracht. Zwischen ihnen befindet sich eine Bleiplatte derselben Größe.

4.2.1 Aufbau des Kalorimeters

Das Kalorimeter ist aus 75 hexagonalen, zwei Meter langen Modulen aufgebaut, wobei 67 Module zu einer unteren Einheit zusammengefaßt sind, und 8 Module einen „Deckel" bilden, so daß zwischen beiden Teilen das Protonstrahlrohr von *HERA* verlaufen kann (vgl. Abbildung 4.3). Das Kalorimeter besteht aus Blei und longitudinal ausgerichteten szintillierenden Fasern. Aufgrund dieser Struktur bezeichnet man diesen Typ von Kalorimetern als *Spaghetti*-Kalorimeter *(SPACAL)*.

Die szintillierenden Fasern dienen zum einen als aktives Material des Detektors, zum

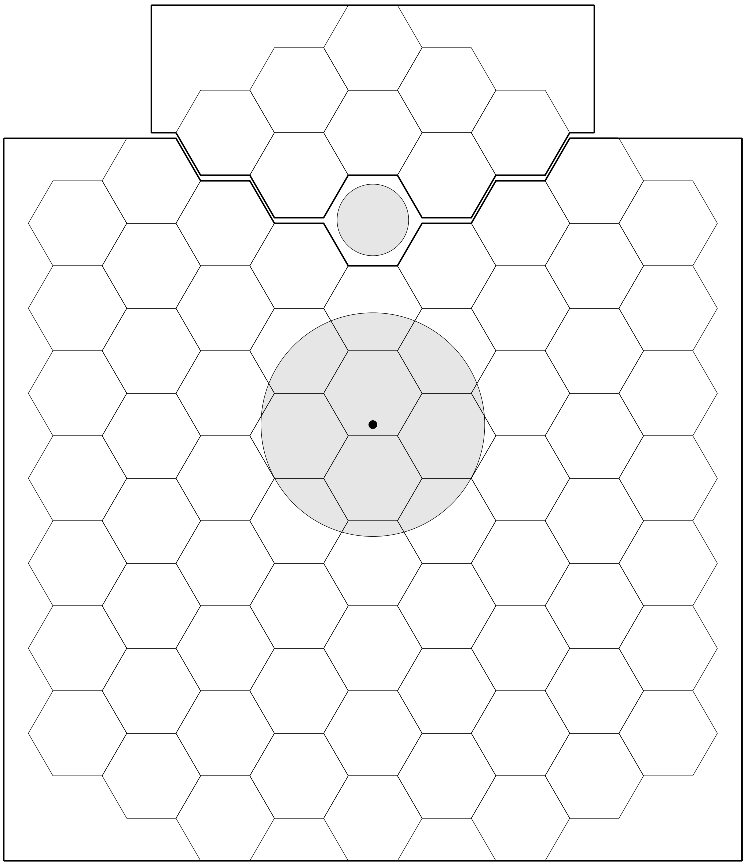


Abbildung 4.3: Front- bzw. Rückansicht des Kalorimeters FNC*. Der kleine graue Kreis gibt die Lage des Protonenstrahlrohres an, der große die zu erwartende Auftrefffläche der Neutronen (bei* H1*).*

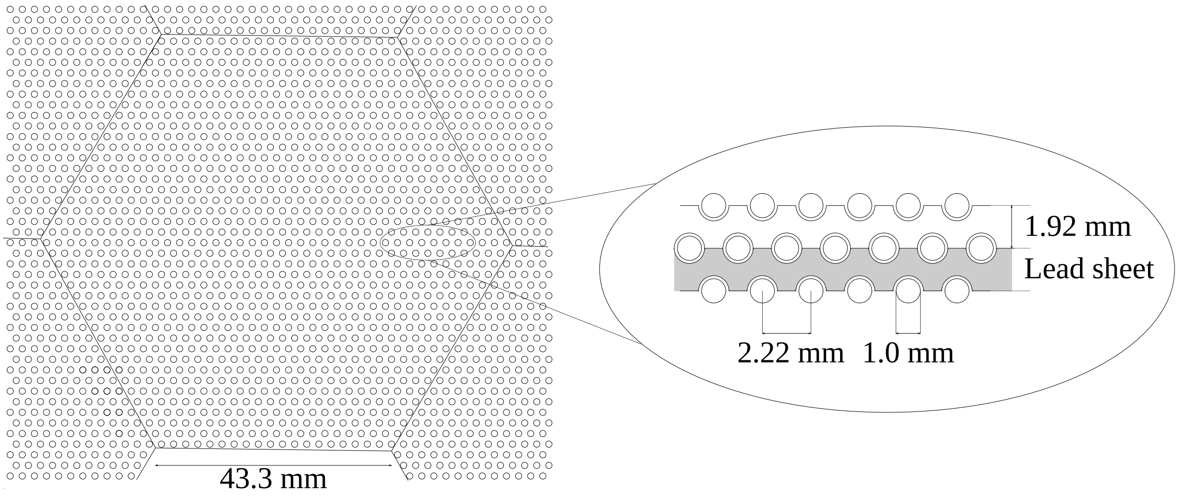


Abbildung 4.4: Aufsicht auf ein hexagonales Kalorimetermodul

anderen leiten sie das bei der Szintillation enstehende Licht. Sie sind auf der Rückseite (der dem Teilchenstrahl abgewandten Seite) auf einer Länge von 20 cm gebündelt und über Lichtleiter auf Photomultiplier gekoppelt, deren Signal schließlich elektronisch ausgelesen werden kann.

Das passive und aktive Material

Die Module werden durch eine feine Matrix aus Blei und Szintillator gebildet (s. Abbildung 4.4). Die Bleiplatten haben eine Dicke von 1,92 mm und besitzen im Abstand von jeweils 2,22 mm eingewalzte, longitudinale Faserkanäle. Aufgrund eines Volumenverhältnisses von Blei zu Szintillator von 4:1 ist das Kalorimeter annähernd kompensierend (s. Abschnitt 4.1.3) und verhältnismäßig kompakt. Die Länge der Module von 2 m entspricht 9,5λ_l, wobei die effektive nukleare Wechselwirkungslänge $\lambda_l = 21$ cm (s. o.) beträgt.

Wegen des geringen Anteils von aktiven Material beträgt das Detektionsverhältnis[4] (*sampling fraction*) nur 2,3% [ACO92]. Dieser Nachteil wird durch die feine Granularität und der damit verbundenen hohen Detektionhäufigkeit (*sampling frequency*) ausgeglichen.

Die optische Auslese des Kalorimetersignals

Die szintillierenden Fasern[5] haben einen Durchmesser von 1 mm und bestehen aus einem Kern aus dotiertem Polystyrol (Szintillator) und einer Umhüllung aus Polymethylmethaacrylat (PMMA) [SCH94]. Aufgrund der unterschiedlichen Reflexionskoeffizienten ($n_{Polystyrol} = 1,59$, $n_{PMMA} = 1,48$) dienen sie auch zur Lichtleitung. Da man somit keine zusätzlichen Wellenlängenschieber wie z. B. bei *Sandwich*-Kalorimetern (Kalorimeter, die aus hintereinander angeordneten Platten aus Absorber- und aktiven Material bestehen) benötigt, wird das enstehende Licht schneller am Photomultiplier[6] detektiert.

Hadronische Schauer haben die Eigenschaft, daß ihr Startpunkt und ihr räumlicher Verlauf sehr stark fluktuieren. Daher sollte die Abschwächungslänge der Fasern für Szintillationslicht groß sein. Um dies zu erreichen, sind sie an der Frontseite verspiegelt (Aluminiumbeschichtung). Außerdem befindet sich vor der Photokathode des Photomultipliers ein Gelbfilter, der Licht der Wellenlänge $\lambda < 450$ nm absorbiert, da dieses wesentlich stärker in der Faser abgeschwächt wird.

Aufgrund von immer vorhandenen Inhomogenitäten in der Quanteneffizienz von Photokathoden, wird das Szintillationslicht von jeweils 1141 Fasern erst mit Hilfe eines Lichtleiters durchmischt. Durch mehrfache Totalreflexion innerhalb dieses Lichtmischers, wird seine dem Photomultiplier zugewandte Seite praktisch homogen ausgeleuchtet. Studien der *LAA*-Projektgruppe zeigen, daß ein hexagonaler Lichtleiter aus

---

[4] definiert als $\frac{(\int \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\mathrm{d}x)_{im\ aktiven\ Material}}{(\int \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\mathrm{d}x)_{im\ gesamten\ Material}}$

[5] Typ: SCSN-38, Kyowa Gas Inc.

[6] Phillips XP2282B/01

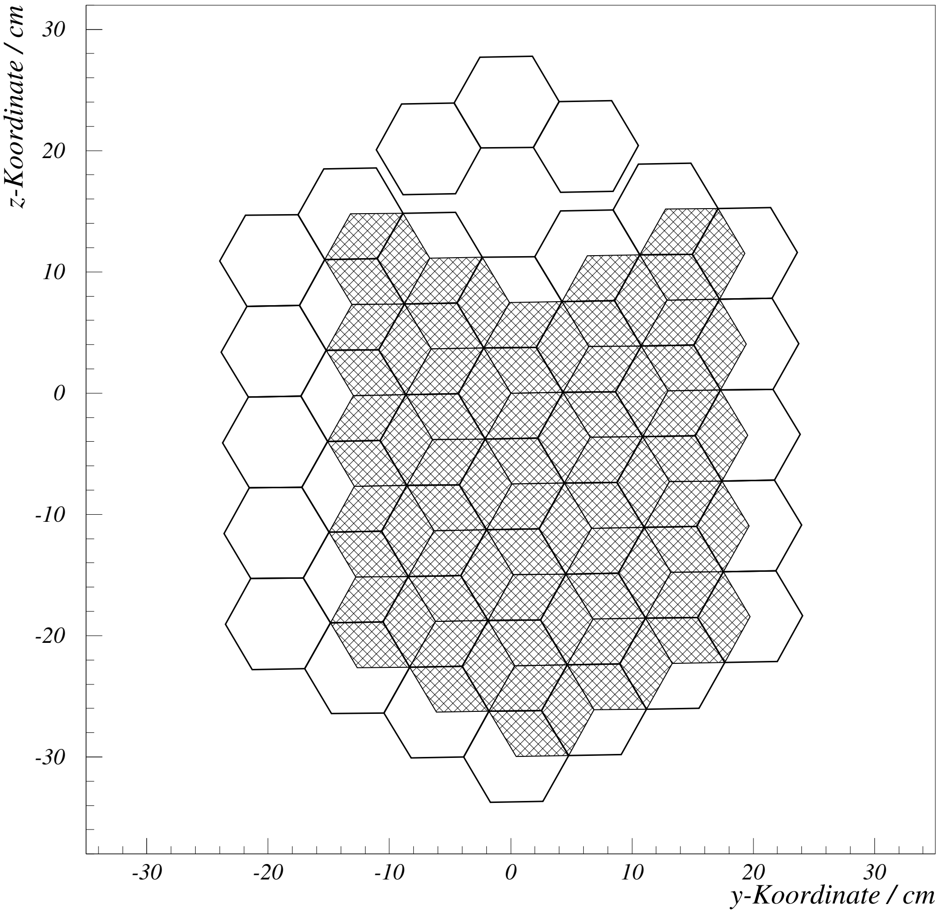


Abbildung 4.5: Aufbau der Hodoskopebenen. Die dargestellte Perspektive entspricht einer Ansicht von der Rückseite des Kalorimeters. Die verschobene zweite Ebene ist dunkel eingezeichnet.

Plexiglas der Kantenlänge 2,2 cm und einer Länge von 8 cm diese Aufgabe am besten erfüllt [ACO90].

4.2.2 Aufbau des Hodoskops

Vor dem eigentlichen Kalorimeter sind zwei Hodoskopebenen zur Identifikation von geladenen Teilchen angebracht. Die Hodoskope sind analog zur Kalorimeterstruktur aus hexagonalen Modulen aufgebaut.

Die erste Ebene umfaßt 43 Module, die deckungsgleich zu den inneren 43 Modulen des Kalorimeters ausgerichtet sind. Die zweite Ebene besteht aus 25 Modulen und ist gegenüber der ersten um etwa eine halbe Hexagonlänge verschoben, so daß sie die Zwischenräume der ersten Ebene überdeckt (s. Abbildung 4.5). Damit erreicht man eine Nachweiseffizienz für geladene Teilchen, die im inneren Bereich des Kalorimeters auftreffen, von praktisch 100%. Studien bei *WA89* ergaben, daß die Szintillatormodule

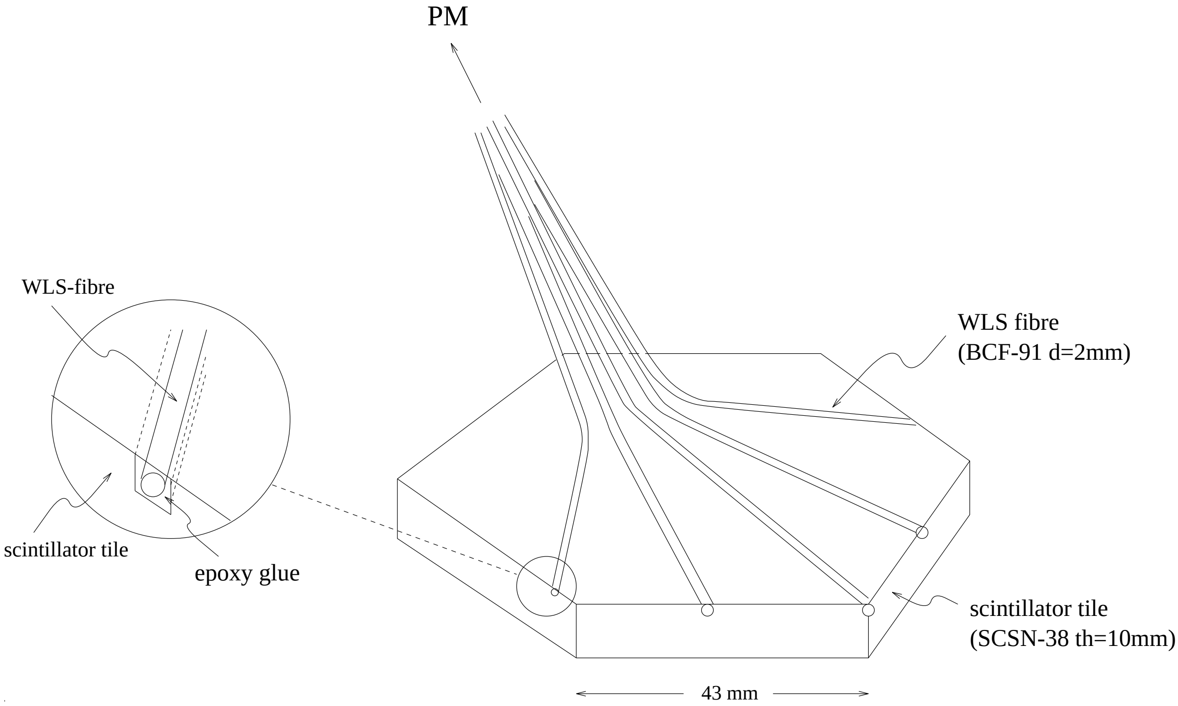


Abbildung 4.6: Aufbau einen Hodoskopmoduls. Abgebildet sind die Szintillatorfläche und die fünf auslesenden Wellenlängenschieber (WLS).

nur am Rand eine Nachweiswahrscheinlichkeit kleiner als eins besitzen [BEC95a].

Der Aufbau eines einzelnen Moduls ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Ein elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen erzeugt in der Szintillatorplatte[7] Licht, welches von fünf wellenlängenschiebenden Fasern[8] zu einem Photomultiplier[9] geleitet wird.

Indem man die Hodoskope als Veto auf geladene Teilchen benutzt, kann ein Neutron als solches nachgewiesen werden. Dies ist jedoch prizipiell nicht einfach, da durch Albedoeffekte des neutronischen Schauers (Schauerteilchen, die in Rückwärtsrichtung aus dem Kalorimeter herausgestreut werden) geladene Teilchen vorgetäuscht werden.

Eine ausführliche Beschreibung des Szintillatorhodoskops (jedoch mit der alten Geometrie für den Einsatz bei *WA89*) befindet sich in [WEN92].

4.2.3 Elektronische Auslese

Die Signale der Photomultiplier der Kalorimeter- und Hodoskopmodule müssen zuerst etwa 150 m Koaxialkabel durchlaufen, um vom Detektor, welcher im *HERA*-Tunnel steht, zu einem Elektronikraum zu gelangen. Dort werden sie durch FADCs[10] (*Struck*

---

[7] Material: SCSN-38, ein dotiertes Polystyrol

[8] BCF-91: Kern aus dotiertem Polystyrol, Mantel aus PMMA

[9] *Hamamatsu* R647

[10] *Flash Analog to Digital Converter*

F1002) digitalisiert, welche mit einer Wiederholungsfrequenz von 104 MHz[11] die aktuelle Spannung dieser Signale mit einer Auflösung von 8 bit messen. Vor der eigentlichen Digitalisierung werden die Signale innerhalb der FADC-Karte auf 70% reduziert (für die Kalorimeterkanäle) bzw. um einen Faktor 8 verstärkt (für die Hodoskopsignale), damit der Akzeptanzbereich des FADCs optimal ausgenutzt wird. Die ADCs werden über einen Digitalen Signalprozessor (DSP) ausgelesen, welcher die Daten über VME[12] an die zentrale *Data-Acquisition*[13] (DAQ) von *H1* weiterleitet. Die nichtdigitalisierten Signale der Kalorimetermodule werden zusätzlich noch aufaddiert und diese Summe mehrfach verschieden diskriminiert, um als Triggersignal zu dienen.

Eine *Workstation* (*DEC alpha*) übernimmt die Aufgabe der *Slowcontrol*[14] und dient darüberhinaus als lokales DAQ-System.

---

[11] entspricht einem zeitlichen Abstand von 9,6 ns, einem Zehntel der Zeit zwischen zwei *Bunch-crossings* bei *HERA*

[12] *Versa Module Europa*, ein flexibles, offenes Daten-Bussystem

[13] System, welches die enstehenden elektronischen Daten aufnimmt, verwaltet und abspeichert

[14] Steuerung und Kontrolle der Elektronik

5

Teststrahluntersuchungen und Kalibration des Kalorimeters

Im Herbst 1995 wurde am *T9*-Teststrahl des Protonensynchrotrons *PS* am europäischen Kernforschungszentrum *CERN* Testmessungen am Kalorimeter *FNC* durchgeführt. Dabei standen für die Untersuchungen Elektronen (Positronen) bis 10 GeV und Hadronen (Protonen und Pionen) bis 15 GeV zur Verfügung. Die Teststrahlmessungen dienten zum einen dazu, die Funktionsweise des Detektors nach den erfolgten Umbaumaßnahmen zu überprüfen, zum anderen konnte das Kalorimeter mit Teilchenstrahlen bekannter Energie kalibriert werden.

5.1 Aufbau der Teststrahlzone

Der experimentelle Aufbau während der Teststrahlmessungen ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Das Kalorimeter *FNC* mit dem Hodoskop befindet sich auf einem höhenverstellbaren Tisch, der zusätzlich auf Schienen gelagert ist, so daß der Auftreffpunkt des Teilchenstrahls über die ganze Frontfläche des Kalorimeters beliebig variiert werden kann. Die Position des Tisches wird dabei mit Meßschienen kontinuierlich mit einer Genauigkeit von 0,1 mm kontrolliert. *Microstrip*-Spurkammern vor dem Kalorimeter dienen zur genauen Spurrekonstruktion. Mit ihnen wurde die Größe des Teilchenstrahls auf der Kalorimeteroberfläche zu $\sigma_z \approx \sigma_y = (1,25 \pm 0,25)\,\mathrm{cm}$ bestimmt[1]. Zwei sich teilweise überlappende Szintillatoren haben die Aufgabe, als Koinzidenz-Fingerzähler Ereignisse zu triggern. Bei der Durchquerung eines Strahlteilchens geben sie ein schnelles Signal, auf welches hin das Kalorimeter, das Hodoskop und die Spurkammern elektronisch ausgelesen werden. Mit Schwellenčerenkovzählern werden elektronische bzw. pionische Ereignisse herausselektiert. Die Drücke der Betriebsgase (Kohlenstoffdioxid bzw. Helium) werden so eingestellt, daß das zu detektierende Teilchen in einem

---

[1] Der Fehler ist nicht auf Ungenauigkeiten in der Spurrekonstruktion sondern auf Veränderungen der Strahloptik (und damit auch der Strahlgröße) während der Testmessungen zurückzuführen.

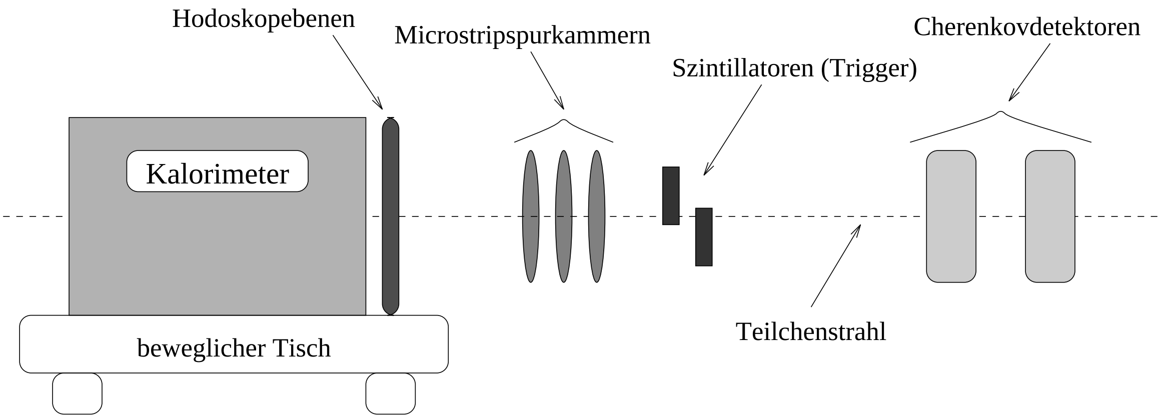


Abbildung 5.1: Schematische Skizze zum Aufbau der Teststrahlzone. Der Teilchenstrahl kommt von rechts.

Detektor Čerenkovlicht ausstrahlt, im anderen jedoch gerade nicht.

Die Photomultipliersignale der Kalorimeter- und Hodoskopmodule werden über dieselben Kabel geführt wie beim Einsatz im Experiment *H1* und mit baugleichen FADCs digitalisiert. Während der Strahlzeit wurden pro Kalorimetermodul zweimal etwa tausend elektronische Ereignisse und für die zentralen Module mehrere hunderttausend pionische Ereignisse registriert und auf Magnetband geschrieben.

5.2 Einige Ergebnisse der Teststrahlmessungen

Die Messungen zeigen, daß alle Kanäle des Kalorimeters und der Hodoskopebenen gut funktionieren. Aufgrund des neuen Kalorimeteraufbaus und der anderen Ausleseelektronik (längere Kabel, FADCs statt konventioneller integrierender ADCs) weichen die Ergebnisse jedoch im einzelnen deutlich von den Teststrahlmessungen der *SPACAL*-Kollaboration ab.

5.2.1 Form der Kalorimetersignale

Wie in Abschnitt 4.1.3 beschrieben, liefern Blei-Szintillator-Kalorimeter äußerst schnelle Signale. Der Zeitverlauf der durch Elektronen bzw. Pionen der Energie 10 GeV verursachten Signale im zentralen (im Sinne des Auftreffpunktes) Modul des Kalorimeters *FNC* ist in Abbildung 5.2 und 5.3 dargestellt. Das Signal steigt in etwa 10 ns auf sein Maximum an, fällt in etwa 25 ns auf die Hälfte ab und beträgt nach einer Zeitspanne von etwa 150 ns nur noch 1/20 der Amplitude.

Die Höhe des pionischen Signals beträgt nur etwa die Hälfte der des elektronischen Signals und unterliegt außerdem starken Schwankungen. Dies liegt zum einen an der nicht vollständigen Kompensation des Kalorimeters, was besonders bei niedrigen Ener-

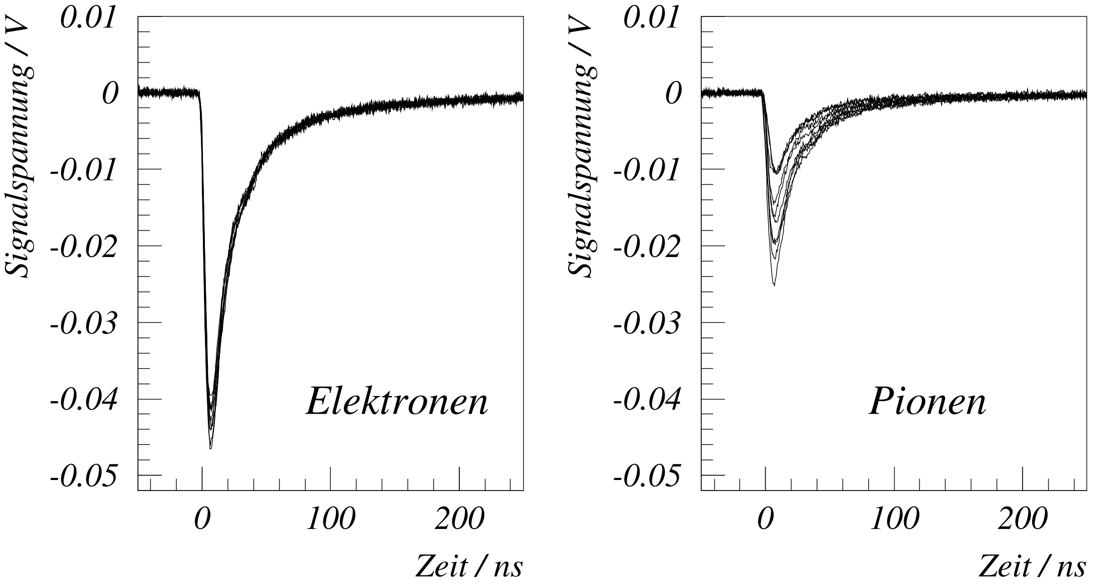


Abbildung 5.2: Zeitentwicklung der elektronischen bzw. pionischen Kalorimetersignale bei einer Teilchenenergie von 10 GeV, aufgezeichnet und digitalisiert von einem Oszilloskop. Übereinander dargestellt sind jeweils 10 Ereignisse. Es wurde nur das Signal des zentralen Modulus aufgenommen.

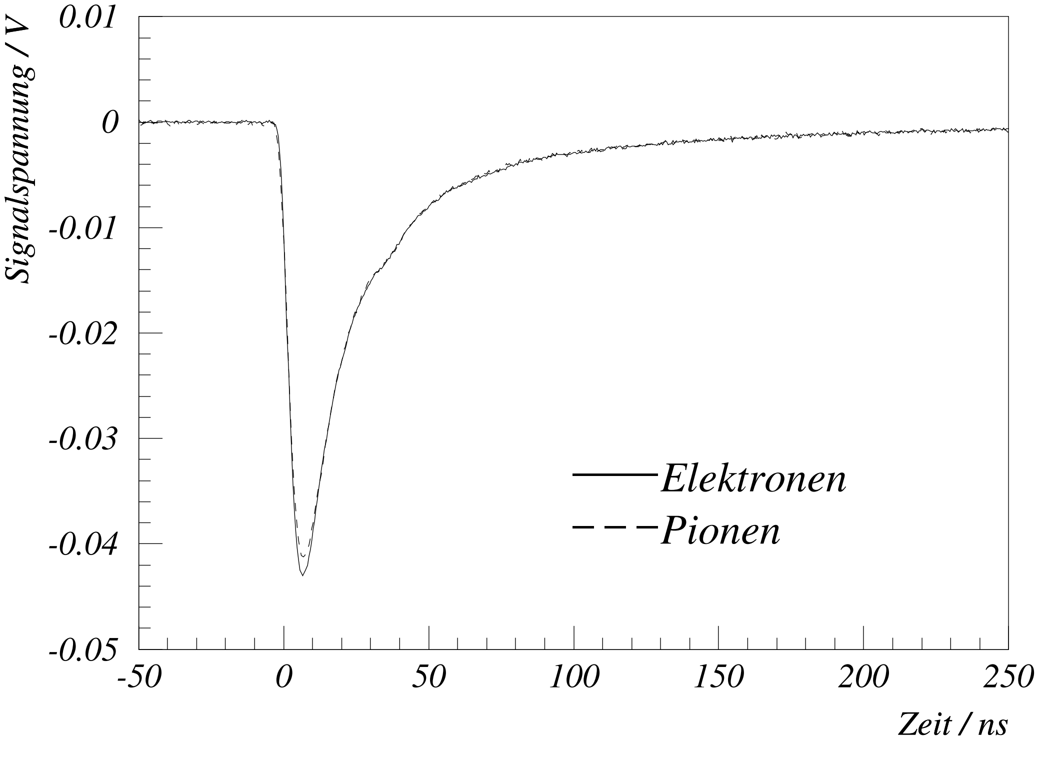


Abbildung 5.3: Vergleich des elektronischen und pionischen Signals. Es sind jeweils die oben dargestellten Ereignisse gemittelt worden. Das Signal der Pionen ist um einen Faktor 2 erhöht.

gien starke Auswirkungen hat, hauptsächlich aber daran, daß der vom Pion erzeugte hadronische Schauer eine größere laterale Ausdehnung hat und somit weit über das zentrale Modul hinausreicht.

Würden jeweils die Summen der Signale von mehreren Modulen um den Auftreffpunkt verglichen, so fielen die Unterschiede viel geringer aus. Vergleicht man den Mittelwert aus mehreren elektronischen Signalen mit dem aus pionischen, so erkennt man praktisch keine Unterschiede in der Form der Signale. Wenn man, wie in Abbildung 5.3 geschehen, das von Pionen verursachte Signal um einen Faktor 2 überhöht, so ist es annähernd deckungsgleich mit dem von Elektronen erzeugten.

Unglücklicherweise wird durch das Durchlaufen von etwa 150 m Kabel der Abfall der Signale stark ausgeschmiert. Dadurch sind die Unterschiede in der zeitlichen Struktur von elektronischen bzw. hadronischen Schauern nicht mehr beobachtbar. Frühere Testmessungen am *SPACAL*-Prototypen zeigen, daß das unverschmierte Signal von elektronischen Schauern gaußförmig und auf weniger als 20 ns beschränkt ist, während im hadronischen Fall der Gaußkurve eine Exponentialfunktion mit einer Abfallzeit von ungefähr 10 ns überlagert ist [WIG92].

Dieser Unterschied in der Zeitstruktur begründet sich in der nichtelektromagnetischen Komponente des hadronischen Schauers, welcher zum großen Teil aus niederenergetischen (einige MeV) Neutronen besteht. Diese Neutronen bewegen sich mit einer Geschwindigkeit von $\sim 10^7\,\mathrm{m/s}$ auf einer mittleren freien Weglänge von $\sim 10\,\mathrm{cm}$ [LIV95]. Daraus ergibt sich direkt eine Abfallzeit der hadronische Komponente des Signals von $\sim 10\,\mathrm{ns}$.

5.2.2 Schauerausdehnung

Hadronische und elektronische Schauer können jedoch sehr effektiv über ihre laterale Schauerausdehnung (siehe Abschnitt 4.1) unterschieden werden.

Dazu benutzt man den relativen Energieinhalt der zentralen Module (*containment*) C, definiert über

$$C = \frac{\sum_{i\in\{3\}} E_i}{\sum_{i\in\{12\}} E_i} \ . \tag{5.1}$$

$\{3\}$ bezeichnet dabei die drei benachbarten Module mit maximaler Energiesumme $\sum_{i\in\{3\}} E_i$. Summiert man hierzu noch die Energien der umgebenden 9 Module so erhält man als „gesamte“ *Clusterenergie* $\sum_{i\in\{12\}} E_i$. In Abbildung 5.4 ist die Größe C für Pionen und Elektronen aufgetragen. Während Elektronen fast ihre sämtliche Energie in den zentralen Modulen deponieren, ist der pionische Schauer nicht nur hierauf begrenzt. Seine laterale Ausdehnung ist in Abbildung 5.5, dem Schauerprofil eines Pions der Energie von 15 GeV, dargestellt. Außerdem fluktuiert das *Containment* bei hadronischen Schauern stark.

Will man die Energie von Elektronen messen, so genügt es also, die Energiedeposition in den zentralen Modulen aufzusummieren und einen entsprechenden Korrekturfaktor anzuwenden. Dagegen ist es bei hadronischen Schauern nötig, auch die Energiedeposition in den zwei bzw. drei Ringen aus Nachbarmodulen zu betrachten, um die gesamte Clusterenergie zu erhalten.

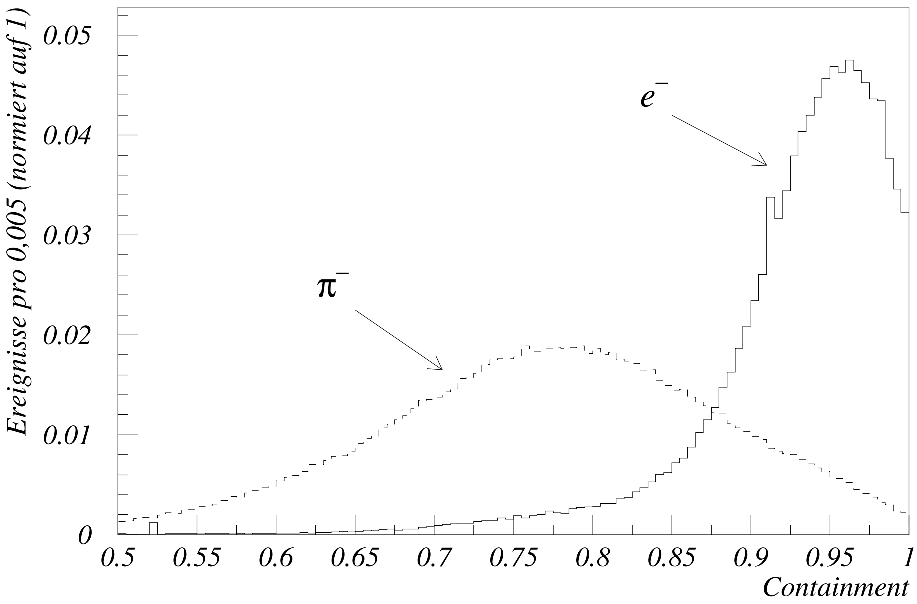


Abbildung 5.4: Relativer Energiegehalt der zentralen Module (containment) bei hadronischen bzw. elektronischen Schauern, gemessen bei einer Energie von 10 GeV (e) bzw. 15 GeV (π).

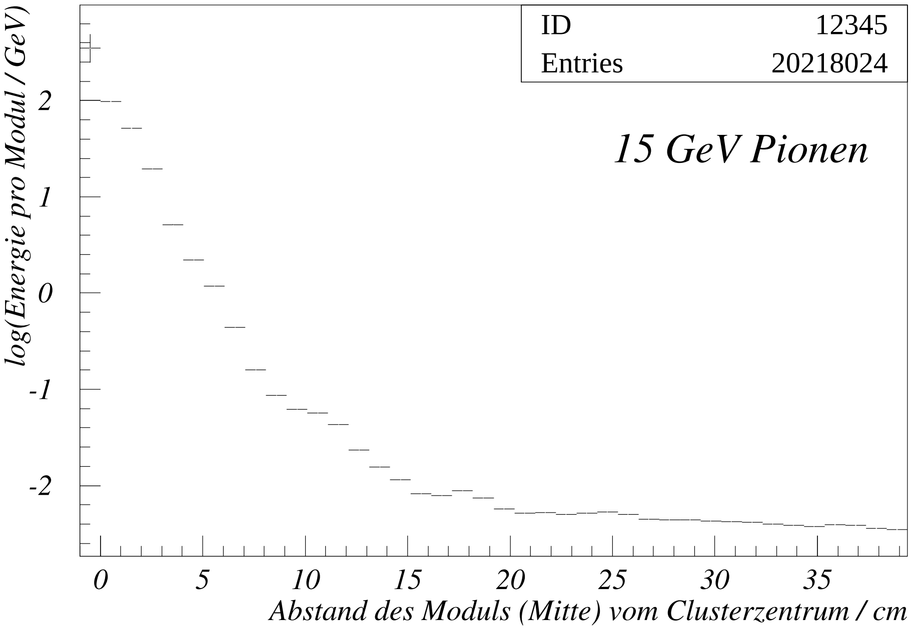


Abbildung 5.5: Schauerentwicklung eines Pions der Energie 15 GeV (logarithmische Auftragung). Es ist die durchschnittliche Energie aufgetragen, die in einem gesamten Modul (Fläche: 48,7 cm^2), welches einen Abstand x zum Clusterzentrum hat, deponiert wird.

5.3 Kalibration des Kalorimeters

Das Kalorimeter wurde mit Elektronen der Energie 10 GeV und mit Pionen der Energie 15 GeV kalibriert.

Dafür wurde zuerst die Hochspannung der Photomultiplier so eingestellt, daß das über einen Zeitraum[2] von $\Delta t = 153,6\,\mathrm{ns}$ integrierte Signal eines 10 GeV Elektrons innerhalb einer Spanne von ±5 % um 2112 mVs lag, so daß die Maxima der Signale eine Spannung von 70 mV nicht überschritten. Damit ist gewährleistet, daß die Signale der hochenergetischen Neutronen im Einsatz bei *H1* optimal den dynamischen Bereich der verwendeten FADCs (s. Abschnitt 4.2.3) ausnutzen. Hierbei sollte erwähnt werden, daß während der Teststrahlmessungen andere Vorverstärker benutzt wurden. Weil in allen Modulen des Kalorimeters für eine feste Teilchenenergie in etwa Signale gleicher Stärke erzeugt werden, können diese analogen Signale direkt mit jeweils gleicher Gewichtung aufsummiert und diskriminiert werden. Diese Summe ist ungefähr proportional zur gesamten Energiedeposition und kann somit als schneller Trigger im Experiment benutzt werden.

Für eine exaktere Kalibration ist es jedoch erforderlich, für jedes einzelne Modul eine eigene Kalibrationskonstante zu bestimmen. Sie ist definiert als die Proportionalitätskonstante γ_i des linearen Zusammenhanges zwischen der zeitlich (zwischen t_a und t_e) integrierten Spannung des Signals S_i und der Energiedeposition E_i im Modul i:

$$E_i = \gamma_i \int\limits_{t_a}^{t_e} S_i(t)\,\mathrm{d}t \ . \tag{5.2}$$

Der zeitliche Verlauf der Signalspannung $S_i(t)$ kann aufgrund der Digitalisierung nur durch eine Treppenfunktion $\bar{S}_i(t)$ angeglichen werden. Das Integral über $S_i(t)$ wird daher durch eine Summe angenähert:

$$\int\limits_{t_a}^{t_e} S_i(t)\,\mathrm{d}t = \int\limits_{t_a}^{t_e} \bar{S}_i(t)\,\mathrm{d}t = \sum_{k=1}^{16} \bar{S}_i^k(t^k) \cdot 9,6\,\mathrm{ns} \ , \tag{5.3}$$

wobei angenommen wird, daß die Digitalisierung des Signals in 16 Schritten mit jeweils einem zeitlichen Abstand von 9,6 ns erfolgt.

Für die Kalibration wurden drei verschiedene Methoden erprobt.

5.3.1 *Containment*-Methode

Da ein elektromagnetischer Schauer seine Energie praktisch vollständig innerhalb eines Kalorimetermoduls verliert – mit dem Schauerprofil kann man diesen Anteil auf etwa 95% abschätzen –, ist es naheliegend, die Module einzeln und somit unabhängig voneinander mit Elektronen einer festen Energie zu eichen. Dazu fokussiert man den

---

[2] Der Zeitraum entspricht 16 Spannungsmessungen des FADCs mit einem zeitlichen Abstand von jeweils 9,6 ns.

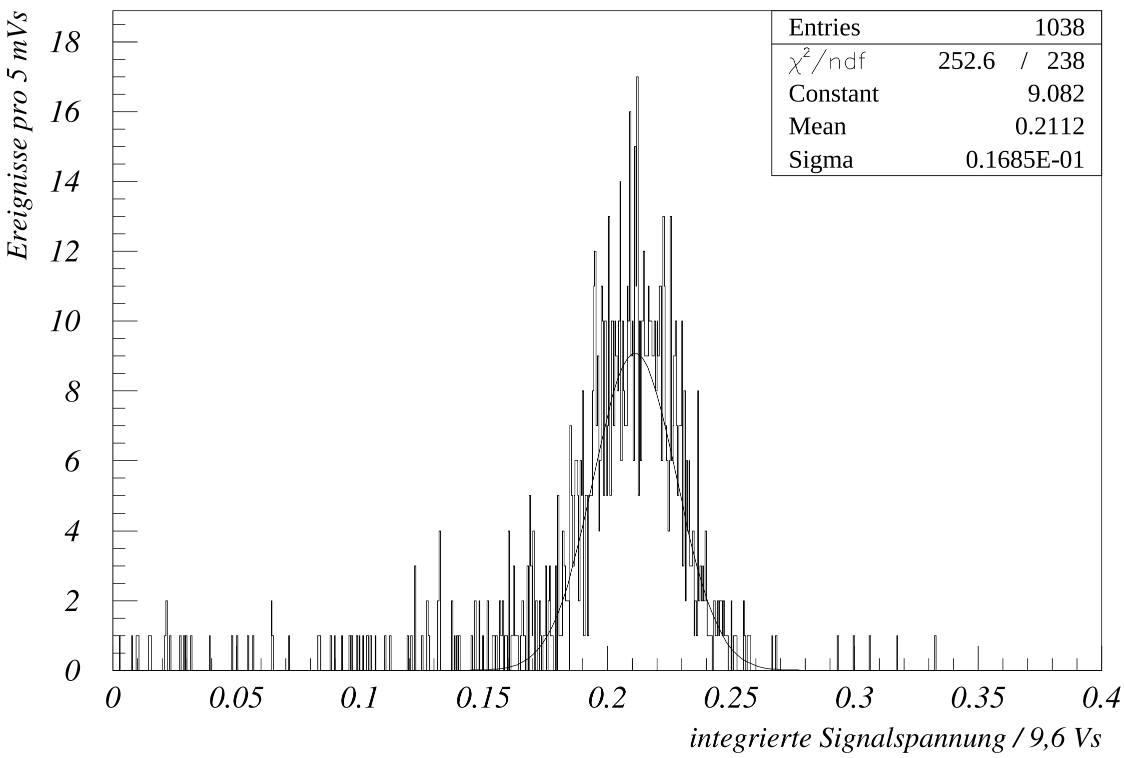


Abbildung 5.6: Verteilung der Signale eines 10 GeV Elektrons. Aufgetragen sind die zeitlich integrierten Signalspannungen $\mathcal{S}$ von Elektronen, die auf dasselbe Kalorimetermodul (Modul 3) auftreffen.

Elektronenstrahl auf die Mitte eines Moduls und registriert jeweils etwa tausend Ereignisse. Die zeitlich integrierten Signale dieser Ereignisse ($\mathcal{S}_i = \int_{t_a}^{t_e} S_i \, \mathrm{d}t$) werden automatisch in Histogramme eingetragen. Ihre statistische Verteilung hat die Form einer Gaußkurve (s. Abbildung 5.6), aus deren Mittelwert $< \mathcal{S}_i >$ direkt die Kalibrationskonstante γ_i des Moduls i bestimmt werden kann:

$$\gamma_i = \frac{0,95\, E_i}{< \mathcal{S}_i >} \; . \tag{5.4}$$

Die *Containment*-Methode hat den Vorteil, daß das Ergebnis sofort bei der Datennahme (*online*) verfügbar ist. Dadurch können etwaige Funktionsstörungen der Module direkt festgestellt werden. Ein weiterer Vorteil der Methode ist, daß Probleme mit Nachbarmodulen keinen Einfluß auf die Kalibration haben. Nachteilig wirkt sich aus, daß die Schauerausdehnung fluktuiert, und somit der Anteil des zentralen Moduls am Schauer schwankt. Besonders groß sind diese Fluktuationen bei hadronischen Schauern (s. Abschnitt 4.1.2). Daher ist diese Art der Kalibration nur bei elektromagnetischen Teilchenstrahlen anwendbar.

5.3.2 Iterative Minimalisierung der Standardabweichung

Bei dieser Methode werden die Module nicht einzeln betrachtet. Stattdessen addiert man zur Energiedeposition im zentralen, dem vom Teilchenstrahl getroffenen Modul den Energiebeitrag der Nachbarmodule. Bei elektronischen Schauern ist es zweckmäßig, dafür nur einen oder zwei Ringe um das zentrale Modul zu benutzen, während bei hadronischen zwei bis drei Ringe zu wählen sind. Die Idee der Methode ist nun, iterativ die Kalibrationskonstanten so anzupassen, daß die Abweichung der Clusterenergie zur Strahlenergie minimal wird.

Seien γ_i ein Satz von Startkalibrationskonstanten (z. B. jene durch die *Containment*-Methode bestimmten), $\mathcal{S}_Z$ und $\mathcal{S}_R$ das zeitlich integrierte Signal im zentralen Modul bzw. in den benachbarten Ringen, so gilt für die jeweiligen Energiedepositionen E_Z und E_R:

$$\begin{aligned} E_Z &= \gamma_Z \cdot \mathcal{S}_Z \qquad \text{bzw.} & (5.5)\\ E_R &= \sum_{j\in R} \gamma_j \cdot \mathcal{S}_j \ . & (5.6) \end{aligned}$$

Nun variiert man die Standardabweichung

$$\chi^2(\gamma_i) = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N}(E_Z^k + E_R^k - E_{Strahl})^2 \qquad (5.7)$$

der Differenz zwischen Strahl- und Clusterenergie nach γ_Z, während man die anderen Kalibrationskonstanten konstant hält. Um diese Standardabweichung zu erhalten, summiert man quadratisch über N verschiedene Ereignisse, deren Auftreffpunkte alle im selben Modul sind.

$$\begin{aligned} 0 \overset{!}{=} \frac{\partial\chi^2(\gamma_i)}{\partial\gamma_Z} &= \frac{\partial}{\partial\gamma_Z}\Big\{\frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N}(E_Z^k + E_R^k - E_{Strahl})^2\Big\} & (5.8)\\ &= \frac{2}{N}\sum_{k=1}^{N}(\gamma_Z\,\mathcal{S}_Z^k + E_R^k - E_{Strahl})\,\mathcal{S}_Z^k & (5.9)\\ &= \frac{2}{N}\Big\{\sum_{k=1}^{N} E_R^k\,\mathcal{S}_Z^k + \gamma_Z \sum_{k=1}^{N}(\mathcal{S}_Z^k)^2 - E_{Strahl}\sum_{k=1}^{N}\mathcal{S}_Z^k\Big\} & (5.10)\\ \Longrightarrow \qquad \gamma_Z &= \frac{E_{Strahl}\sum_{k=1}^{N}\mathcal{S}_Z^k - \sum_{k=1}^{N}E_R^k\,\mathcal{S}_Z^k}{\sum_{k=1}^{N}(\mathcal{S}_Z^k)^2} \ . & (5.11) \end{aligned}$$

Diese Variation führt man für alle Module einzeln durch, bevor man die so gefundenen neuen Kalibrationskonstanten als Startwerte des nächsten Iterationsschrittes benutzt. Beginnt man die Iteration mit jenen durch die *Containment*-Methode bestimmten Werten, so erhält man gewöhnlicherweise nach etwa vier Iterationsschritten die „endgültigen“ Kalibrationskonstanten.

5.3.3 Die Matrix Methode

Die Matrixmethode basiert ebenfalls auf der Minimalisierung der Standardabweichungen, jedoch werden nun alle Kalibrationskonstanten innerhalb eines Schrittes errechnet. Definiert man

$$m_{ij} := \sum_{k=1}^{N} \mathcal{S}_i^k \mathcal{S}_j^k \quad \text{und} \tag{5.12}$$

$$b_i := \sum_{k=1}^{N} \mathcal{S}_i^k \, , \tag{5.13}$$

wobei die Indizes i und j über die Gesamtanzahl ν der Module laufen, so ergibt sich analog zu 5.10

$$\sum_{j=1}^{\nu} m_{ij} \gamma_j = E \, b_i \, . \tag{5.14}$$

Bezeichnet man mit $\mathcal{M}$ die Matrix $(m_{ij})_{ij}$ und faßt man die Konstanten γ_j und b_j zu jeweils ν-komponentige Vektoren zusammen, so kann man dafür auch

$$\mathcal{M} \vec{\gamma} = E \vec{b} \tag{5.15}$$

schreiben.

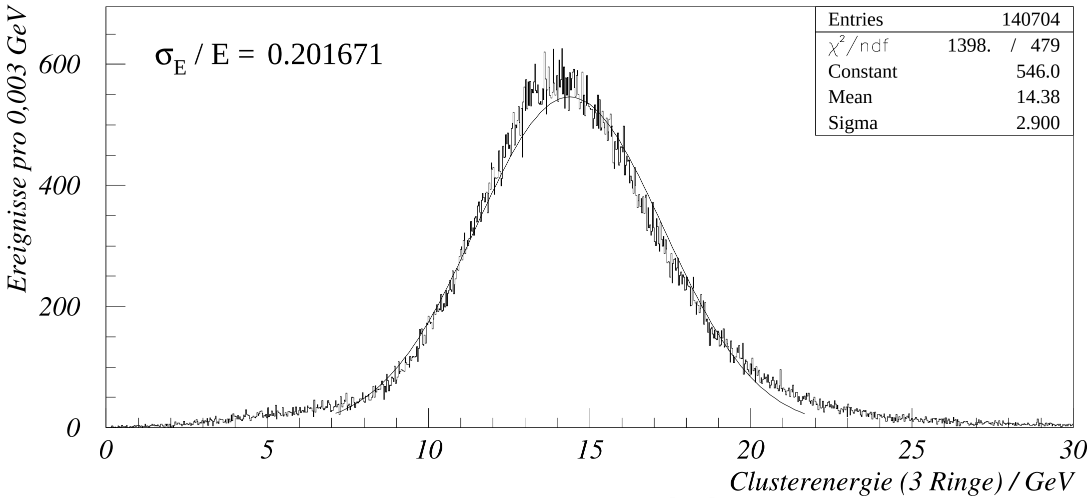
Dieses inhomogene lineare Gleichungssystem kann nun numerisch recht einfach durch Standard-Computerroutinen gelöst werden, womit dann alle Kalibrationskonstanten bestimmt sind.

Die Eleganz der Methode liegt darin, daß hier im Gegensatz zu den vorher beschriebenen Methoden alle Ereignisse gleichzeitig prozessiert werden. Dies ist einerseits vom statistischen Standpunkt her gesehen vorteilhaft, andererseits wird jetzt das Kalorimeter wirklich als „Ganzes “ betrachtet.

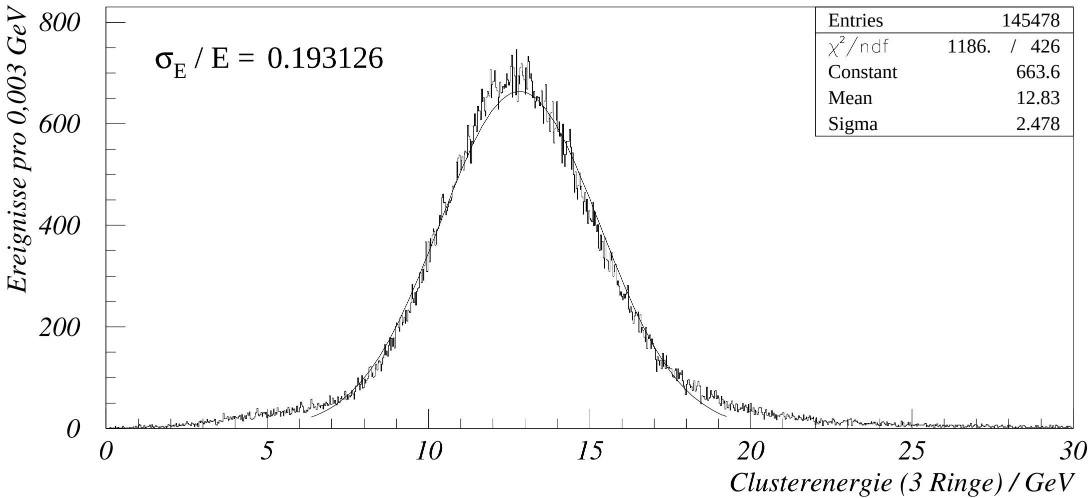
Aus der gemeinsamen Behandlung aller Module zugleich folgen aber auch einige Nachteile. Während bei der einzelnen Modulkalibration Probleme mit anderen Modulen keine Rolle spielen, muß man jetzt sicherstellen, daß im Laufe der Datennahme das Kalorimeter vollständig funktioniert. Außerdem summiert sich, wenn man die Signale aller Kalorimetermodule aufaddiert, auch das Rauschen relativ stark, was besonders bei kleinen Teilchenenergien einen beträchtlichen Anteil am Gesamtsignal hat. Um dies zu vermeiden, führt man die Summen in den Gleichungen 5.12 und 5.13 nicht über alle Ereignisse aus, sondern nur über jene, bei denen die den Indizes i und j entsprechenden Module sich innerhalb zweier oder dreier Ringe um den Schauermittelpunkt befinden.

5.3.4 Vergleich der Kalibrationsmethoden

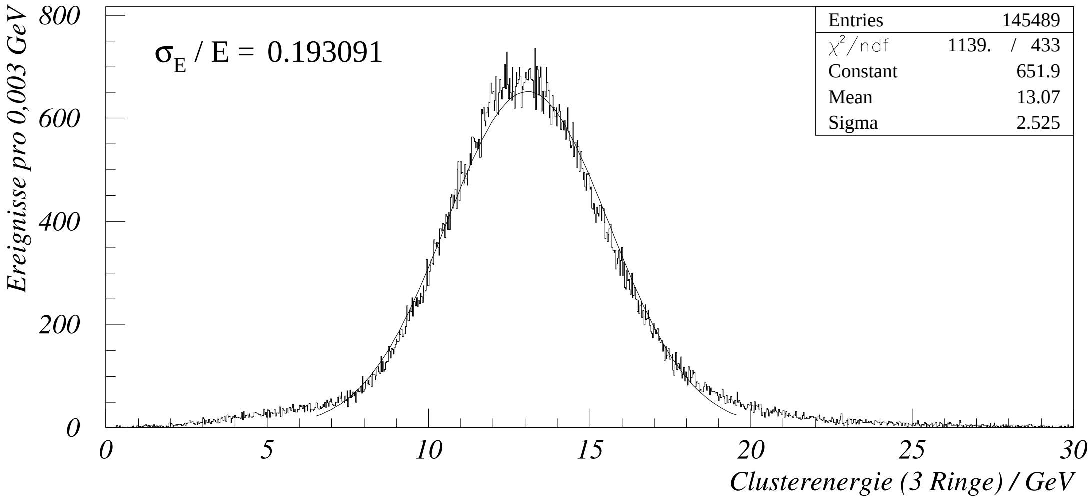
Nach einer Kalibration sollte idealerweise die ermittelte Energie eines Schauers unabhängig vom Auftreffpunkt des schauerauslösenden Teilchens sein.Diese Homogenität der Kalibration ist neben der Bedingung einer korrekten absoluten Eichung das Auswahlkriterium für die Anwendbarkeit der verschiedenen Methoden. In der Praxis ist



Containment-Methode



iterative Methode



Matrix-Methode

Abbildung 5.7: Vergleich der Kalibrationsmethoden. Die Energiespektren beinhalten jeweils alle aufgezeichneten pionischen Ereignisse der Energie 15 GeV, sofern ihre Auftreffpunkte in den inneren Modulen (ohne die zwei äußeren Ringe) des Kalorimeters liegen. Die absolute Energieskala ist noch nicht auf den Einfluß der unvollständigen Kompensation hin korrigiert.

es jedoch schwierig, aufgrund der modularen Struktur der Kalorimeterauslese (Zusammenfassung zu Hexagonen) und dem bei niedrigen Energien ungünstigen „Signal-zu-Rauschen-Verhältnis“ (*signal to noise ratio*) eine absolute Homogenität zu erreichen. Zusätzlich bewirken Leckverluste im Falle eines sich am Rande ausbreitenden Schauers, daß eine genaue Kalibration der äußeren Module zumindest bei hadronischen Schauern praktisch unmöglich ist.

Auswirkungen auf die Kalibration haben außerdem Schwankungen in den Verstärkungen der einzelnen Kalorimetermodule. Diese können jedoch mit einem Monitorsystem (s. Abschnitt 6) registriert und die Meßergebnisse somit darauf korrigiert werden, vorausgesetzt die Kalorimetermodule funktionieren einwandfrei und werden während der Datennahme in ihrem Aufbau nicht verändert.

Unter Berücksichtigung aller Ursachen für Inhomogenitäten zeigt die Analyse der Daten, daß die Matrixmethode die geeigneteste Vorgehensweise ist. Dies wird u. a. bei einem Vergleich der Energieauflösung (s. nächsten Abschnitt) für die drei beschriebenen Methoden deutlich (s. Abbildung 5.7). In den Energiespektren sind jeweils alle aufgezeichneten pionischen Ereignisse der Energie 15 GeV eingetragen, sofern ihre Auftreffpunkte nicht in den äußeren zwei Ringen des Kalorimeters liegen. Der Cluster wird dabei durch das getroffene Modul und zwei umgebende Ringe definiert. Da das Kalorimeter nicht vollständig kompensierend ist und da die Kalibration mit Elektronen durchgeführt wurde, ist die Energieskala bei allen drei Methoden zu kleineren Energien hin verschoben.

Die Matrix-Methode muß jedoch bei den äußeren Modulen (aufgrund der Leckverluste) und bei jenen, für welche nicht genügend Daten bei vollständig funktionierendem Kalorimeter vorhanden sind, mit Hilfe der *Containment*-Methode modifiziert werden. Die iterative Methode ergibt annähernd so gute Resultate, ist aber wegen der deutlich größeren erforderlichen Rechenzeit nicht vorteilhaft. Für einige Module weichen die Kalibrationskonstanten der *Containment*-Methode von denen der anderen beiden ab. Dies liegt hauptsächlich daran, daß das zu kalibrierende Modul teilweise nicht genau in der Mitte getroffen wurde, und somit der Schauer nicht wie angenommen fast vollständig seine Energie im zentralen Modul deponierte.

Ein weiterer Vorteil der Matrixmethode ist es, daß sie auch für hadronische Schauer anwendbar ist. Weil der hadronische Schauer eine größere Ausdehnung hat, können somit jedoch nur Kalibrationskonstanten für die inneren Module bestimmt werden. Außerdem sind diese Konstanten wegen der notwendigen Summation über mehrere Module deutlich mehr durch das Rauschen beeinflußt als die Ergebnisse, die man mit Elektronen erhält. Ein Vergleich der durch Elektronen und der durch Hadronen bestimmten Kalibrationskonstanten für zwölf innere Module (s. Abbildung 5.8), für die genügend Daten aufgezeichnet wurden, zeigt, daß sie recht gut (auf etwa 5%) übereinstimmen.

Die endgültigen Kalibrationskonstanten wurden durch Anwendung der Matrixmethode auf die elektronischen Ereignisse bestimmt. Dabei wurde die Energie nur über zwei Ringe um den Auftreffpunkt herum (siehe vorhergehenden Abschnitt) aufsummiert, um den Einfluß des Rauschens möglichst gering zu halten. Jener wurde auf etwa 5% des eigentlichen Schauersignals bestimmt und somit die Kalibrationskonstanten um einen Faktor 1,05 korrigiert. Abweichend hiervon wurden die Kalibrationskonstanten der äußeren Module und die drei innerer Module, für welche nicht genügend

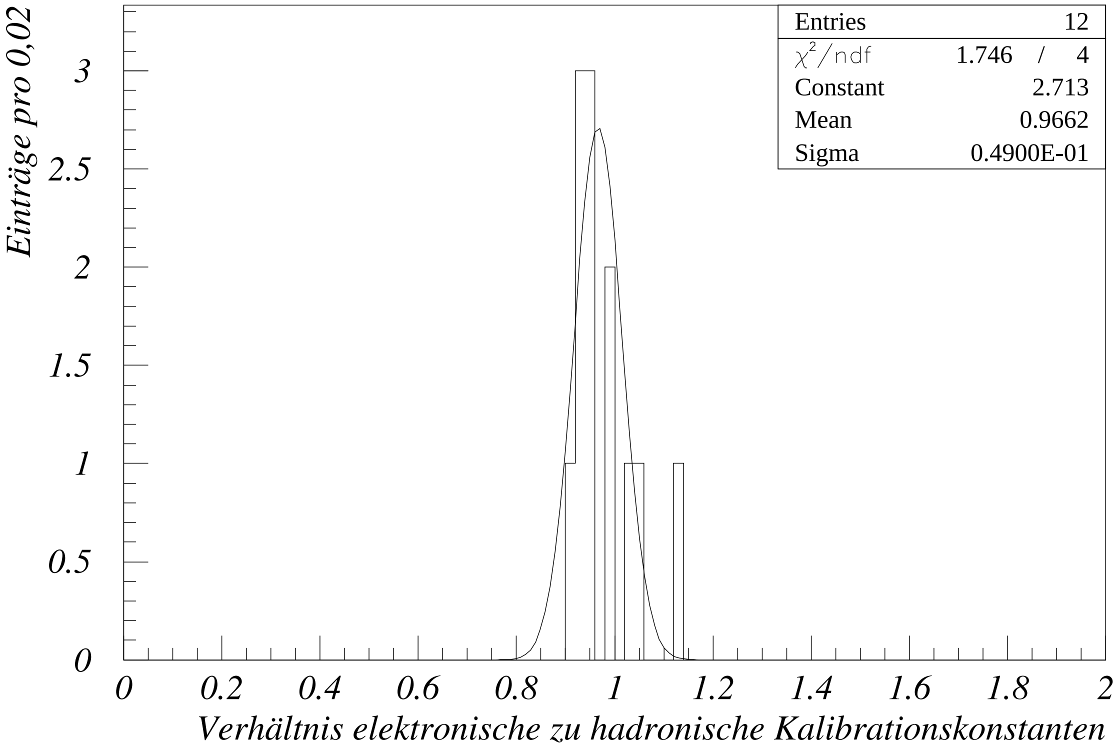


Abbildung 5.8: Vergleich der durch Elektronen und der durch Hadronen bestimmten Kalibrationskonstanten (Matrixmethode). Eingetragen sind die Verhältnisse der Kalibrationskonstanten von zwölf inneren Modulen, für die genügend Daten vorliegen. Die Konstanten sind noch nicht auf den Energiebeitrag des Rauschens hin korrigiert, so daß das Maximum der Verteilung nicht bei $1/1,1 = 0,91$ *(s. u.) liegt.*

Daten auf Magnetband abgespeichert wurden, mit Hilfe der *Containment*-Methode bestimmt. Aufgrund der nicht vollständigen Kompensation des Kalorimeters, was bei einer Schauerenergie von 15 GeV einen Effekt von etwa 10% bedeutet [ACO91a], wurden für die hadronischen Ereignisse in diesem Energiebereich alle Kalibrationskonstanten mit einem zusätzlichen Faktor von 1,1 multipliziert. Das Integral der Signalgrößen wurde dabei immer durch 16 Digitalisierungsschritte (s. o.) angenähert.

Die Kalibrationskonstanten für elektromagnetische Teilchen sind in der Tabelle 5.1 angegeben. Für Hadronen sind diese Konstanten aufgrund der nicht absoluten Kompensation des Kalorimeters mit einen Korrekturfaktor zu modifizieren. Man beachte, daß der Korrekturfaktor von 1,1 nur für Hadronen einer Teilchenenergie von etwa 15 GeV gilt, da für andere Energien der Einfluß der nicht vollständigen Kompensation verschieden ist. So beträgt bei einer Teilchenenergie von 150 GeV der Unterschied zwischen den Signalgrößen von Elektronen und Hadronen nur noch etwa 5% [ACO91a].

Die Homogenität der endgültigen Kalibration ist in Abbildung 5.9 und 5.10 für hadronische wie auch elektronische Ereignisse dargestellt. Ein Eintrag in den Diagrammen entspricht jeweils der gemittelten Energie von Teilchenschauern, die ein

Modulnummer	Kalibrationskonstante für Elektronen $\left[\frac{\mathrm{GeV}}{9{,}6\,\mathrm{V}\cdot\mathrm{ns}}\right]$	Modulnummer	Kalibrationskonstante für Elektronen $\left[\frac{\mathrm{GeV}}{9{,}6\,\mathrm{V}\cdot\mathrm{ns}}\right]$
1	36,58	39	46,01
2	43,89	40	45,87
3	30,05	41	42,61
4	28,06	42	41,93
5	47,25	43	46,74
6	44,22	44	51,42
7	41,07	45	51,98
8	45,35	46	54,11
9	46,56	47	49,99
10	42,24	48	53,22
11	43,63	49	46,20
12	47,72	50	44,24
13	47,67	51	42,40
14	48,88	52	48,50
15	45,57	53	44,68
16	47,47	54	47,30
17	27,91	55	39,39
18	43,29	56	44,90
19	47,82	57	48,07
20	43,89	58	37,04
21	41,72	59	47,64
22	44,83	60	48,74
23	47,07	61	51,29
24	46,78	62	39,65
25	42,57	63	50,24
26	49,81	64	27,24
27	48,52	65	43,24
28	48,39	66	48,39
29	45,93	67	46,59
30	36,76	68	50,03
31	50,20	69	47,00
32	46,34	70	50,62
33	44,78	71	48,18
34	48,23	72	47,60
35	46,54	73	47,69
36	44,34	74	44,23
37	52,35	75	44,88
38	50,38		

Tabelle 5.1: Kalibrationskonstanten der einzelnen Module. Angegeben sind jeweils die Kalibrationskonstanten für elektromagnetische Teilchen.

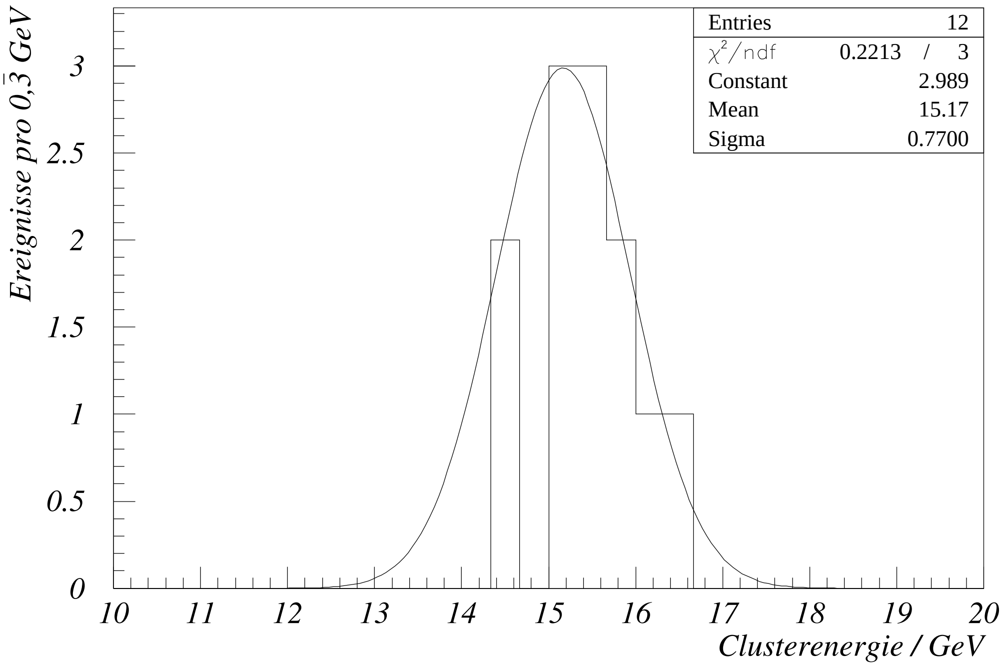


Abbildung 5.9: Homogenität der Kalibration für Hadronen. Aufgetragen sind die gemessenen mittleren Energien für 12 verschiedene zentrale Module bei auftreffenden Pionen der Energie 15 GeV.

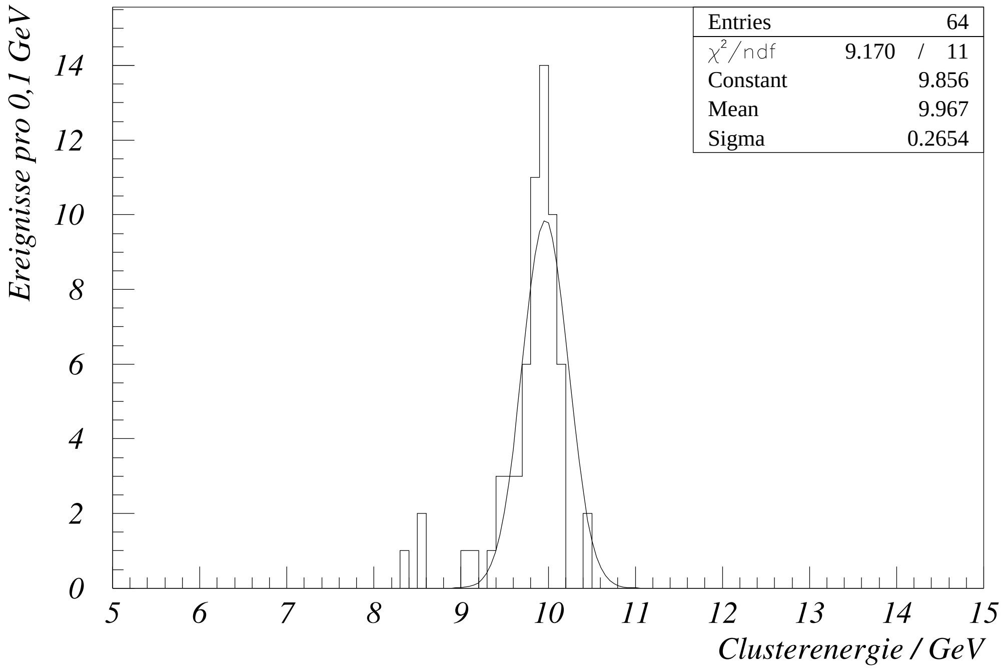


Abbildung 5.10: Homogenität der Kalibration für Elektronen. Aufgetragen sind die gemessenen mittleren Energien für 64 verschiedene Module bei auftreffenden Elektronen der Energie 10 GeV.

gemeinsames zentrales Modul besitzen. Während nur für zwölf Module genügend hadronische Daten aufgenommen wurden, sind alle 75 Module im Verlauf der Testmessungen mit Elektronen beschossen worden. Abbildung 5.10 umfaßt jedoch nur 64 Module, da für die übrigen die aufgezeichneten Daten korrupt sind bzw. zeitweilige Fehlfunktionen dieser Module nachträglich eine sinnvolle Mittelung der Energiesignale erschweren. Aufgrund der schlechteren Auflösung des Kalorimeters bei geringeren Energien (besonders für Hadronen) und der beschränkten Menge der zur Verfügung stehenden Daten spiegeln diese Abbildungen nicht direkt die Güte der absoluten Kalibration wider. Zieht man dies zusätzlich in Betracht, so kann die Genauigkeit der relativen Kalibration zwischen den Modulen auf etwa 2% abgeschätzt werden.

5.4 Energieauflösung

Da während der Testmessungen nur Teilchenstrahlen geringer Energie zur Verfügung standen, kann die Energieauflösung des Kalorimeters nicht in einem umfangreichen, zufriedenstellenden Maße studiert werden. So ist es z. B. unmöglich, die Abhängigkeit der Energieauflösung von der Energie zu analysieren, eine der wichtigsten Charakterisierungen eines Kalorimeters. Mit Hilfe der Ergebnisse der alten Testmessungen der *LAA*-Kollaboration kann man jedoch versuchen, die Auflösung bei hohen Energien – welche beim Einsatz bei *HERA* auftreten – grob abzuschätzen. Die Abhängigkeit der Energieauflösung von der Schauerenergie läßt sich für gewöhnliche Kalorimeter durch die Funktionen

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b \quad \text{bzw.} \tag{5.16}$$

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \frac{a'}{\sqrt{E}} \oplus b' \tag{5.17}$$

beschreiben, wobei a und b bzw. a' und b' Konstanten (mit Einheiten $\% \cdot \sqrt{\mathrm{GeV}}$ bzw. %) sind und das mathematische Zeichen $\oplus$ die quadratische Addition darstellt. Je nach Grad der Korrelation zwischen dem Fehler, welcher zu $(\sqrt{E})^{-1}$ proportional ist und hauptsächlich auf den statistischen Fehler aufgrund der Diskretisierung des Schauers in einzelne Schauerteilchen (der nach *Poisson* mit der Quadratwurzel aus der Anzahl der Teilchen und somit auch mit $\sqrt{E}$ skaliert) basiert, und dem konstanten, nicht von der Energie abhängenden Fehler b, ist eine der beiden Funktionen der anderen vorzuziehen.

Aufgrund der Verschiedenartigkeit von hadronischen bzw. elektromagnetischen Schauern (s. Abschnitt 4.1) unterscheidet sich die Güte der Auflösung bei unterschiedlich wechselwirkenden Teilchen deutlich.

5.4.1 Energieauflösung für Elektronen

In den Abbildungen 5.11 und 5.12 sind die Verteilungen der ermittelten Energien für

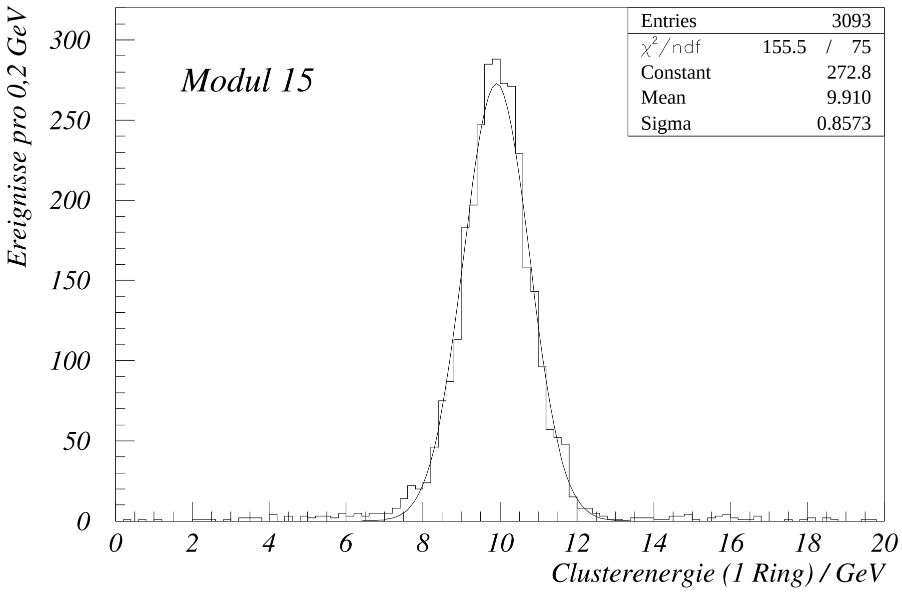


Abbildung 5.11: Elektromagnetische Energieauflösung eines einzelnen Moduls für Elektronen einer Energie von 10 GeV. Der Cluster wird durch das getroffene Modul und einen Ring um ihn definiert. Die Abweichung zwischen der Lage des Maximums und der Teilchenenergie von 10 GeV ist darauf zurückzuführen, daß der Schauer nicht vollständig im Cluster enthalten ist.

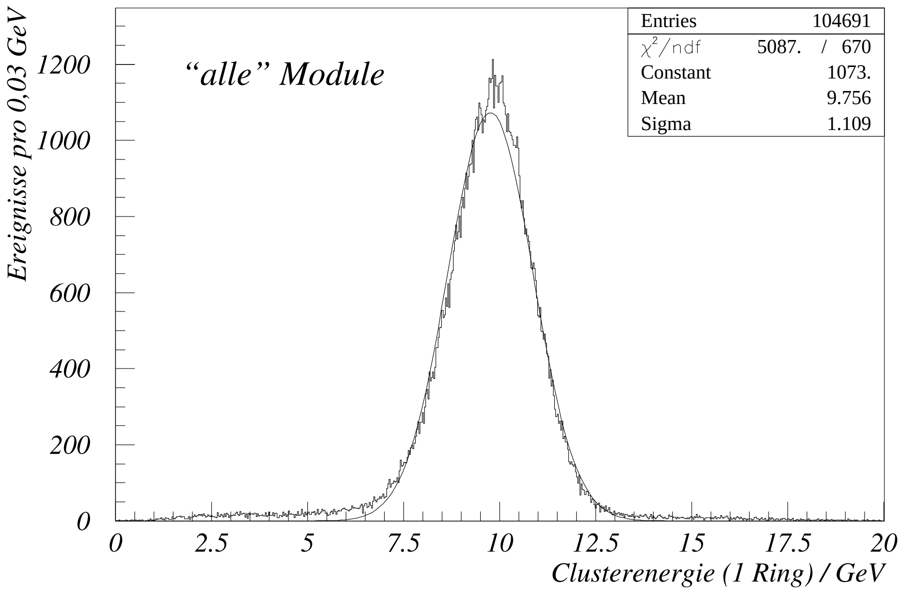


Abbildung 5.12: Elektromagnetische Energieauflösung des ganzen Kalorimeters für Elektronen einer Energie von 10 GeV. Dargestellt sind alle Ereignisse mit Ausnahme derjenigen, für die das getroffene Modul am Rand des Kalorimeters liegt. Der Wert des Maximums ist aufgrund der Clusterdefinition (s. o.) und aufgrund von Leckverlusten zu kleineren Energien verschoben.

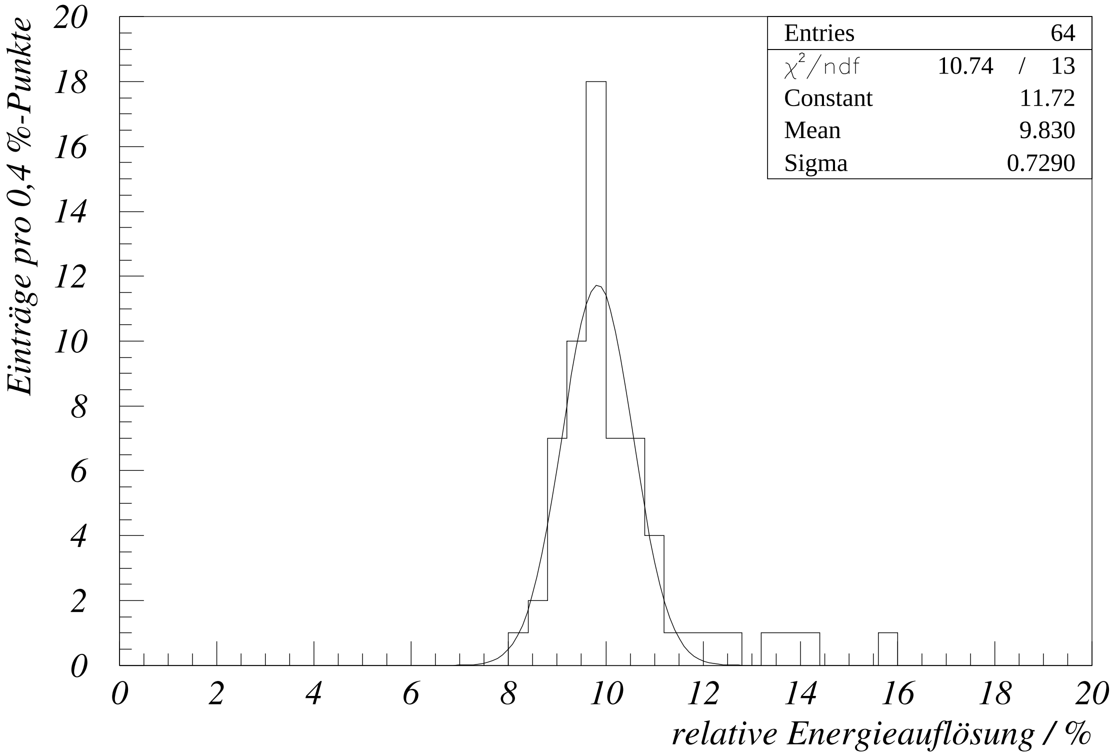


Abbildung 5.13: Verteilung der elektromagnetischen Energieauflösung für verschiedene Module bei einer Teilchenenergie von 10 GeV.

auftreffende Elektronen der Energie 10 GeV dargestellt, jeweils für diejenigen Ereignisse, die dasselbe zentrale Modul haben, wie für die Gesamtheit aller Ereignisse, deren Auftreffpunkte nicht in einem Randmodul des Kalorimeters liegen.

Beide Verteilungen sind in etwa gaußförmig, so daß sie sich durch eine Glockenfunktion annähern lassen, deren Standardabweichung definitionsgemäß gleich der Energieauflösung σ_E ist. Somit ergibt sich aus Abbildung 5.11 die relative Energieauflösung eines einzelnen Moduls, genauergenommen des Moduls 15, bei einer Teilchenenergie von 10 GeV zu

$$\frac{\sigma_E(10\,\mathrm{GeV})}{E} = 8,7\% \ . \tag{5.18}$$

Nicht alle Module haben eine entsprechend gute Auflösung[3]. In Abbildung 5.13 ist die Verteilung der relativen Energieauflösung für 64 Module (jene für welche genügend gute Daten aufgenommen wurden) dargestellt. Die Auflösung eines durchschnittlichen Kalorimetermoduls liegt mit

$$\frac{\sigma_E(10\,\mathrm{GeV})}{E} = (9,8 \pm 0,7)\% \tag{5.19}$$

---

[3] Zugegebenermaßen ist mit Modul 15 eines der am besten funktionierenden Module ausgesucht worden.

etwas höher als die für Modul 15, u. a. auch deswegen, weil für die äußeren Module Leckverluste auftreten. Aufgrund der eingeschränkten Homogenität der Kalibration ist die Energieauflösung des Kalorimeters bei Betrachtung „aller“ Ereignisse deutlich schlechter (s. Abbildung 5.12):

$$\frac{\sigma_E(10\,\mathrm{GeV})}{E} = 11.4\% \,. \tag{5.20}$$

Ausgehend von der durchschnittlichen Auflösung eines Moduls (s. Gleichung 5.19) kann die Abhängigkeit der elektromagnetischen Energieauflösung des Kalorimeters *FNC* von der Schauerenergie mittels der Gleichungen 5.16 und 5.17 auf

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \frac{(29,8 \pm 4,1)\%}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}} + (1,2 \pm 0,5)\% \quad \text{bzw.} \tag{5.21}$$

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \frac{(30,3 \pm 2,9)\%}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}} \oplus (2,0 \pm 0,5)\% \tag{5.22}$$

abgeschätzt werden, wobei für die konstanten Terme die gleichen Werte (jedoch mit zehn mal so großen Fehler) wie bei den früheren Testmessungen des *LAA*-Projektes [ACO91a] angenommen wurden.

Diese grobe Abschätzung sollte jedoch nicht zu ernst genommen werden, da aufgrund der niedrigen Energie des Teststrahles und der verwendeten Elektronik (s. Abschnitt 5.4.3) für höhere Energien eine wesentlich bessere Funktionsweise des Kalorimeters zu erwarten ist.

5.4.2 Energieauflösung für Hadronen

Die Energieauflösung eines Kalorimeters – auch eines für Hadronen speziell konstruierten – ist für Hadronen immer deutlich höher. Dies ist zum einen auf die niemals vollständige Kompensation, zum anderen auf Fluktuationen bei hadronischen Schauern und ihrer größeren Ausdehnung, wodurch sich die Energie auf mehrere Module verteilt, zurückzuführen.

Für Pionen der Energie 15 GeV beträgt die relative Energieauflösung des Neutronenkalorimeters *FNC* für einzelne Module (vgl. Abbildung 5.16)

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = (19,1 \pm 1,8)\% \,. \tag{5.23}$$

Einige Module haben jedoch eine deutlich bessere Auflösung, wie z. B. Modul 3 (s. Abbildung 5.14) mit

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = 15,8\% \,. \tag{5.24}$$

Für die Energieauflösung des gesamten Kalorimeters ergibt sich ebenfalls

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = 19,1\% \,. \tag{5.25}$$

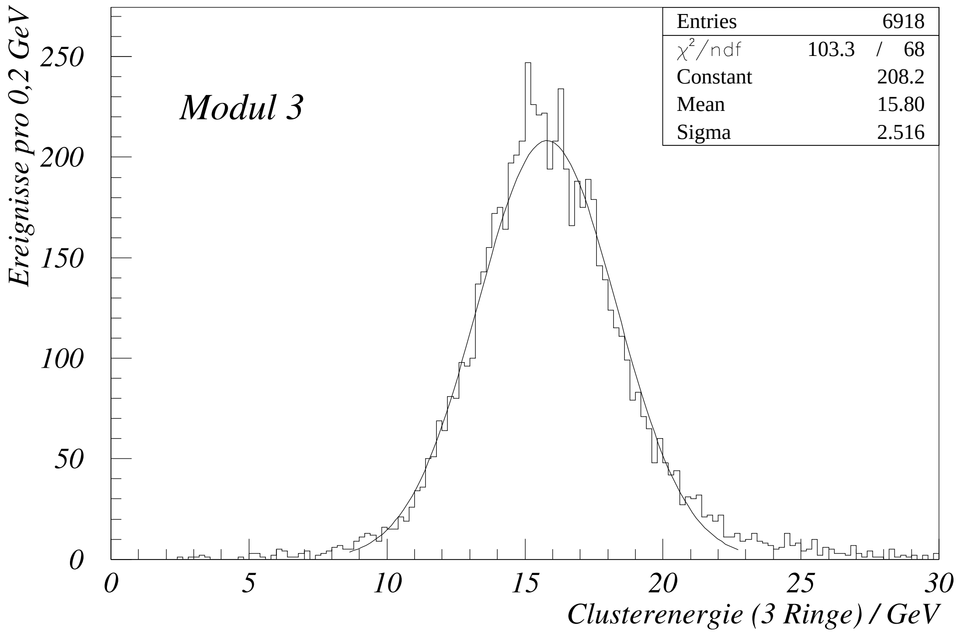


Abbildung 5.14: Hadronische Energieauflösung eines einzelnen Moduls für Pionen einer Energie von 15 GeV. Der Cluster wird durch das getroffene Modul und drei Ringe um ihn definiert. Die Abweichung der Clusterenergie von 15 GeV ist auf das aufsummierte Rauschen zurückzuführen.

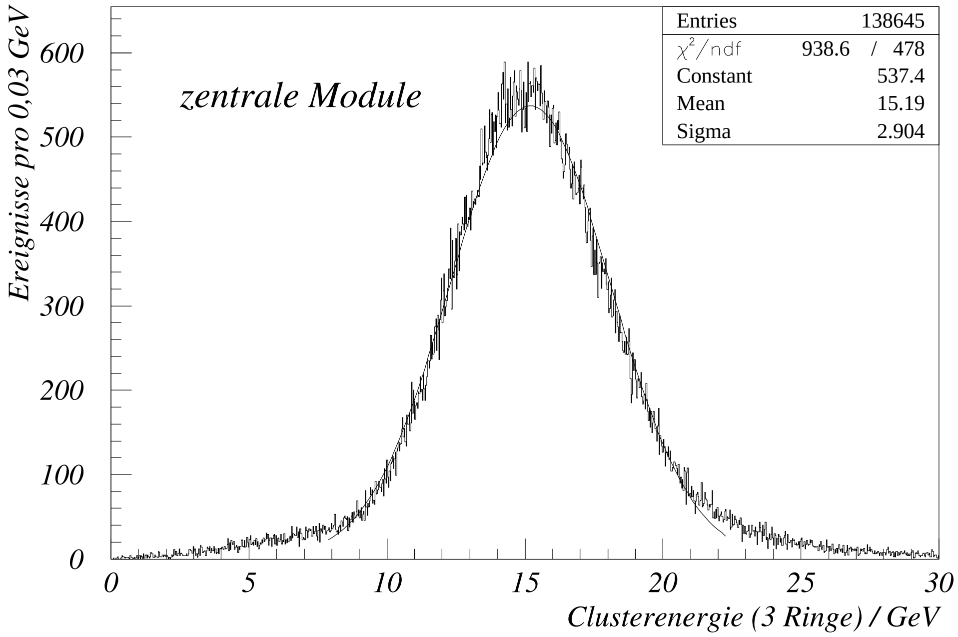


Abbildung 5.15: Hadronische Energieauflösung des ganzen Kalorimeters für Pionen einer Energie von 15 GeV. Das Histogramm beinhaltet alle Ereignisse, für die mindestens zwei vollständige Ringe um das zentrale Modul vorhanden sind.

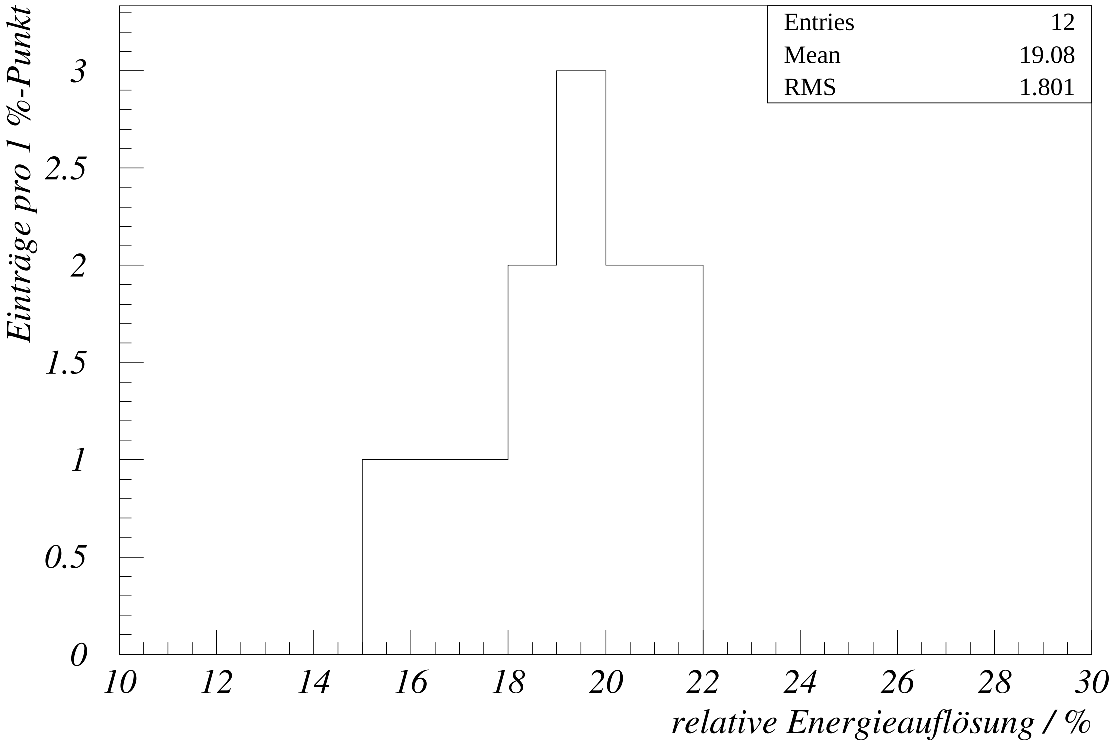


Abbildung 5.16: Verteilung der hadronischen Energieauflösung für verschiedene Module bei einer Teilchenenergie von 15 GeV.

Diesen Wert erhält man, wenn man alle aufgenommenen pionischen Ereignisse der Energie 15 GeV in ein gemeinsames Histogramm aufträgt, sofern um das jeweils getroffene Modul noch zwei Ringe aus Modulen im Kalorimeter enthalten sind. Auf diese Weise vermeidet man laterale Leckverluste, die mehr als 20% der Gesamtenergie betragen [ACO91a].

Wie im elektromagnetischen Fall, aber auch mit derselben Einschränkung der Aussagekraft, kann man versuchen, die relative Energieauflösung auf höhere Energien zu extrapolieren, und erhält

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \frac{(64,2 \pm 10,8)\%}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}} + (2,5 \pm 1,0)\% \quad \text{bzw.} \tag{5.26}$$

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \frac{(72,2 \pm 8,0)\%}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}} \oplus (4,1 \pm 1,0)\% \ , \tag{5.27}$$

wobei für die konstanten Terme die Ergebnisse der LAA-Testmessungen [ACO91a] – wiederum mit einem zehnmal größeren Fehler – angesetzt wurden.

5.4.3 Vergleich der ermittelten Energieauflösung mit älteren Testmessungen

Die Testmessungen der *LAA*-Kollaboration am *SPACAL*-Prototypen ergaben im Gegensatz zu denen am umgebauten Kalorimeter, dem *FNC*, deutlich bessere Ergebnisse [ACO91a]. Für Elektronen wurde die relative Energieauflösung zu

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \frac{(12,9 \pm 0,3)\%}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}} + (1,23 \pm 0,05)\% \quad \text{bzw.} \tag{5.28}$$

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \frac{(15,7 \pm 0,2)\%}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}} \oplus (1,99 \pm 0,05)\% \tag{5.29}$$

bestimmt, für Pionen (und somit in etwa auch für die übrigen Hadronen) zu

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \frac{(27,7 \pm 0,4)\%}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}} + (2,5 \pm 0,1)\% \quad \text{bzw.} \tag{5.30}$$

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \frac{(33,9 \pm 0,4)\%}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}} \oplus (4,1 \pm 0,1)\% \; . \tag{5.31}$$

Bei niedrigeren Energien und besonders hierbei im hadronischen Fall spiegelt die quadratische Anpassung, die in diesem Bereich merklich höhere Werte als der lineare Fit ergibt, die Meßdaten deutlich besser wider.

Die Auflösung des Kalorimeters ist also in der jetzigen Form etwa um einen Faktor zwei schlechter, was ein überaus signifikanter Unterschied ist und somit eine eingehende Begründung verlangt. Die neue Form des Kalorimeters und der damit verbundene Abtrag und teilweise Neubau der Blei-Szintillator-Matrix kann, obwohl sie auf den ersten Blick die größte Veränderung am Kalorimeter darstellt, kaum dafür verantwortlich sein, da Module, die in ihrer Struktur erhalten blieben, dieselben Ergebnisse aufweisen wie diejenigen, die vollkommen neu gebaut wurden.

Die Hauptursache für die schlechtere Funktionsweise des Kalorimeters liegt vielmehr in der veränderten elektronischen Auslese.

Bei den *LAA*-Testmessungen wurden konventionelle, ladungsintegrierende 12 bit ADCs[4] verwendet, wobei die Photomultipliersignale geteilt und durch jeweils zwei ADC-Kanäle digitalisiert wurden, einmal als ursprüngliches Signal und einmal als um einen Faktor zehn verstärktes. Damit erreicht man eine effektive Auflösung der Digitalisierung von 15 bis 16 bit. Zusätzlich wurde die Hochspannung der Photomultiplier so eingestellt, daß die Signale der verschiedenen Kalorimetermodule den dynamischen Bereich der ADCs vollständig ausnutzen, d. h. für das zentrale Modul, auf das der Teilchenstrahl auftrifft, wird eine geringere Verstärkung als für den ersten umgebenden Ring aus Modulen eingestellt, für diesen eine geringere als beim zweiten usw. Somit ist also die auslesende Elektronik optimal auf die Schauerform im Kalorimeter eingestellt. Ohne den Wert dieser Messungen geringzuschätzen, sollte hier jedoch erwähnt

---

[4] *LeCroy*-System 2280 mit ADC-Karten 2282E

sein, daß obige Vorgehensweise der Realität eines Einsatz als Detektor in einem wirklichen Experiment keineswegs entspricht, es sei denn, man weiß von vornherein genau, daß alle Ereignisse auf ein einziges Modul auftreffen. Zweck der *LAA*-Kollaboration war es ja auch „nur“, die potentiellen Möglichkeiten eines Spaghettikalorimeters auf Blei-Szintillator-Basis zu studieren. Für den experimentellen Einsatzes eines Kalorimeters spielt jedoch neben der intrinsischen Auflösung des Detektors die Auflösung der auslesenden Elektronik eine entscheidende Rolle.

Wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben, wurden während der Teststrahlmessungen am neuen *FNC* nur 8 bit FADCs benutzt, wie sie auch beim künftigen Einsatz im Experiment *H1* Verwendung finden. Diese ADCs haben jedoch aufgrund ihrer nichtlinearen Sensitivität bei niedrigeren Signalen eine Auflösung, die der von 10 bit ADCs in etwa entspricht. Während der Teststrahlmessungen hatten diese ADCs einen dynamischen Bereich von 0,4 V, ein Vielfaches der maximal auftretenden Signalspannung bei schauernden Elektronen der Energie 10 GeV von etwa $U_{max} = 50\,\mathrm{mV}$. Damit reduziert sich der effektiv genutzte dynamische Bereich auf etwa 6 bit, was einen Fehler bei einer einzelnen Messung der Maximalspannung von $\sigma_U \approx 1,6\%$ zur Folge hat. Will man nun das ganze Signal, welches etwa 150 ns lang ist, digitalisieren, so benötigt man etwa 16 aufeinanderfolgende Spannungsmessungen, die der FADC in einem Abstand von $\Delta t = 9,6\,\mathrm{ns}$ liefert. Da nun für das aufintegrierte (aufsummierte) Signal $\mathcal{S} \approx 4U_{max} \cdot 9,6\,\mathrm{ns}$ gilt, kann der Fehler aufgrund der Digitalisierung des Signals auf etwa 2,5% abgeschätzt werden [TOD96]. Zusätzliche Fehler entstehen dadurch, daß zum einen das gesamte Signal nicht vollständig in dem Zeitfenster der Digitalisierung liegt (Fehlerbeitrag $\sim 1\%$), und zum anderen der Beginn des Kalorimetersignals zeitlich nicht perfekt mit den Digitalisierungsschritten des FADCs synchronisiert werden kann (Beitrag ebenfalls $\sim 1\%$). Insgesamt kann man damit den gesamten Fehlerbeitrag durch die Verwendung des FADCs während der Testmessungen grob auf $\sim 3\%$ abschätzen.

Geht man von einer relativen Energieauflösung des Kalorimeters bei einer optimalen elektronischen Auslese für Elektronen der Energie 10 GeV von 6% aus, wie es die *LAA*-Kollaboration gemessen hat, so wird diese Auflösung alleine durch den Einsatz des FADCs während der neuen Testmessungen um fast einen Prozentpunkt verschlechtert.

5.5 Messung des Teilchenauftreffpunktes

Die modulare Struktur des Kalorimeters und die getrennte Auslese aller Module erlaubt es, über die Schauerausbreitung und die damit verbundene Aufteilung der deponierten Energie den Teilchenauftreffpunkt zu bestimmen. Als erste Näherung benutzt man dafür die Schwerpunktsmethode (*center-of-gravity, cog*). Im y-z-Koordinatensystem des Kalorimeters berechnet sich die Lage des Schauerschwerpunktes über

$$y_{cog} = \frac{\sum_{i=1}^{n} E_i y_i}{\sum_{i=1}^{n} E_i} \quad \text{und} \tag{5.32}$$

$$z_{cog} = \frac{\sum_{i=1}^{n} E_i z_i}{\sum_{i=1}^{n} E_i} , \tag{5.33}$$

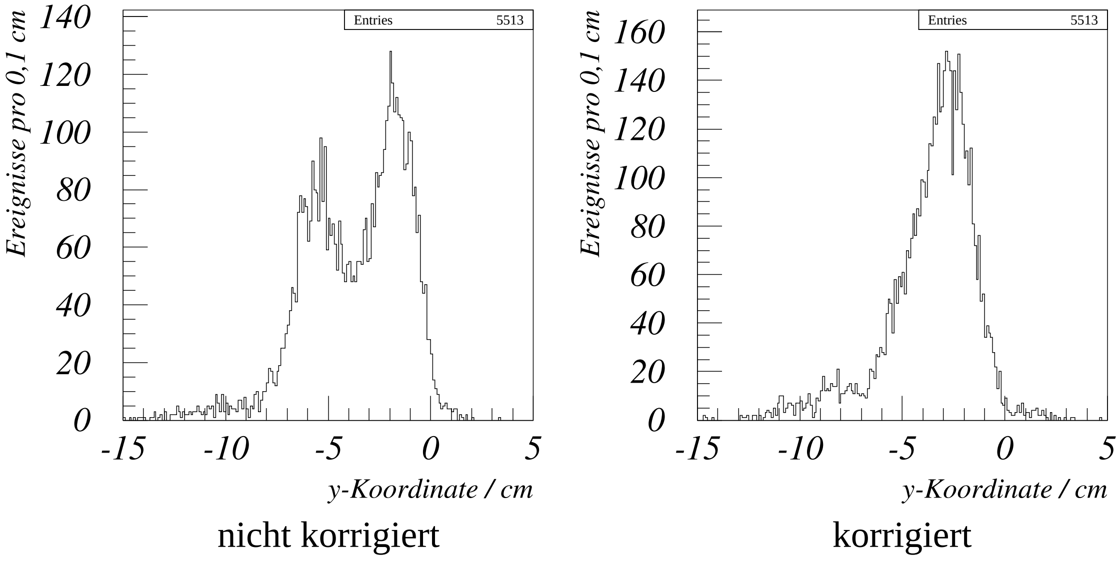


Abbildung 5.17: Rekonstruktion des Auftreffpunktes am Rande eines Kalorimetermoduls. Dargestellt sind links die Energieschwerpunkte, rechts die ermittelten Schauermittelpunkte für Pionen der Energie 15 GeV, die das Kalorimeter am linken Rand von Modul 14 treffen.

wobei E_i die deponierte Energie im Modul i, y_i und z_i die Mittelpunktskoordinaten des jeweiligen Moduls darstellen. Aufgrund der begrenzten Ausdehnung elektromagnetischer Schauer ist es bei Elektronen nur sinnvoll, die Summe über das zentrale Modul und einen umgebenden Ring auszuführen, während man bei Hadronen vorteilhafterweise zwei bzw. drei umgebende Ringe mit einbezieht.

Der so ermittelte Auftreffpunkt ist jedoch aufgrund der hexagonalen Anordnung der Module und der Form des Schauerprofils systematisch zu den Mittelpunkten der Hexagone und zu den Mittelsenkrechten ihrer Kanten hin verschoben. Dies gilt besonders im elektromagnetischen Falle, da hier die Summe über nur sieben Module ausgeführt wird, und somit der ermittelte Energieschwerpunkt stark von der geometrischen Anordnung der Module abhängt.

Doch auch bei hadronischen Schauern ist der Effekt dieser Verschiebung deutlich bemerkbar. Betrachtet man z. B. die ermittelten Koordinaten bei einem Teilchenbeschuß der Randregion eines Moduls, so wird die ursprüngliche, in erster Näherung gaußförmige Verteilung der wirklichen Auftreffpunkte auf zwei verschiedene getroffene Regionen abgebildet (vergleiche dazu linke Seite der Abbildung 5.17). Lenkt man den Teilchenstrahl auf den Rand zwischen zwei Modulen, so wird einmal das eine, einmal das andere getroffen. Also wird der errechnete Mittelpunkt auf zwei entgegengesetzte Seiten (die Mittelpunkte der beiden Module) hin verschoben, was zwei Maxima in der Verteilung der ermittelten Koordinate zur Folge hat.

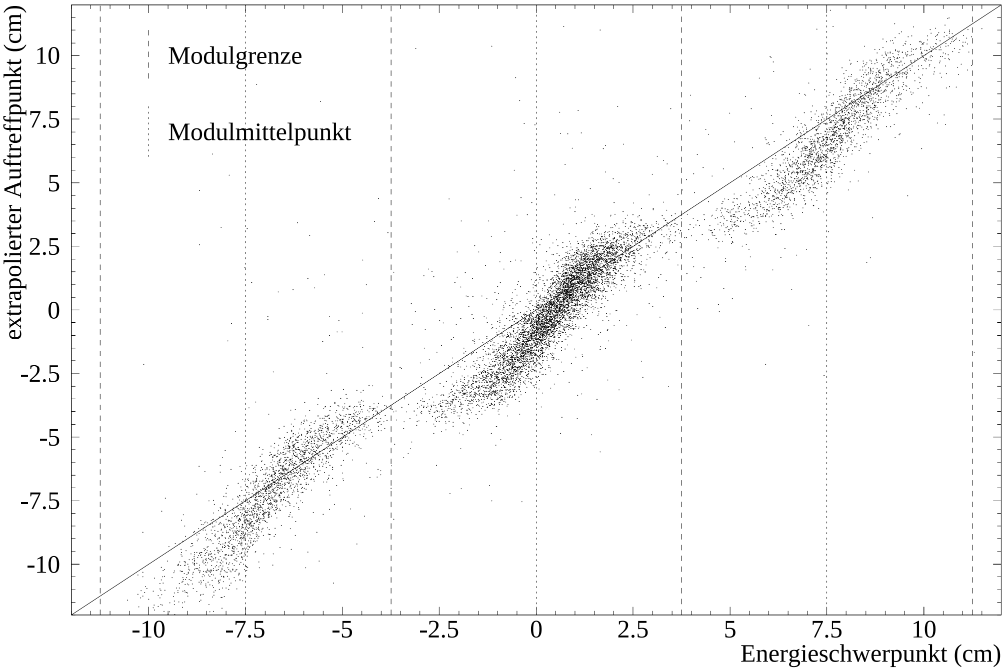


Abbildung 5.18: Abweichung des Energieschwerpunktes eines hadronischen Schauers vom extrapolierten Auftreffpunkt. Die dargestellten Daten stammen von Protonen aus Λ-Zerfällen, gemessen beim Experiment WA89 *[BEC93].*

5.5.1 Korrektur des Energieschwerpunktes

Man kann nun jedoch die Koordinaten des Energieschwerpunktes auf den oben beschriebenen systematischen Fehler hin korrigieren. Dazu bieten sich zwei in ihrem Ansatz vollkommen verschiedene Vorgehensweisen an.

Eine empirisch bestimmte Korrekturfunktion

Betrachtet man ein großes statistisches Ensemble von Ereignissen und vergleicht man den durch hochauflösende Spurkammern extrapolierten Auftreffpunkt des Teilchens mit dem Energieschwerpunkt seines Schauers (s. Abbildung 5.18), so erkennt man eine für alle Module gleiche systematische Abweichung. Es sollte deutlich erwähnt sein, daß hierbei der Energieschwerpunkt für elektromagnetische wie auch hadronische Schauer nur über die Energiedeposition im zentralen Modul und *einen* umgebenden Ring definiert wird. Im hadronischen Fall geht durch diese Beschränkung einige Information verloren. Sie ist aber für die Anwendung dieser Korrektur notwendig. Die Verteilung der Abweichung des Energieschwerpunktes läßt sich in einem speziellen Koordinatensystem, dem ein einzelner Sextant der hexagonalen Module zugrunde liegt[5], durch eine Funktion angleichen, mit der dann die Koordinaten des jeweiligen Energieschwerpunktes korrigiert werden können. Diese Funktion ist jedoch stark von der Art

---

[5] Eine ausführliche Beschreibung dieser Koordinatentransformation befindet sich in [ACO91].

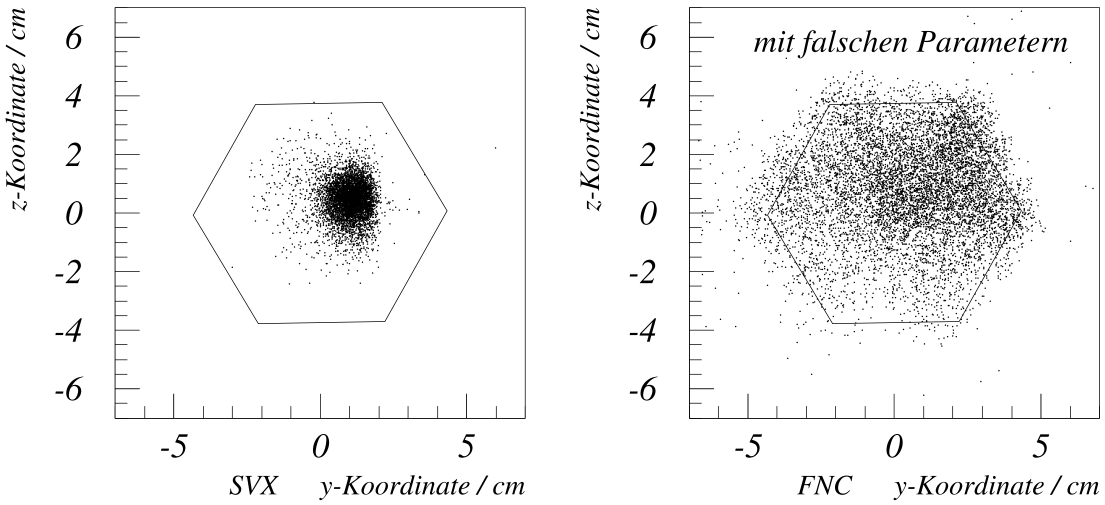


*Abbildung 5.19: Auswirkungen einer empirischen Korrektur auf den Energieschwerpunkt für Pionen der Energie 15 GeV. Dargestellt sind links die mit Silizium-Vertex-Detektoren (*SVX*) extrapolierten Koordinaten, rechts der „korrigierte" Energieschwerpunkt im Kalorimeter* FNC. *Die Korrekturfunktion wurde mit 80 GeV Pionen [ACO91] ermittelt. Die Verteilung der rekonstruierten Auftreffpunkte zeigt, daß die Korrektur nicht auf energetisch niedrigere Schauer übertragbar ist.*

des Schauers (elektromagnetisch oder hadronisch) und auch – zumindest im hadronischen Fall – von der Teilchenenergie abhängig, da der elektromagnetische Anteil im hadronischen Schauer mit der Energie variiert.

So gelang es nicht, die Resultate der *LAA*-Kollaboration [ACO91] für Pionen der Energie 80 GeV als Korrektur auf die Energieschwerpunkte von 15 GeV Pionen anzuwenden. Abbildung 5.19 zeigt, daß die Korrektur deutlich zu groß ist und den Auftreffpunkt zu weit zum Rande des Hexagons hin verschiebt. Eine Bestimmung passender Parameter für die Korrekturfunktion aus den neuen Teststrahldaten bei 15 GeV ist wegen mangelnder Statistik leider nicht möglich.

Bestimmung des Auftreffpunktes mittels des Schauerprofils

Kennt man das laterale Profil eines Schauers im Kalorimeter, so läßt sich der Schauermittelpunkt – und somit der Auftreffpunkt des Teilchens – durch Anpassung der theoretischen an die gemessene Verteilung der Energie auf die einzelnen Module für jedes Ereignis bestimmen. Diese Anpassung kann man durch den folgenden iterativen Algorithmus durchführen [LYT96]. Ausgehend von den Koordinaten des Energieschwerpunktes als erste Annäherung des Schauermittelpunktes vergleicht man die erwartete Energiedeposition in den umgebenden Modulen mit den tatsächlich bestimmten Werten. Für diejenigen Module, die näher am Schauermittelpunkt als am Energieschwerpunkt liegen, wird der gemessene Wert größer als der erwartete sein, für jene, die weiter entfernt sind, genau umgekehrt. Für den nächsten Iterationsschritt wählt man

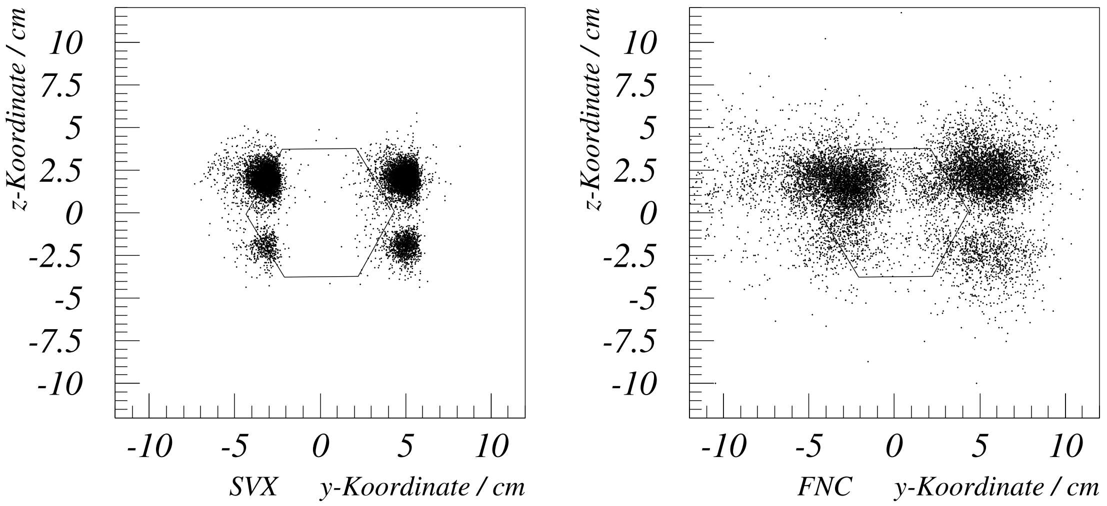


Abbildung 5.20: Verteilung der errechneten Schauermittelpunkte für 15 GeV Pionen. Als Referenz sind links die durch Spurkammern rekonstruierten Auftreffpunkte dargestellt.

also als potentiellen Schauerschwerpunkt eine korrigierte Position, die dieser Diskrepanz Rechnung trägt. Nach normalerweise höchstens drei Schritten ist die errechnete Korrektur so marginal, daß die Iteration abgebrochen werden kann. Für die eigentliche numerische Rechnung kann eine optimierte Standard-Computerroutine[6] verwendet werden, so daß die benötigte Rechenzeit für ein einzelnes Ereignis so gering ist, daß die Prozessierung aller Daten in einer vernünftigen Zeitspanne erfolgen kann.

Die Leistungsfähigkeit dieser Methode kann durch die Abbildungen 5.17 und 5.20 verdeutlicht werden. Während mit der Energieschwerpunktsmethode die Auftreffpunkte besonders am Rande der Module nicht zufriedenstellend rekonstruiert werden können (siehe oben), wird die ursprüngliche Verteilung der Auftreffpunkte nun wesentlich besser wiedergegeben. Eine zusammenhängende Verteilung wird nun auch als solche dargestellt und nicht mehr wie im Falle des Energieschwerpunktes in zwei Teile auseinandergezogen (Abb. 5.17). Ein sogenannter *Scatterplot* von Ereignissen in der Region eines Kalorimetermoduls (Abb. 5.20) zeigt, daß die wirklichen, durch Spurdetektoren bestimmten Auftreffpunkte durch die ermittelten Schauermittelpunkte gut wiedergegeben werden können. Insbesondere können die vier verschiedenen, getroffenen Bereiche getrennt aufgelöst werden.

5.5.2 Ortsauflösung

Für eine präzise Analyse des Pionaustausches (s. Abschnitt 2.2) ist nicht nur eine genaue Messung der Energie der entstehenden Neutronen, sondern auch eine gute Be-

---

[6] *DFUNFT*, eine *CERNLIB*-Routine [MÖN93]

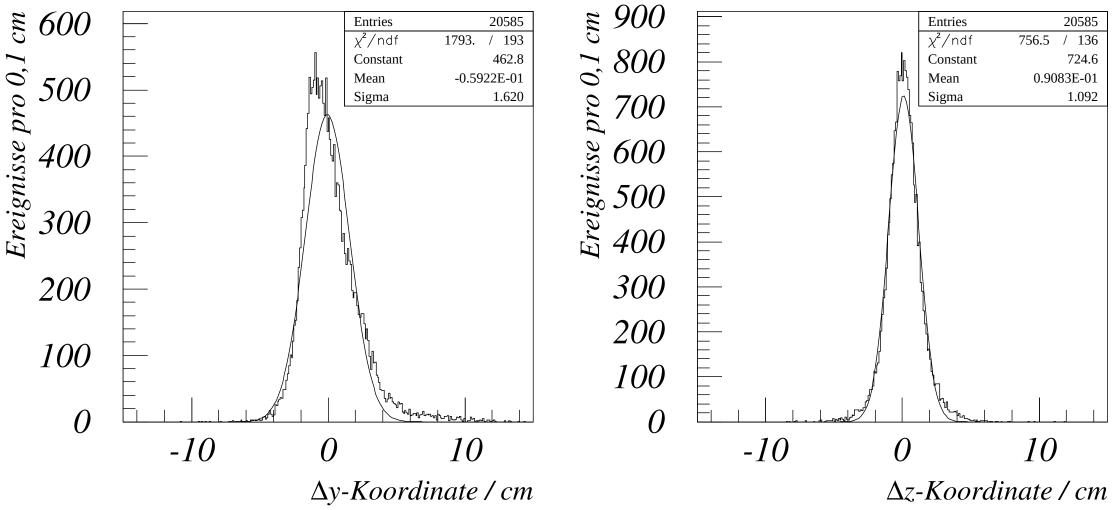


Abbildung 5.21: Ortsauflösung des Kalorimeters FNC *für Pionen der Energie 15 GeV. Dargestellt ist die Differenz aus extrapolierter Koordinate und der Position des errechneten Schauermittelpunktes. Die Verteilungen umfassen alle in Abbildung 5.19 und 5.20 dargestellten Ereignisse.*

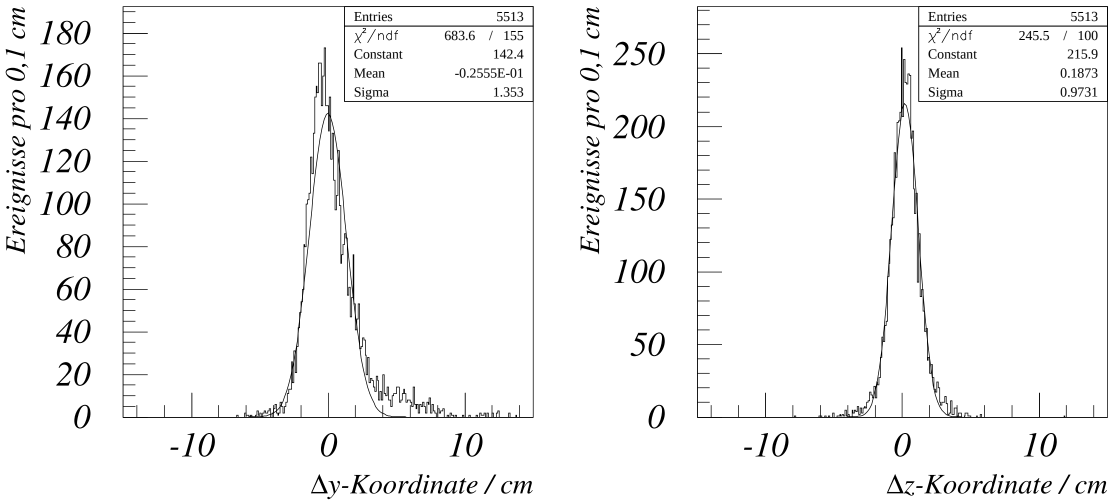


Abbildung 5.22: Ortsauflösung am Rande eines Moduls. Die Darstellungsform ist identisch mit Abbildung 5.21, jedoch sind hier nur Ereignisse, die das Modul in der Randregion treffen (vgl. Abb. 5.20), eingetragen.

stimmung des Streuwinkels notwendig. Die dafür erforderliche hohe Ortsauflösung des Teilchenauftreffpunktes bietet das Neutronenkalorimeter *FNC*.

In Abbildung 5.21 sind für die in den Abbildungen 5.19 und 5.20 dargestellten Ereignisse (pionische Schauer der Energie 15 GeV) die Verteilung der Differenzen zwischen den mit *Microstrip*-Spurkammern extrapolierten Auftreffpunkten auf der Kalorimeterfrontfläche und den mit oben beschriebener Methode ermittelten Schauermittelpunkten aufgetragen. Dasselbe, jedoch nur für die Ereignisse am Rande des dargestellten Moduls (bzw. seiner Nachbarmodule, s. Abbildung 5.20), ist in Abbildung 5.22 dargestellt.

Während sich die Differenzen in der z-Koordinate (der Vertikalen) annähernd gaußförmig verteilen und eine Breite von $\sigma_z \approx 1,1\,\mathrm{cm}$ aufweisen, ist die Δy-Verteilung (die Horizontale) deutlich asymmetrisch und wesentlich breiter (etwa 1,6 cm). Dies hat seine Ursache darin, daß das Kalorimeter für die Teststrahlmessungen um einen Winkel von 3° um eine vertikale Achse versetzt aufgebaut wurde, so daß der Teilchenstrahl die Frontseite des Detektors nicht orthogonal, sondern in einem Winkel von etwa 87° traf. Aufgrund von Fluktuationen in der Tiefe von hadronischen Schauern ist nun der Schauermittelpunkt mehr oder weniger stark vom wirklichen Auftreffpunkt verschoben (vgl. Abbildung 5.23), was einen zusätzlichen Fehler in der Bestimmung der y-Koordinate des Auftreffpunktes zur Folge hat.

Der Grund für die etwas geneigte Aufstellung des Kalorimeters liegt in der beabsichtigten Vermeidung von sogenannten *Channeling*-Effekten bei elektromagnetischen Schauern. Hierbei trifft ein Elektron die Frontfläche des Kalorimeters senkrecht an der Stelle einer szintillierende Faser, bewegt sich entlang dieser und verliert dort wegen der großen Strahlungslänge seine Energie langsamer. Der Schauer kann also entlang der Faser „durchtunneln". Dieser Effekt ist jedoch für hadronische Schauer aufgrund ihrer weit größeren lateralen Ausdehnung von geringerer Bedeutung [ACO91b].

Würde nun dagegen ein hadronisches Teilchen *senkrecht* das Kalorimeter treffen, so würde die Genauigkeit der Bestimmung der y-Koordinate derjenigen der z-Richtung in etwa entsprechen[7]. Daher soll im folgenden nur die Verteilung in z-Richtung betrachtet werden.

Vorzugsweise würde man für die Bestimmung der Ortsauflösung Ereignisse zugrunde legen, die gleichmäßig über die ganze Oberfläche eines Kalorimetermoduls verteilt sind, da man davon ausgehen muß, daß durch seine hexagonale Geometrie die Präzision der Ortsbestimmung von dem Teilchenauftreffpunkt abhängig ist. Dies ist aber mit den vorliegenden Teststrahldaten nicht möglich. Jedoch zeigt sich, daß die Auflösung im Randbereich der Module (vgl. Abb. 5.22), wo man eher eine geringere Präzision der Ortsbestimmung erwarten könnte, nicht schlechter als diejenige ist, die man bei Zugrundelegung von hauptsächlich die Mitte eines Moduls treffenden Ereignissen erhält (vgl. Abb. 5.21). Somit ist es gerechtfertigt, für die Ortsauflösung des Kalorimeters für Pionen der Energie 15 GeV einen Wert von

$$\sigma_z \approx 1,1\,\mathrm{cm} \tag{5.34}$$

anzunehmen. Nimmt man an, daß die Ortsauflösung mit $(\sqrt{E})^{-1}$ skaliert, was in früheren Testmessungen [ACO91] beobachtet wurde, und übernimmt man als konstanten Fehler den von der *LAA*-Kollaboration ermittelten Wert [ACO91], so kann damit

---

[7] Die Übereinstimmung wäre jedoch nicht exakt, da die hexagonale Struktur des Kalorimeters keine vierwertige Symmetrie aufweist, und somit die beiden Richtungen nicht äquivalent sind.

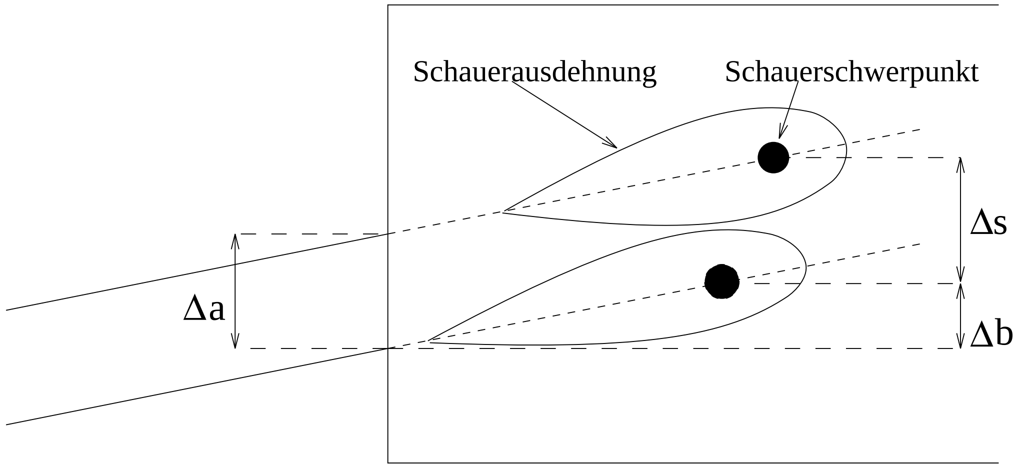


Abbildung 5.23: Auswirkung eines schrägen Teilcheneinfalls auf die Lage des Schauerschwerpunktes. Aufgrund von Fluktuationen der Schauertiefe variiert für jedes Ereignis die Größe Δb, so daß für zwei parallel einfallende Teilchen der Abstand ihrer Auftreffpunkte Δa ungleich dem der Schauermittelpunkte Δs ist. Die Darstellung entspricht einer Aufsicht während der Teststrahlmessungen (mit überhöhten Winkeln).

versucht werden, die Genauigkeit der Ortsmessung auf höhere Energien zu extrapolieren. Dabei sollte man sich, wie auch bei der Extrapolation der Energieauflösung, jedoch bewußt sein, daß dies allenfalls eine grobe Abschätzung darstellen kann.

Man erhält als Ortsauflösung des Neutronenkalorimeter *FNC* für hadronische Teilchen

$$\sigma_z(E) \approx \Big(\frac{3,33}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}} + 0,24\Big)\,\mathrm{cm}\;, \tag{5.35}$$

welches kaum schlechter als die von dem *LAA*-Projekt ermittelte Relation

$$\sigma_z(E) = \Big(\frac{3,14}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}} + 0,24\Big)\,\mathrm{cm} \tag{5.36}$$

ist.

Die Ortsauflösung des Kalorimeters *FNC* beim Einsatz bei *H1* entspricht somit in etwa der Genauigkeit, mit der die 0°-Linie des Protonstrahles festliegt. Extrapoliert man die Dispersion des Protonstrahles am Wechselwirkungspunkt auf das 107 m entfernte Kalorimeter, so erhält man für die Breite seiner Ortsverteilung

$$\sigma_y = 3\,\mathrm{mm} \quad \text{bzw.} \tag{5.37}$$

$$\sigma_z = 9\,\mathrm{mm}\;. \tag{5.38}$$

Die Auflösung des Kalorimeters erlaubt es somit, den Streuwinkel von entstehenden Neutronen der Energie 500 GeV mit einer Präzision von 100 μrad zu vermessen [BEC95b].

6

Ein Monitorsystem zur Kontrolle der Kalibration

Aufgrund von äußeren Einflüssen können sich mit der Zeit die Höhen der Photomultiplersignale und damit auch die Kalibrationskonstanten (s. Abschnitt 5.3) verändern. Mögliche Ursachen dafür können Temperaturschwankungen, unterschiedliche Teilchenraten und Alterungseffekte der Photomultiplier oder des Szintillatormaterials aufgrund von Strahlungsschäden sein. Beim Betrieb des Kalorimeters bei *HERA* spielen nur die Alterungseffekte eine größere Rolle, da im *HERA*-Tunnel eine recht konstante, von der Witterung unabhängige Temperatur herrscht und die Teilchenrate im Gegensatz zu *Fixed-Target*-Experimenten nicht von einer *Spillstruktur* bestimmt ist, sondern die Ereignisse gleichmäßig mit der *Bunchstruktur* des Beschleunigers über die Zeit verteilt sind.

Mit dem Monitorsystem des Kalorimeters *FNC* kann die Verstärkung der Photomultiplier durch LED-Lichtpulse überwacht werden. Damit können etwaige Änderungen der Kalibration erfaßt und korrigiert werden.

6.1 Aufbau des Monitorsystems

Das Monitorsystem basiert auf einer LED-Matrix, deren Licht über einen Lichtmischer und optische Fasern zu den Kalorimetermodulen, einem Referenzphotomultiplier, zwei Photodioden und den Tailcatchern geleitet wird (s. Abbildung 6.1). Die Matrix besteht aus sieben AlInGaP[1]-LEDs (*Hewlett-Packard* HLMA-DLOO), die eine große Lichtleistung bei einer Wellenlänge von 592 nm aufweisen und bei einer Spannung von 10 bis 12 Volt betrieben werden. Über eine Digitalelektronik, welche die Steuerung der LEDs übernimmt, können die LEDs einzeln an- und ausgeschaltet und die Dauer des Spannungpulses von 15 ns bis 70 ns variiert werden, was sich in einer Anstiegszeit des Lichtpulses am ADC von 25 ns bis 70 ns widerspiegelt. Nachdem das Licht der

---

[1] Aluminium-Indium-Gallium-Phosphit

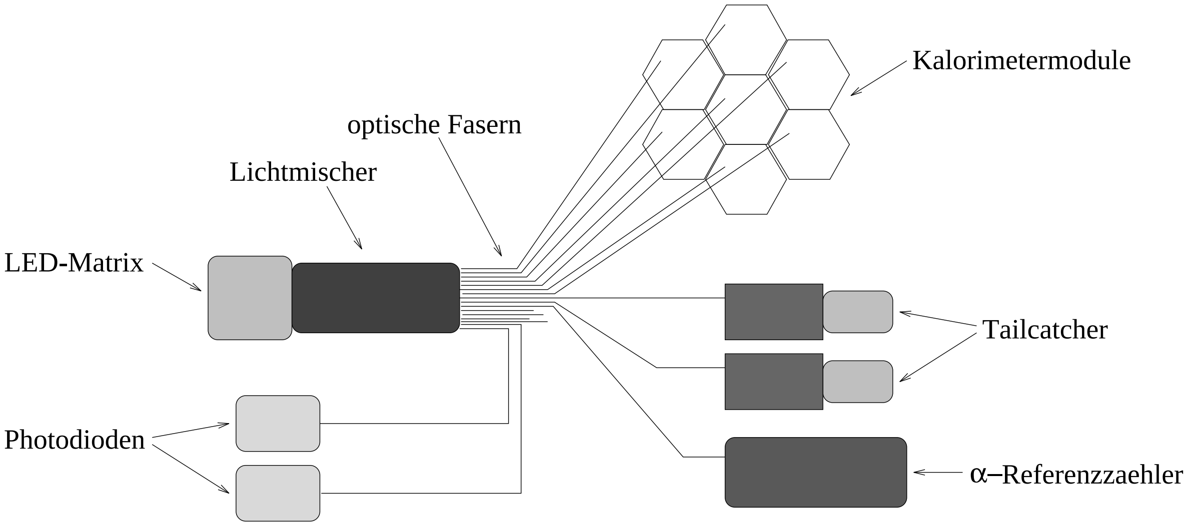


Abbildung 6.1: Aufbau der optischen Komponenten des Monitorsystems. Die schematische Skizze zeigt nur die wichtigsten Bestandteile.

Matrix durch einen Lichtmischer homogen durchmischt worden ist, wird es auf die zusammengebündelten optischen Fasern gekoppelt. Zwei dieser Fasern führen zu den Tailcatchern, zwei größere Szintillatorplatten, die Leckverluste des Kalorimeters registrieren sollen. Jedes Kalorimetermodul ist jeweils mit einer optischen Faser verbunden, die direkt am Eintrittsfenster des Photomultipliers mechanisch fixiert ist. Außerdem wird das LED-Licht noch von einem Referenzsystem registriert, welches aus zwei Photodioden (*Siemens* SFH2030) und einem Photomultiplier, an den über einen Szintillator eine schwache α-Quelle gekoppelt ist, besteht. Die Photodioden haben eine – bei moderaten Temperaturschwankungen – kaum bemerkbare Temperaturabhängigkeit, so daß mit ihnen die Lichtleistung der LEDs kontrolliert werden kann. Ihr Nachteil ist jedoch, daß ihr Signal sehr klein ($< 10\,\mathrm{mV}$) und sehr lang ist ($\sim 2\,\mu\mathrm{s}$), was eine genaue elektronische Auslese erschwert. Dagegen bietet der Referenzphotomultiplier ein ausreichend hohes und kurzes Signal für die Lichtpulse, welches durch Vergleich mit dem von äußeren Einflüssen unabhängigen Spektrum der α-Quelle eine sehr genaue Messung der Leuchtleistung ermöglicht.

Da das Monitorsystem nicht mit den szintillierenden Fasern (das aktive Material) verbunden ist, bietet es keine Möglichkeit, die Lichtleistung dieser Fasern zu kontrollieren.

6.2 Elektronische Auslese und Triggerung

Wie bei wirklichen Ereignissen, bei denen hochenergetische Teilchen auf das Kalorimeter treffen, müssen die einzelnen Detektorkomponenten bei einem Monitorereignis (einem Lichtpuls) elektronisch ausgelesen werden, wozu auch eine Triggerung auf diese Ereignisse notwendig ist.

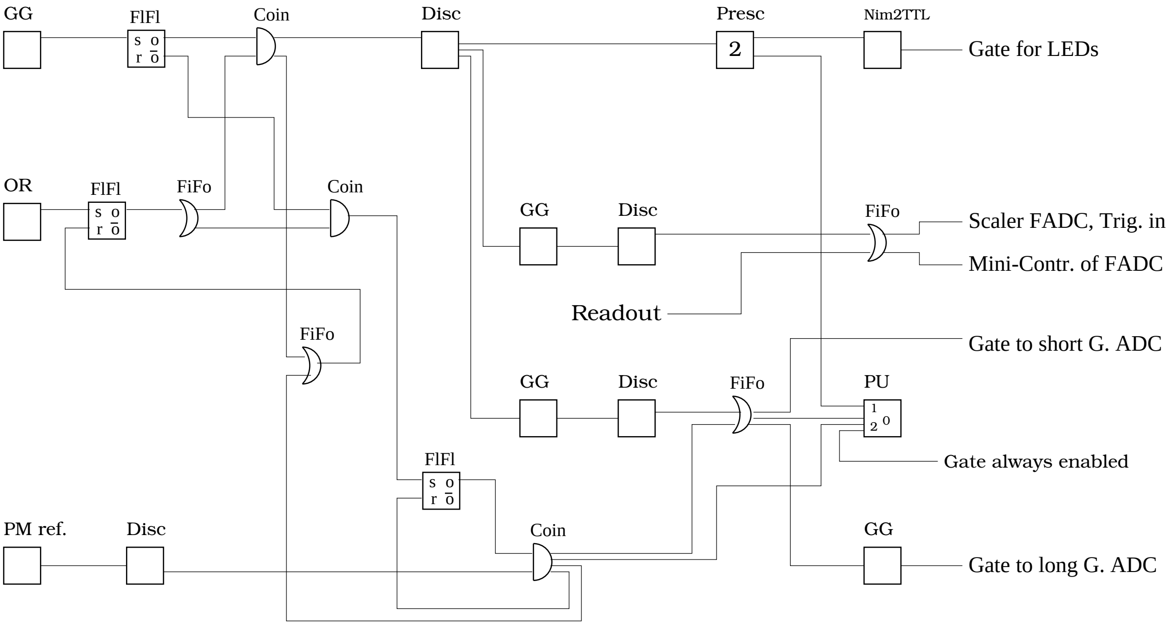


Abbildung 6.2: Elektronisches Blockschaltbild zur Triggerung der Monitorereignisse. Die einzelnen Bezeichnungen der elektronischen Module haben folgende Bedeutung: GG: Gate Generator, FlFl: Flip-Flop, Coin: Koinzidenzeinheit, Disc: Diskriminator, Presc: Prescaler, NIM2TTL: Konverter für logische Signale, FiFo: Fan-in-Fan-out, OR: Output Register, PU: Pattern Unit, PM ref.: Signal des Referenzphotomultipliers.

Die Kalorimetermodule und die Tailcatcher werden, wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben, über FADCs und mit der zentralen *H1*-DAQ ausgelesen, während die Signale des Referenzphotomultipliers wie auch der beiden Photodioden nach der Digitalisierung durch konventionelle ADCs[2] nur lokal erfaßt und abgespeichert werden. Das Triggerkonzept für die Monitorereignisse während der Teststrahlmessungen ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Falls ein sogenanntes *output register* gesetzt ist, womit Zeiten markiert werden, in denen keine physikalischen Ereignisse erwartet werden (*off-spill*-Phase während der Teststrahlmessungen bzw. *empty bunches* bei *HERA*), wird über einen Pulser (*gate generator*, GG) die LED-Matrix betrieben und verzögert ein *gate* für die ADCs erzeugt, in dem zeitlich das Signal des Lichtpulses liegt. Um die *pedestals* (die Werte, die ein ADC ohne angelegtes Signal liefert) zu bestimmen, werden bei jedem zweiten Puls nur die ADCs ausgelesen, aber kein Lichtpuls erzeugt. Das diskriminierte Signal des Referenzphotomultipliers dient der Triggerung eines α-Zerfalls. Auf einer *pattern unit* erzeugen die verschiedenen Ereignisse (LED-Puls, *pedestal*, α-Signal) jeweils andere Bitmuster, so daß eine einfache Zuordnung der aufgezeichneten Daten ermöglicht wird.

---

[2] *LeCroy* 2249A (Photomultiplier) bzw. 2249W (Photodioden)

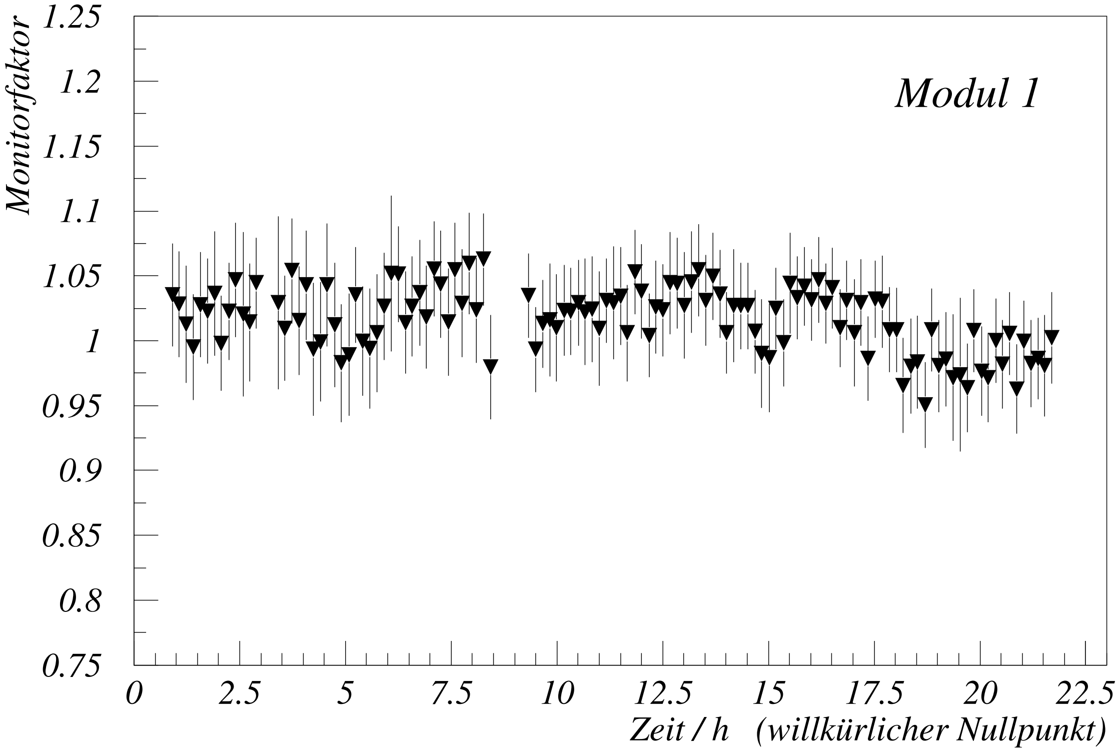


Abbildung 6.3: Zeitlicher Verlauf des Monitorfaktors für Modul 1

6.3 Bestimmung eines Korrekturfaktors zur Kalibrationskonstanten

Bestimmt man für eine gewisse Zeitperiode (z. B. zehn Minuten) die durchschnittlichen, von einem LED-Lichtpuls erzeugten Signale der Kalorimetermodule i ($\mathcal{S}_i^{LED}$) und des Referenzphotomultipliers ($\mathcal{S}_\alpha^{LED}$) – außerdem seien $\mathcal{S}_\alpha^\alpha$ die durchschnittliche Höhe des α-Spektrums und $\mathcal{S}_{0y}^x$ die entsprechenden Größen zum Zeitpunkt der Kalibration –, so erhält man mit

$$\mu_i = \frac{\frac{\mathcal{S}_{0i}^{LED}\,\mathcal{S}_{0\alpha}^{\alpha}}{\mathcal{S}_{0\alpha}^{LED}}}{\frac{\mathcal{S}_{i}^{LED}\,\mathcal{S}_{\alpha}^{\alpha}}{\mathcal{S}_{\alpha}^{LED}}} \tag{6.1}$$

Korrekturfaktoren (Monitorfaktoren) zu den Kalibrationskonstanten γ_i. Die Energiedeposition E_i im Kalorimetermodul i bei einem Signal $\mathcal{S}_i$ läßt sich nun durch

$$E_i = \mu_i \gamma_i \mathcal{S}_i \tag{6.2}$$

bestimmen.

In Abbildung 6.3 ist der zeitliche Verlauf eines Monitorfaktors für eine Zeitspanne von etwa einem Tag während der Teststrahlmessungen aufgezeichnet. Man erkennt, daß während dieser Zeit der Faktor innerhalb der Fehlergrenzen nicht von eins abweicht und die Schwankungen der Mittelwerte unter 5% liegen. Da außerdem das Monitorsystem erst zum Ende der Meßzeit vollständig funktionsfähig war, wurde für die Analyse der Teststrahldaten (s. Kapitel 5) von der Benutzung der ermittelten Monitorfaktoren abgesehen.

7

Zusammenfassung und Ausblick

Seit Januar 1996 befindet sich das Neutronenkalorimeter *FNC* als Subdetektor des Experimentes *H1* an seinem Einsatzort im *HERA*-Tunnel. Zweck der vorliegenden Arbeit war es, neben der Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise des Kalorimeters aufzuzeigen, daß es funktionsfähig und somit bereit für seinen Einsatz im Experiment *H1* ist.

Während der Teststrahlmessungen am *CERN* wurden nicht nur alle Kalorimeter- und Hodoskopmodule auf eine einwandfreie Funktionsweise hin überprüft, sondern gleichzeitig auch die Hochspannung der Photomultiplier justiert und Kalibrationskonstanten für alle Kalorimetermodule bestimmt.

Dabei konnte für die Kalibration eine Homogenität für elektronische Schauer von etwa 2% erreicht werden. Da während der Teststrahlzeit nur Teilchenstrahlen bis zu einer Energie von 10 GeV (Elektronen) bzw. 15 GeV (Pionen) zu Verfügung standen, ist eine Extrapolation der Kalibration auf die beim Einsatz in *H1* zu erwartenden, mehr als eine Größenordnung höheren Energien nicht ohne weiteres möglich. Dennoch stellen die Kalibrationskonstanten, zumindest ihre relativen Verhältnisse, gute Startwerte für den Betrieb bei *HERA* dar, sie müssen jedoch dort mit Hilfe sogenannter *Beamgasereignisse* (Streuprozesse der Strahlprotonen mit dem Restgas im Vakuumrohr), besonders bezüglich ihrer absoluten Skala, korrigiert werden.

Die Energieauflösung des Kalorimeters konnte für 10 GeV-Elektronen zu $(9,8 \pm 0,7)\%$[1], die für Pionen der Energie 15 GeV zu $(19,1 \pm 1,8)\%$ bestimmt werden. Diese Werte sind deutlich größer als die von der *LAA*-Kollaboration für den *SPACAL*-Prototypen ermittelten, was jedoch zum großen Teil auf die niedrigen Photomultipliersignale und die verwendete Elektronik, deren dynamischer Bereich bei weitem nicht ausgenutzt wurde, zurückgeführt werden kann. Bei hohen Energien sollte deshalb die zu erwartende Energieauflösung deutlich besser als der Wert sein, den man durch einfache, lineare Extrapolation der Ergebnisse bei niedrigen Energien erhält.

Neben der Energiemessung bietet das Neutronenkalorimeter *FNC* die Möglichkeit der recht genauen Ortsbestimmung des Auftreffpunktes des schauernden Teilchens. Die Ortsauflösung in vertikaler Richtung für Hadronen einer Energie von 15 GeV wurde zu

---

[1] Dieser Wert ist von Modul zu Modul etwas verschieden.

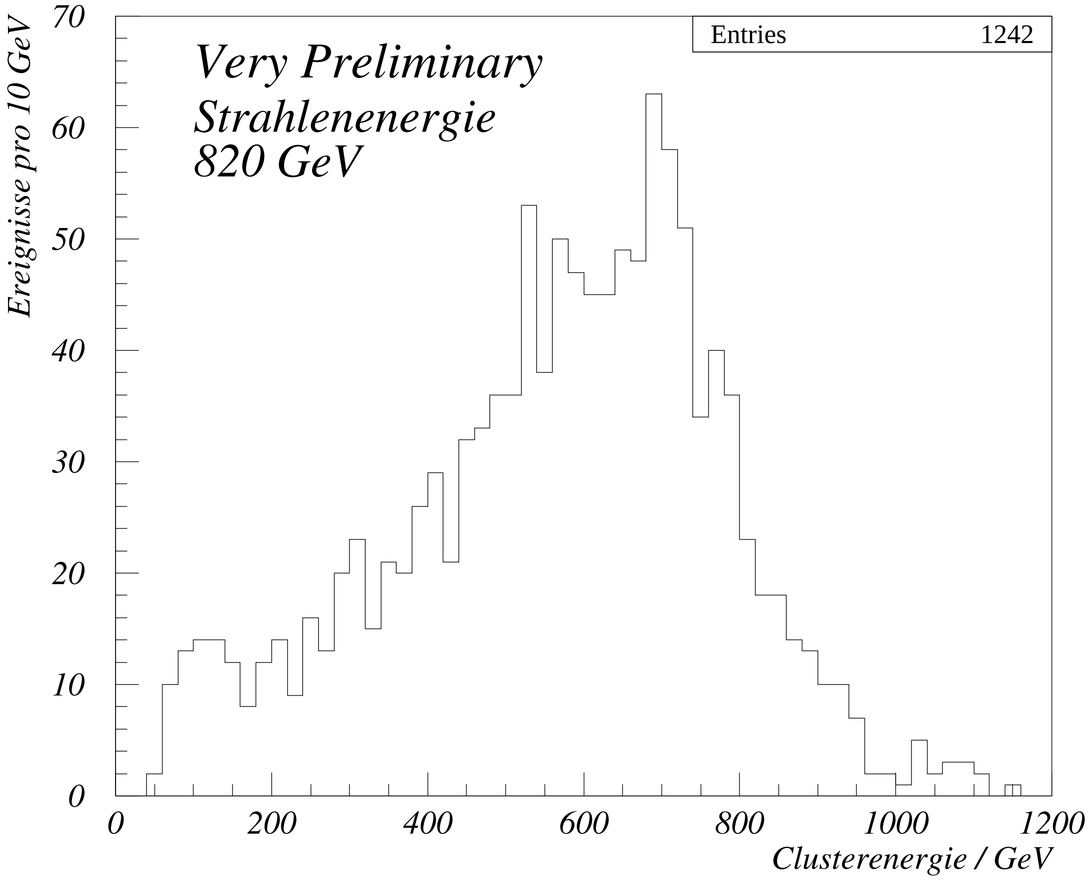


Abbildung 7.1: Energiespektrum für Beamgasereignisse bei einer Protonstrahlenergie von 820 GeV. Die Darstellung umfaßt Ereignisse, die in Modul 5 auftreffen und für die keine der beiden Hodoskopebenen ein Signal geben. Als Kalibrationskonstanten wurden die noch nicht korrigierten, bei den Teststrahlmessungen ermittelten verwendet. Daher ist insbesondere die absolute Energieskala noch fehlerhaft.

$\sim 1,1\,\mathrm{cm}$ bestimmt und sollte sich für hohe Energien erwartungsgemäß linear mit $(\sqrt{E})^{-1}$ verbessern.

Schließlich konnte noch die Funktionsweise eines LED-Monitorsystems demonstriert werden, welches es ermöglicht, die Kalibrationskonstanten auf etwaige Strahlungsschäden der Photomultiplier oder auch anderen Veränderungen hin zu korrigieren.

An dieser Stelle soll die vorliegende Arbeit mit einen Blick auf Abbildung 7.1, der Darstellung eines Spektrums von *Beamgasereignissen*, aufgenommen während Maschinentests von *HERA* im Mai 1996, beendet werden. Neben der Demonstration der Funktionsfähigkeit des Neutronenkalorimeters *FNC* wird sie einen ersten Vorgeschmack auf die kommende Datennahme des Experimentes *H1* ab Juli 96 geben.

Abbildungsverzeichnis

Literaturverzeichnis

[ABT96] I. Abt *et al.* (*H1*-Kollaboration), *The H1-Detector at HERA*, interner Report DESY H1-96-01 (1996), eingereicht bei Nucl. Instr. and Meth.

[ACO90] D. Acosta *et al.*, *Results of Prototype Studies for a Spaghetti Calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. **A294**, 193 (1990)

[ACO91] D. Acosta *et al.*, *Localizing Particles Showering in a Spaghetti Calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. **A314**, 431 (1991)

[ACO91a] D. Acosta *et al.*, *Electron, Pion and Multiparticle Detection with a Lead/Scintillating Fiber Calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. **A308**, 481 (1991)

[ACO91b] D. Acosta *et al.*, *On Muon Production and other Leakage Aspects of Pion Absorption in a Lead/Scintillating-Fiber Calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. **A309**, 143 (1991)

[ACO92] D. Acosta *et al.*, *Performance of a Lead/Scintillating Fiber Calorimeter at LHC/SSC Compatible Gate Widths*, Nucl. Instr. and Meth. **A314**, 431 (1992)

[ACO92a] D. Acosta *et al.*, *Lateral Shower Profiles in a Scintillating Fiber Calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. **A316**, 184 (1992)

[AMA92] P. Amaudruz *et al.* (*NMC*-Kollaboration), *Proton and Deuteron Structure Functions in Deep Inelastic Scattering*, Phys. Lett. **B295**, 159 (1992)

[AHM94] T. Ahmed *et al.*, *Deep Inelastic Scattering Events with a Large Rapidity Gap at HERA*, Nucl. Phys. **B429**, 477 (1994)

[AHM95] T. Ahmed *et al.*, *A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$*, Nucl. Phys. **B439**, 471 (1995)

[BAL94] A. Baldit *et al.* (*NA51*-Kollaboration), *Study of the Isospin Symmetry Breaking in the Light Quark Sea of the Nucleon from Drell-Yan Process*, Phys. Lett. **B322**, 244 (1994)

[BAR69] V.D. Barger, *Phenomenological Theories of High Energy Scattering*, W.A. Benjamin, New York 1969

[BEC93] M. Beck, *Einsatz eines Hadronischen Spaghetti-Kalorimeters zur Rekonstruktion geladener Σ-Endzustände im Experiment WA89*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg 1993

[BEC95] M. Beck *et al.*, *Online Detection of Neutrons with a Lead/Scintillating Fibre Calorimeter and a Scintillating Tile Hodoscope*, MPIH-preprint MPIH-V16-1995 (1995), eingereicht bei Nucl. Instr. and Meth.

[BEC95a] M. Beck *et al.*, *A Scintillating Tile Hodoscope with WLS Fibre Readout*, Nucl. Instr. and Meth. **A355**, 351 (1995)

[BEC95b] M. Beck *et al.*, *Proposal for a Forward Neutron Calorimeter for the H1 Experiment at DESY*, H1-PRC-95/02

[BEN90] A.C. Benvenuti *et al.* (*BCDMS*-Kollaboration), *A Comparison of the Structure Functions F_2 of the Proton and the Neutron from Deep Inelastic Muon Scattering at High Q^2*, Phys. Lett. **B237**, 599 (1990)

[BJØ69] J.D. Bjørken, *Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum*, Phys. Rev. **179**, 1547 (1969)

[BLO69] E.D. Bloom *et al.*, *High-Energy Inelastic ep Scattering at 6-Degrees and 10-Degrees*, Phys. Rev. Lett. **23**, 930 (1969)

[BOP89] F.W. Bopp, *Kerne, Hadronen und Elementarteilchen: Eine Einführung*, Teubner, Stuttgart 1989

[BRU95] Institute der *H1*-Kollaboration, *Upgrade of the H1 Forward Proton Spectrometer*, interner Bericht H1-12/95-467

[CAS90] P. Castorina und A. Donnachie, *The Structure Function of the Pion*, Z. Phys. **C45**,497 (1990)

[DER93] M. Derrick *et al.* (*ZEUS*-Kollaboration), *Observation of Events with a Large Rapidity Gap in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Phys. Lett. **B315**, 481 (1993)

[EIC92] E.J. Eichten, I. Hinchliffe und L. Quigg, *Flavour Asymmetry in the Light Quark Sea of the Nucleon*, Phys. Rev. **D45**, 2269 (1992)

[GOT67] K. Gottfried, *Sum Rule for High-Energy Electron-Proton Scattering*, Phys. Rev. Lett. **18**, 1174 (1967)

[HOL93] H. Holtmann *et al.*, *Consistent Treatment of Pseudoscalar and Vector Mesons in Deep Inelastic Scattering of Nucleons*, Jülich preprint KFA-IKP(TH)-1993-33, eingereicht bei Phys. Rev. **D**

[HOL94] H. Holtmann *et al.*, *How to Measure the Pion Structure Function at HERA*, Phys. Lett. **B338**, 363 (1994)

[KLE92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, 3. Auflage, Teubner, Stuttgart 1992

[KOP96] B. Kopeliovich, B. Povh und I. Potashnikova, *Deep-Inelastic Electroproduction of Neutrons in the Proton Fragmentation Region*, HEP-preprint hep-ph/9601291

[KUM66] W. Kummer, *Introduction to Regge Poles*, Fortschritte der Physik **14**, 429 (1966)

[LEV95] G. Levman and K. Furutani, *Virtual Pion Scattering at HERA*, DESY-preprint DESY 95-142 (1995)

[LIV95] M. Livan, V. Vercesi und R. Wigmans, *Scintillating-Fibre Calorimetry*, CERN-Report CERN 95-02 (1995)

[LOH92] E. Lohrmann, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, 4. Auflage, Teubner, Stuttgart 1992

[LYT96] L. Lytkin, private Mitteilung

[MÖN93] W. Mönsch und B. Schorr, *Constrained Non-Linear Least Squares and Maximum Likelihood Estimation*, seit 1993 Bestandteil der Bibliothek *MATHLIB* der *CERNLIB* (*CERN*, CN-Division)

[NAC86] O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Vieweg, Braunschweig 1986

[PDG94] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994)

[PER87] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, 3. Auflage, Addison-Wesley, Menlo Park (USA) 1987

[POV94] B. Povh *et al.*, *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, 2. Auflage, Springer, Berlin 1994

[PUM73] J. Pumplin, *Pion Exchange in Inclusive Relations*, Phys. Rev. **D8**, 2249 (1973)

[SCH94] C. V. Scheel, *The Spaghetti Calorimeter: Research, Development, Application*, Dissertation, Universität Amsterdam (1994)

[SUL72] J. D. Sullivan, *One-Pion Exchange and Deep inelastic Electron-Nucleon Scattering*, Phys. Rev. **D5**, 1732 (1972)

[TOD96] R. Todenhagen, private Mitteilung

[WEN92] A. Wenzel, *Ein Szintillatorhodoskop mit WLS-Faser-Auslese für das Hyperonenexperiment WA89 am CERN*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1992)

[WIG92] R. Wigmans, *Recent Results from the Spaghetti Calorimeter Project*, Nucl. Instr. and Meth. **A315**, 299 (1992)

[ZOL92] R. Zoller, *Peripheral Structure of Nucleons when Probing with High Q^2 Photons*, Z. Phys. **C53**, 443 (1992)

Dank sagen möchte ich an dieser Stelle

Herrn Prof. Bogdan Povh, daß er mir diese Arbeit ermöglicht hat und daß ich sie am *CERN* und am *DESY* in dieser interessanten Atmospäre durchführen konnte.

Ralf Todenhagen für seine Bereitschaft, immer Zeit für Antworten auf meine Fragen – sei es zur Physik oder der „Computerei" – zu haben, und auch für das Korrekturlesen der Arbeit.

Doug M. Jansen, der mir bei der Extrapolation der *Microstrip*-Spuren half.

Fabio Metlica, meinem Tischnachbarn am *CERN* und am *DESY*.

Leonid Lytkin für die Hilfe bei der Implementierung seines Programmes zur Ermittlung des Schauerschwerpunktes.

Mathias Beck und Thomas Haller, unsere Spacalexperten von *WA89*, die am *CERN* ihr Organisationstalent bewiesen.

Walter Brückner, der für paradiesische Zustände, was die Computerleistung betrifft, sorgte.

Igor Konorov, der trotz vieler anderer Arbeiten unser Monitorboard entwickelte.

Jürgen Simon und Henning Krüger für die wertvollen Informationen zum *Microstrip-alignment*.

Ralf, Doug, Mathias und Thomas für die schönen Bilder zum *SPACAL/FNC*-Aufbau.

Der gesamten *WA89*-Gruppe am *CERN* für ihre Gastfreundschaft.

Petra für die orthographischen Hinweise.

Manami ebenfalls für orthographischen Rat (aber auch für noch viel mehr).

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ____________________ Unterschrift: ____________________