



KfK 5417
Dezember 1994

Messung der neutralen und geladenen Hadronen der kosmischen Strahlung

H. Kornmayer
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Kernphysik

KfK 5417

Messung der neutralen und geladenen
Hadronen der kosmischen Strahlung

HARALD KORNMEYER

DIPLOMARBEIT AN DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK DER UNIVERSITÄT KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH, KARLSRUHE

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0303-4003

Überblick

Messung der neutralen und geladenen Hadronen der kosmischen Strahlung

Mit dem Prototypen des KASCADE-Zentralkalorimeters werden einzelne Hadronen der kosmischen Strahlung im Energiebereich von 10 *GeV* bis 10 *TeV* nachgewiesen. Mit Hilfe einer zusätzlichen Szintillatorebene oberhalb des Kalorimeters werden die neutralen und die geladenen Hadronen getrennt identifiziert.

Aus ca. 22000 rekonstruierten Hadronen wurde das differentielle Flußspektrum unbegleiteter Hadronen der kosmischen Strahlung bestimmt. Aus dem Verhältnis von neutralen zu geladenen Hadronen wird der Neutronenfluß im Energiebereich von 10 *GeV* bis 1 *TeV* bestimmt. Weiterhin wird der Anteil der geladenen Pionen unter der Annahme eines energieunabhängigen Neutron-zu-Proton-Verhältnisses abgeschätzt.

Die Ergebnisse werden mit Resultaten früherer Experimente und theoretischen Vorhersagen verglichen.

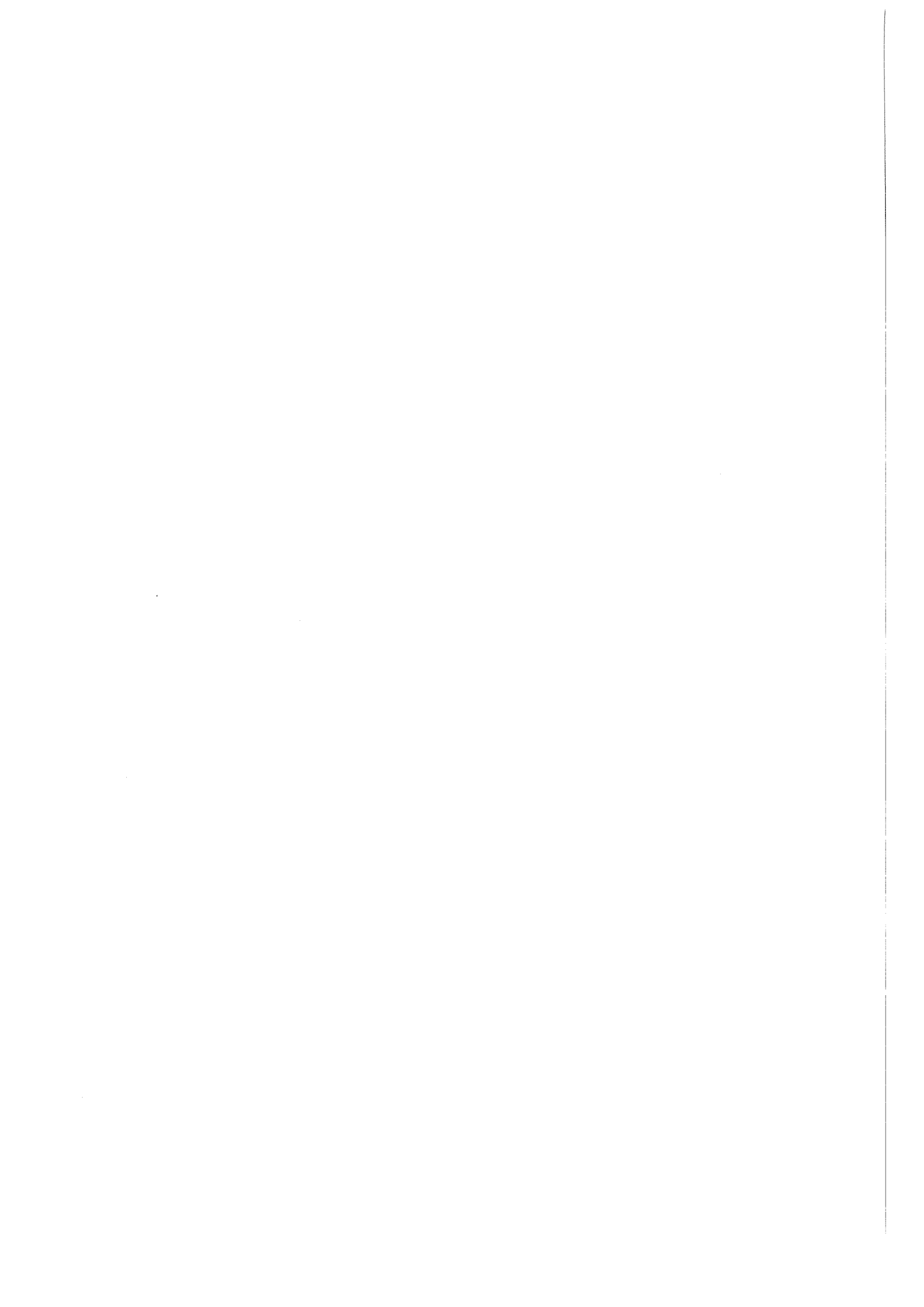
Abstract

Measurement of neutral and charged cosmic ray hadrons

With the prototype of the KASCADE-Calorimeter single cosmic ray hadrons have been detected between 10 *GeV* and 10 *TeV*. By means of a layer of additional scintillation counters above the calorimeter, the neutral and charged hadrons were identified separately.

With about 22000 reconstructed single hadrons the differential energy spectrum of unaccompanied hadrons was determined. These hadrons were distinguished in neutral and charged particles and from the ratio of neutral to charged hadrons the neutron flux was determined between 10 *GeV* and 1 *TeV*. Using reasonable assumptions on the neutron to proton ratio, the charged pions content is inferred.

The results are compared with those of earlier experiments and theoretical calculations.



Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen	2
1.1 Kosmische Strahlung	2
1.1.1 Primäre kosmische Strahlung	2
1.1.2 Ausgedehnte Luftschauer	5
1.1.3 Unbegleitete Hadronen	7
1.1.4 Neutronen in der kosmischen Strahlung	8
1.2 Kalorimeter	9
1.2.1 Elektromagnetische Kalorimeter	9
1.2.2 Hadronkalorimeter	10
1.2.3 Energieauflösung von Kalorimetern	11
2 Das Experiment KASCADE	13
3 Der experimentelle Aufbau	16
3.1 Das Prototypkalorimeter	16
3.1.1 Mechanischer Aufbau	16
3.1.2 Die TMS-Ionisationskammern	17
3.1.3 Das Triggersystem	20
3.2 Die Anti-Ebene	22
3.2.1 Eigenschaften der Anti-Ebene	22
4 Rekonstruktion von Hadronen	25
4.1 Rekonstruktionsmethode	25
4.1.1 Akzeptanz der Spursuche	27
4.1.2 Genauigkeit der Spursuche	30
4.2 Eichung der Zeitmessungen	31
4.3 Bestimmung der Primärenergie eines Hadrons	34
4.3.1 Bestimmung der Energieauflösung	35
4.3.2 Berücksichtigung des Primärspektrums	36

5 Ergebnisse	38
5.1 Der Fluß unbegleiteter Hadronen	38
5.2 Das Verhältnis der neutralen und geladenen Hadronen	40
5.2.1 Identifikationswahrscheinlichkeit	41
5.2.2 Das Verhältnis von neutralen und geladenen Teilchen	43
5.3 Das Flußspektrum unbegleiteter Neutronen der kosmischen Strahlung . . .	46
5.4 Bestimmung des Pion-zu-Nukleon-Verhältnisses der kosmischen Strahlung .	48
6 Zusammenfassung	51
Anhang	I
A Einmessen des Anti-Systems	I
A.1 Ansprechwahrscheinlichkeiten der Anti-Zähler	II
B Pion-zu-Nukleon-Verhältnis in der kosmischen Strahlung	III
C Zusammenfassung der Meßwerte	IV
C.1 Fluß unbegleiteter Hadronen der kosmischen Strahlung	IV
C.2 Verhältnis neutraler und geladener Hadronen	V
C.3 Der Fluß unbegleiteter Neutronen	V
C.4 Das gemessene Pion-zu-Nukleon-Verhältnis	VI
Literaturverzeichnis	VII
Abbildungsverzeichnis	XI

Einleitung

Auf die Atmosphäre der Erde trifft aus dem Weltraum ständig eine Strahlung, die im wesentlichen aus ionisierten Atomkernen besteht. Seit ihrer Entdeckung vor 80 Jahren gelang es mit Hilfe vieler Ballon- und Satelliten-Experimente die Elementzusammensetzung dieser Teilchen bis zu Energien von 10^{14} eV zu bestimmen. Für größere Energien ist die direkte Messung oberhalb der Atmosphäre praktisch nicht mehr möglich, da die Rate der Teilchen zu klein wird.

Dennoch können Teilchen mit Energien über 10^{14} eV nachgewiesen werden, da sie in der Atmosphäre mit den Kernen der Luft wechselwirken. Als Folge diese inelastischen Wechselwirkungen entstehen viele sekundäre Schauerteilchen, die die Erdoberfläche erreichen. Man spricht von einem *ausgedehnten Luftschauer*. Dieser wird in einem Feld von großflächig verteilten Detektorstationen nachgewiesen, einem sogenannten Detektorarray.

Während die primäre Strahlung aus geladenen Hadronen besteht, sind die auf der Erde nachgewiesenen Hadronen zum Teil auch neutral. Diese neutralen Teilchen müssen folglich bei den Wechselwirkungen in der Atmosphäre entstanden sein.

Auf dem Gelände des Kernforschungszentrums Karlsruhe wird derzeit ein großes Experiment mit dem Namen „KArlsruhe Shower Core and Array DEtektor“ (KASCADE) aufgebaut (110 m ü. N.N.). Ziel dieses Experimentes ist es möglichst viele Parameter eines Luftschauers gleichzeitig zu messen und damit die Masse des primären Teilchens zu bestimmen. Zu diesem Zweck soll die Zahl und Energie der Hadronen im Schauerkern mit einem 16×20 m² großen Kalorimeter bis in den TeV-Bereich bestimmt werden. Für dieses Kalorimeter wird eine neue Art von Ionisationskammern verwendet, die mit der Flüssigkeit Tetramethylsilan gefüllt sind.

Um das Verhalten des KASCADE-Kalorimeters zu untersuchen, wurde ein Prototyp aufgebaut. Aufgrund der kleineren Detektorfläche ist es mit diesem nicht möglich Hadronen im Schauerkern eines ausgedehnten Luftschauers zu messen. In einer ersten Ausbaustufe wurde mit diesem Prototyp daher das Energiespektrum der häufiger vorkommenden unbegleiteten Hadronen gemessen [Mie94].

Das Ziel dieser Arbeit war es, die neutrale und geladene Komponente unbegleiteter Hadronen mit dem vollständig bestückten Prototyp-Kalorimeter zu bestimmen. Um dies zu erreichen wurde oberhalb des Kalorimeters eine zusätzliche Szintillatorebene montiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Ebene konzipiert, aufgebaut und in Betrieb genommen.

Kapitel 1

Grundlagen

1.1 Kosmische Strahlung

Im Jahr 1912 gelang es V. Hess [Hes12] mit Hilfe von Ballonexperimenten zu zeigen, daß es neben der natürlichen Radioaktivität der Erde eine ionisierende Strahlung gibt, die aus dem Weltall auf die Erde trifft. Diese wird als **kosmische Strahlung** bezeichnet. Bis zum Bau von Teilchenbeschleunigern, mit dem Mitte der dreißiger Jahre begonnen wurde, war diese Strahlung die einzige Quelle hochenergetischer Teilchenstrahlung und bildete damit die Grundlage zur Entstehung der Hochenergiephysik. Mit Hilfe der kosmischen Strahlung gelang es z.B. Anderson im Jahr 1932 [And33], das von Dirac kurz zuvor postulierte geladene Antiteilchen des Elektrons, das Positron, nachzuweisen. Ab Ende der vierziger Jahre ersetzen dann die Beschleuniger die Höhenstrahlung als Teilchenquelle zur Untersuchung des Mikrokosmos. In jüngster Zeit gewinnt die kosmische Strahlung für die Teilchenphysik im Zusammenhang mit astrophysikalischen und kosmologischen Fragestellungen wieder an Bedeutung.

1.1.1 Primäre kosmische Strahlung

Zusammensetzung

Die kosmische Strahlung besteht zu mehr als 98% aus Atomkernen, also geladenen schweren Teilchen. Diese Atomkerne setzen sich zu 87% aus Protonen und 12% aus Alpha-Teilchen zusammen. Im verbleibende Rest sind sämtliche anderen Kerne enthalten. Außerdem tragen noch leichte Teilchen zur kosmischen Strahlung bei, nämlich 1% Elektronen und ungefähr 0.1% Gammaquanten.

Bis zu Energien von 10 GeV pro Nukleon ändern sich die relativen Häufigkeiten der einzelnen Elemente nur sehr langsam mit der Energie. In diesem Bereich stellt man beim Vergleich der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung mit der durchschnittlichen Elementhäufigkeit im Sonnensystem eine allgemein gute Übereinstimmung fest, wobei aber doch einige Abweichungen auffallen (Siehe Abbildung 1.1).

- Die Elemente Wasserstoff und Helium kommen in der kosmischen Strahlung wesentlich seltener vor als im Sonnensystem.

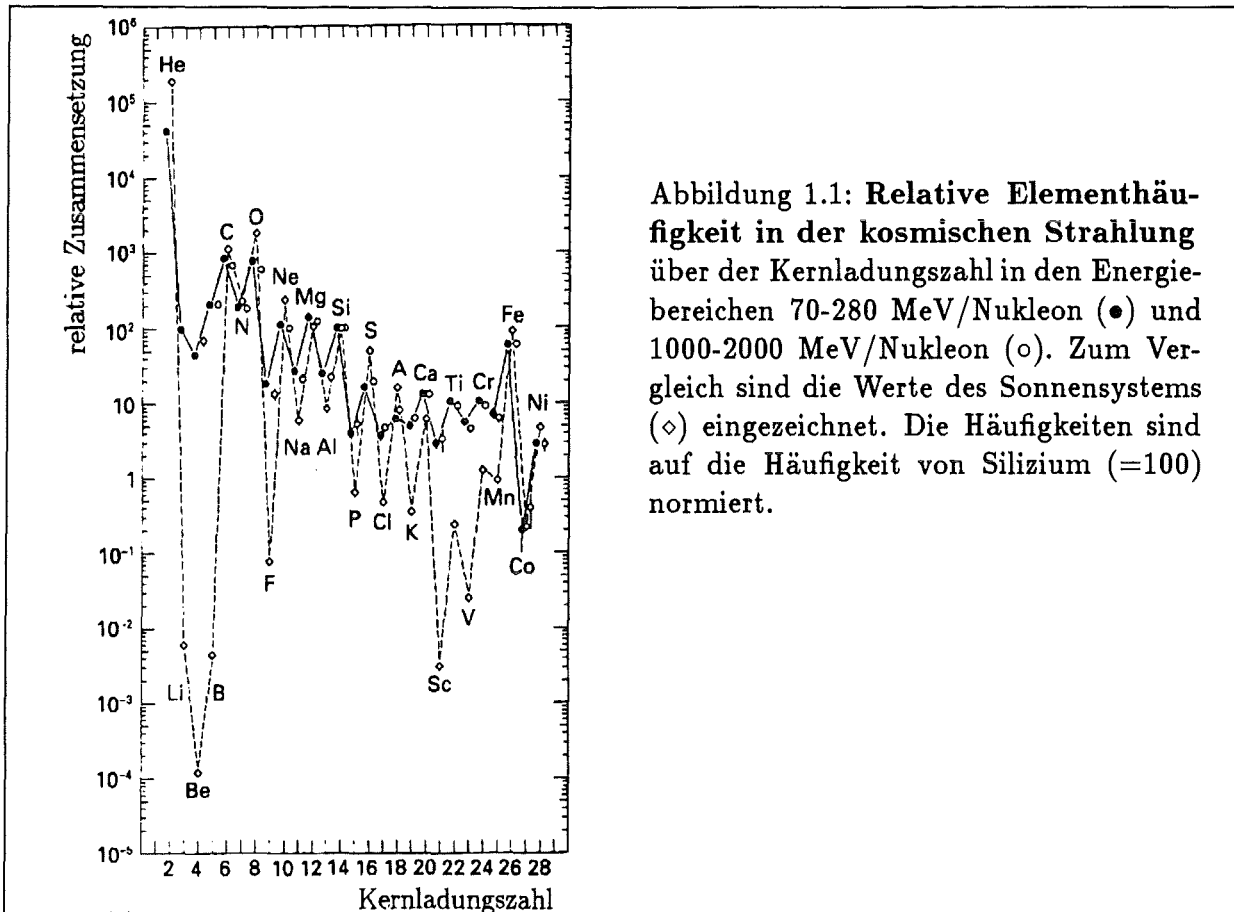


Abbildung 1.1: **Relative Elementhäufigkeit in der kosmischen Strahlung** über der Kernladungszahl in den Energiebereichen 70-280 MeV/Nukleon (●) und 1000-2000 MeV/Nukleon (○). Zum Vergleich sind die Werte des Sonnensystems (◇) eingezeichnet. Die Häufigkeiten sind auf die Häufigkeit von Silizium (=100) normiert.

- Die Elemente Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff (CNO-Gruppe) und die Eisengruppe kommen in der kosmischen Strahlung wie auch im Sonnensystem gleich häufig vor.
- Die leichten Elemente Lithium, Beryllium und Bor sind in der kosmischen Strahlung 10^4 bis 10^5 - mal häufiger.
- Ebenso sind die Elemente von Kalzium ($Z=20$) bis zu Mangan ($Z=25$) in der kosmischen Strahlung deutlich häufiger vertreten als im Sonnensystem. Das direkt folgende Element Eisen ($Z=26$) ist dagegen in beiden gleich häufig vorhanden.

Die Ursache für die erhöhte Häufigkeit dieser Elemente dürfte darin liegen, daß sie nicht durch Nukleosynthese in den Sternen, sondern durch Spallation der kosmischen Strahlung selbst entstehen. Die häufig vorkommenden Teilchen der CNO- und der Eisengruppe wechselwirken auf ihrem Weg durch das interstellare Medium mit diesem, und die oben erwähnten Elemente entstehen als Kernfragmente dieser Reaktionen.

Im Energiebereich von $10^{10} - 10^{14}$ eV ändert sich die Zusammensetzung kontinuierlich, wobei sich andeutet, daß der Anteil schwererer Elemente zunimmt. Bei 10^{14} eV tragen Protonen nur noch zu 20%, Heliumkerne noch zu 36% bei. Die relativen Anteile der CNO-Gruppe sowie der Eisengruppe steigen deutlich an. So tragen die Elemente der CNO-Gruppe 19%, die Elemente von Ne-S 12% sowie die Fe-Gruppe 13% bei [Swo93]. Für Energien $E > 10^{14}$ eV ist die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung noch weitgehend unbekannt.

Energiespektrum

Der Energiebereich der bisher nachgewiesenen Teilchen der kosmischen Strahlung erstreckt sich über 13 Größenordnungen von einigen MeV bis zu einer maximal gemessenen Energie von $3 \cdot 10^{20}$ eV [Bir93]. Dabei nimmt der Fluß mit steigender Energie stark ab. Abbildung 1.2 zeigt das differentielle Energiespektrum im Bereich von 10^{11} eV bis 10^{20} eV, wobei die Ordinate mit $E^{2.75}$ multipliziert wurde, um die starke Abnahme des Teilchenflusses zu kompensieren. Man erkennt zwei Bereiche, in denen das Spektrum über mehrere Größenordnungen durch ein Potenzgesetz der Form

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

beschrieben wird. Die Änderung des Spektralindex γ findet im Bereich des sogenannten "Knies", bei etwa $5 \cdot 10^{15}$ eV, statt. Unterhalb des Knies ($E_0 < 3 \cdot 10^{15}$ eV) beträgt der Spektralindex $\gamma = 2.76 \pm 0.09$ [Bur90]. Für höhere Energien erhält man einen Wert von $\gamma \simeq 3.00$ [Mul91]; das Energiespektrum wird also steiler. Die Ursachen für das Knie sind noch ungeklärt, obwohl es bereits eine Reihe von Hypothesen gibt.

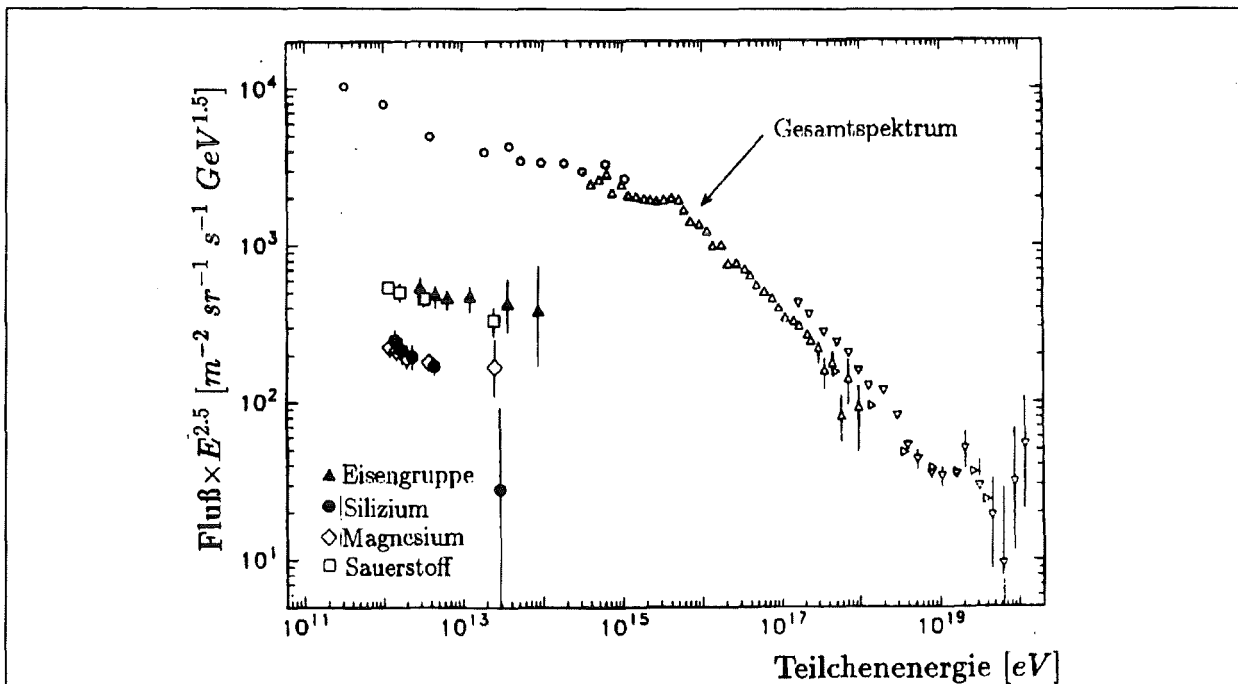


Abbildung 1.2: Differentielles Energiespektrum der kosmischen Strahlung

Zur besseren Darstellung wurde die Ordinate mit $E^{2.5}$ multipliziert.

So könnte sich die Effizienz der Beschleunigung in diesem Energiebereich durch einen Wechsel der Beschleunigungsmechanismen ändern, oder die kosmischen Objekte, die die Teilchen auf Energien oberhalb des Knies beschleunigen, könnten seltener werden.

Einen anderen Erklärungsversuch liefert das "Leaky-box"-Modell, nach dem eine Galaxie kein abgeschlossenes, sondern ein offenes System ist, welches Teilchen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit verlassen können, wenn sie in Randbereiche kommen. In der Galaxie werden die Teilchen durch das galaktische Magnetfeld gehalten. Dabei haben die leichteren Kerne einen größeren Bahnradius als die schweren Teilchen gleicher Energie. Daraus folgt,

daß zuerst die leichten Teilchen in die Randbereiche der Galaxie kommen und diese auch als erste verlassen. Dieses Herauslaufen der leichteren Teilchen würde für Energien oberhalb des Knies zu einer Änderung der Elementzusammensetzung führen – der Anteil der schwereren Teilchen würde zunehmen – und eventuell auch den steileren Abfall des Energiespektrums verursachen.

Die genaue Kenntnis des Verlaufs des Flußspektrums und der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung sollte Rückschlüsse auf den Beschleunigungsmechanismus ermöglichen. So nimmt man heute an, daß durch Pulsare und Supernovaexplosionen Teilchen auf Energien von $E_0 \approx 10^{15}$ eV beschleunigt werden können. Für den Energiebereich von $E_0 > 10^{17}$ eV sind die Beschleunigungsmechanismen der kosmischen Strahlung noch unbekannt, wenn auch einige, nicht verifizierte Modelle bereits existieren.

Isotropie

Die Anisotropie für Teilchen mit Energien bis 10^{14} eV ist kleiner als 0.1% [Hil84]. Dies liegt an der Tatsache, daß die kosmische Strahlung zum größten Teil aus geladenen Teilchen besteht, die im galaktischen Magnetfeld abgelenkt werden und somit jede Richtungsinformation über ihre Quelle verlieren. Da die Abweichung der Bahn von einer Geraden mit größer werdender Energie abnimmt, wird die Anisotropie für höhere Energien kleiner ¹.

Neutrale Teilchen werden dagegen auf ihrem Weg von der Quelle zur Erde nicht durch Magnetfelder abgelenkt und liefern somit eine Richtungsinformation über ihre Herkunft. Als neutrale Teilchen kommen nur γ -Quanten, Neutrinos und Neutronen in Frage. Dabei ist bei den Neutronen zu beachten, daß sie mit einer mittleren Lebensdauer von $\tau = 888.6 \pm 3.5$ s zerfallen. Aufgrund der großen interstellaren Distanzen ist die Suche mit Neutronen nach Quellen kosmischer Strahlung aussichtslos ².

1.1.2 Ausgedehnte Luftschauer

Will man die hochenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung messen, muß berücksichtigt werden, daß das Energiespektrum sehr steil abfällt. Bis zu Energien von 10^{14} eV konnte die Elementzusammensetzung bisher mit hochfliegenden Ballonen, Satelliten oder dem Space-Shuttle direkt gemessen werden. Für höhere Energien ist der Fluß der Teilchen so gering, daß es nicht mehr möglich ist, direkte Messungen oberhalb der Atmosphäre durchzuführen, da die erforderliche Detektorfläche zu groß ist. In diesem Energiebereich wird versucht, die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung mit großen Detektorarrays am Erdboden indirekt zu bestimmen, indem der durch das primäre Teilchen ausgelöste **ausgedehnte Luftschauer** detailliert vermessen wird.

Ein hochenergetisches Teilchen trifft beim Eindringen in die Atmosphäre auf einen Atomkern der Lufthülle. Dabei werden eine Vielzahl ³ von Sekundärteilchen, vor allem Mesonen (z.B. π^\pm , π^0 , K^\pm , K^0) und Nukleonen (p, n) erzeugt. Bei jedem Stoß verliert das Primärteilchen im Mittel etwa 50% seiner Energie.

¹Ein Maß für die Abweichung ist der gyromagnetische Radius $r_{gyro} = \gamma m_0 v_\perp / qB$, für größere Teilchenenergien wird γ kleiner \Rightarrow die Abweichung im galaktischen Magnetfeld wird geringer.

²Damit die Hälfte der Neutronen vom 4.3 Lichtjahre entfernten Stern Alpha Centauri die Erde erreichen, müssen sie eine Energie von $2 \cdot 10^{14}$ eV haben.

³Protonen mit einer Energie $E_0 > 1$ GeV erzeugen bei einer Kollision mit einem Luftkern etwa $2E^{1/4}$ Sekundärteilchen (E in GeV) [Lon92]

Da die Transversalimpulse der Sekundärteilchen fast energieunabhängig sind und in der Größenordnung von nur $\langle p_{\perp} \rangle \approx 400 \text{ MeV}$ liegen, bewegen sich die entstandenen Sekundärteilchen aufgrund der großen Gesamtimpulse nahezu parallel zum Primärteilchen weiter.

Die Entwicklung der entstandenen Sekundärteilchen hängt von ihren Eigenschaften, wie Lebensdauer, Energie, usw. und der Dichte der Atmosphäre ab. Diese Größen bestimmen, ob das Teilchen zerfällt oder auf seinem Weg zur Erdoberfläche weiteren Wechselwirkungen unterliegt. Besitzt ein Teilchen ausreichend Energie, so kann es weitere Teilchengenerationen in tieferen Luftschichten erzeugen. Aufgrund mehrerer solcher Prozesse entsteht in der Atmosphäre eine Kaskade aus sekundären Teilchen.

Neutralen Pionen zerfallen wegen ihrer sehr kurzen Lebensdauer von $\tau_{\pi^0} \approx 10^{-16} \text{ s}$ praktisch sofort am Ort ihrer Entstehung in zwei γ -Quanten ohne eine weitere Wechselwirkung. Die entstandenen γ -Quanten produzieren über Paarbildung Elektron-Positron-Paare, die ihrerseits durch Bremsstrahlung weitere hochenergetische γ -Quanten erzeugen. Als Folge dieser alternierenden Prozesse entsteht die sogenannte **elektromagnetischen Komponente** eines ausgedehnten Luftschauers, wobei sich die Teilchenzahl bei jeder Wechselwirkung verdoppelt, bis die Energie der Teilchen unter den kritischen Wert von $E_{\text{krit}} \approx 84 \text{ MeV}$ gesunken ist. Unterhalb dieser Energie wird der Energieverlust von Elektronen durch Ionisation dominiert, und die Zahl der Teilchen im Schauer nimmt ab.

Die geladenen Mesonen haben eine deutlich größere Lebensdauer (z.B. $\tau_{\pi^{\pm}} \approx 2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$), so daß sie neben dem Zerfall noch die Möglichkeit einer weiteren hadronischen Wechselwirkung haben. Die Wahrscheinlichkeiten dieser Prozesse ist von der Dichte der Luft und der Energie der Teilchen abhängig.

Durch den Zerfall der geladenen Mesonen entsteht die **myonische Komponente** eines Luftschauers, z.B. durch

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}).$$

Dabei nimmt die Zerfallswahrscheinlichkeit mit steigender Energie ab. Die kritische Energie für Myonen in Luft liegt bei 3.6 TeV , so daß diese ihre Energie fast ausschließlich durch Ionisationsverluste verlieren und damit eine sehr große Reichweite in der Atmosphäre haben. Abgesehen von der Vielfachstreuung unterliegt das Myon keiner weiteren Wechselwirkung. Aufgrund ihrer endlichen Lebensdauer von $\tau_{\mu^{\pm}} = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ zerfällt ein Teil der Myonen auf dem Weg zur Erdoberfläche in Elektronen und Neutrinos

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu})$$

Durch diesen Zerfall wird die elektromagnetische Komponente verstärkt. Von allen erzeugten Myonen erreichen ca. 50% Meeresniveau.

Die geladenen Mesonen, die die Zeit bis zu einer weiteren Wechselwirkung überleben, bilden zusammen mit den Nukleonen durch wiederholte Stöße mit den Atomkernen der Luft die **hadronische Komponente** eines Luftschauers. Durch den Zerfall von ungeladenen und geladenen Mesonen werden die elektromagnetische und myonische Komponente auf dem Weg durch die Atmosphäre immer wieder aufgefrischt. Die Dicke der Lufthülle der Erde entspricht ca. 10 - 12 nuklearen Wechselwirkungslängen.

Infolge der hier beschriebenen Prozesse entsteht in der Atmosphäre eine leicht gewölbte Scheibe von Sekundärteilchen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit in Richtung des Primärteilchens auf die Erde zubewegt, wie in Abbildung 1.3 schematisch dargestellt.

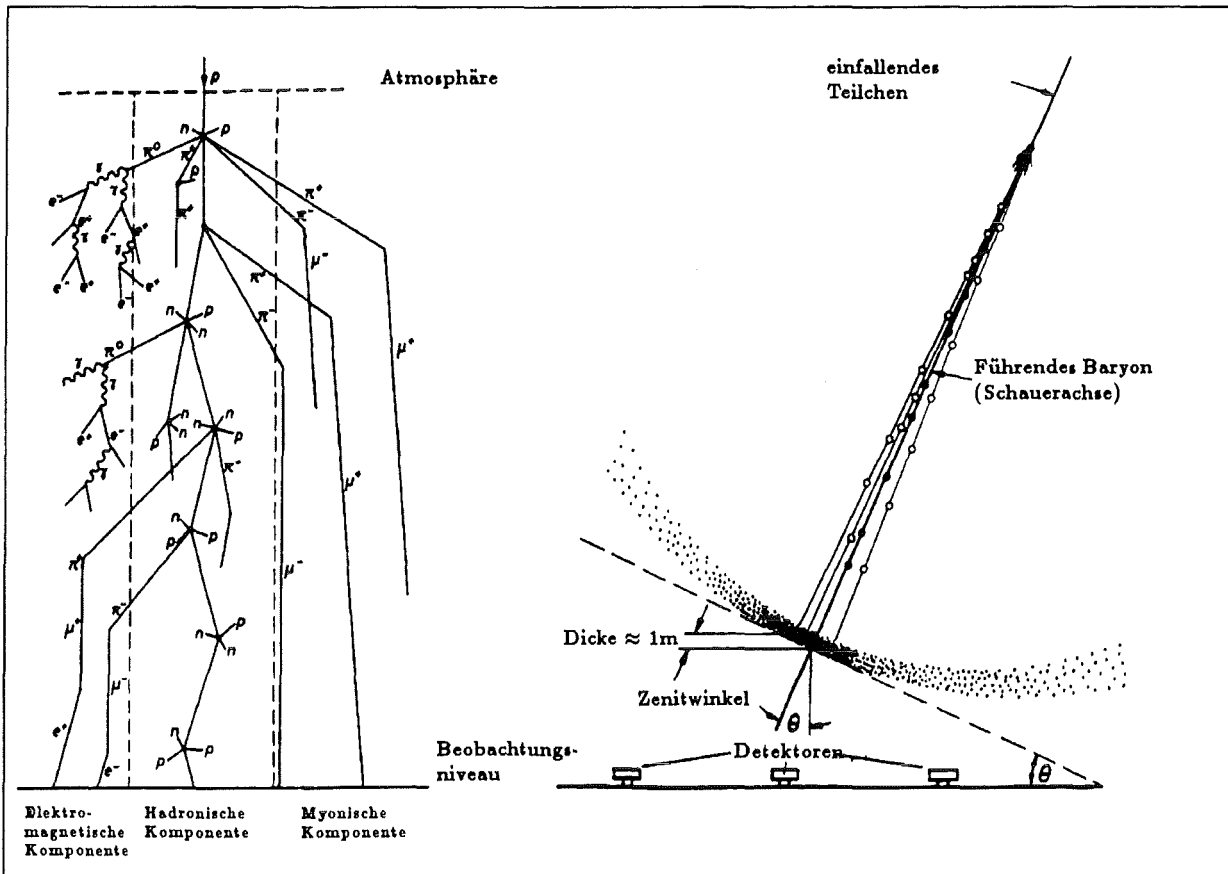


Abbildung 1.3: Darstellung eines Luftschauers in der Atmosphäre

(links) schematisch die Entwicklung der einzelnen Schauerkomponenten,

(rechts) Auftreffen des Schauers auf das Beobachtungsniveau mit Nachweisgeräten

Für Primärteilchen mit einer Energie $E_0 > 10^{14} \text{ eV}$ erreicht der entstehende ausgedehnte Luftschauer auf einer Fläche von einigen hundert Quadratmeter verteilt die Erdoberfläche. Beispielsweise besteht ein durch ein Proton der Energie $E_0 = 10^{15} \text{ eV}$ induzierter Luftschauer im wesentlichen aus ca. 100000 Elektronen und γ -Quanten, ca. 10000 Myonen sowie aus einigen hundert Hadronen mit Energien oberhalb von 10 GeV . Diese entstandenen Hadronen konzentrieren sich aufgrund ihrer geringen Transversalimpulse in einem Bereich von 10 m Radius um die Schauerachse. Für Elektronen ergeben sich typische Radien von ca. 80 m . Da die Myonen infolge ihres großen Durchdringungsvermögens auch aus großen Höhen den Erdboden erreichen können, haben sie mit einigen 100 m die breiteste Lateralverteilung [Gab92]. Wurde ein Luftschauer nicht von einem Hadron ausgelöst, sondern z.B. von einem γ -Teilchen, so fehlen in ihm die Myonen und Hadronen fast vollständig.

1.1.3 Unbegleitete Hadronen

Die Erdoberfläche erreichen nicht nur Hadronen in einem ausgedehnten Luftschauer, sondern auch solche, die von keinem weiteren Teilchen begleitet werden.

Die Atmosphäre stellt für Hadronen einen Absorber von ca. 11 nuklearen Wechselwirkungslängen dar. Die Teilchen erfahren also im Mittel 11 Stöße beim Durchqueren der Luft. Dabei verlieren sie pro Stoß durchschnittlich die Hälfte ihrer Energie. Also behält das primäre

Teilchen 50% seiner Energie und wird als höchstenergetisches Teilchen 'leading particle' genannt. Daraus folgt, daß dieses Teilchen den Erdboden mit einer Energie von $E_{Had} \approx 10^{-3} E_0$ erreicht. In einigen Promille der Fälle kommt es aber vor, daß ein Teilchen weniger als 4 Wechselwirkungen erfährt ⁴ und damit auf der Erdoberfläche noch ein Zehntel seiner Primärenergie besitzt [Sch91]. Darüberhinaus ist es möglich, daß das Hadron bei einem peripheren Stoß mit einem Molekül der Luft deutlich weniger als 50% der Energie verliert, z.B. in der einer diffraktiven Wechselwirkung. Da die hierbei entstandenen Sekundärteilchen deutlich weniger Energie besitzen, sind sie bzw. der durch sie entstandene Luftschauer nicht in der Lage, den Erdboden zu erreichen. Man weist auf der Erde ein unbegleitetes Hadron nach. Berücksichtigt man den steilen Abfall des Primärspektrums (Gl. 1.1), so ergibt sich, daß in 3% aller Fälle das auf Meereshöhe nachgewiesene Hadron noch mehr als 1% der Primärenergie besitzt und noch ca. 0.3% der gemessenen Teilchen besitzen eine Energie, die mehr als 90% der Energie des primären Teilchens entspricht.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das Flußspektrum unbegleiteter Hadronen der Energie E_{Had} durch primäre kosmische Hadronen der Energie $E_0 \simeq 10 \times E_{Had}$ dominiert wird, die 3 - 5 Wechselwirkungen erfahren haben. Durch die geringe Zahl der Wechselwirkungen sind sie enger mit der primären kosmischen Strahlung verknüpft als die Hadronen eines ausgedehnten Luftschauers [Wol73].

1.1.4 Neutronen in der kosmischen Strahlung

In der primären Strahlung sind einzelne Neutronen nicht vorhanden, da sie mit einer mittleren Lebensdauer von 888.6 s zerfallen ⁵. Da die primäre Strahlung zu 12% aus Alpha-Teilchen und zu einem kleinen Teil aus anderen Kernen besteht, sind in Kernen gebundene Neutronen auch in der primären Strahlung enthalten. Die primären Teilchen bestehen demnach zu 87% aus Protonen und zu 13% aus gebundenen Neutronen [Wol73].

Auf dem Beobachtungsniveau nachgewiesene neutrale Hadronen stammen folglich aus Wechselwirkungen der primären Teilchen mit atmosphärischen Atomkernen. Dabei gibt es unterschiedliche Produktionsmechanismen:

- *Neutronen können als Kernfragmente einer Wechselwirkung entstehen.*
Ein primäres Teilchen (α , sonstige Kerne) trifft in der Atmosphäre einen Luftkern zentral. Dabei wird auf den Kern Energie übertragen, die deutlich größer ist als die Bindungsenergien im Kern. Sowohl der Target- als auch der Projektilkern werden angeregt und zerplatzen in viele Sekundärteilchen, unter denen sich neben anderen (Restkerne, α , p, π) auch Neutronen befinden. Die Neutronen des Projektils treten als freie Teilchen auf und werden auf der Erdoberfläche als neutrale Hadrons nachgewiesen (siehe Abbildung 1.4 links).
- *Aus primären Protonen entstehen über den Prozeß des Ladungsaustauschs Neutronen.*
Ein Proton wechselwirkt mit einem gebundenen Neutron eines Luftkerns. Dabei wird ein virtuelles Pion ausgetauscht, so daß das Proton anschließend als Neutron weiterfliegt. (siehe Abbildung 1.4 rechts)

⁴Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen die Atmosphäre ganz ohne Wechselwirkung durchdringt, beträgt ca. 10^{-5} .

⁵Nur Neutronen von der Sonne haben eine gewisse Wahrscheinlichkeit die Erde zu erreichen. So ist es gelungen Neutronen, die bei einer Sonneneruption entstanden sind, nachzuweisen [Chi92].

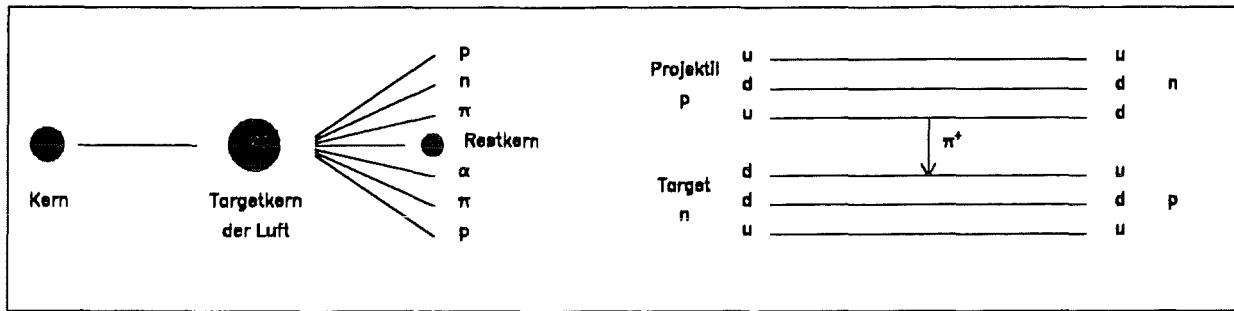


Abbildung 1.4: Mögliche Prozesse der Neutronproduktion in der Atmosphäre (links) Entstehung von Neutronen durch Kernfragmentation, (rechts) Ladungsaustauschprozess durch ein virtuelles Pion

Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit entstehen bei den Wechselwirkungen auch andere neutrale Hadronen z. B. π^0 , K^0 . Da diese Teilchen aber sehr kurze Lebensdauern besitzen, zerfallen sie sehr schnell, so daß ihr Beitrag zum Fluß neutraler Hadronen vernachlässigt werden kann. Nahe Meeresniveau nachgewiesene neutrale Hadronen sind fast ausschließlich Neutronen.

1.2 Kalorimeter

Zur Messung der Energie von Teilchen im GeV-Bereich und darüber werden in der Teilchenphysik häufig sogenannte **Kalorimeter** benutzt. In diesen Detektoren wird ein einfallendes Teilchen in einem Block dichter Materie vollständig absorbiert. Dabei entsteht im Detektormedium ein Teilchenschauer, in dem sich die Primärenergie des Teilchens auf eine zunehmende Zahl von Schauerteilchen mit niedrigeren Energien verteilt. Diese Teilchen erzeugen im Detektor unter Energieabgabe Ionisationsladungen, Szintillationslicht oder Čerenkovstrahlung, die mit den entsprechenden Nachweisgeräten detektiert werden können. Die Größe dieser Signale ist dabei mit der Primärenergie verknüpft.

Kalorimeter besitzen dabei folgende Eigenschaften, die sie insbesondere zur Messung hoher Energien interessant machen:

- Die Energiebestimmung wird mit zunehmender Energie genauer.
- Die Größe von Kalorimetern steigt nur logarithmisch mit der Energie an.
- Kalorimeter ermöglichen die Energiebestimmung sowohl von **geladenen** als auch von **neutralen** Teilchen.

Im folgenden wird auf verschiedene Arten von Kalorimetern und deren Eigenschaften eingegangen.

1.2.1 Elektromagnetische Kalorimeter

In einem elektromagnetischen Schauer erfolgt die Schauerentwicklung durch den sich wiederholenden Prozeß der Paarerzeugung und der Bremsstrahlung. Der Schauer entwickelt sich

dabei wie die elektromagnetische Komponente im Luftschauer. Nach jeder Wechselwirkung verdoppelt sich dabei die Anzahl der Teilchen innerhalb einer Strahlungslänge X_0 , bis die Energie der Teilchen die kritische Energie des Detektormaterials unterschreitet ⁶. Die Zahl der Schauerteilchen nimmt nach dem Überschreiten dieses Schauermaximum mit einer für das Absorbermaterial charakteristischen Absorptionslänge ab. Zur Beschreibung der longitudinalen Entwicklung des elektromagnetischen Schauers benutzt man allgemein folgende Parametrisierung [Lon75] :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot c \cdot t^\alpha \cdot \exp^{-\beta \cdot t} \quad (1.2)$$

- E_0 : Energie des Primärteilchens
 t : Schichtdicke in Einheiten der Strahlungslänge
 α, β, c : energieabhängige Konstanten

Die Zunahme der Teilchenzahl wird durch den potentiellen, die Abnahme nach dem Schauermaximum durch den exponentiellen Term beschrieben.

Die laterale Ausdehnung des Schauers wird durch Vielfachstreuung aufgrund der Coulombwechselwirkung der niederenergetischen Sekundärelektronen bestimmt. Die bestimmende Größe ist der Molière-Radius ⁷. So sind in einem Radius von

$$R_{95\%} \approx 2 \cdot \rho_{\text{Molière}} \quad (1.3)$$

95 % der Schauerenergie enthalten [Fab82] .

1.2.2 Hadronkalorimeter

Um Hadronen mit Hilfe eines Kalorimeters nachzuweisen, müssen diese eine Nukleon-Meson-Kaskade im Absorbermaterial erzeugen. Die Entwicklung dieser hadroninduzierten Schauer im Kalorimeter ist der hadronischen Komponente eines Luftschauers sehr ähnlich. Die longitudinale Entwicklung des Schauers hängt von der Wahrscheinlichkeit einer Kernwechselwirkung ab. Die Größe, die dies beschreibt, ist die nukleare Wechselwirkungslänge λ , die durch den inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_i gegeben ist:

$$\lambda = \frac{A}{\sigma_i \cdot N_0 \cdot \rho} \quad (1.4)$$

- ρ : Dichte des Absorbermaterials
 A : Molmasse
 N_0 : Avogadro-Konstante

Da bei einer hadronischen Wechselwirkung die Anzahl der produzierten Sekundärteilchen variiert, sind bei hadronischen Kalorimetern die Fluktuationen deutlich größer als bei elektromagnetischen.

⁶Bei der kritischen Energie E_{krit} sind die Ionisationsverluste eines Elektrons gleich den Strahlungsverlusten. Eine Abschätzung ergibt: $E_{krit} \simeq 600 MeV/Z$ [Per87]

⁷Der Molière-Radius wird bestimmt durch die mittlere Ablenkung von Elektronen der kritischen Energie E_{krit} innerhalb einer Strahlungslänge X_0 . Es gilt: $\rho_{\text{Molière}} = 21 MeV \cdot X_0 / E_{krit}$ [Per87].

1.2.3 Energieauflösung von Kalorimetern

Bei der Bestimmung der Energieauflösung sind zwei Arten von Kalorimetern zu unterscheiden.

Homogene Kalorimeter

Bei homogenen Kalorimetern wird im gesamten Absorbermaterial ein nachweisbares Signal erzeugt. Es gibt keine Unterscheidung in aktive und passive Detektorkomponenten.

Wird ein Teilchen in einem Detektor vollständig absorbiert, ist die gesamte durch Ionisation deponierte Energie E_{depo} gleich der Energie des Teilchens E . Die Anzahl N der erzeugten Elektron-Ion-Paare unterliegt damit einer strengen Randbedingung. Ist die mittlere Energie pro Ionisation \mathcal{W} bekannt, ist diese Anzahl gegeben:

$$N = \frac{E}{\mathcal{W}} \quad (1.5)$$

E : Energie des absorbierten Teilchens
 \mathcal{W} : mittlere Energie pro Ionisation (materialabhängig)

Die Varianz von N für diesen Fall wurde von Fano [Fan47] berechnet. Dabei ist innerhalb der Poisson-Statistik die Energieerhaltung zu berücksichtigen. Man erhält für die Varianz σ :

$$\sigma^2 = F \cdot N \quad (1.6)$$

F : Fanofaktor (materialabhängig)

Der Fano-Faktor ist dabei von allen Prozessen abhängig, bei denen im Detektor Energie übertragen wird, also auch von solchen Prozessen, bei denen keine Ionisation stattfindet wie z.B. Phononenanregung. Er ist folglich eine Konstante des Detektormediums und besitzt einen Wert von typischerweise 0.1. Aufgrund der vielen möglichen Prozesse ist die theoretische Bestimmung von F schwierig.

Für die Energieauflösung eines Kalorimeters ergibt sich damit:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sqrt{F \cdot N}}{N} = \frac{\sqrt{F \cdot \mathcal{W}}}{\sqrt{E}} \quad (1.7)$$

$$\Rightarrow \frac{\sigma_E}{E} = \frac{c}{\sqrt{E}} \quad (1.8)$$

c : Konstante (materialabhängig)

Diese Formel beschreibt die bestmögliche Energieauflösung eines homogenen Kalorimeters. Deren Schwankungen nennt man *intrinsische Fluktuationen*. Für elektromagnetische Schauer sind diese Fluktuationen sehr klein ($c \approx 0.005$) [Fab82]. Die Auflösung der Kalorimeter ist aufgrund von instrumentellen Effekten i. a. schlechter.

Im Falle einer hadronischen Kaskade wird nicht die gesamte Energie des Primärteilchens in ein nachweisbares Signal umgesetzt wird, was an folgenden Effekten liegt:

- Durch die Entstehung von Teilchen mit hohem Durchdringungsvermögen (μ, ν, n) verläßt ein Teil der Energie das Kalorimeter.
- Bei den Kernwechselwirkungen werden Kerne aufgebrochen, wobei ein Teil der Energie benötigt wird, um die Bindungsenergie aufzubringen. Bei Hadronkalorimetern ist dieser Anteil an der Gesamtenergie, im Gegensatz zu elektromagnetischen Kalorimetern, nicht zu vernachlässigen.
- Stark ionisierende Kernfragmente sind, obwohl sie im Kalorimeter verbleiben, nur zum Teil nachzuweisen.

Die Energieauflösung eines Hadronkalorimeters wird auch durch Fluktuationen in der π^0 -Produktion beeinflusst. Die neutralen Pionen zerfallen sofort in zwei Photonen, so daß eine elektromagnetische Kaskade entsteht. Die Beiträge von Elektronen zum Energiesignal unterscheiden sich aber von denen der Pionen. Damit führen Fluktuationen in der Produktion von π^0 zu einer Verschlechterung der Energieauflösung. Die intrinsischen Fluktuationen sind daher bei hadronischen Schauern sehr viel größer als bei elektromagnetischen. Der Wert der Konstanten c in Gleichung 1.8 liegt zwischen 0.2 und 0.5 [Fab82].

Sampling-Kalorimeter

Bei Sampling-Kalorimetern breitet sich der Schauer größtenteils in einem passiven dichten Medium aus und die Energie des Schauers wird stichprobenartig in einem dazwischenliegenden aktiven Medium bestimmt. Sampling-Kalorimeter haben also eine 'Sandwich'-Struktur, die aus aktiven und passiven Ebenen besteht. Als aktive Lagen werden unter anderem Plasticszintillatoren oder Ionisationskammern benutzt.

Da nur ein Teil der Schauerenergie gemessen wird, treten hier zusätzlich sogenannte *Sampling Fluktuationen* auf. Diese lassen sich für elektromagnetische Kalorimeter durch folgenden Ansatz beschreiben [Fab82]:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{amp.} = c \cdot \sqrt{\frac{\Delta E (MeV)}{E (GeV)}} \quad (1.9)$$

E : Energie des Primärteilchens
 ΔE : Energieverlust eines minimalionisierenden Teilchens in einer Sampling-Lage

Für elektromagnetische Kalorimeter ist die Konstante zu $c = 0.032$ bestimmt worden. Für hadronische Kalorimeter ist sie größer und beträgt $c = 0.9$ [Eng92].

Für die gesamte Energieauflösung ergibt sich:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{tot.} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{intr.}^2 + \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{amp.}^2} \quad (1.10)$$

Außerdem wird die Energieauflösung eines Kalorimeters verschlechtert, wenn nicht die gesamte Energie des Teilchens im Detektor eingeschlossen wird. Man spricht dann von sogenannten 'Leakage-Verlusten'. Dabei wirken sich die Verluste in longitudinaler Richtung stärker aus als die in transversaler.

Kapitel 2

Das Experiment KASCADE

Die Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich $3 \cdot 10^{14} < E_0 < 10^{17} \text{ eV}$ ist das Hauptziel des KASCADE-Experimentes. Dies soll mit einem großen Luftschauerexperiment erreicht werden, bei dem gleichzeitig alle drei Komponenten eines Luftschauers gemessen werden. Die gleichzeitige Messung von möglichst vielen Schauerparametern ist der wesentliche Unterschied zu anderen Höhenstrahllexperimenten. Im folgenden werden die Eigenschaften der Nachweisgeräte kurz beschrieben [Dol90].

Das Detektorarray

Auf einer Fläche von $200 \times 200 \text{ m}^2$ sind 252 Detektorstationen zur Messung der elektromagnetischen und der myonischen Komponente in einem rechtwinkligen Gitter angeordnet. Der Abstand zwischen den einzelnen Stationen beträgt 13 m . Diese Anordnung wird als *Detektorarray* bezeichnet und ist in Abbildung 2.1 dargestellt. In jeder Station befinden sich zum Nachweis der Elektronen und Gammaquanten vier Szintillationszähler mit einer kreisförmigen Grundfläche von jeweils 1 m Durchmesser. Die Zähler bestehen aus einem 4 cm dicken Flüssigszintillator, dessen Szintillationslicht über einen kegelförmigen Luftlichtleiter einem Photomultiplier zugeführt wird. Zum Nachweis der Myonen besitzt jede Station unter einer Abschirmung von 10 cm Blei und 4 cm Eisen vier quadratische Plastikszintillatoren, die über Wellenlängenschieber an den Kanten von Photomultipliern ausgelesen werden.

Die effektive Fläche einer Detektorstation beträgt 3.2 m^2 , so daß sich für das gesamte Detektorarray eine Flächenbelegung von ca 2% ergibt. Für die Messung der Teilchenzahlen ist damit eine Genauigkeit erreicht worden, die nicht mehr durch die geringe Flächenbelegung sondern durch die intrinsischen Fluktuationen der individuellen Schauerentwicklung bestimmt wird.

Der Zentraldetektor

Im Zentrum des Detektorarrays befindet sich der Zentraldetektor (siehe Abbildung 2.2), bestehend aus einem Eisen-Sampling-Kalorimeter zum Nachweis von Hadronen und aus Vieldrahtproportionalkammern zur Identifikation von Myonen in Schauerkern. Mit dem Detektor sollen die Anzahl, die Energie und die Richtung der einfallenden Hadronen und Myonen bestimmt werden. Mit einer Grundfläche von $16 \times 20 \text{ m}^2$ entspricht die Größe des Zentraldetektors in etwa der Ausdehnung des Schauerkerns eines Luftschauers, so daß dieser detailliert vermessen werden kann.

Der Absorber des Kalorimeters besteht aus mehreren Lagen Eisenplatten, deren Dicke von 12 cm in den oberen Lagen auf 36 cm in den unteren zunimmt. Dazwischen befinden sich 7

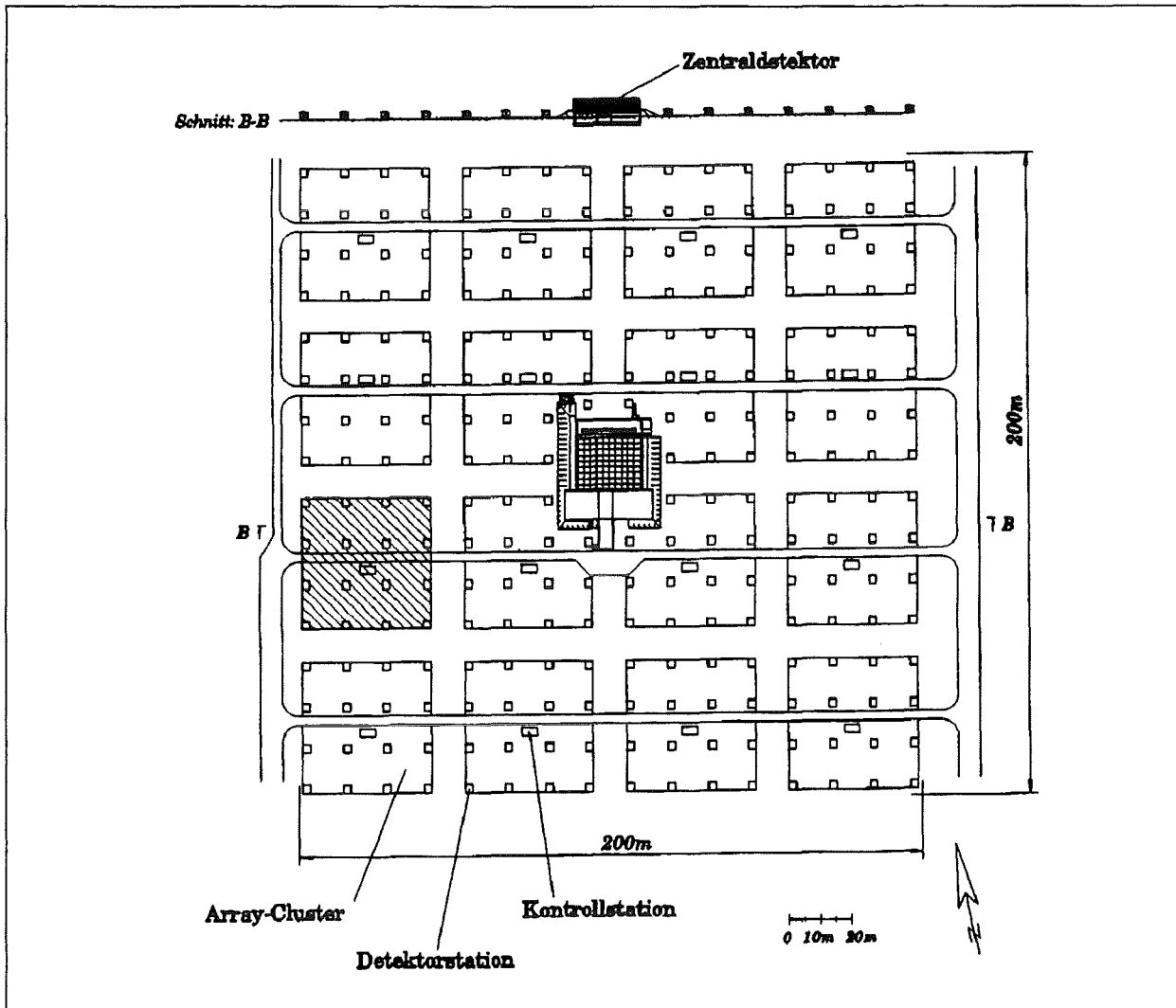


Abbildung 2.1: Aufbau des KASCADE-Experimentes

Ebenen mit Flüssigkeitsionisationskammern. Eine weitere Ebene Ionisationskammern ist unterhalb der 70 cm dicken Betondecke montiert. Die Ionisationskammern sind gefüllt mit der Flüssigkeit Tetramethylsilan (TMS), einer unpolaren, sphärischen Kohlenwasserstoffverbindung ($Si(CH_3)_4$) mit einem Siedepunkt von $T_s = 300 K$. Die Detektoren haben einen sehr großen dynamischen Bereich, so daß sie sowohl einzelne Myonen als auch hohe Teilchendichten im Schauerkerne ohne Sättigungserscheinungen nachweisen können. Begrenzt wird der dynamische Bereich nur durch die verwendete Elektronik. Geometrieeffekte müssen nicht berücksichtigt werden, da das Signal einer Kammer unabhängig vom Ort des Teilchendurchgangs ist.

Um die elektromagnetische Komponente abzuschirmen, befindet sich auf dem Kalorimeter eine 5 cm dicke Bleischicht. Insgesamt hat der Zentraldetektor eine Tiefe von 11 hadronischen Wechselwirkungslängen. Damit ist es möglich, Hadronen mit Energien bis zu 10 TeV vollständig zu absorbieren. Die untere Grenze der Hadronidentifikation liegt bei ca. 10 GeV.

Mit Hilfe der zwei Ebenen Proportionalkammern wird unter dem Kalorimeter die myonische Komponente nachgewiesen, wobei die Myonen Energien von $E_\mu > 2 GeV$ besitzen müssen, um den Absorber zu durchdringen.

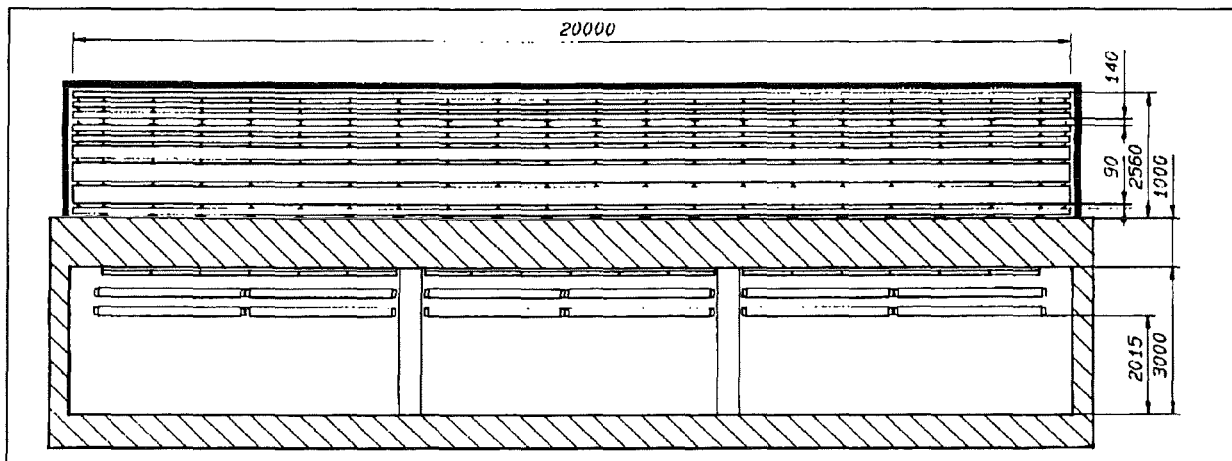


Abbildung 2.2: Querschnitt durch den Zentraldetektor

Eine Triggerebene, bestehend aus 456 Plastiksintillationszählern, die sich in der dritten Ebene des Kalorimeters ¹ befindet, liefert das Triggersignal für die Ionisationskammern und die Myonkammern. Ein einzelner Zähler hat eine Fläche von 0.45 m^2 . Mit schnellen Triggersignalen sollen außerdem die Zeitverteilungen von Myonen und Hadronen im Schauerkern bestimmt werden.

Um die Eigenschaften eines solchen großen Kalorimeters kennenzulernen, wurde ein Prototyp des Detektors aufgebaut. Mit diesem sollen aufgrund der kleineren Fläche keine Hadronen im Schauerkern gemessen werden, sondern unbegleitete Hadronen, die deutlich niedrigere Energien besitzen, dafür aber viel häufiger vorkommen. Diese sind folglich auch mit einer kleineren Detektorfläche zu messen.

¹Dort befindet sich das Maximum eines hadronischen Schauers

Kapitel 3

Der experimentelle Aufbau

Die Messung von Hadronen der kosmischen Strahlung und deren Trennung in die neutrale und geladene Komponente wurde am Prototypen des KASCADE-Zentralkalorimeters durchgeführt. Dieses Experiment wurde aufgebaut, um das Verhalten des Kalorimeters im Energiebereich von 10 GeV bis 10 TeV zu untersuchen. So wurde bereits das Energiespektrum unbegleiteter Hadronen mit teilweiser Bestückung des Kalorimeters gemessen [Mie94]. Um die Trennung von geladenen und neutralen Hadronen zu ermöglichen, wurde das vollständig bestückte Prototypkalorimeter um eine zusätzliche Szintillatorebene, die im folgenden als 'Anti-Ebene' bezeichnet wird, erweitert. Mit dieser Detektorkomponente soll der Energieverlust der geladenen Teilchen gemessen werden, um die neutralen von den geladenen Hadronen zu diskriminieren.

3.1 Das Prototypkalorimeter

3.1.1 Mechanischer Aufbau

Beim Aufbau des Prototyp-Kalorimeters (siehe Abbildung 3.1) wurde versucht die longitudinale Struktur des KASCADE-Zentraldetektors soweit wie möglich zu realisieren. Die Fläche des Absorbers von $3.2 \times 4 \text{ m}^2$ entspricht 4% der Zentralkalorimeterfläche. Zwischen den Absorberplatten sind sieben Ebenen mit TMS-Ionisationskammern auf einer Fläche von jeweils 6 m^2 bestückt.

Die wesentlichen Merkmale des Detektors sind:

- Die Gesamtdicke des Absorbers beträgt $8.8\lambda_0$ ¹. Dabei nimmt die Dicke der einzelnen Absorber mit zunehmender Tiefe zu. Die ersten fünf Absorberschichten sind 12 cm dick, der folgende Absorber 24 cm und die beiden unteren haben eine Dicke von 36 cm . Der Abstand zwischen zwei Absorberplatten beträgt jeweils 10 cm .
- Auf dem Kalorimeter befindet sich zur Abschirmung von niederenergetischer, elektromagnetischer Strahlung eine 5 cm dicke Bleischicht. Das entspricht einem Absorber von $0.3 \lambda_0$ bzw. $8.9 X_0$.

¹Beim KASCADE-Kalorimeter befindet sich noch eine zusätzliche Lage mit TMS-Ionisationskammern unter 70 cm Beton. Auf diese kann hier verzichtet werden, da die zu messenden Energien der unbegleiteten Hadronen niedriger sind.

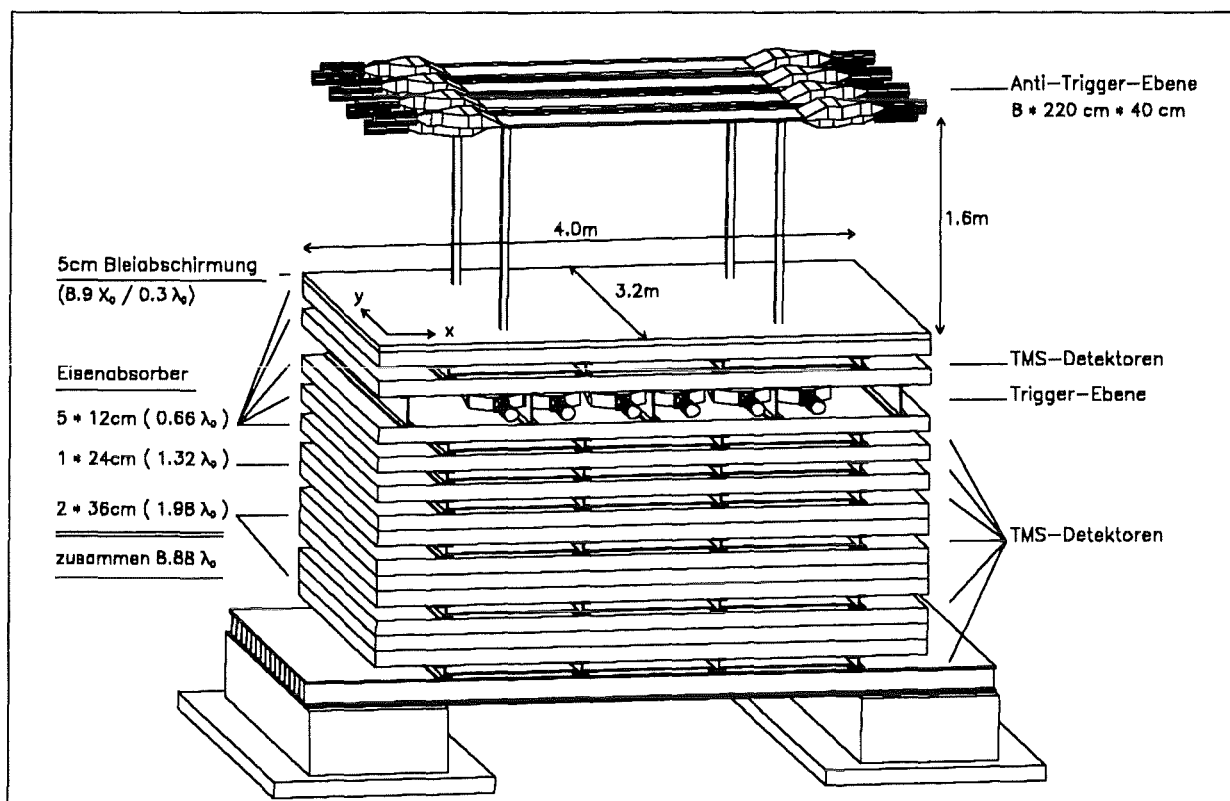


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des erweiterten Prototypkalorimeters

- Zwischen dem zweiten und dritten Eisenabsorber, also in einer Tiefe von $1.62 \lambda_0$, befinden sich 6 Plastikszintillatoren, die als Trigger für die Datennahme benutzt werden. Jeder dieser Szintillationszähler² besitzt eine Fläche von $220 \times 40 \text{ cm}^2$ bei einer Dicke von 2 cm . Das Triggersystem wird in Abschnitt 3.1.3 eingehend behandelt.
- In den übrigen sieben Luftspalten befinden sich als aktive Lagen die TMS-Ionisationskammern. Eine genauere Beschreibung der Detektoren erfolgt in Abschnitt 3.1.2.

In Abbildung 3.1 ist auch die Anti-Ebene dargestellt. In 1.6 m Entfernung oberhalb des Kalorimeters befinden sich 8 Szintillationszähler, mit denen der Energieverlust der sie durchquerenden Hadronen gemessen wird. Aufgrund dieser Messung wird dann unterschieden, ob das Hadron geladen oder neutral war. Damit jedes Teilchen einen Zähler durchdringt, sind die Zähler überlappend montiert. Die Szintillatoren werden beidseitig von Photomultipliern ausgelesen. Die Funktionsweise der Anti-Ebene ist detailliert in Abschnitt 3.2 beschrieben.

3.1.2 Die TMS-Ionisationskammern

Eine Ionisationskammer ist im Prinzip ein Plattenkondensator, der mit einem Dielektrikum gefüllt und an den Hochspannung angelegt ist. Werden durch ionisierende Strahlung im Dielektrikum Ladungsträger freigesetzt, so driften diese im elektrischen Feld des Kondensators zu den Elektroden und influenzieren dabei im Kondensatorkreis einen Verschiebungsstrom, der proportional zu ihrer Anzahl und ihrer Driftgeschwindigkeit ist.

²Die einzelnen Detektoren bestehen aus dem Szintillator NE110

Dabei ist die Zahl der freigesetzten Ladungsträger proportional zur im Medium deponierten Energie. Die im Mittel benötigte Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares bezeichnet man als \mathcal{W} -Wert. Mit der deponierten Energie und dem \mathcal{W} -Wert läßt sich die Anzahl der freigesetzten Elektron-Ion-Paare berechnen:

$$N_{e^-}^0 = \frac{E_{dep}}{\mathcal{W}} \quad (3.1)$$

Für die Verwendbarkeit eines Dielektrikums in einer schnellen Ionisationskammer ist die Beweglichkeit der Ladungsträger entscheidend, die einen großen Wert besitzen sollte. Diese Bedingung ist für die unpolare Flüssigkeit TMS erfüllt³. Da die Beweglichkeit der Ionen deutlich kleiner ist, beschränkt man sich bei der Messung auf den Elektronenstrom, um ein möglichst kurzes und schnelles Signal zu erhalten. Aus der Beweglichkeit μ ergibt sich die maximale Driftzeit t_d im Kondensator:

$$t_d = \frac{d^2}{U \cdot \mu_{e^-}} \quad (3.2)$$

- d : Abstand der beiden Elektroden des Kondensators
 U : Spannung am Kondensator
 μ_{e^-} : Beweglichkeit der Elektronen

Durchdringt ein ionisierendes Teilchen das Medium vollständig, so legen die entstandenen Elektronen im Mittel den halben Elektrodenabstand als Weg zur Anode zurück. Da die Elektronen aber nur mit dem Teil, der zum Abstand von der Anode proportional ist, zum Signal beitragen, beobachtet man nur die halbe freigesetzte Ladung.

Primärrekombination und Absorption durch Verunreinigungen

Bei der Signalbildung ist zu beachten, daß nicht jedes freigesetzte Elektron zum Signal beiträgt, da die Elektronen teilweise wieder vernichtet werden. So können sie wieder von Ionen ihrer Umgebung eingefangen werden und rekombinieren. Die Entkommwahrscheinlichkeit für Elektronen aus dem Feld ihres Mutterions wurde von Onsager für einzelne Elektron-Ion-Paare als Funktion des externen äußeren Feldes berechnet [Ons38]. Mit dieser kann die Rekombination für ein minimalionisierendes Teilchen bestimmt werden.

Üblicherweise benutzt man anstelle der Entkommwahrscheinlichkeit den dazu proportionalen **G-Faktor**. Er gibt die Zahl der Elektronen an, die pro 100 eV deponierter Energie durch Ionisation freigesetzt werden und der Primärrekombination entkommen:

$$N_{e^-} = \frac{G(\mathcal{E})}{100 \text{ eV}} \cdot E_{dep} \quad (3.3)$$

- N_{e^-} : Anzahl der entkommen Elektronen
 $G(\mathcal{E})$: G-Faktor als Funktion des elektrischen Feldes
 E_{dep} : deponierte Energie

³Die Beweglichkeit von Elektronen in TMS beträgt für Feldstärken unter $20 \frac{kV}{cm}$: $\mu = 98 \frac{cm^2}{Vs}$. Die Beweglichkeit der positiven Ionen ist etwa 10^5 mal kleiner als die der Elektronen.

Zur Bestimmung des G-Faktors von TMS wurde an gemessene Daten eine Funktion zweiter Ordnung angepaßt [Kna93]:

$$G(\mathcal{E}) = 0.598 + 4.05 \cdot 10^{-2} \frac{1}{kV} \cdot \mathcal{E} - 4.97 \cdot 10^{-4} \frac{1}{kV^2} \cdot \mathcal{E}^2 \quad (3.4)$$

Neben dieser Primärrekombination tragen noch Verunreinigungen im TMS in Form elektronegativer Moleküle, wie z.B. O_2 , CO_2 , oder H_2O , zur Abnahme des Signals bei. Diese Moleküle können die Elektronen einfangen (z.B. durch $O_2 + e^- \rightarrow O_2^-$) oder ihre Drift durch reversible Reaktionen (z.B. durch $CO_2 + e^- \leftrightarrow CO_2^-$) behindern. Die Größe dieses Effektes hängt von der Menge der Verunreinigungen in der Flüssigkeit ab. Die Zahl der freien Ladungsträger läßt sich beschreiben durch:

$$N_{e^-}(t) = N_{e^-}^0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.5)$$

$N_{e^-}(t)$: Anzahl der Elektronen als Funktion der Zeit
 $N_{e^-}^0$: Anzahl der Elektronen für $t=0$
 τ : mittlere Lebensdauer der freien Elektronen

Die mittlere Lebensdauer der freien Elektronen τ hängt dabei von der Konzentration der Verunreinigungen ab. Die Verunreinigung wird oft in O_2 -Äquivalenten angegeben, da der Sauerstoff wegen seiner großen Elektronegativität einen wesentlichen Einfluß auf die Lebensdauer hat. Dabei gilt folgende Beziehung:

$$n(O_2) = \frac{225ppb}{\tau \frac{1}{\mu s}} \quad (3.6)$$

Nachweisbare Ladung

Berücksichtigt man nun alle erwähnten Effekte, so ergibt sich für die Zahl freier Ladungsträger als Funktion der Zeit:

$$N_{e^-}(t) = N_{e^-}^0 \cdot G(E) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \quad (3.7)$$

Damit erhält man die **nachweisbare Ladung** als Integral über den Detektorstrom:

$$Q = \int_{t=0}^{t_d} \frac{N(t)}{t_d} dt = 2 d \frac{dE}{dx} \cdot \frac{G(E)}{100eV} \cdot f(t_d, \tau) \quad (3.8)$$

Die Ladung ist proportional zur deponierten Energie, dem G-Faktor und der **Ladungssammlungsfunktion**

$$f(t_d, \tau) = \frac{\tau}{t_d} \left(1 - \frac{\tau}{t_d} \left(1 - e^{-\frac{t_d}{\tau}}\right)\right) \quad (3.9)$$

Diese Funktion beschreibt die Reinheit der Ionisationskammer mit Hilfe der mittleren Lebensdauer der Elektronen τ . Für eine gute Ladungssammlung sollte das Verhältnis $\frac{\tau}{t_d} > 2$ gelten [Hoe94].

Aufbau der TMS-Ionisationskammer

In Abbildung 3.2 ist der mechanische Aufbau einer TMS-Ionisationskammer, wie sie im KASCADE-Zentraldetektor und beim Prototypkalorimeter verwendet werden, dargestellt. Das Gehäuse besteht aus zwei quadratischen, tiefgezogenen, 1 mm dicken Edelstahlhalbschalen mit einer Kantenlänge von 50 cm. Darin befinden sich 4 Elektroden mit einer Fläche von jeweils $25 \times 25 \text{ cm}^2$. Die 1 mm dicken Elektrodenbleche sind mit keramischen Abstandshaltern (Al_2O_3) in diesen Halbschalen mittig positioniert, so daß sie gegeneinander und gegen das Gehäuse isoliert gehalten werden. Nach der Montage werden die beiden Halbschalen zusammengeschweißt und ergeben so eine Kammer von 10 mm Dicke. In den Deckel der Kammer ist ein Füllrohr aus kohlenstoffarmen Nickel eingeschweißt, das nach dem Befüllen der Kammer mit 1.7 l flüssigem TMS durch Abquetschen mit einer hydraulischen Vorrichtung kaltverschweißt wird. Auf der Oberseite der Kammer ist das Elektronikgehäuse montiert, das zur Aufnahme der Vorverstärker für die vier elektronischen Kanäle dient. Insgesamt besitzt das Prototypkalorimeter 672 elektronische Kanäle.

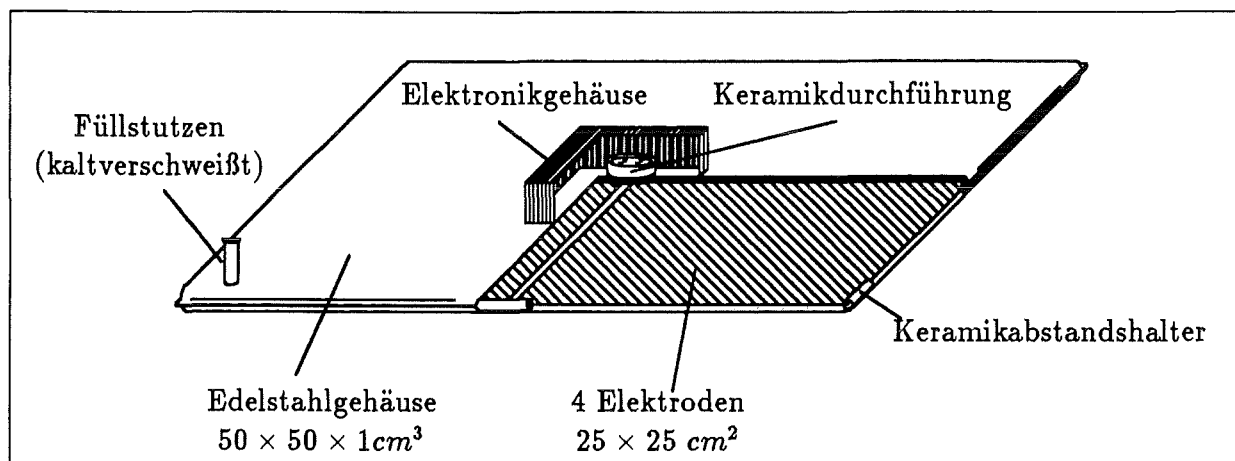


Abbildung 3.2: Aufbau der TMS-Ionisationskammer

3.1.3 Das Triggersystem

Die in der zweiten Ebene des Detektors eingebauten sechs Szintillationszähler werden als Trigger für die Datennahme benutzt. Der Aufbau eines solchen Zählers ist in Abbildung 3.3 wiedergegeben.

An beiden Seiten wird das Lichtsignal über adiabatische Lichtleiter an einen Photomultiplier angekoppelt. Aus den Signalen der Photomultiplier wird nun ein Triggersignal erzeugt, das folgende Anforderungen erfüllen muß ⁴.

- Hadronen sollen mit hoher Effizienz ein Triggersignal erzeugen. Die Datenauslese soll durch die viel häufiger vorkommenden Myonen und Elektronen nicht gestartet werden.
- Das Triggersystem soll außer dem Startsignal auch eine Information über den Ort des Teilchendurchgangs liefern.

⁴Eine detailliertere Beschreibung des Triggersystems findet man in [Mie94].

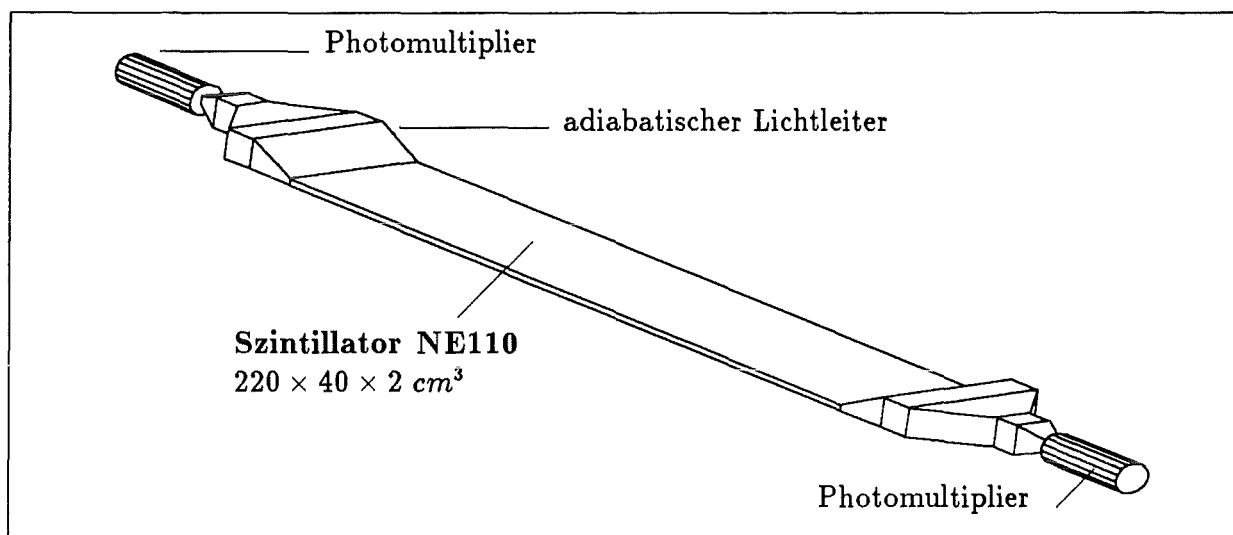


Abbildung 3.3: Ansicht eines Triggerzählers des Prototypkalorimeters

- Da das auslösende Teilchen von anderen Teilchen begleitet werden kann, soll das Triggersystem auch Hinweise auf den Durchgang solcher Teilchen liefern.

Die Triggerzähler wurden so eingestellt, daß sie annähernd jedes minimal ionisierende Teilchen nachweisen (siehe auch Anhang A). Um den Anforderungen an das Triggersystem gerecht zu werden, wurde die in Abbildung 3.4 dargestellte Elektronikschaltung aufgebaut.

Das Signal der Photomultiplier wird am Fan-In-Fan-Out analog geteilt.

- Ein Signal wird benutzt, um mit einem ADC die Signalhöhe zu bestimmen
- Das zweite Ausgangssignal wird einem Diskriminator zugeführt, der so eingestellt ist, daß er jedes minimalionisierende Teilchen nachweisen kann. Die Einstellung bezeichne ich im folgenden als MIP. Ein durchgehendes Teilchen wird erkannt, wenn die beiden Diskriminatoren signale eines Zählers koinzident ansprechen. Die Diskriminatoren signale werden außerdem über eine TDC-Messung zur Bestimmung des Orts des Teilchendurchgangs benutzt.
- In einem weiteren Diskriminator wird bestimmt, ob das Signal eine Schwelle überschreitet, die dem 30-fachen des MIP-Signals entspricht. Dieser Zweig stellt den Hadrontrigger dar. Überschreiten die Signale des rechten und linken Photomultipliers gleichzeitig diese 30-fache Schwelle, was im wesentlichen bei Hadronen, die oberhalb der Triggerebene wechselgewirkt haben, geschieht, so wird ein Triggersignal erzeugt, das die Datennahme startet.

Neben dem Triggersignal liefert das Szintillatorsystem noch Informationen, aus denen sich der Durchgangsort eines Teilchens rekonstruieren läßt:

- Die **X-Koordinate** wird durch die Segmentierung der Szintillationszähler auf ± 20 cm genau festgelegt.

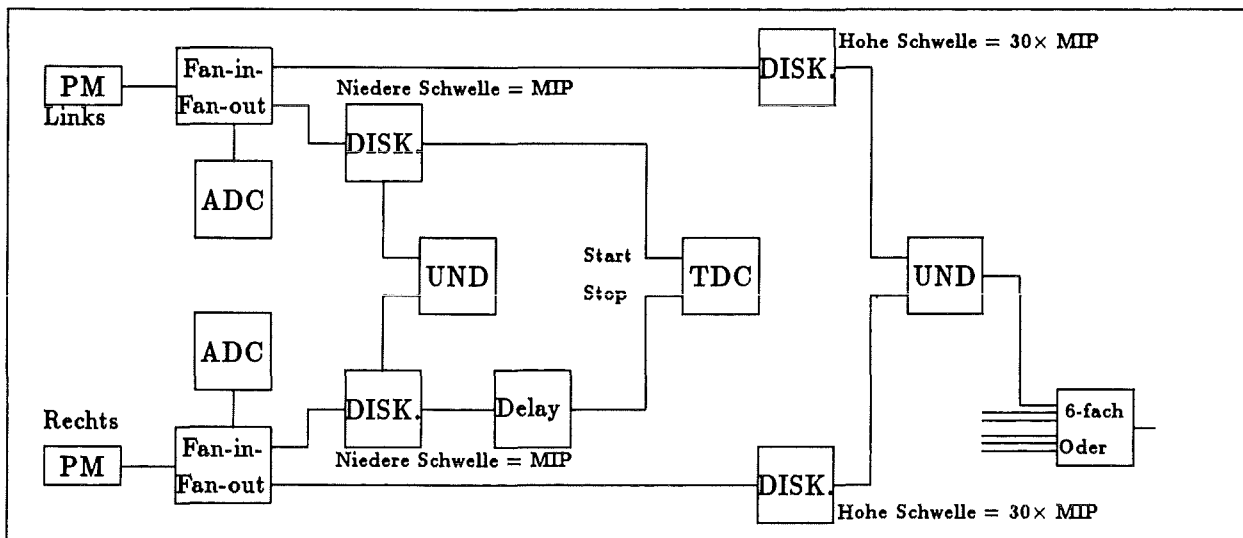


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau der Triggerelektronik

- Die **Y-Koordinate** wird durch die Umrechnung der gemessenen Zeitdifferenz zwischen linkem und rechtem Photomultiplier bestimmt. Die dazu benötigte Eichung wird in Abschnitt 4.2 beschrieben.

Wurde ein Trigger erzeugt, so werden die Daten des Szintillatorsystems (ADC, TDC, Pattern usw.) sowie die Pulshöhen der 672 Kanäle der Ionisationskammern mit Hilfe von computer-gesteuerten CAMAC-Elektronikeinschüben ausgelesen und auf Band geschrieben.

3.2 Die Anti-Ebene

Um die neutralen und geladenen Hadronen der kosmischen Strahlung zu unterscheiden, mußte das bestehende Prototypkalorimeter, wie es von H.H. Mielke in [Mie94] beschrieben wurde, um eine Detektorkomponente – die „Anti-Ebene“ – erweitert werden.

3.2.1 Eigenschaften der Anti-Ebene

Diese Detektorkomponente muß zur Trennung der neutralen und geladenen Hadronen gewissen Anforderungen genügen. Diese Anforderungen und deren Verwirklichung sind im folgenden zusammenfaßt.

1. *Trennung von geladenen und neutralen Hadronen aufgrund der unterschiedlichen Energiedeposition im Szintillator*

Das Verhalten der verschiedenen Hadronen wurde mit dem Detektor-Simulationsprogramm GEANT 3.16 [Gea93] untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.5 dargestellt. Aufgetragen ist der Energieverlust der einzelnen Hadronen im Szintillator.

Man erkennt deutlich, daß Neutronen in mehr als 97% der Fälle keine Energie deponieren⁵. Die geladenen Hadronen, Protonen und Pionen, verlieren dagegen im Szintillator immer mehr als 3 MeV.

Um die Trennung der neutralen und geladenen Hadronen durchzuführen, wird die Schwelle so eingestellt, daß jedes geladene Hadron nachgewiesen wird ($E_{Schwelle} \leq 3 \text{ MeV}$). Das Einstellen dieser Schwelle wird im Anhang A beschrieben.

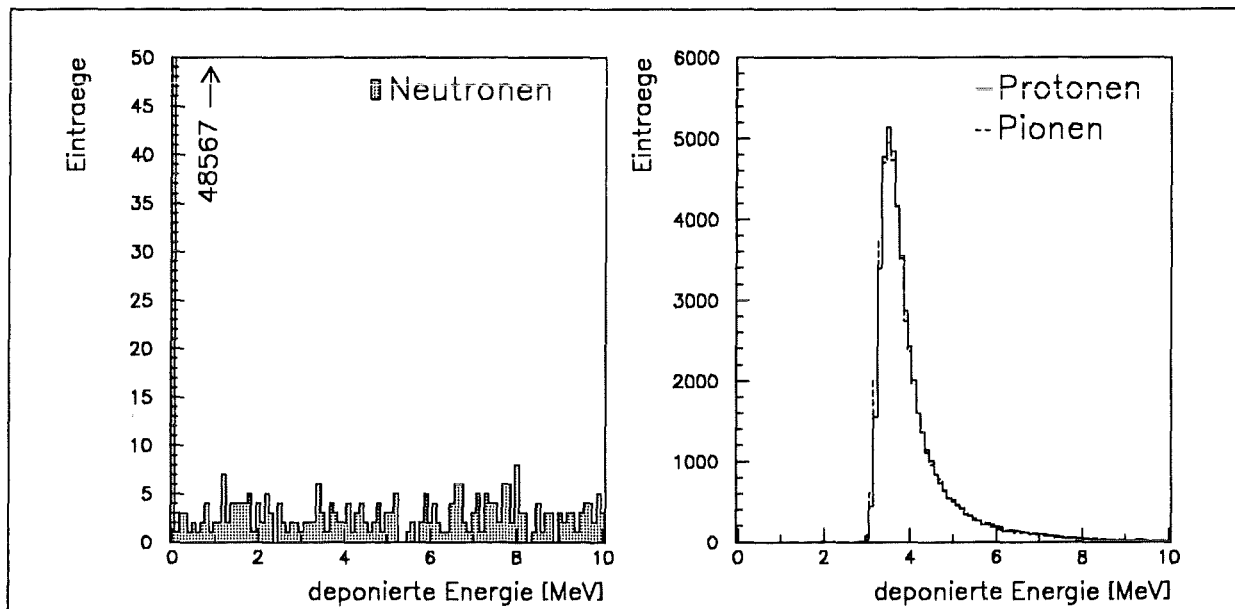


Abbildung 3.5: Energiedeposit von Hadronen im Szintillator

Simulationsergebnisse von jeweils 50000 Teilchen. Links ist der Energieverlust von Neutronen aufgetragen; rechts der von geladenen Hadronen

2. Bestimmung des Orts des Teilchendurchgangs

Durchquert ein geladenes Teilchen die Anti-Ebene, soll seine Position gemessen werden. Der Ort des Durchgangs wird bei den Anti-Zählern ebenfalls durch die Messung der Zeitdifferenz (TDC) der beiden Photomultiplier-Signale bestimmt (Abbildung 3.6). Damit läßt sich die Position des Teilchens in X-Richtung bestimmen. Die Position in Y-Richtung ist durch die Segmentierung der Ebene auf $\pm 20 \text{ cm}$ festgelegt.

3. Erkennung von rückgestreuten Teilchen

Wird im Kalorimeter ein Hadronenschauer erzeugt, bewegt sich ein Teil der Reaktionsprodukte der Einfallrichtung entgegen ("Albedo"). Diese rückgestreuten Teilchen können in der Anti-Ebene ein geladenes Teilchen vortäuschen [Els82]. Um sie zu verwerfen, wird die Zeitdifferenz zwischen dem Hadronentrigger-Signal und dem Signal der Zähler der Anti-Ebene gemessen (TOF) (Abbildung 3.6). Um Teilchen, die zur richtigen Zeit die Anti-Ebene durchquert haben, von rückgestreuten zu trennen, mußte die Ebene in einiger Entfernung vom oberen Rand des Kalorimeters montiert werden. Bei einer Entfernung von 1.6 m beträgt die minimale Zeitdifferenz zwischen richtigen und

⁵Die nukleare Wechselwirkungslänge für Plexiglas beträgt $\lambda = 70.84 \text{ cm}$. Damit kommt es theoretisch im Szintillator von 2 cm Dicke in 97.2% zu keiner Wechselwirkung.

rückgestreuten Teilchen $\Delta t_{Albedo} = 10.6 \text{ ns}$ und liegt damit gerade in der erreichbaren Genauigkeit der Zeitmessung. Daß es gelingt die rückgestreuten Teilchen zu erkennen, wird in Abschnitt 4.2 dargestellt.

4. Erkennung von begleitenden Teilchen

Im Detektor werden nicht nur Hadronen gemessen, die von keinem weiteren Teilchen begleitet werden, sondern auch solche, bei denen sich in einem bestimmten Abstand andere Teilchen (z.B. e^- , μ^\pm) befinden. Diese Teilchen sollen erkannt werden. Mit den bisher beschriebenen Eigenschaften der Anti-Ebene sollte es möglich sein, Teilchen in einiger Entfernung vom Hadron zu erkennen. Sie sollten einen gültigen Flugzeitwert besitzen und nicht in der Verlängerung der Hadronspur im Kalorimeter liegen. Laufen die begleitenden Teilchen sehr dicht neben dem Hadron her ($\Delta r \leq 30 \text{ cm}$), so ist es mit dem bisher beschriebenen Aufbau nicht möglich, diese Teilchen getrennt zu identifizieren. Um dies zu erreichen, sollten zwischen der Anti-Ebene und dem Kalorimeter Spurrkammern mit guter Ortsauflösung montiert sein. Soche Spurrkammern standen jedoch nicht zur Verfügung. Wie aber Arvela et al. in [Arv84] gezeigt haben, tragen Hadronen mit begleitenden Teilchen erst oberhalb von einigen TeV wesentlich zum Hadronfluß bei. Unterhalb dieser Energien kann man folglich davon ausgehen, daß Hadronen, die keinem Schauer zugeordnet werden können, nicht von einem weiteren Teilchen begleitet werden.

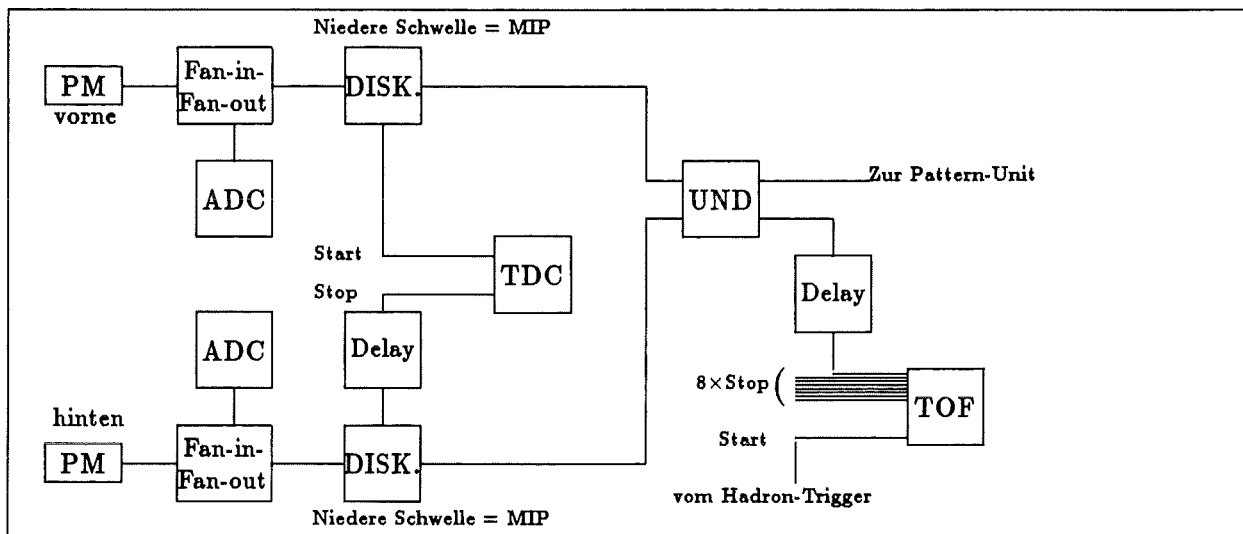


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau der Anti-Trigger-Elektronik

Kapitel 4

Rekonstruktion von Hadronen

Im Zeitraum vom November 1993 bis April 1994 wurden insgesamt 2 Millionen Ereignisse mit dem, um die Anti-Ebene erweiterten, Prototypkalorimeter aufgezeichnet. Die Analyse dieser Daten wurde auf dem IBM3090 Großrechner des Kernforschungszentrums durchgeführt und unterteilt sich in mehrere Abschnitte:

- Spursuche in den Kalorimeterdaten
 1. Analyse der Triggersignale
 2. Umeichung der digitalen Daten der TMS-Ionisationskammern in deponierte Energie
 3. Korrektur instabiler und defekter Kanäle
 4. Rekonstruktion von hadronischen Teilchenschauern
- Eichung der Zeitmessungen
- Bestimmung der wahrscheinlichsten Primärenergie des Hadrons
- Identifizierung der geladenen und neutralen Hadronen

In diesem Kapitel wird auf die Spursuche, die Eichung und die Bestimmung der Hadronenergie detaillierter eingegangen. Die Bestimmung der Ladung wird im nächsten Kapitel beschrieben.

4.1 Rekonstruktionsmethode

Die verwendete Analyse beruht auf einem Verfahren, das für das Prototypkalorimeter von H.H. Mielke [Mie94] entwickelt wurde.

Zur Rekonstruktion eines Hadronschauers werden zuerst die Triggersignale analysiert. Aus ihnen läßt sich der Suchbereich im Kalorimeter bereits einschränken. Haben mehrere Zähler die Auslöseschwelle überschritten, wird nach mehreren möglichen Hadronen gesucht.

Die Suche nach einer Spur erfordert im nächsten Schritt die Umrechnung der Signalhöhen der Ionisationskammern in deponierte Energie. Dies geschieht mit Hilfe der in einer elektronischen Kalibration für jeden Kanal gemessenen Kalibrationskonstanten. Diese werden

bestimmt, indem auf den Vorverstärker jedes Kanals definierte Eichpulse eingekoppelt werden. Sie erlauben die Berechnung der deponierten Energie mit einer Genauigkeit von ca. 5% [Hoe94].

Bei dieser Umrechnung müssen defekte und instabile Kanäle gesondert behandelt werden.

- Bei **instabilen Kanälen** tritt ein zeitweilig erhöhtes Rauschen auf, was hohe Energieeinträge vortäuscht. Um solche Kanäle zu erkennen, werden alle Einträge, die einem großen Energiedeposit entsprechen, auf den Mittelwert ihrer Nachbarkanäle gesetzt, wenn deren Energie insgesamt weniger als 50 MeV beträgt. Ist deren Summe größer als dieser Wert, so wird davon ausgegangen, daß der hohe Eintrag von einem Hadronschauer herrührt und er wird unverändert übernommen. Wird eine Hadronspur gefunden und liegt ein instabiler, und deswegen korrigierter Kanal, in der Spur, so wird daraus gefolgert, daß der ursprüngliche Wert dieses Kanals ebenfalls vom Hadronschauer stammt und die Spur wird nochmals - nun mit unkorrigiertem Kanal - bestimmt.
- Ein **defekter Kanal**, bei dem der Vorverstärker ausgefallen ist und der aufgrund der Kalibrationskonstanten zu erkennen ist, wird auf den Mittelwert der benachbarten Kanäle gesetzt.

Im nächsten Schritt werden die Energiedepositionen in allen sieben TMS-Ebenen zu einer möglichen Spur zusammengefügt. Ein Hadronschauer verteilt sich im Kalorimeter aufgrund seiner lateralen Ausdehnung auf mehrere Kanäle. Auch variiert das Erscheinungsbild des Schauers infolge der intrinsischen Fluktuationen. Ziel einer Schauersuche ist es also, die in den Detektorlagen gefundenen Energiedepositionen - trotz ihrer Variationen - zu einer Spur zusammenzufügen, aus der die Richtung und die Energie des einfallenden Hadrons bestimmt werden kann. Dies geschieht in zwei Schritten:

1. In jeder der sieben aktiven Ebenen werden benachbarte Energiedepositionen zu einem Wert zusammengefaßt, indem dem größten Energieeintrag schrittweise die Energien der benachbarten Kanäle übertragen werden. Dieser Vorgang wird als „**Clustern**“ bezeichnet. Dies führt dazu, daß die Anzahl der Kanäle mit einem Energieeintrag reduziert wird, wobei gleichzeitig deren Energiewert zunimmt (vergl. Abbildung 4.1a). Von den so bestimmten Clusterpunkten werden alle die verworfen, die weniger als 5 MeV Energie enthalten.
2. Anschließend wird versucht, im Suchbereich, der durch die Analyse der Triggerdaten bestimmt wurde, zusammengehörende Clusterpunkte zu finden. Dabei darf die Lage der Einträge in zwei Ebenen nur um einen Kanal in jeder Richtung abweichen. Ein Ereignis wird als hadronischer Schauer akzeptiert, wenn in mindestens fünf der sieben TMS-Ebenen ein Energiecluster gefunden wird. Außerdem darf kein einziger Energieeintrag mehr als 80% der Energiesumme aller Cluster besitzen. Wurden diese Bedingungen erfüllt, werden die so gefundenen Clusterpunkte mit vorgegebenen Spurmustern verglichen und bei einer Übereinstimmung als Spur akzeptiert (vergl. Abbildung 4.1b).

Wurde eine vorläufige Spur akzeptiert, werden in den Ebenen mit einem Cluster die Schwerpunkte der Energieverteilung berechnet. Der Bereich, der hierfür verwendet wird, besteht aus dem Kanal mit dem Cluster und den 24 umliegenden Kanälen. Außerdem wird die Breite

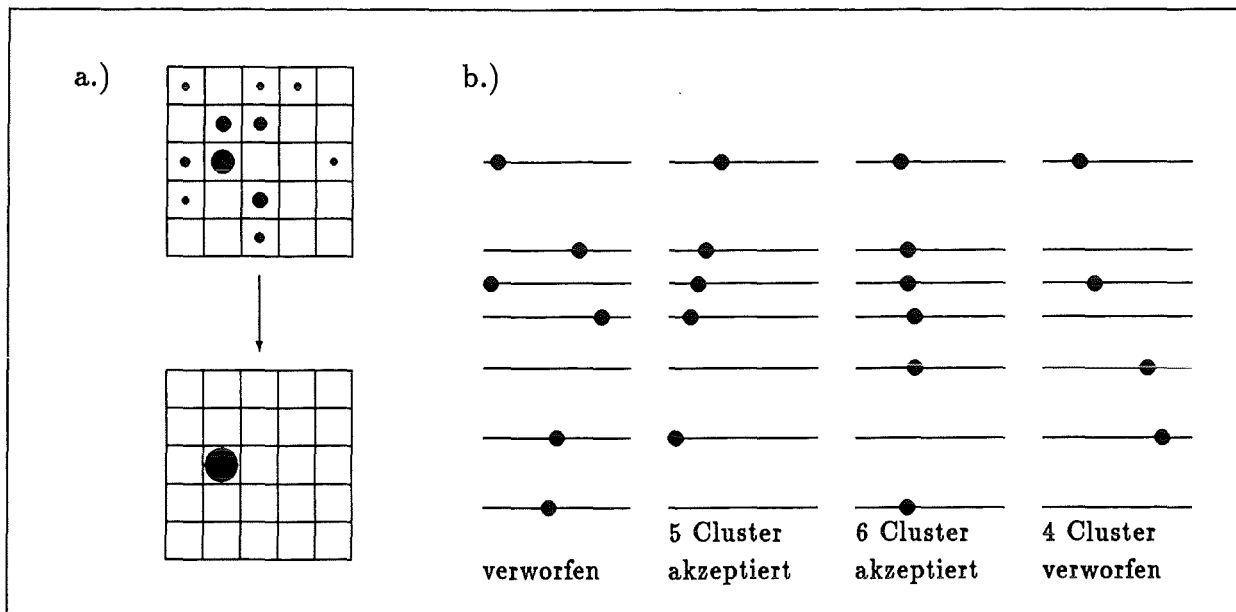


Abbildung 4.1: Bestimmen einer vorläufigen Spur

a.) Clustern der Energieeinträge pro Ebene; dem größten werden die Einträge der Nachbarn zugeschlagen.

b.) Vergleich der Clusterpunkte mit vorgegebenen Spurmustern

der Energieverteilung um das Cluster bestimmt. Die Energieschwerpunkte werden auf die xz - bzw. yz -Ebene projiziert. In diesen beiden Projektionen werden dann energiegewichtete Ausgleichsgeraden berechnet. Aus diesen beiden Geraden wird die räumliche Richtung der Spur bestimmt. In jeder Ebene werden die um die Schauerachse liegenden 25 Kanäle als zum Schauer gehörend angenommen und ihr Energieeintrag zur Bestimmung der Primärenergie des Hadrons verwendet.

Liefert das Triggersystem Hinweise auf einen zweiten Suchbereich, in dem ein Hadron vorhanden sein könnte, so werden die bereits gefundenen Kanäle einer Spur aus den Daten entfernt und in den verbleibenden Signalen nach dem begleitenden Teilchen gesucht. Dabei werden auch Spuren akzeptiert, die mindestens drei gültige Clustereinträge besitzen. Um die Möglichkeit zu berücksichtigen, daß ein Hadron im Triggersystem nicht erkannt wurde, wird zum Schluß noch einmal nach einer Hadronspur ohne zugehörigen Trigger gesucht.

4.1.1 Akzeptanz der Spursuche

Zur Bestimmung des Flusses unbegleiteter Hadronen müssen die Eigenschaften des Detektors, d.h. seine Akzeptanz, bekannt sein. Um diese zu ermitteln, wurde mit dem Programm GEANT3.16 [Gea93] das Verhalten des Prototypkalorimeters simuliert. Bei diesen Rechnungen wurden die Teilchen so simuliert, daß sie immer die Trigger-Ebene durchqueren, denn nur diese Teilchen können die Datenauslese starten. Die Richtung der simulierten Hadronen wurde über den Zenitwinkel Θ und den Azimutwinkel φ bestimmt. Der Azimutwinkel wurde gleichverteilt angenommen und für den Zenitwinkel eine $(\cos \Theta)^5$ -Verteilung gewürfelt. Eine solche Verteilung wird durch andere Autoren nahegelegt [Loh55] [Bel66] [Hei71]. Die Akzeptanz für verschiedene Hadrontypen in Abhängigkeit der Energie ist die wichtigste Größe zur

Bestimmung des Flusses der kosmischen Hadronen. Aus diesem Grund wurden Protonen, Neutronen und positiv geladene Pionen simuliert.

Zunächst wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers mit den Simulationen bestimmt. Man erwartet, daß im wesentlichen die Teilchen ein Triggersignal erzeugen, die oberhalb der Triggerebene eine Wechselwirkung erfahren. Bei dieser Wechselwirkung werden bei ausreichender Energie genügend Sekundärteilchen erzeugt, um die Triggerschwelle (30-fach MIP-Signal) zu überschreiten. Der Anteil dieser Teilchen läßt sich abschätzen über

$$p_0(x) = 1 - e^{-x/\lambda_0}. \quad (4.1)$$

Dabei entspricht x der mittleren Tiefe der Triggerebene. Um diese zu bestimmen, muß die Winkelverteilung der Hadronen berücksichtigt werden. Damit erhält man für Nukleonen eine maximale Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers von 85.7%. Für die Pionen erhält man wegen des anderen Wechselwirkungsquerschnitts ¹ den Wert 80.2%. Für niedrigere Energien erwartet man ein Abnehmen der Ansprechwahrscheinlichkeit, da die Zahl der erzeugten Sekundärteilchen mit kleineren Energien im Mittel abnimmt. Es werden nicht genügend Teilchen erzeugt um die 30-fache MIP-Schwelle zu überschreiten.

Die mit Hilfe der Simulationen bestimmten Triggerwahrscheinlichkeiten sind in Abbildung 4.2 links dargestellt.

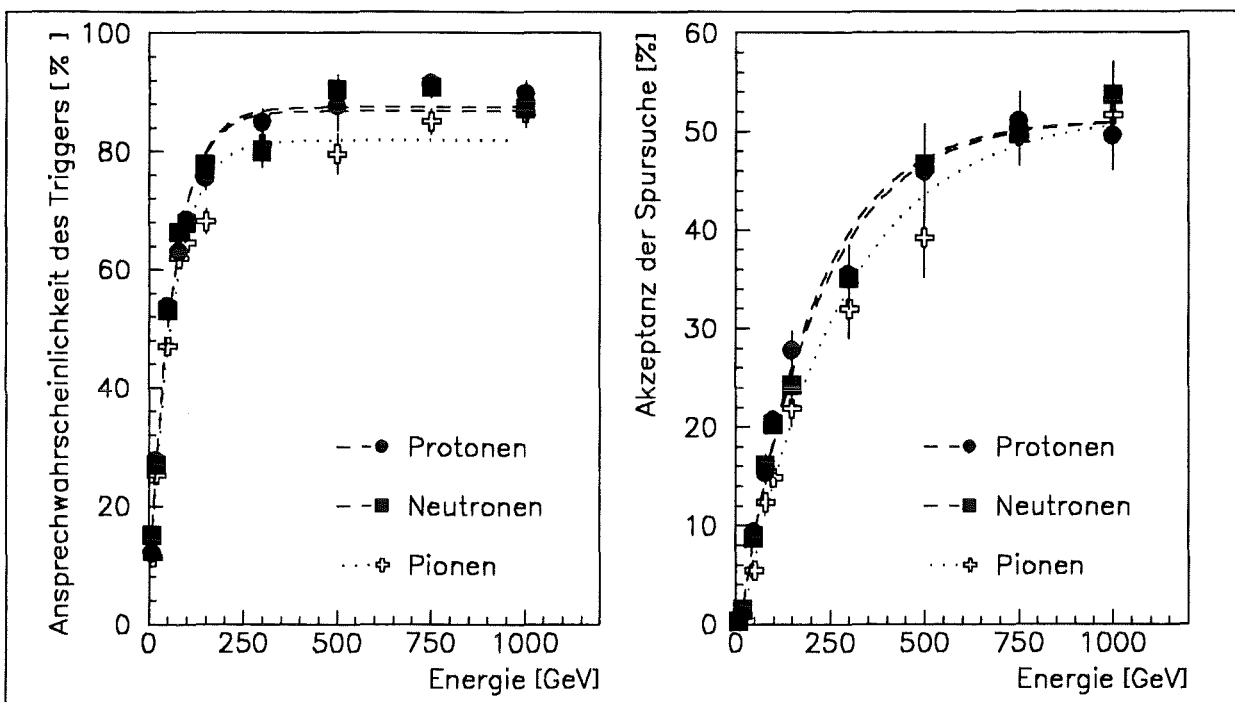


Abbildung 4.2: Akzeptanz des Triggersystems und der Spursuche

Simuliert wurden die angegebenen Teilchen für verschiedene Energien mit dem Simulationsprogramm GEANT3.16. Links ist die Wahrscheinlichkeit angegeben, daß ein Hadron den Trigger auslöst; Rechts ist die Akzeptanz der Spursuche für die verschiedenen Hadronen aufgetragen.

An die Punkte wurde eine Funktion der Form

$$f(E) = a \cdot (1 - e^{-(E/b)}) + c \quad (4.2)$$

¹Der Wirkungsquerschnitt für Protonen ist um den Faktor 1.25 größer als der für Pionen [PDG90]. Dies muß beim Bestimmen der Wechselwirkungslänge mit der Formel 1.4 berücksichtigt werden.

angepaßt. Zwischen den beiden Nukleonen ist, wie erwartet, kein Unterschied im Ansprechverhalten des Triggers festzustellen. Für höhere Energien erhält man einen Wert von ca. 86%. Die Triggerakzeptanz für Pionen ist für höhere Energie wie erwartet etwas niedriger als die für Nukleonen. Die simulierten Triggerakzeptanzen stimmen für hohe Energien sehr gut mit den Abschätzungen überein. Auch das Abnehmen der Ansprechwahrscheinlichkeit bei niederen Energien ist sehr gut zu beobachten.

Die Effizienz des verwendeten Algorithmus zur Spursuche wurde ebenfalls mit Hilfe der Simulationsereignisse ermittelt. In Abbildung 4.2 rechts ist sie für Protonen, Neutronen und Pionen dargestellt. Auch hier ist kein Unterschied zwischen Neutronen und Protonen festzustellen. Die Abweichung der Pionen ist nicht signifikant. An die Punkte wurde wieder eine Kurve nach Gl. 4.2 angepaßt. Man erhält für große Energien eine Akzeptanz der Spursuche von ca. 50%. Dieser niedrige Wert hat seine Ursache darin, daß einige Teilchen den Detektor wieder verlassen, bevor sie die Spursuchbedingungen (mind. fünf von sieben Ebenen) erfüllen. Bei Hadronen, die zentral und senkrecht durch den Detektor simuliert wurden, beträgt die Akzeptanz der Spursuche bis zu 80%. Die in Abbildung 4.2 rechts gezeigten Akzeptanzen geben also das Verhalten unter realistischen Bedingungen wieder.

Um den Fluß der kosmischen Hadronen zu bestimmen, benötigt man die globale Akzeptanz des Detektors, die sowohl das Verhalten des Triggersystems als auch die Effizienz der Spursuche beinhaltet. Diese Größe ist in Abbildung 4.3 links dargestellt. Durchdringt ein Hadron die Triggerebene, so wird es mit der angegebenen Wahrscheinlichkeit nachgewiesen. Berücksichtigt man noch das Verhältnis von Pionen und Nukleonen wie in Anhang B angegeben, erhält man die gesamte globale Akzeptanz, die in Abbildung 4.3 rechts aufgezeichnet ist.

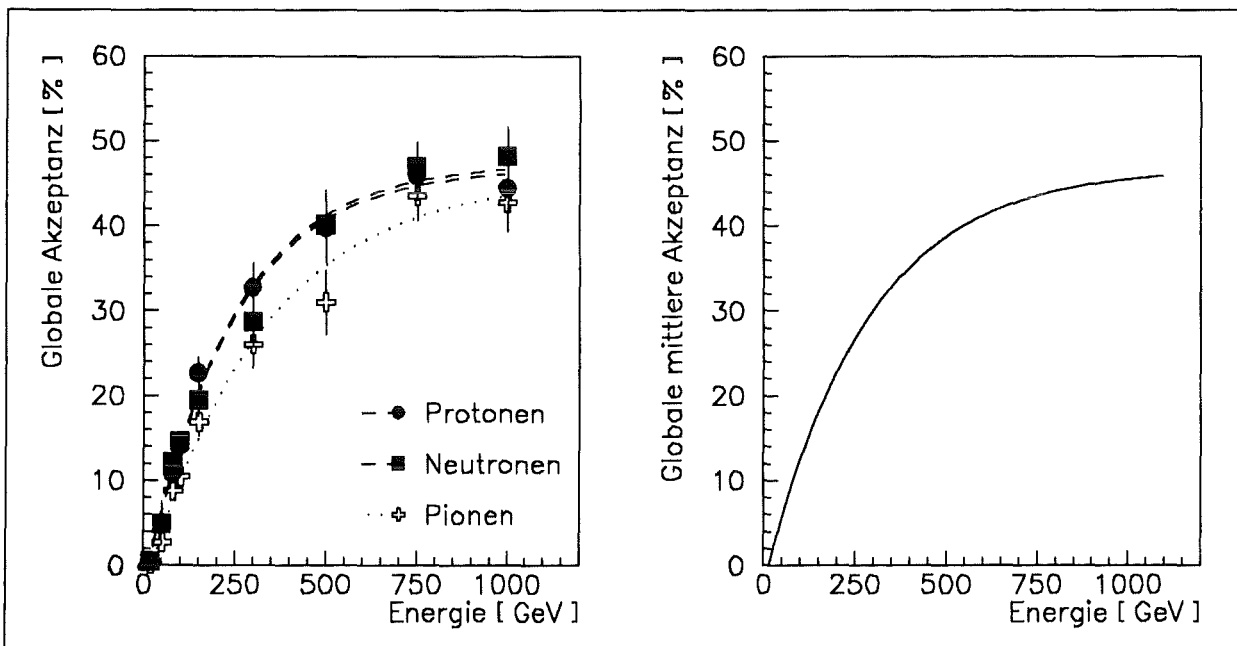


Abbildung 4.3: Globale Akzeptanz der Hadronerkennung

Simuliert wurden die angegebenen Teilchen für verschiedene Energien mit dem Simulationsprogramm GEANT3.16. Links ist die globale Akzeptanz für die verschiedenen Teilchen dargestellt; rechts ist die globale mittlere Akzeptanz für Hadronen unter Berücksichtigung des Verhältnis von Pionen zu Nukleonen aufgetragen.

4.1.2 Genauigkeit der Spursuche

Um die Genauigkeit zu bestimmen, mit der sich der Einfallswinkel und die Position der Spur im Kalorimeter ermitteln lässt, wurden anhand von simulierten Daten die rekonstruierten Hadronspuren untersucht. In Abbildung 4.4 links ist die Verteilung der Winkel zwischen der simulierten und der rekonstruierten Schauerachse für 100 GeV Hadronen aufgetragen. Der punktierte Bereich umfaßt dabei 68% der rekonstruierten Spuren. In Abbildung 4.4 rechts ist der Wert des 68%-Vertrauensintervalls als Funktion der Energie dargestellt. Die Genauigkeit der Winkelrekonstruktion beträgt für Energien über 300 GeV ca. 6.5° . Bei niedrigen Energien ist die Winkelauflösung mit Werten von ca. 10° etwas schlechter.

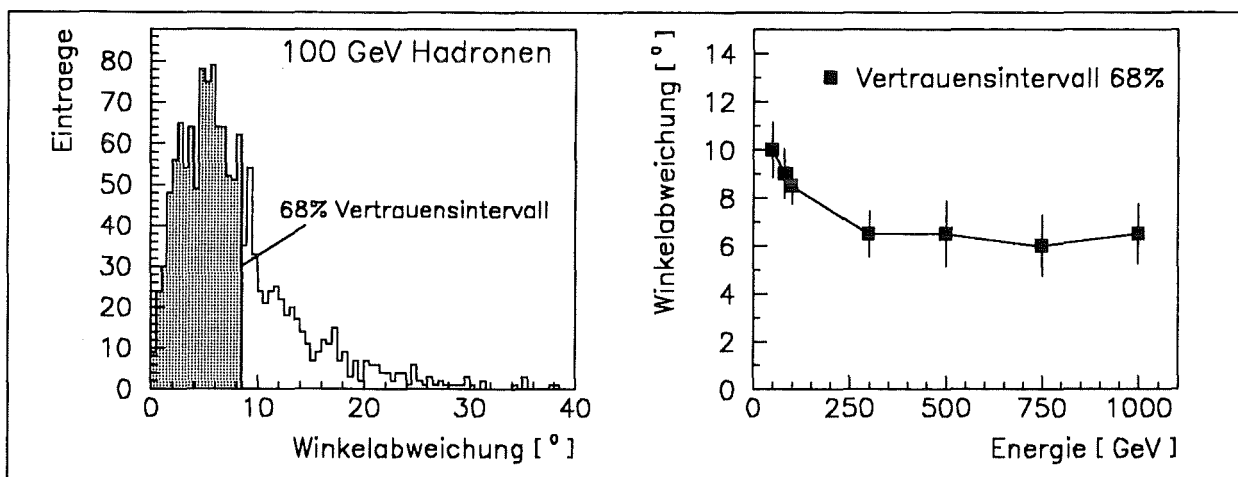


Abbildung 4.4: Genauigkeit der Winkelbestimmung

Links die Verteilung der Winkelabweichung zwischen rekonstruierter und simulierter Spurachse. Rechts ist der Wert des 68%-Vertrauensintervalls in Abhängigkeit der Energie dargestellt.

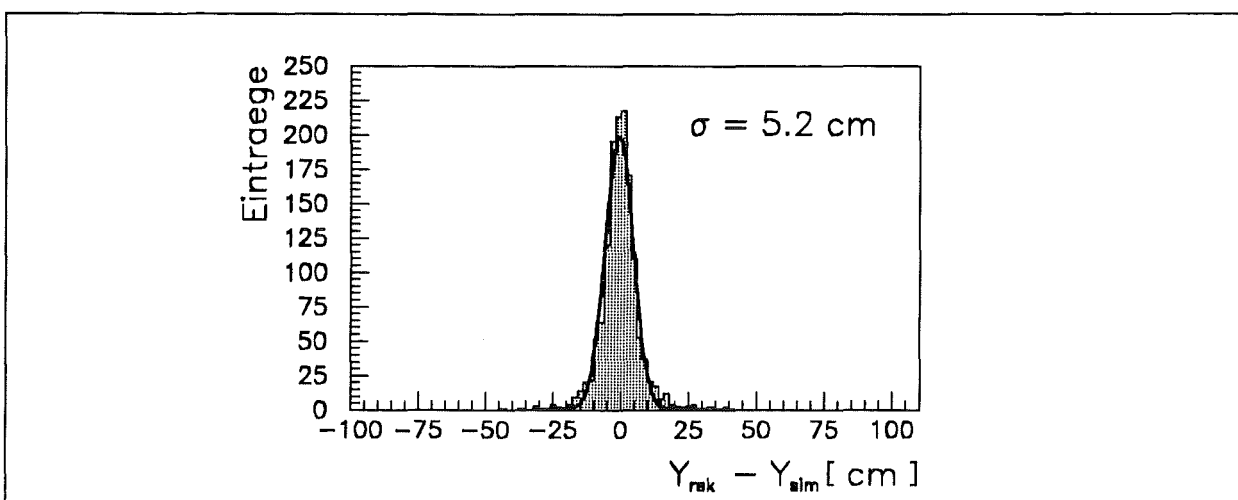


Abbildung 4.5: Ortsauflösung in der Triggerebene

Für 100 GeV Hadronen ist die Differenz in der Y-Koordinate zwischen simulierter und rekonstruierter Schauerachse aufgetragen.

Die Position der Spur ist im Maximum des Hadronschauers aufgrund der beschriebenen Methode der Spursuche am genauesten bestimmt. Dieses Maximum befindet sich ungefähr in der

Triggerebene. Für simulierte Schauer ist die Ortsauflösung in der Triggerebene in Abbildung 4.5 für 100 GeV Hadronen aufgetragen. An die Verteilung wurde eine Gaußfunktion angepaßt und die Standardabweichung zu $\sigma = (5.2 \pm 0.1) \text{ cm}$ bestimmt. Die Auflösung wurde mit einer Segmentierung von 25 cm erreicht. Die Auflösung verbessert sich mit steigender Energie und beträgt bei 1000 GeV $\sigma = (3.5 \pm 0.2) \text{ cm}$.

Die Ortsauflösung an anderen Punkten des Kalorimeters, z.B. in der Anti-Ebene, ist infolge der ungenügenden Winkelauflösung deutlich schlechter. Die Richtung der rekonstruierten Spur weicht von der simulierten Spurachse zum Teil deutlich ab. Diese Abweichung führt bei großen Abständen von der Triggerebene zu einer erheblich schlechteren Ortsauflösung. In Abbildung 4.6 links ist die Differenz der X-Koordinate von rekonstruierter Spur und vom Teilchendurchgang in der Antiebene für 100 GeV Hadronen dargestellt. An die deutlich breitere Verteilung wurde eine Gaußverteilung angepaßt und für die Ortsauflösung eine Standardabweichung von $\sigma = (26.7 \pm 0.7) \text{ cm}$ erhalten. Die Abhängigkeit dieser Größe von der Energie ist in Abbildung 4.6 rechts angegeben. Selbst für Energien von 1000 GeV wird die Ortsauflösung in der Anti-Ebene nicht besser als $\sigma = 16.5 \text{ cm}$.

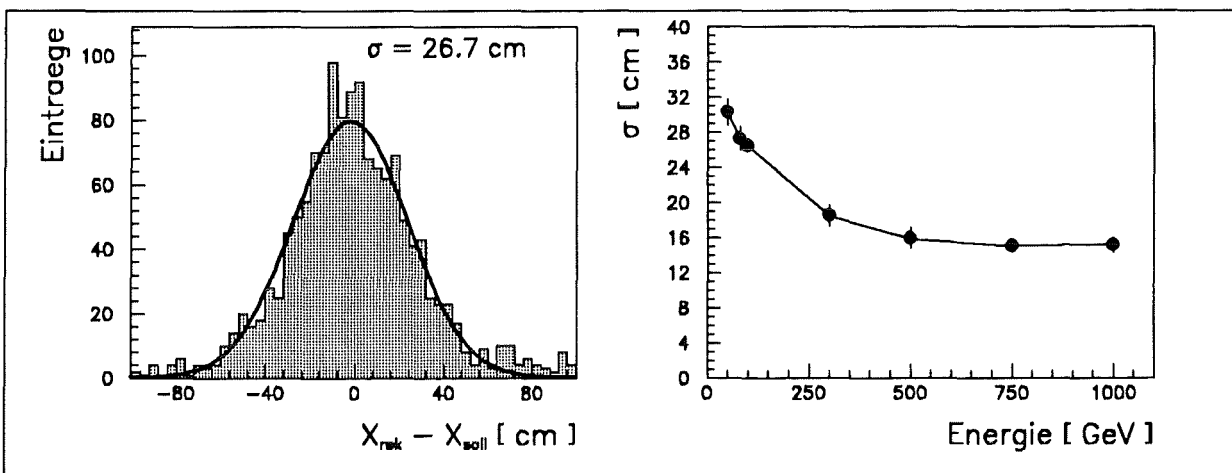


Abbildung 4.6: Ortsauflösung in der Anti-Ebene

Links ist für 100 GeV Hadronen die Differenz in der X-Koordinate zwischen simulierter und rekonstruierter Schauerachse aufgetragen. Rechts sind energieabhängig die Werte der Standardabweichung dargestellt.

4.2 Eichung der Zeitmessungen

Um den Ort des Teilchendurchgangs durch die Triggerebene bzw. Anti-Ebene zu bestimmen, benötigt man zur Umrechnung der gemessenen Zeitdifferenz in eine Koordinate eine Eichung. Damit bei dieser Eichung die Laufzeiten der Photomultiplier-Signale durch die Elektronik nicht berücksichtigt werden müssen, wurden gemessene Ereignisse mit dem oben beschriebenen Spursuch-Algorithmus ausgewertet. Aus den Daten einer gefundenen Spur läßt sich eine Position in der Trigger-Ebene mit einer Genauigkeit von ca. 5 cm bestimmen. Diese rekonstruierten Orte der Schauerachse sind in Abbildung 4.7 links als Funktion der gemessenen Zeitdifferenz der Photomultiplier-Signale aufgetragen. Die gezeigte Gerade ist eine Anpassung an die Meßpunkte.

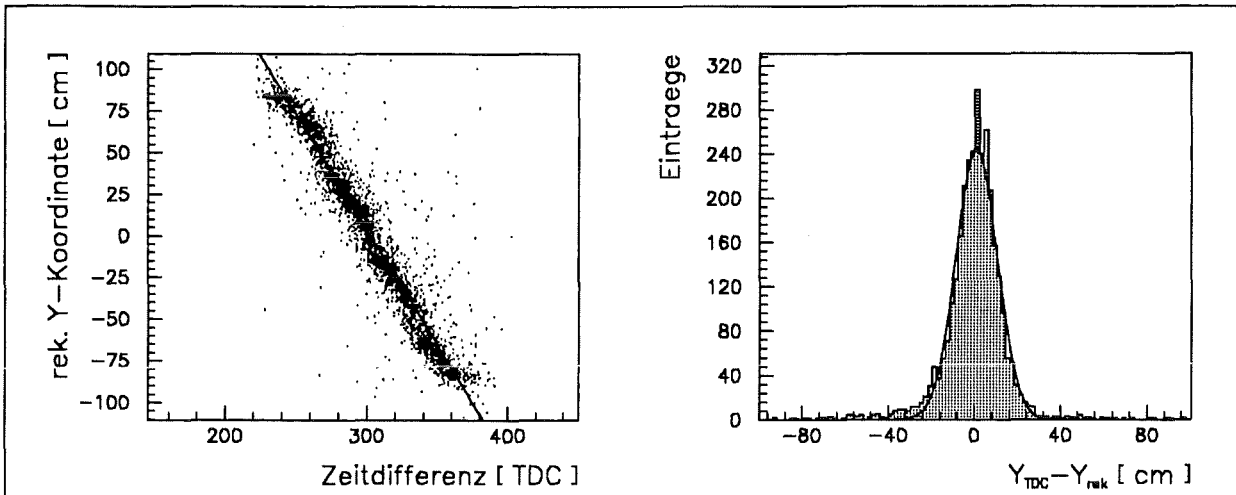


Abbildung 4.7: Eichung der Zeitmessung des Triggersystems

Im linken Bild sind für Spuren, die den Trigger Nr. 2 durchqueren, die rekonstruierten Durchgangsorte über den gemessenen Zeitdifferenzen in TDC-Werten aufgetragen. An diese Daten wurde eine Eichgerade angepaßt. Im rechten Bild wurde der Abstand der rekonstruierten Spur zum mit der TDC-Messung und der Eichgeraden bestimmten Ort in Y-Richtung aufgetragen. Man erhält eine Ortsauflösung von ca. $\sigma = 13 \text{ cm}$.

Um die Genauigkeit dieser Ortsbestimmung zu ermitteln, wurde die aus der Zeitdifferenz erhaltene Koordinate mit der aus der Spursuche rekonstruierten Y-Koordinate verglichen. Im rechten Bild der Abbildung 4.7 ist die Differenz dieser beiden Messungen aufgetragen. Die Anpassung einer Gaußfunktion ergibt $\sigma = 12.5 \text{ cm}$.

Die gute Übereinstimmung der beiden Ortsmessungen ermöglicht es, an den Spursuchalgorithmus eine weitere Forderung zu stellen. So werden im folgenden nur die Spuren akzeptiert, bei denen die Differenz nicht größer als 30 cm ist. Alle anderen Spuren werden verworfen und nicht mehr in der Analyse verwendet.

Bei der Eichung der Anti-Ebene wurde ähnlich wie beim Triggersystem vorgegangen. Es muß dabei berücksichtigt werden, daß die Richtung der rekonstruierten Spur nicht mit sehr hoher Genauigkeit bestimmt werden kann. Die Übereinstimmung der Ortsbestimmungen der Anti-Ebene ist aufgrund des relativ großen Abstands vom Kalorimeter deswegen deutlich geringer. Zur Eichung wurden nur die Ereignisse untersucht, bei denen nur ein Zähler im Anti-Trigger ein Signal aufweist, es also ein einziges Hadron gewesen sein muß. Die rekonstruierte Spur dieses Teilchens wird in die Anti-Ebene verlängert. Der Zeitdifferenz des angesprochenen Zählers wird diesem Ort zugeordnet. Damit Fehlzuordnungen nicht so sehr ins Gewicht fallen, werden für die TDC-Werte die Mittelwerte der so bestimmten Durchgangsorte berechnet. Diese Mittelwerte der X-Koordinate sind in Abbildung 4.8 links aufgetragen. Die eingezeichnete Linie zeigt die Eichgerade. Die Differenz der beiden Ortsmessungen ist im rechten Bild der Abbildung 4.8 dargestellt. Die Standardabweichung der angepaßten Gaußfunktion ist mit $\sigma \approx 36 \text{ cm}$ deutlich größer als im Triggersystem. Grundsätzlich sollte die Abweichung aufgrund der reinen Zeitmessung jedoch nicht größer sein als beim Trigger-System, da sich der Meßaufbau der beiden Ebenen nicht unterscheidet. Die großen Abweichungen sind im wesentlichen durch Ungenauigkeiten in der Spurbestimmung bedingt.

Neben den Zeitmessungen zur Bestimmung des Teilchenorts wird zusätzlich der Zeitpunkt

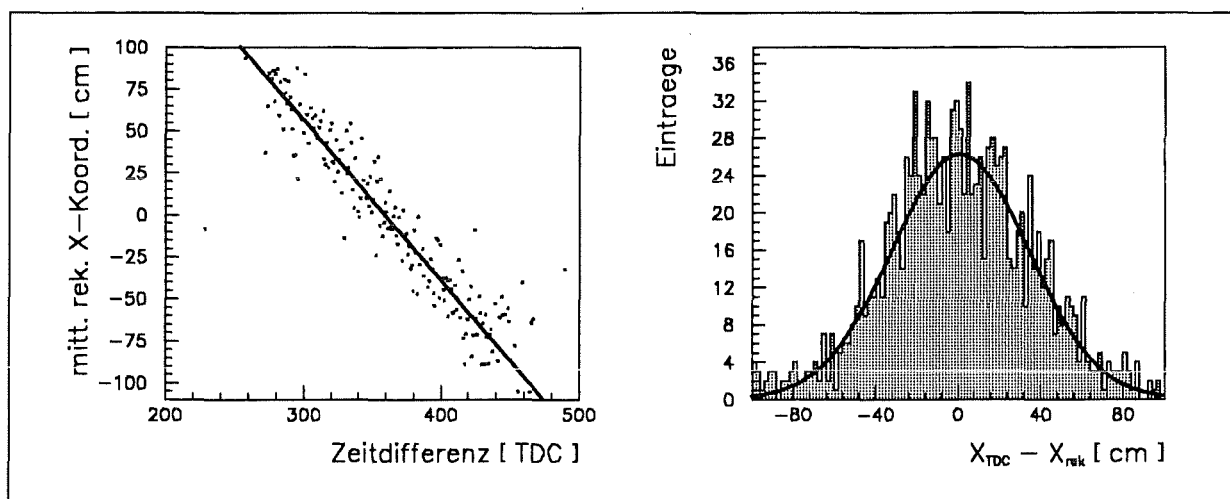


Abbildung 4.8: Eichung der Zeitmessung der Anti-Ebene

Im linken Bild sind die mittleren rekonstruierten X-Koordinaten in Abhängigkeit des gemessenen TDC-Wertes für den Anti-Trigger Nr. 6 dargestellt. An diese Punkte wurde eine Gerade angepaßt. Die Differenz des mit Hilfe der verlängerten Spur bestimmten Durchstoßpunktes zum Ort, der aus der TDC-Messung folgt, ist im rechten Bild dargestellt. Aus der Anpassung einer Gaußfunktion an die Werte erhält man $\sigma \approx 36 \text{ cm}$.

des Teilchendurchgangs durch die Anti-Ebene mit Hilfe einer Flugzeitmessung (TOF) bestimmt. Auch hier muß der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs mit Hilfe von rekonstruierten Hadronen geeicht werden. Die Zeitmessung wird vom Signal des Hadron-Triggers bei jedem Ereignis gestartet und von einem koinzidenten Signal der beiden Photomultiplier eines jeden Anti-Zählers gestoppt. Die Flugzeiten aller Hadronen zwischen der Anti- und der Triggerebene sind in Abbildung 4.9 links wiedergegeben. Man erkennt deutlich den Peak, der von gültigen Teilchendurchgängen stammt. An der rechten Flanke der Verteilung ist deutlich eine Schulter zu erkennen, die von rückgestreuten Teilchen herrührt. Die Verteilung hat eine Breite von $\sigma \approx 130$ TDC-Kanälen, was einer zeitlichen Auflösung von ca. 6.5 ns entspricht. Diese Auflösung der Flugzeitmessung wird zum einen durch die Unsicherheiten der Signallaufzeiten in der Elektronik bestimmt, zum anderen entsteht sie aufgrund der verschiedenen Durchgangsorte durch die Anti-Trigger- und Trigger-Zähler, was zu unterschiedlichen Laufzeiten im Szintillator führt. In den beiden extremen Fällen unterscheiden sich die Laufzeiten in einem Szintillator um 6 ns . Da aber die Position eines Teilchens im Szintillator durch die Zeitdifferenz bestimmt ist, können diese Laufzeitunterschiede korrigiert werden. Das Ergebnis dieser Korrektur ist in Abbildung 4.9 rechts dargestellt. Man erkennt die deutlich verbesserte Zeitauflösung von 5.1 ns . In dem Bild sind der untere und obere Zeitschnitt eingezeichnet, in dem die Flugzeit liegen muß, um dem einfallenden Hadron zugeordnet zu werden. Liegt ein korrigierter TOF-Wert nicht in diesem Bereich, so wird das Signal verworfen, da es von einem anderen Teilchen erzeugt wurde.

Eine mögliche Quelle solcher verzögerter Teilchen sind die vom Kalorimeter zurückgestreuten Teilchen. Diese können frühestens 10.6 ns nach dem einfallenden Teilchen die Anti-Ebene erreichen. Aufgrund des gewählten Zeitfensters werden solche prompt rückgestreuten Teilchen zu mehr als 85% verworfen. Diese Effizienz wird für Teilchen mit größerer Verzögerung immer besser.

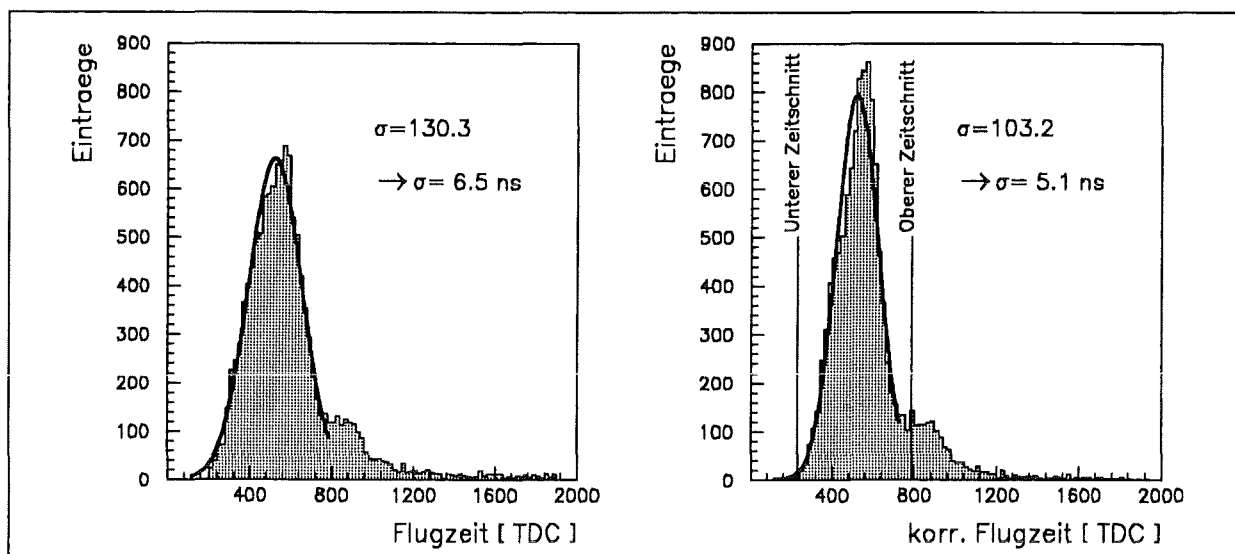


Abbildung 4.9: Eichen der Flugzeitmessung (TOF)

Im linken Bild ist das Flugzeitspektrum des Anti-Trigger-Zählers Nr. 4 dargestellt. In rechten Bild sind die gleichen Werte eingetragen, nachdem auf die verschiedenen Laufzeiten in den Szintillationszählern korrigiert wurde. An den Peak wurde eine Gaußfunktion angepasst. Liegt ein TOF-Wert außerhalb des Bereichs, der durch die beiden eingezeichneten Zeitschnitte bestimmt wird, wird das Signal verworfen.

4.3 Bestimmung der Primärenergie eines Hadrons

Das Ziel einer kalorimetrischen Messung ist die Energiebestimmung eines im Detektor erkannten Hadrons. So muß aus der in den Ionisationskammern deponierten Energie E_{depo} auf die Primärenergie E_{prim} zurückgerechnet werden. Dazu wäre es wünschenswert, das Kalorimeter mit einem Teststrahl an einem Beschleuniger zu eichen. Da die höchstenergetischen extrahierten Strahlen beim Tevatron bei ca. 300 GeV liegen, ist eine experimentelle Bestimmung der Energieeichung bis in den Bereich einiger TeV nicht möglich. Man ist daher auf die Simulation hadronischer Schauer mittels Monte-Carlo-Rechnungen angewiesen. Diese wurde mit dem Simulationsprogramm GEANT3.16 für Energien bis 2 TeV durchgeführt. Simuliert wurde das Verhalten von Neutronen, Protonen und Pionen im Kalorimeter.

Dabei wurde die Berechnung der hadronischen Wechselwirkung mit den Programmen GHEISHA [Fes85] und FLUKA [Ran83] durchgeführt. GHEISHA arbeitet bei höheren Energien nicht mehr verlässlich, so daß für die hohen Energien das Programm FLUKA verwendet wurde. Im mittleren Energiebereich (300 GeV – 1 TeV) wurden beide Programme parallel benutzt, um einen möglichen systematischen Unterschied in den simulierten Ereignissen beim Wechsel der Programme zu vermeiden.

Zur Bestimmung der Primärenergie wurde die Energie in den Ionisationskammern in jeder Ebene mit der Dicke der darüberliegenden Absorberschicht bis zur nächsten TMS-Ebene gewichtet² und zur gesamten gewichteten Energiesumme aufaddiert. Um die simulierten Daten zu analysieren, wurde zuerst eine Spur mit der beschriebenen Rekonstruktionsmethode gesucht. In jeder Ebene wird der Beitrag zur gewichteten Energiesumme bestimmt. Pro Ebene tragen alle Energieeinträge bei, die innerhalb eines Bereiches mit einem Radius von

²Die Gewichte für die Detektorebenen betragen (von oben nach unten) 1.4 : 2 : 1 : 1 : 2 : 3 : 3.

zwei Elektroden um den Kanal liegen, durch den die Spur rekonstruiert wurde.

Bei der Analyse der simulierten Daten wird berücksichtigt, daß im Experiment die verwendeten Verstärker sättigen, wenn mehr als 400 MeV Energie pro Kanal deponiert wurde. Diese Sättigung spielt ab Hadronenergien von 500 GeV eine Rolle und bewirkt eine Abweichung vom linearen Verhalten des Kalorimeters für höhere Energien.

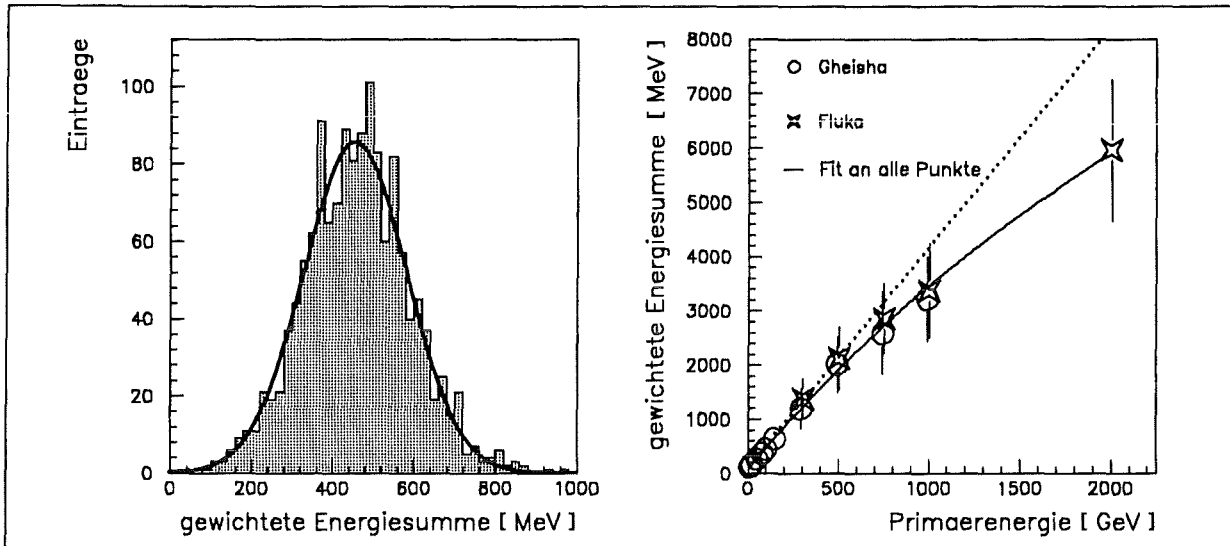


Abbildung 4.10: Bestimmung der gewichteten Energiesumme

Im linken Bild ist die gewichtete Energiesumme für 100 GeV Hadronen aufgetragen. An die Verteilung ist eine Gaußfunktion angepasst. Das rechte Bild zeigt die gewichtete Energiesumme als Funktion der Primärenergie der simulierten Hadronen.

Als Beispiel zeigt die Abbildung 4.10 links die Verteilung der gewichteten Energiesumme für 100 GeV Hadronen. Im rechten Bild ist die Energiesumme als Funktion der Primärenergie der Hadronen aufgetragen. Als Fehler wurde die Standardabweichung der Gaußverteilung eingezeichnet. An alle Punkte wurde ein Polynom 3. Ordnung angepasst. Man erkennt deutlich, daß für Energien größer als 500 GeV die gewichtete Energiesumme nicht mehr linear ansteigt. Dies liegt an den sättigenden Verstärkern und bei höheren Energien ($E > 1 \text{ TeV}$) auch an longitudinalen Verlusten.

Unterhalb von 500 GeV ist ein lineares Verhalten zwischen deponierter Energie und Primärenergie festzustellen. Es werden dabei 0.40% der Energie des Teilchens in den Ionisationskammern deponiert. Dieses Verhältnis läßt sich mit Hilfe der Wechselwirkungslängen von TMS und Eisen abschätzen zu $\lambda(TMS)/\lambda(Detektor) = 0.037/8.8 = 0.43\%$. Der Unterschied von 7.5% zwischen den beiden Werten läßt sich durch Verluste aufgrund der Signaldämpfung in den TMS-Ionisationskammern erklären [Eng93].

4.3.1 Bestimmung der Energieauflösung

Da die gewichtete Energiesumme keine lineare Funktion der Primärenergie des Hadrons ist, muß man zur Bestimmung der Energieauflösung die rekonstruierte Energie betrachten. Mit den simulierten und rekonstruierten Ereignissen wurde die Auflösung $\sigma(E_{rek})/E_{rek}$ bestimmt und in Abbildung 4.11 dargestellt.

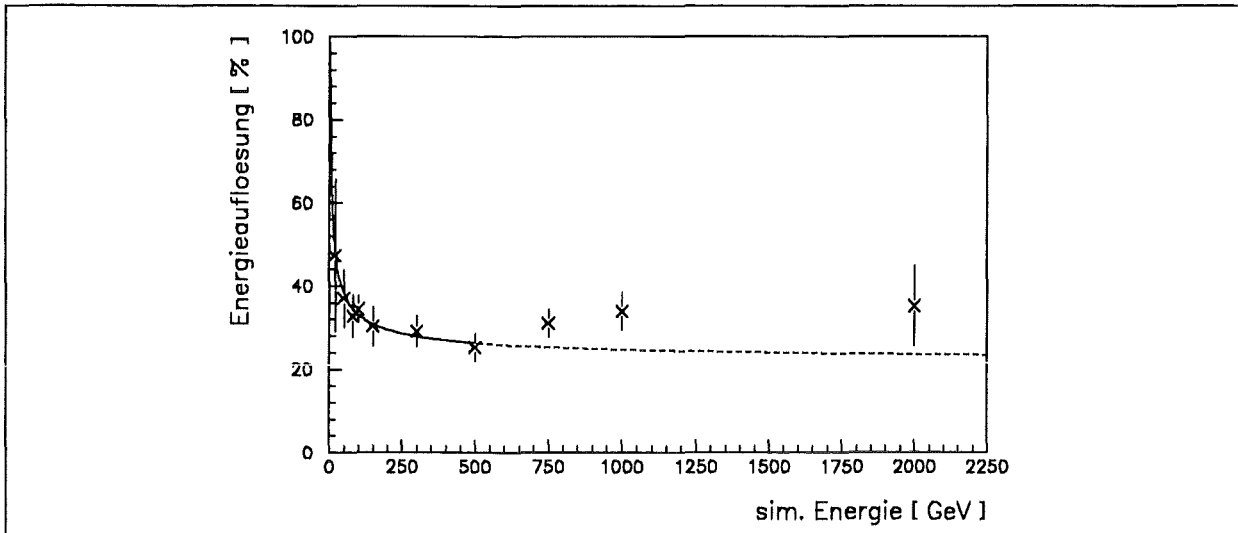


Abbildung 4.11: Bestimmung der Energieaufloesung

Aufgetragen ist die Energieaufloesung des Kalorimeters als Funktion der Energie des Teilchens. An die Punkte bis 500 GeV wurde eine Funktion nach Gl. 4.3 angepaßt.

Man erwartet nach Kapitel 1.2.3 für die Energieaufloesung einen Verlauf der Form

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right) = \frac{a}{\sqrt{E}} + b. \quad (4.3)$$

Die gegenüber Gleichung 1.8 zusätzliche Konstante b wird notwendig, da die Sampling-Struktur sich mit der Tiefe des Kalorimeters ändert. Die größere Dicke der unteren Absorberplatten wurde gewählt, um bei einer geringeren Anzahl von aktiven Lagen auch höhere Energien messen zu können. Ein solcher Verlauf ist an die Punkte bis einschließlich 500 GeV angepaßt und liefert für die Parameter folgende Werte: $a = 122.7\%$, $b = 20.89\%$. Für höhere Energien wird die Energieaufloesung wieder schlechter, was im wesentlichen an der Sättigung der Verstärker liegt. Aber auch für diese großen Energien wird die Energieaufloesung nicht schlechter als 40%.

4.3.2 Berücksichtigung des Primärspektrums

Oben wurde gezeigt, daß Hadronen mit einer festen primären Energie E_0 gaußverteilt um den Mittelwert E_0 mit einer Ungenauigkeit $\sigma(E_0)$ rekonstruiert werden. Aufgrund der endlichen Energieaufloesung ist es also möglich, daß ein Hadron der Energie E_1 mit $E_1 < E_0$ mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, die sich mit Hilfe der Gaußfunktion

$$P(E_0) \propto e^{-\frac{(E_1 - E_0)^2}{2 \cdot \sigma^2}} \quad ; \quad \sigma = \sigma(E_1) \quad (4.4)$$

berechnen läßt, der Energie E_0 zugeordnet wird. Bei der Bestimmung der unbekanntener Energie eines Hadrons der kosmischen Strahlung ist zu beachten, daß das Energiespektrum sehr steil abfällt. Die Häufigkeit niederenergetischer Hadronen ist deutlich größer³, und somit

³Erhöht man die Energie um eine Größenordnung so wird der Fluß der Hadronen um den Faktor 0.002 verringert.

tragen die Ausläufer kleinerer Primärenergien E_1 auch zum Signal für hohe Energien E_0 mit einem nicht vernachlässigbaren Anteil bei. Die endliche Energieauflösung muß bei der Bestimmung der Primärenergie berücksichtigt werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein primäres Hadron der Energie E_{prim} zu einer Energie E_{rek} beiträgt, läßt sich mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$P(E_{prim}) \propto C(E_{prim}) \cdot e^{-\frac{(E_{prim}-E_{rek})^2}{2 \cdot \sigma^2(E_{prim})}} ; \quad E_{rek} \text{ fest} \quad (4.5)$$

beschreiben. Dabei hängt die Wahrscheinlichkeit nicht mehr nur von der Differenz der beiden Energien und der Energieauflösung ab, sondern auch noch von der Häufigkeit $C(E_{prim})$ mit der Hadronen der Energie E_{prim} auftreten. Für sie wurde $C(E_{prim}) \propto E_{prim}^{-2.72}$ angenommen [Mie94], um die wahrscheinlichsten Werte $E_{wahr} = \max(P(E_{prim}))$ zu berechnen. Diese liegen aufgrund des steilen Energiespektrums bei Energien, die systematisch kleiner als die rekonstruierten Energien sind. Diese wahrscheinlichsten Werte sind in Abbildung 4.12 als Funktion der rekonstruierten Energie dargestellt.

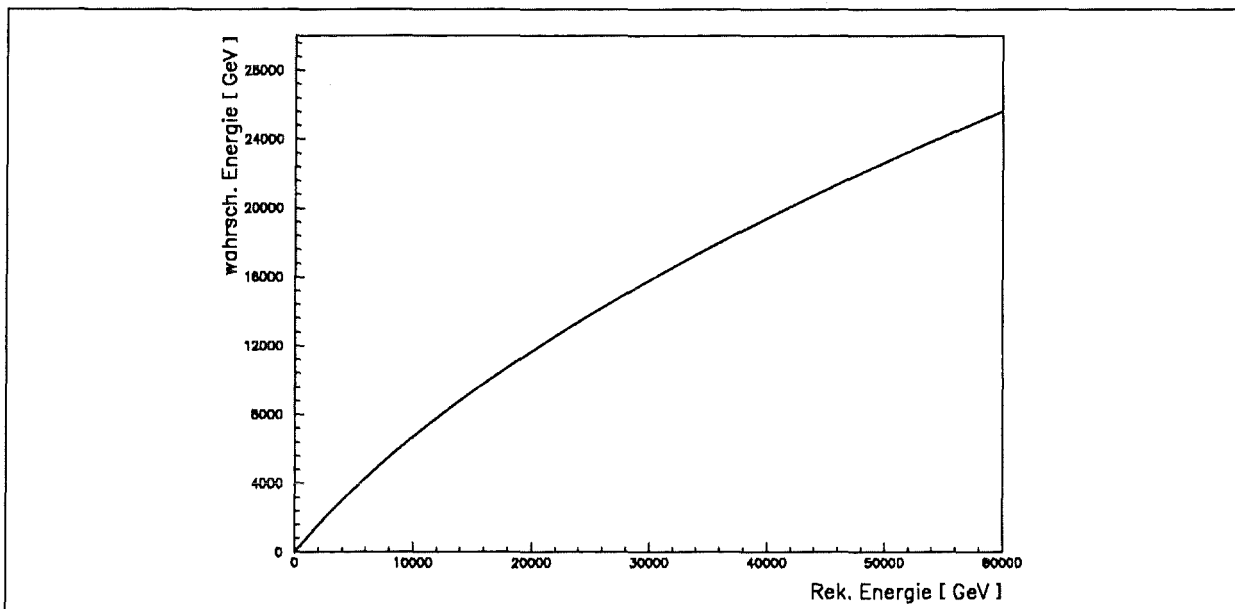


Abbildung 4.12: Bestimmung der wahrscheinlichsten Energie

Aufgetragen ist die wahrscheinlichste Energie als als Funktion der rekonstruierten Energie.

Zusammenfassend seien nochmals die einzelnen Schritte der Energierekonstruktion angegeben:

1. Bestimmung der Hadronspur
2. Berechnen der gewichteten Energiesumme
3. Umrechnung in die rekonstruierte Energie
4. Bestimmen der wahrscheinlichsten Energie aufgrund des steilen Energiespektrums

Kapitel 5

Ergebnisse

5.1 Der Fluß unbegleiteter Hadronen

Der Fluß unbegleiteter Hadronen wurde aus zwei Gründen bestimmt. Zum einen ist er per se eine interessante Meßgröße der kosmischen Strahlung, die bereits von mehreren Autoren, unter anderem von H.H. Mielke [Mie94] mit dem Prototypkalorimeter, gemessen wurde. Zum anderen ergibt sich damit eine Kontrollmöglichkeit der benutzten Analyseverfahren und eine Überprüfung der Apparatur durch den Vergleich mit anderen Messungen, bevor das Verhältnis der neutralen zu geladenen Hadronen bestimmt wird.

Aus ca. 2 Millionen getriggerten Ereignissen wurden insgesamt 28303 Hadronspuren rekonstruiert. Von diesen

- wurden bei 2339 Ereignissen mehr als eine Hadronspur rekonstruiert.
- lag bei 529 Ereignissen ein zeitgleiches Signal eines kleinen Detektorarrays vor, das um das Prototypkalorimeter aufgebaut ist [Sch93].
- hatten bei 3170 Ereignissen mehr als 4 Anti-Trigger-Zähler ein gültiges Signal.

Alle diese Ereignisse wurden verworfen, so daß für die Bestimmung des Energiespektrums unbegleiteter Hadronen insgesamt **22265 Ereignisse** verwendet wurden.

Die Korrekturen auf die globale Akzeptanz wurde nach der Bestimmung der wahrscheinlichsten Primärenergie ereignisweise durchgeführt. Abschließend wurde die Totzeit des Detektors aufgrund der Datenauslese berücksichtigt. Das erhaltene Flußspektrum unbegleiteter Hadronen ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

Man erwartet als Energieabhängigkeit ein Potenzgesetz der Form $dN/dE \propto E^{-\gamma}$, denn wie in Kapitel 1.1.3 behandelt sind die unbegleiteten Hadronen sehr eng mit den primären Hadronen verknüpft. Da der totale inelastische Wirkungsquerschnitt im Energiebereich von 10 – 1000 GeV ein flaches Minimum durchläuft, d.h. er sich in diesem Bereich kaum ändert, wurde an die ersten neun Meßwerte (10 GeV – 1.78 TeV) eine Anpassung an

$$\frac{dN}{dE} = A \cdot \left(\frac{E}{100\text{GeV}} \right)^{\gamma}. \quad (5.1)$$

durchgeführt, die für die Parameter folgende Werte liefert:

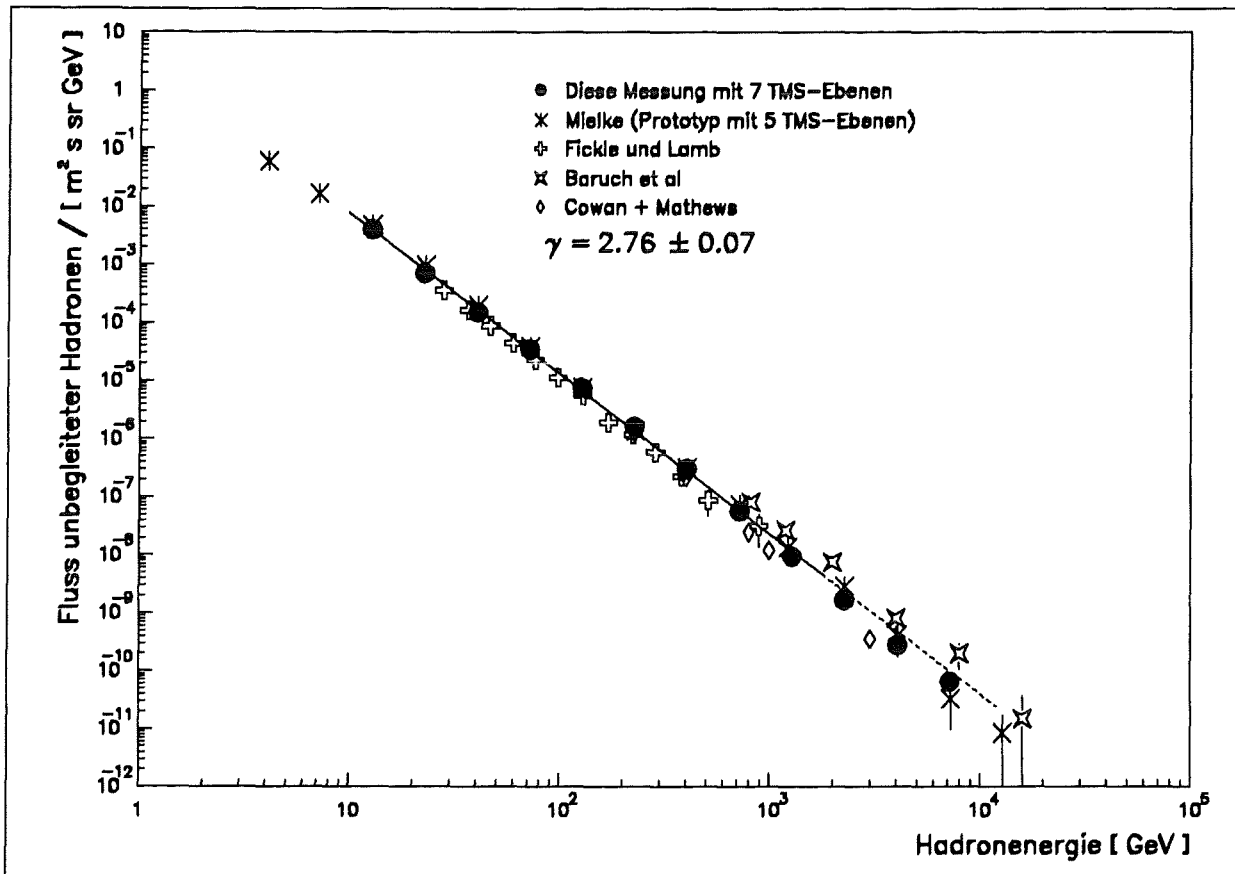


Abbildung 5.1: **Energiespektrum unbegleiteter Hadronen der kosmischen Strahlung** Die Gerade zeigt die Anpassung an die ersten neun Messpunkte entsprechend Gleichung 5.1 (siehe Text)

$$\gamma = 2.76 \pm 0.07, A = (13.5 \pm 1.5) \cdot 10^{-6} (m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV)^{-1}.$$

Diese Parametrisierung ist eingezeichnet. Hier ist eine sehr gute Übereinstimmung des Spektralindex γ mit dem Wert der JACEE-Kollaboration [Bur90] festzustellen, die für den Spektralindex der primären Protonen den Wert $\gamma = 2.76 \pm 0.09$ angeben. Aufgrund der guten Übereinstimmung der beiden Indizes unterhalb einiger TeV kann die enge Verknüpfung des Flußspektrums unbegleiteter Hadronen mit dem primären Fluß kosmischer Protonen verifiziert werden.

Eine Anpassung an alle gemessenen Punkte liefert ein steileres Flußspektrum mit dem Wert $\gamma = 2.82 \pm 0.08$. Dieser etwas stärkere Abfall wird durch den ansteigenden inelastischen Proton-Luft-Wechselwirkungsquerschnitt verursacht. Bei Energien $E > 1 TeV$ nimmt der gemessene Fluß der Hadronen schneller ab.

In Abbildung 5.1 sind unter anderem Werte von Mielke [Mie94], die mit dem Prototypkalorimeter in einer vorläufigen Ausbaustufe¹ gemessen wurden, eingezeichnet. Diese unabhängige Messung ergibt den gleichen Verlauf für den Fluß der unbegleiteten Hadronen ($\gamma = 2.72 \pm 0.09$) wie die hier dargestellten Ergebnisse. Der hier angegebene Wert A für den Fluß bei $100 GeV$ stimmt innerhalb der Fehler gut mit dem von Mielke bestimmten Wert $A = (15.9 \pm 2.4) \cdot 10^{-6} (m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV)^{-1}$ überein.

¹Benutzt wurden nur die oberen fünf TMS-Ebenen

Angegeben sind ferner die Messungen von Fickle und Lamb [Fic79] und Baruch et al. [Bar79]. Bei diesen Messungen wurden sogenannte „Single-Layer-Hadronkalorimeter“ verwendet. Diese bestehen aus einer Absorberlage, die nur so dick ist, daß die Hadronen nicht mehr als eine Wechselwirkung machen. Unterhalb des Absorbers befinden sich die aktiven Detektorkomponenten, z. B. Szintillationszähler. Gemessen wird der elektromagnetische Schauer, der entsteht wenn die Hadronen im Absorber neutrale Pionen erzeugen und diese in Photonen zerfallen. Die Unsicherheit der Energiebestimmung ist bei dieser Art von Kalorimetern sehr groß. Die Messung von Fickle und Lamb zeigt kleine Schwankungen und bestätigt damit einen konstanten Spektralindex, der mit einem Wert von $\gamma = 2.77$ mit dem in dieser Messung bestimmten Wert innerhalb der Fehler übereinstimmt. Die Messung von Baruch et al. zeigt etwas größere Schwankungen, was aufgrund der deutlich höheren Energien an der geringeren Statistik liegen kann. Was die Absolutflüsse der beiden Messungen betrifft, so liegt dieser bei der Messung von Fickle und Lamb etwas unterhalb, die Messung von Baruch et al. ein wenig oberhalb von den mit dem Prototypkalorimeter bestimmten Werten.

Weiterhin ist eine Messung von Cowan und Matthews aus dem Jahr 1971 [Cow71] aufgetragen, die ein Sampling-Kalorimeter benutzten. Der Absorber war dabei mit 700 g/cm^2 viel dicker als bei den „Single-Layer-Kalorimetern“, so daß die Hadronen vollständig absorbiert werden konnten. Bei dieser Messung ist zu berücksichtigen, daß die verwendeten Detektorsimulationsprogramme zu der damaligen Zeit noch nicht so fortgeschritten waren, so daß die Abweichungen der Meßwerte von den mit dem Prototyp-Kalorimeter gemessenen Werten allein dadurch zu erklären sind.

Im allgemeinen ist festzustellen, daß der hier bestimmte Fluß unbegleiteter Hadronen gut mit früheren Messungen übereinstimmt. Insbesondere die Übereinstimmung mit der Messung von Mielke erlaubt den Schluß, daß die Rekonstruktion von Hadronen und deren Energiebestimmung richtig durchgeführt wurden. Damit sind die Grundlagen geschaffen für die energieabhängige Bestimmung des Verhältnisses von neutralen zu geladenen Hadronen.

5.2 Das Verhältnis der neutralen und geladenen Hadronen

Mit Hilfe der Anti-Ebene werden die gemessenen Hadronen in die neutrale und die geladene Komponente getrennt. Dazu wird die gemessene Spur des Hadrons in die Anti-Ebene zurück verfolgt. Trifft diese Spur die Anti-Ebene nicht, wird sie nicht weiter analysiert. Für die restlichen Spuren muß im Falle eines geladenen Hadrons um den Durchstoßpunkt in der Anti-Ebene ein Signal vorhanden sein. Ein Signal liegt vor, wenn die gemessene Flugzeit in dem erlaubten Bereich liegt und die X-Koordinate mit Hilfe der Zeitmessung bestimmt wurde. Der Ort des Teilchendurchgangs ist mit einer Unsicherheit von $\sigma = 17 \text{ cm} - 32 \text{ cm}$ bekannt (siehe Abb. 4.6). Infolgedessen ist der Bereich in der Anti-Ebene, in dem nach einem gültigen Signal gesucht wird, relativ groß zu wählen.

- In **Y-Richtung** wird der Ort des Teilchendurchgangs durch die Segmentierung der Zähler bestimmt. Aufgrund der Ortsauflösung wird nicht nur in dem Zähler durch den die Spur des Hadrons rekonstruiert wurde, sondern auch in den beiden benachbarten Zählern nach einem Signal gesucht.

- In **X-Richtung** wird der Ort des Teilchendurchgangs mit Hilfe der Zeitmessung bestimmt. Ein Teilchen wird als geladen erkannt, wenn die so bestimmte X-Koordinate nicht mehr als 50 cm von dem rekonstruierten Durchstoßpunkt abweicht.

Damit ist der Suchbereich um den rekonstruierten Spurpunkt in der Anti-Ebene mit einer Fläche von 1.1 m^2 bestimmt.

Um Randeffekte zu vermeiden, wurde der Bereich in der Anti-Ebene, den die im Kalorimeter bestimmte Spur treffen muß, weiter eingeschränkt. Dieser „Innere Bereich“ ist 40 cm von Rand der Anti-Ebene entfernt. Die einzelnen Bereiche sind in der Abbildung 5.2 dargestellt. Zur Bestimmung der Ladung eines Hadrons wird im Suchbereich nach einem Signal des Teilchendurchgangs gesucht. Liegt ein solches vor, so wird das Teilchen als geladen erkannt. Läßt sich kein Signal finden, so wird das Teilchen als neutral identifiziert.

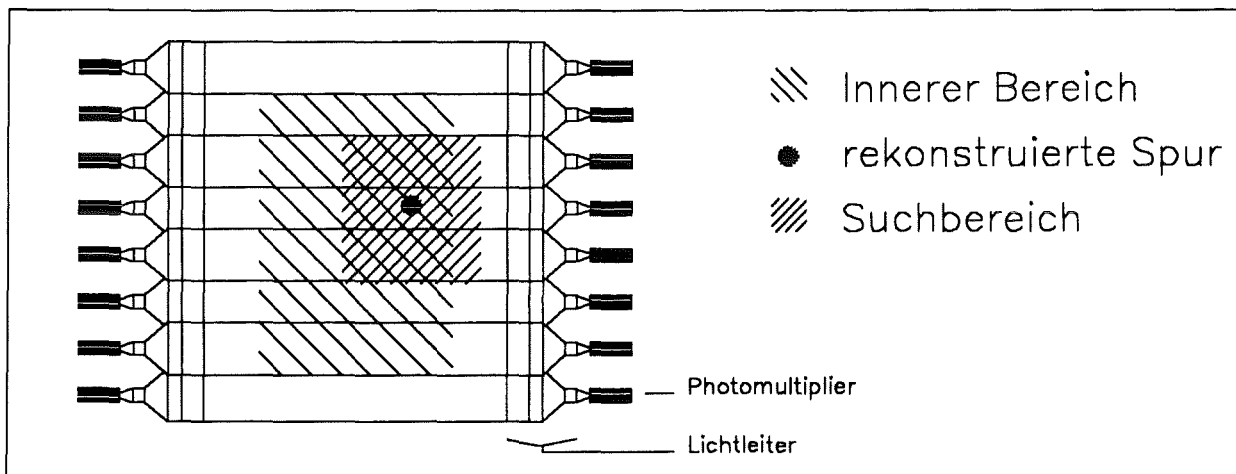


Abbildung 5.2: Aufsicht auf die Anti-Ebene

Eingezeichnet sind der innere Bereich, durch den die Spur laufen muß, und der Suchbereich zu dem eingezeichneten rekonstruierten Spurpunkt.

5.2.1 Identifikationswahrscheinlichkeit

Die Wahrscheinlichkeit, mit der die Ladung eines einzelnen Hadrons richtig identifiziert wird, wurde mit Hilfe von Simulationsrechnungen bestimmt. Die dies beschreibende Größe wird Identifikationswahrscheinlichkeit bzw. kurz Identifikation genannt.

Die oben beschriebene Vorgehensweise zur Ladungsbestimmung wurde an simulierten Ereignissen getestet. Es wurde bestimmt, für wieviele Hadronen ihre Ladung richtig erkannt wird. Dabei bezeichne ich als **Identifikation** die Wahrscheinlichkeit, daß

- Neutronen als neutral erkannt werden
- Protonen als geladen erkannt werden
- geladene Pionen als geladen erkannt werden

Das Ergebnis ist in Abbildung 5.3 als Funktion der Energie dargestellt.

Neutronen haben bei niedrigen Energien bereits eine sehr große Wahrscheinlichkeit von ca. 97% als neutrale Hadronen erkannt zu werden. In den fehlenden 3% sind die Ereignisse

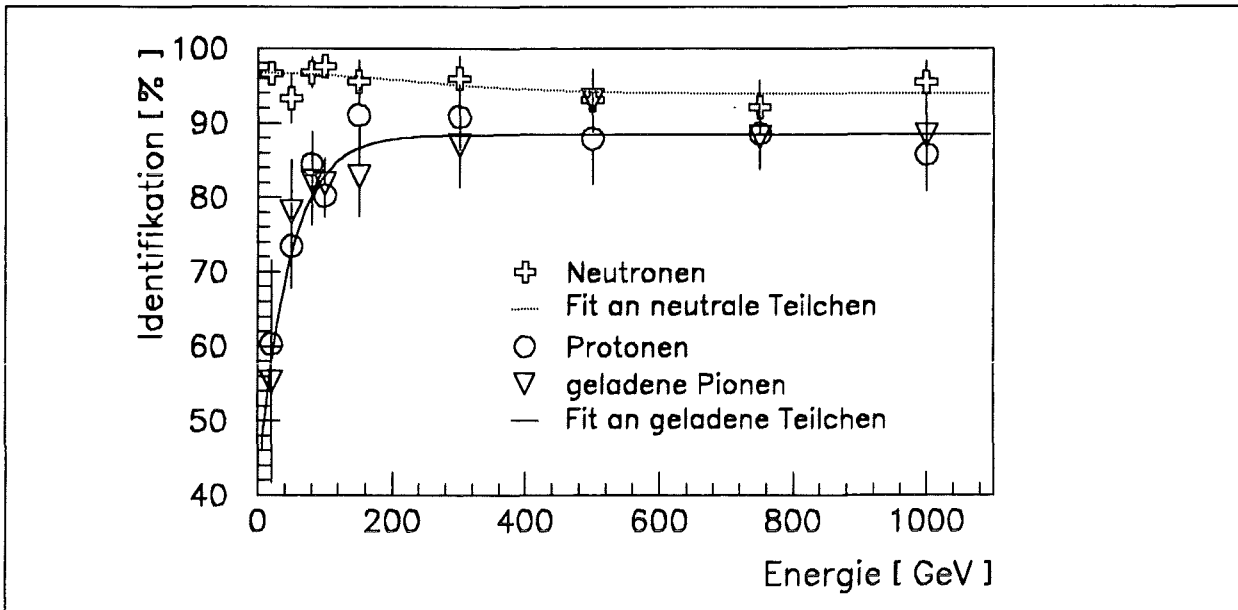


Abbildung 5.3: Identifikationswahrscheinlichkeit

Aufgetragen ist die Wahrscheinlichkeit, daß die verschiedenen Teilchen (n , p , π^+) in ihrer Ladung richtig erkannt werden.

enthalten, bei denen die Neutronen im Szintillator der Anti-Ebene eine Wechselwirkung machen und somit als geladene Teilchen fehlidentifiziert werden. Für höhere Energien nimmt die Identifikation auf einen Wert von ca. 93% ab, was an nicht erkannten rückgestreuten Schauerteilchen aus dem Kalorimeter liegt, die bei höheren Energien häufiger auftreten und ein geladenes Teilchen in der Anti-Ebene vortäuschen können.

Geladene Hadronen besitzen bei hohen Energien eine Identifikation von ca. 88%. Für Energien unterhalb von 200 GeV wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen und geladene Pionen deutlich schlechter und erreicht bei einer Energie von 20 GeV einen Wert von ca. 68%. Die Ursache für diese schlechte Identifikation liegt im wesentlichen an der Unsicherheit, mit der der Durchstoßpunkt des Teilchens durch die Anti-Ebene bestimmt wird. Die Abweichung des rekonstruierten zum tatsächlichen Durchgangsort kann so groß sein, daß letzterer außerhalb des Suchbereichs liegt. Das geladene Hadron wird dann fälschlicherweise als neutral identifiziert. Für die neutralen Hadronen spielt die schlechte Ortsauflösung keine entscheidende Rolle, da für neutrale Teilchen kein Signal erwartet wird. Das Neutron wird als neutral erkannt und damit richtig identifiziert.

Bei der Bestimmung des Verhältnisses von neutralen zu geladenen Hadronen sind die eben beschriebenen Mißidentifikationen zu berücksichtigen. Zu den neutralen Teilchen tragen auch geladene Teilchen bei, die fälschlicherweise als neutral identifiziert werden, und umgekehrt. Die gemessenen Häufigkeiten der neutralen N_{mess} und der geladenen G_{mess} Hadronen setzen sich dann wie folgt zusammen:

$$N_{mess} = N \cdot p(N \rightarrow N) + G \cdot p(G \rightarrow N) \quad (5.2)$$

$$G_{mess} = N \cdot p(N \rightarrow G) + G \cdot p(G \rightarrow G) \quad (5.3)$$

N, G : tatsächliche Häufigkeit
 $p(A \rightarrow B)$: Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen mit der Ladung A als Teilchen der Ladung B identifiziert wird

Mit diesen Gleichungen und den Identifikationswahrscheinlichkeiten p ist es möglich die tatsächlichen Häufigkeiten der neutralen bzw. der geladenen Hadronen zu bestimmen.

5.2.2 Das Verhältnis von neutralen und geladenen Teilchen

Um Fehlinterpretationen auszuschließen, wurden von den 22265 gefunden Hadronen für die Bestimmung der Ladung nur folgende Ereignisse verwendet:

- *Ereignisse, deren Spur den inneren Bereich der Anti-Ebene trifft.*
Nur bei diesen ist eine sichere Bestimmung der Ladung möglich.
- *Ereignisse, bei denen kein koinzidentes Signal des Mini-Arrays vorlag.*
Hadronen mit einem solchen Signal sind offensichtlich Teil eines großen Luftschauers und werden als unbegleitete Hadronen verworfen.
- *Ereignisse, bei denen nicht mehr als ein Zähler der Anti-Ebene ein gültiges Signal aufweist.*
In allen anderen Fällen ist anzunehmen, daß neben dem nachgewiesenen Hadron noch ein weiteres Teilchen den Detektor trifft (z.B. ein μ^\pm oder ein e^-) und in der Anti-Ebene ein Signal erzeugt. Hier besteht aufgrund des großen Suchbereichs die Gefahr, daß ein solches begleitendes Teilchen ein geladenes Teilchen vortäuscht. Je mehr Teilchen das Hadron begleiten, umso wahrscheinlicher ist eine Fehlidentifikation des Hadrons. Aus diesem Grund wurde an die Anzahl der Anti-Zähler mit gültigem Signal diese strenge Anforderung gestellt.

Für die Bestimmung der neutralen und geladenen Hadronen verbleiben damit noch **5812 Ereignisse**.

In einem ersten Schritt wurde für diese Hadronen die Ladung ermittelt und in verschiedenen Energiebereiche als neutrale und geladene Hadronen einsortiert. Hierbei sind die mißidentifizierten Hadronen noch enthalten, was im nächsten Schritt berücksichtigt wird. Dazu wurden die Identifikationswahrscheinlichkeiten für die Mittelwerte der Energiebereiche bestimmt und anschließend mit den Gleichungen 5.2 und 5.3 die wirklichen Häufigkeiten der neutralen und geladenen Hadronen (N , G) berechnet.

Diese sind zusammen mit den gemessenen Häufigkeiten sowie dem Verhältnis der neutralen und geladenen Hadronen in der Tabelle 5.1 wiedergegeben.

An den Werten für die gemessenen und die korrigierten Häufigkeiten ist der Einfluß der mißidentifizierten Teilchen gut zu erkennen. Bei niedrigen Energien ($E < 100 \text{ GeV}$) ist die Identifikation für geladene Teilchen klein. Daraus folgt, daß bei den gemessenen neutralen Hadronen fälschlicherweise sehr viele geladene vorhanden sind. Dies bedeutet beispielsweise, daß für das Energieintervall zwischen $17.8 - 31.6 \text{ GeV}$ von den 725 als neutral identifizierten Teilchen nur 421.7 auch von neutralen Teilchen stammen. Die Differenz ist durch fehlidentifizierte Teilchen begründet. Für höhere Energien, bei denen die Identifikation auch für die geladenen Teilchen größer wird, ist der Einfluß der Korrektur nicht mehr so drastisch. Bei der Korrektur ist zu beachten, daß die Summe der gemessenen Häufigkeiten $N_{\text{mess}} + G_{\text{mess}}$ gleich der Summe der korrigierten Werte $N + G$ sein muß.

Energie (GeV)	<Energie> (GeV)	N_{mess}	G_{mess}	$p(N \rightarrow N)$ (%)	$p(G \rightarrow G)$ (%)	N	G	N/G
10. - 17.8	12.9	249	135	96.7	53.2	138.7	245.3	0.565
17.8 - 31.6	22.9	725	493	96.7	60.2	421.7	796.3	0.530
31.6 - 56.2	40.7	774	693	96.7	69.4	492.1	974.9	0.505
56.2 - 100.	72.4	564	733	96.6	79.1	387.5	909.5	0.426
100. - 178.	128.6	324	480	96.3	86.1	257.4	546.6	0.471
178. - 316.	229.0	158	267	95.6	88.6	130.2	294.8	0.442
316. - 562.	407.2	52	105	94.5	88.9	41.5	115.5	0.360
562. - 1000	724.0	13	35	94.0	89.0	9.3	38.7	0.240
1000. - 1778	1288.0	4	6	93.9	89.0	3.5	6.5	0.537

Tabelle 5.1: Gemessene und korrigierte Häufigkeiten und das N/G-Verhältnis

Für die verschiedenen Energieintervalle sind die gemessenen (N_{mess}, G_{mess}) und die korrigierten (N, G) Häufigkeiten zusammengefaßt. Weiter sind die Werte für die Identifikation der Teilchen für die mittlere Energie angegeben. Die Mißidentifikation wird als Differenz zwischen der Identifikation und 100% bestimmt. In der rechten Spalte ist das Verhältnis von neutralen zu geladenen Hadronen angegeben (N/G).

Die in der letzten Spalte angegebenen Werte für das Verhältnis neutraler und geladener Teilchen sind für den Energiebereich von 10 GeV bis über 1000 GeV in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Fehler bestimmen sich aus dem statistischen Fehler der Meßgrößen N_{mess} und G_{mess} . Zusätzlich wurde noch der systematische Fehler bei der Bestimmung der Identifikationswahrscheinlichkeit abgeschätzt. Dieser liefert vor allem im Bereich von (20 – 100) GeV einen wesentlichen Beitrag, da sich hier die Identifikation für die geladenen Teilchen sehr schnell ändert. Der Fehler in diesem Bereich kann zu ca. 4% abgeschätzt werden.

Bei niederen Energien ($E > 10$ GeV) beträgt der Wert für das Verhältnis $N/G = 0.565 \pm 0.077$. Mit steigender Energie nimmt das Verhältnis kontinuierlich ab und erreicht bei einer mittleren Energie von 724 GeV einen Wert von $N/G = 0.240 \pm 0.102$, d.h. mit steigender Energie nimmt der Anteil der geladenen hadronischen Komponente zu. Der Wert bei der Energie $E = 1288$ GeV weicht aufgrund der geringen Statistik von diesem Verhalten ab, was sich auch in dem großen Fehler äußert.

Neben den Werten dieser Messung sind auch die Ergebnisse anderer Autoren eingetragen. Die Messung von Nieminen et al.[Nie85] wurde auf Meereshöhe mit einem doppelten „Neutron-Monitor“ durchgeführt. Die Energie des einfallenden Hadrons wurde durch die Zahl der erzeugten thermischen Neutronen bestimmt, die innerhalb eines Zeitintervalls von 850 μs nachgewiesen wurden. Aufgrund der großen Fluktuation in der Produktion der Neutronen ist die Bestimmung der Energie des einzelnen Hadrons nicht sehr genau. Die Trennung der neutralen und geladenen Hadronen wurde mit zwei Szintillatoren oberhalb des Detektors durchgeführt. Erzeugten diese ein koinzidentes Signal, welches in einem Zeitfenster von 250 μs vor einem Signal des Neutron-Monitors lag, so wurde ein Hadron als geladen identifiziert. Die Werte² von Nieminen stimmen bei niedrigen Energien ($E < 30$ GeV) recht

²Die Werte wurden aus einer Parametrisierung entnommen. Da hierfür keine Fehler angegeben wurden sind in der Abbildung auch keine Fehler eingezeichnet

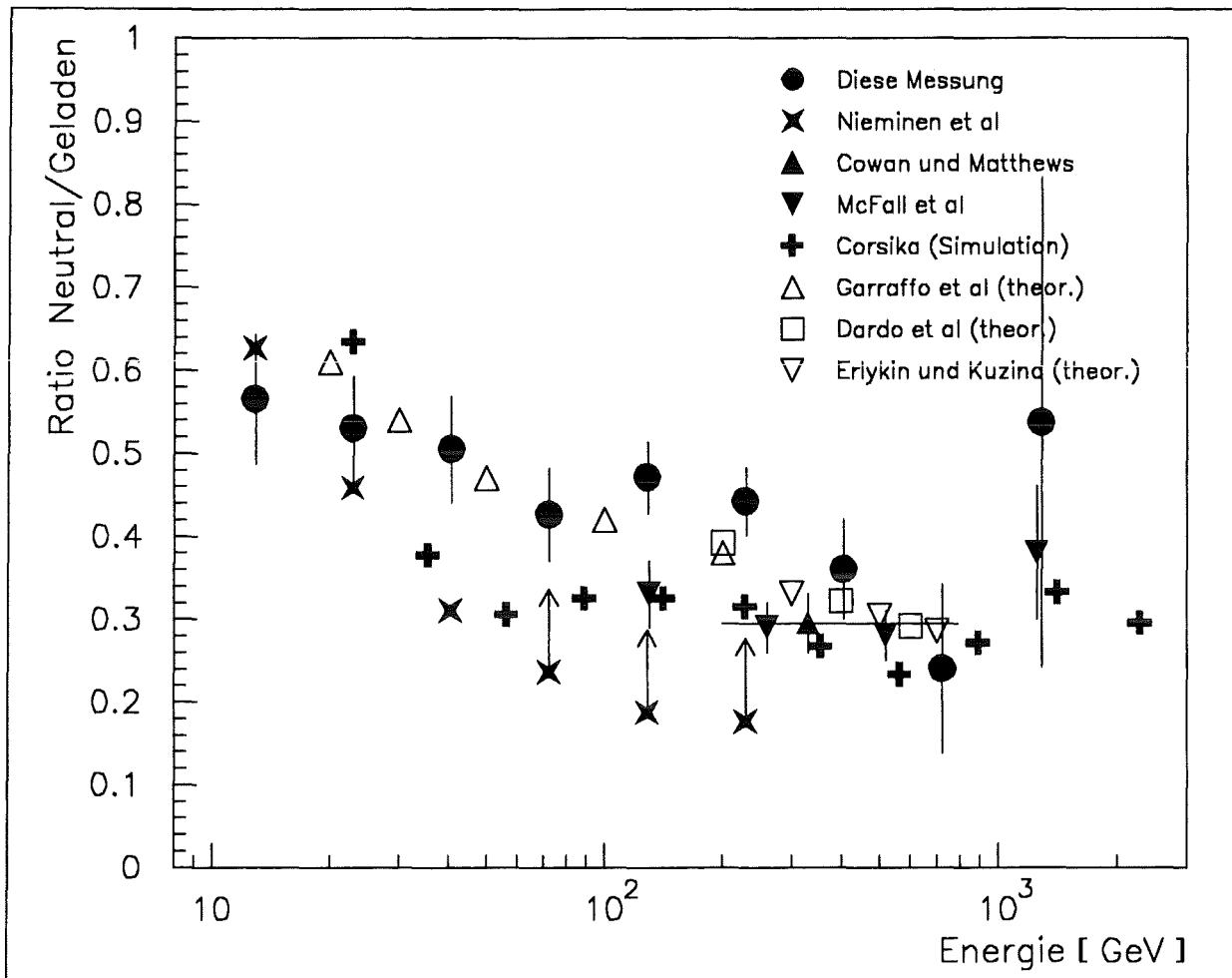


Abbildung 5.4: Das Verhältnis neutraler und geladener Hadronen

Aufgetragen ist der Quotient von neutralen zu geladenen Hadronen als Funktion der Energie der Hadronen. Zum Vergleich sind Werte, wie sie von anderen Experimenten (Nieminen, Cowan und Matthews, McFall) bestimmt wurden, eingetragen. Des weiteren sind auch Ergebnisse aus Simulationsrechnungen mit CORSIKA und die Ergebnisse theoretischer Arbeiten (Erykin, Dardo, Garraffo) aufgezeichnet.

gut mit denen des Prototypkalorimeters überein. Für Energien oberhalb 30 GeV weichen die Ergebnisse jedoch voneinander ab. Die Autoren bezeichneten ihre Werte oberhalb von 60 GeV selbst nur als Untergrenzen. Die niedrigen Werte dürften im wesentlichen durch nicht erkannte Begleitteilchen sowie durch rückgestreute Teilchen, die mit dem großen Zeitfenster nicht diskriminiert werden konnten, verursacht werden. Dies führt zu einer Überschätzung des geladenen Anteils der Hadronen und damit zu einem zu kleinen N/G-Verhältnis.

Desweiteren ist das Ergebnis einer Messung von Cowan und Matthews [Cowan71] dargestellt. Gemessen wurden die kosmischen Hadronen mit einem Eisen-Sampling-Kalorimeter, das mit Argon-Ionisationskammern bestückt war. Die Ladungstrennung wurde mit Hilfe von Nebelkammern, die oberhalb des Kalorimeters angebracht waren, durchgeführt. Der Wert, den die Autoren für eine mittlere Energie von 330 GeV angeben, ist in die Abbildung 5.4 eingezeichnet. Er stimmt im angegebenen Energiebereich recht gut mit den Ergebnissen des Prototypkalorimeters überein.

Als dritte Vergleichsmessung ist der Wert einer Messung von McFall et al. [McF79] dargestellt. Auch bei diesem Experiment wurden die Hadronen in einem Eisen-Sampling-Kalorimeter nachgewiesen. Als aktives Medium wurden Flüssig-Szintillatoren verwendet. Die Unterscheidung von neutralen und geladenen Hadronen wurde mit Funkenkammern durchgeführt. Gemessen wurde auf dem Mt. Sunspot in New Mexiko bei einer Höhe von 730 g cm^{-2} . Der angegebene Wert wurde auf Meereshöhe umgerechnet. Dabei wurde eine lineare Variation des Verhältnisses mit der Tiefe angenommen, wie es von Erlykin und Kuzina theoretisch berechnet worden ist [Erl79]. Danach reduziert sich der von McFall gemessene Wert auf das 0.88-fache. Auch hier stimmen die Meßwerte von McFall recht gut mit den Resultaten des Prototypkalorimeters überein.

Desweiteren sind die Ergebnisse einer Simulation von einzelnen Hadronen, die von J. Knapp [Kna94] mit Hilfe des Luftschauer-Simulationsprogramms CORSIKA durchgeführt wurde, zum Vergleich eingezeichnet. Bei diesen Rechnungen wurde der Einfluß von begleitenden Teilchen nicht berücksichtigt.

Die Ergebnisse einiger theoretischer Arbeiten sind mit offenen Symbolen eingezeichnet (Dardo et al. [Dar79], Erlykin und Kuzina [Erl79] und Garraffo et al. [Gar73]). Bei diesen Rechnungen wurde die Entwicklung der hadronischen Komponenten ist Hilfe von Diffusionsgleichungen berechnet. Diese Gleichungen beschreiben die Wechselwirkungen der Hadronen, ihre Produktion und ihren Zerfall. Die Art des verwendeten Wechselwirkungsmodells ist bei den verschiedenen Autoren leicht unterschiedlich. Die einzelnen Ergebnisse dieser Rechnungen stimmen untereinander jedoch gut überein. Auch die Verträglichkeit der gemessenen Werte mit diesen theoretischen Analysen kann als sehr gut bezeichnet werden.

Zusammenfassend kann man eine gute Übereinstimmung meiner Messung mit den theoretischen Rechnungen feststellen. Der gemessene Energiebereich überdeckt dabei zwei Größenordnungen von 10 GeV bis 1 TeV . In diesem Energiebereich nimmt das Verhältnis von einem Wert von 0.5 auf 0.25 ab. Der Anteil an geladenen Hadronen nimmt folglich zu. Frühere Messungen haben im Mittel einen etwas niedrigeren Anteil an neutralen Hadronen ermittelt. Das mag zum einen an nicht erkannten begleitenden Teilchen und zum anderen an rückgestreuten Teilchen gelegen haben.

5.3 Das Flußspektrum unbegleiteter Neutronen der kosmischen Strahlung

Aus den beiden energieabhängigen Messungen – dem Fluß unbegleiteter Hadronen und dem Verhältnis der neutralen und geladenen Hadronen – kann der Fluß der Neutronen bestimmt werden. Dabei nimmt man an, daß die neutrale hadronische Komponente nur aus Neutronen besteht. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da alle anderen neutralen Hadronen (z. B. π^0 , K^0 , u.a.), die bei Wechselwirkungen in der Atmosphäre entstehen, aufgrund ihrer kurzen Lebensdauern sofort wieder zerfallen. Ihr Beitrag zum Fluß der neutralen Hadronen auf Meereshöhe kann folglich vernachlässigt werden. Mit dieser Annahme ist es möglich den Fluß der Neutronen zu bestimmen. Aus dem Verhältnis der neutralen zu den geladenen Hadronen N/G wird das Verhältnis der neutralen zu allen Hadronen N/H bestimmt.

$$\frac{N}{H} = \left(1 + \frac{1}{\left(\frac{N}{G}\right)} \right)^{-1} \quad (5.4)$$

Mit dem Verhältnis N/H und dem Fluß aller Hadronen dN_{Hadron}/dE wird der Neutronenfluß bestimmt

$$\frac{dN_{\text{Neutron}}}{dE} = \frac{N}{H} \cdot \frac{dN_{\text{Hadron}}}{dE}. \quad (5.5)$$

Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 5.5 in Abhängigkeit von der Energie der Neutronen für den Bereich von $10 \text{ GeV} - 1.8 \text{ TeV}$ dargestellt.

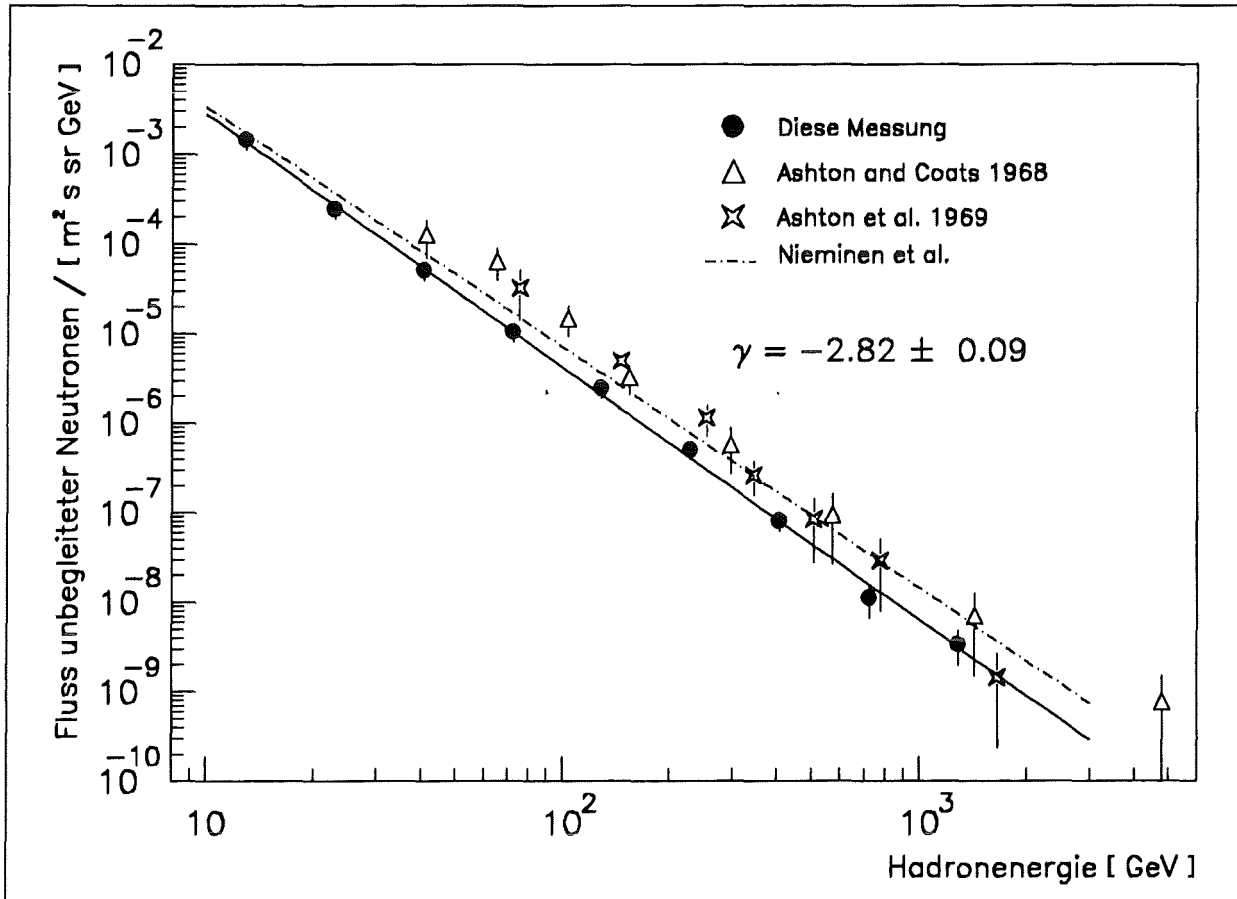


Abbildung 5.5: Energiespektrum unbegleiteter Neutronen der kosmischen Strahlung

An die erhaltenen Meßwerte wurde ein Potenzgesetz (siehe Gleichung 5.1) angepaßt. Die Anpassung wurde in die Abbildung mit eingezeichnet. Man erhält für den Spektralindex den Wert $\gamma = 2.82 \pm 0.09$. Damit ist das Spektrum der Neutronen der kosmischen Strahlung steiler als das aller Hadronen ($\gamma = 2.76 \pm 0.07$). Auch dies zeigt, daß mit steigender Energie der Anteil der geladenen Hadronen zunimmt.

In Abbildung 5.5 sind zum Vergleich die Ergebnisse anderer Autoren eingezeichnet.

In den Jahren 1968 und 1969 wurden von Ashton et al. zwei Messungen mit einem Single-Layer-Kalorimeter zur Bestimmung des Neutronflusses durchgeführt [Ash68] [Ash69]. Dabei befanden sich unterhalb einer 23 cm dicken Eisenplatte Funkenkammern und ein Flüssigzintillator zur Spur- und Energiebestimmung. In den Funkenkammern wurde die Richtung des im Eisen induzierten Hadronenschauers bestimmt. Zur Identifizierung von Neutronen wurden Funkenkammern oberhalb des Eisens benutzt. Wurde in diesen keine Spur gefunden, so

wurde das Hadron als Neutron erkannt. Die Werte dieser Messungen liegen vor allem bei niedrigeren Energien deutlich über den Ergebnissen des Prototypkalorimeters. Die Autoren geben für den Spektralindex einen größeren Wert $\gamma = 2.95 \pm 0.10$ an. Da diese Gruppe auch den Fluß aller Hadronen deutlich überschätzt hat, kann man davon ausgehen, daß auch der Neutronfluß deutlich überhöht ist. Dies kann an einer möglicherweise falschen Energieeichung liegen, da zu der damaligen Zeit die Theorie der hochenergetischen Wechselwirkung noch nicht genau bekannt war. Eine falsche Energieeichung wirkt sich aufgrund des steilen Flußspektrums sehr stark auf den absoluten Fluß aus.

Als weitere Messung ist eine Parametrisierung des Neutronenflusses eingezeichnet, wie sie der Arbeit von Nieminen et al. zu entnehmen ist [Nie85]. Diese Kurve liegt im gesamten Meßbereich oberhalb der in dieser Arbeit bestimmten Meßergebnisse. Außerdem sollte man nach dem Verlauf der in Abbildung 5.5 eingezeichneten Kurve für den Spektralindex einen Wert erhalten, der kleiner als 2.75 ist. Damit sollte der Anteil der neutralen Hadronen im Bereich von 10 GeV bis 1000 GeV zunehmen. Dies ist nicht der Fall, wie in der Abbildung 5.4 zu erkennen war. Aus diesem Grund ist der angegebenen Parametrisierung nicht sehr zu vertrauen.

5.4 Bestimmung des Pion-zu-Nukleon-Verhältnisses der kosmischen Strahlung

Aus dem Verhältnis der neutralen und geladenen Hadronen ist es weiterhin möglich, den Anteil der pionischen Komponente der kosmischen Strahlung abzuschätzen. Wie erwähnt, wird dabei angenommen, daß der neutrale Anteil nur aus Neutronen besteht und der geladene Anteil sich aus Protonen und im wesentlichen aus geladenen Pionen (π^\pm) zusammensetzt. Das Verhältnis der neutralen und geladenen Hadronen wurde gemessen, so daß zur Bestimmung des Pion-Nukleon-Verhältnisses π^\pm/\mathcal{N} noch das Verhältnis der Neutronen und Protonen n/p bekannt sein muß. Das π^\pm/\mathcal{N} -Verhältnis bestimmt sich dann wie folgt.

$$\frac{\pi^\pm}{\mathcal{N}} = \frac{\frac{n}{p} - \frac{N}{G}}{\frac{N}{G} \cdot \left(1 + \frac{n}{p}\right)} \quad (5.6)$$

N	: Anteil der neutralen Hadronen	G	: Anteil der geladenen Hadronen
n	: Anteil der Neutronen	p	: Anteil der Protonen
π^\pm	: Anteil der geladenen Pionen	\mathcal{N}	: Anteil aller Nukleonen

Das n/p -Verhältnis ist der theoretischen Arbeit von Erlykin und Kuzina [Erl79] entnommen. Die Autoren geben für Meereshöhe einen energieunabhängigen Wert von $n/p = 0.9$ an. Andere Autoren (Dardo et al. [Dar79], Garraffo et al. [Gar73], Bhattacharyya [Bha79]) erhalten bei ihren Rechnungen Werte, die sehr nahe bei diesem liegen. Aus diesem Grund wurde hier $n/p = 0.90 \pm 0.05$ gewählt.

Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Mit steigender Energie erhöht sich der Anteil der pionischen Komponente der hadronischen kosmischen Strahlung und zwar, wie die Ergebnisse in der Abbildung nahelegen, linear mit dem Logarithmus der Energie.

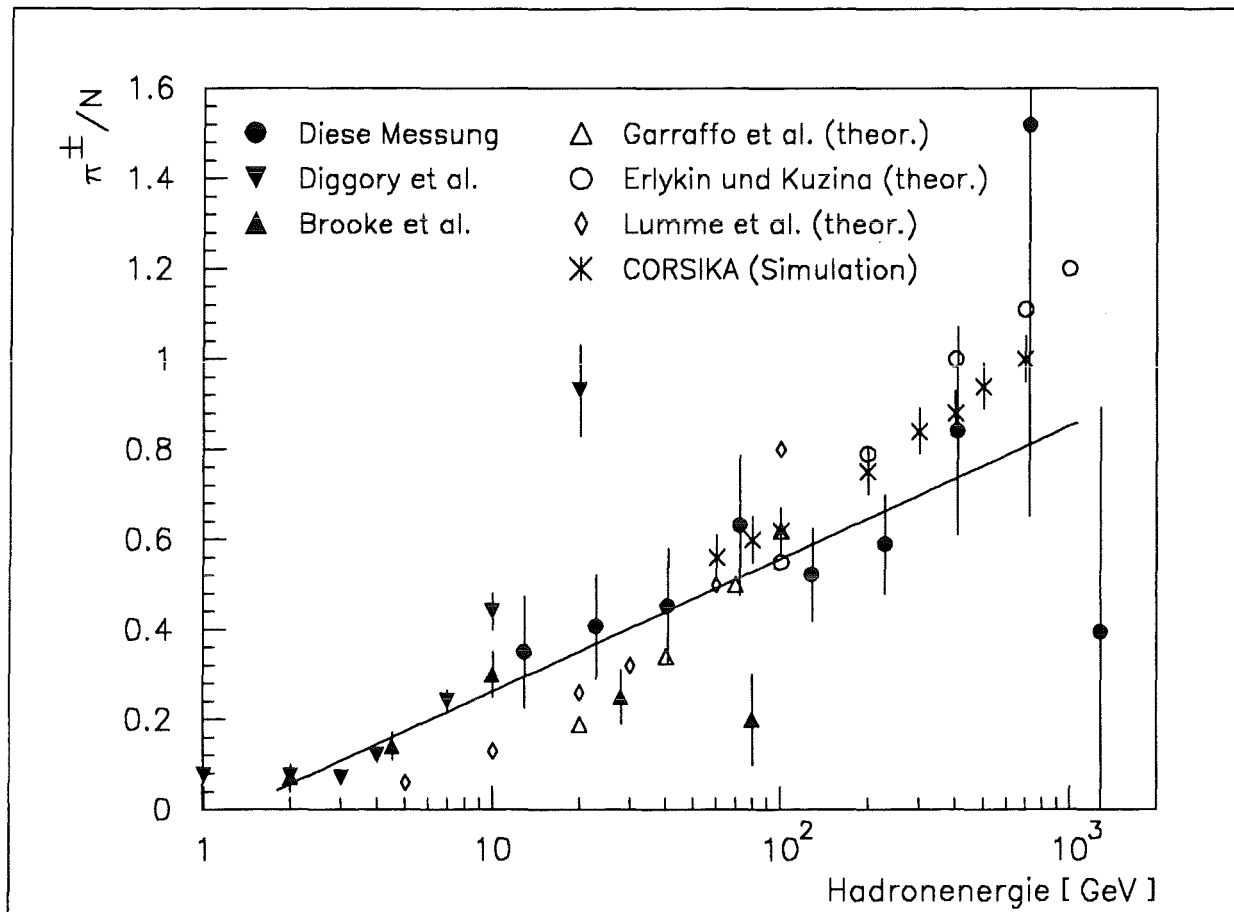


Abbildung 5.6: Das Pion-Nukleon-Verhältnis

Aufgetragen ist der Quotient der pionischen und der nukleonischen Komponente als Funktion der Energie der Hadronen. Zum Vergleich sind Werte, wie sie von anderen Experimenten (Diggory et al., Brooke et al.) bestimmt wurden, eingetragen als auch Ergebnisse aus Simulationsrechnungen mit CORSIKA. Des weiteren sind Ergebnisse einiger theoretischer Arbeiten (Erykin und Kuzina, Lumme et al., Garraffo et al.) aufgezeichnet. Die Gerade gibt einen Fit an die experimentellen Werte wieder, siehe Text.

Zum Vergleich sind im niederenergetischen Bereich ($E < 50 \text{ GeV}$) die Werte von anderen Experimenten eingezeichnet. Die beiden Messungen von Brooke et al. [Bro64] und Diggory et al. [Dig74] wurden mit Magnetspektrometern durchgeführt und liefern bis ca. 10 GeV einen identischen Verlauf. Für größere Energien unterscheiden sich die Meßergebnisse aber erheblich. Diese Abweichungen dürften daran liegen, daß die obere Grenze des Meßbereichs, in dem die Magnetspektrometer noch zuverlässig arbeiten, bereits überschritten wurde. Extrapoliert man die Ergebnisse beider Messungen über 10 GeV hinaus, stellt man fest, daß sich die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Werte kontinuierlich anschließen. Die Ergebnisse dieser Messung setzen also ab 10 GeV den Verlauf der Magnetspektrometermessungen kontinuierlich fort und steigen, wie erwähnt, weiterhin linear mit dem Logarithmus der Energie an.

Dementsprechend wurde an die experimentellen Daten in Bereich von 2 *GeV* bis 1000 *GeV*, also an fast alle vollen Symbole der Abbildung 5.6, eine Funktion der Form

$$\frac{\pi^\pm}{\mathcal{N}} = A + B \cdot \log_{10}(E) \quad , \quad E \text{ in } GeV \quad (5.7)$$

angepaßt. Dabei wurde der höchstenergetische Wert einer jeden Messung nicht berücksichtigt, da dieser bei allen Autoren deutlich abweicht und am Rande ihrer jeweiligen Akzeptanz liegt. Für den Bereich von wenigen *GeV* scheint ein konstantes π/\mathcal{N} -Verhältnis vorzuliegen. Aus diesem Grund wurden nur Werte ab 2 *GeV* für die Anpassung verwendet. Für die Parameter erhält man die Werte $A = -0.033 \pm 0.059$, $B = 0.29 \pm 0.10$.

Desweiteren sind noch Ergebnisse einiger theoretischer Arbeiten aufgetragen. Im Bereich von 6 *GeV* bis 100 *GeV* sind die Werte einer Rechnung von Lumme et al. [Lum84] wiedergegeben. Weiterhin sind die Ergebnisse einer Arbeit von Garraffo et al. [Gar73] im Bereich vom 20 *GeV* bis 100 *GeV* eingezeichnet. Für Energien zwischen 100 *GeV* und 1000 *GeV* sind die Werte der Rechnung von Erlykin und Kuzina [Erl79] dargestellt. Beim Vergleich dieser Werte mit den gemessenen stellt man fest, daß im Energiebereich von 20 – 1000 *GeV* eine gute Übereinstimmung vorliegt. Die Meßergebnisse passen innerhalb der Fehler gut mit den theoretisch bestimmten Werte zusammen.

Mit den Ergebnissen einer CORSIKA-Simulationsrechnung [Kna94], die in Abbildung 5.6 dargestellt sind, ist ebenfalls eine gute Übereinstimmung festzustellen.

Insgesamt stimmen die in dieser Arbeit ermittelten Werte sehr gut mit anderen Messungen bei niederen Energien überein. Bei hohen Energien liegen die gemessenen Werte in einem Bereich, der von verschiedenen theoretischen Arbeiten vorhergesagt wurde.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war der Nachweis von Hadronen der kosmischen Strahlung und die getrennte Messung der neutralen und geladenen Komponente. Um dies zu erreichen, wurde der Prototyp des KASCADE-Zentraldetektors erweitert. Die Meßergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Aus den ca. 2 Millionen Ereignissen wurde das differentielle Energiespektrum der unbegleiteten Hadronen in einem Energiebereich von 10 *GeV* bis 10 *TeV* bestimmt. Die Anpassung eines Potenzgesetzes der Form

$$\frac{dN}{dE} = A \cdot \left(\frac{E}{100\text{GeV}} \right)^\gamma$$

an die Meßwerte bis 1.7 *TeV* ergibt für den Spektralindex den Wert $\gamma = -2.76 \pm 0.07$. Damit stimmt dieser Wert exakt mit dem Spektralindex der primären kosmischen Strahlung überein.

Eine Anpassung an alle Meßpunkte ergibt für den Spektralindex den Wert $\gamma = -2.82 \pm 0.08$. Dieser stärkere Abfall wird durch den ab ca. 1 *TeV* größer werdenden totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt von Protonen an Kernen der Luft verursacht.

Das erhaltene Flußspektrum stimmt gut mit den Ergebnissen einer ersten Ausbaustufe des Kalorimeters überein. Meßergebnisse anderer Autoren konnten überprüft werden.

- Im Energiebereich von 10 *GeV* bis 1 *TeV* wurde die Trennung von neutralen und geladenen Hadronen durchgeführt. Das Verhältnis der neutralen zu den geladenen Hadronen nimmt kontinuierlich mit der Energie von ca. 0.5 bei 10 *GeV* auf ca. 0.25 bei 724 *GeV* ab. Der Anteil der geladenen Hadronen nimmt folglich mit steigender Energie zu. Auch bei dieser Messung ist eine Übereinstimmung mit den Ergebnissen früherer Arbeiten – sowohl experimentellen als auch theoretischen – festzustellen.
- Durch das Zusammenführen dieser beiden Ergebnisse wurde das Flußspektrum unbegleiteter Neutronen der kosmischen Strahlung im Energiebereich von 10 *GeV* bis 1.7 *GeV* bestimmt. Eine Anpassung eines Potenzgesetzes an die Ergebnisse liefert für den Spektralindex den Wert $\gamma = -2.82 \pm 0.09$. Es konnte gezeigt werden, daß eine frühere Messung [Ash68] zu große Flüsse ergeben hat.

- Unter der Annahme eines energieunabhängigen Verhältnisses von Neutronen zu Protonen $n/p = 0.90 \pm 0.05$ wurde das Verhältnis der pionischen Komponente zur nukleonischen Komponente bestimmt. Die Ergebnisse zeigen, daß mit steigender Energie der Anteil der geladenen Pionen zunimmt. Dies ist die Erklärung für das Abnehmen des Anteils neutraler Hadronen.

Beim Vergleich mit den Ergebnissen anderer Experimente, die mit Magnetspektrometern bis 10 GeV gemessen haben, zeigt sich, daß sich die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Werte ab 10 GeV kontinuierlich an die Werte der anderen Experimente anschließen. Im Bereich bis 1 TeV ist eine Übereinstimmung mit den Ergebnissen theoretischer Arbeiten festzustellen.

Anhang A

Einmessen des Anti-Systems

Um jedes minimalionisierende Teilchen mit den Szintillationszählern nachzuweisen, ist es erforderlich jeden Zähler so einzustellen, daß er auf seiner gesamten Fläche eine große Ansprechwahrscheinlichkeit für diese Teilchen hat. Dabei ist die optische Dämpfung zu berücksichtigen, denn das Signal muß selbst bei größtmöglicher Wegstrecke noch vom Photomultiplier und Diskriminator nachgewiesen werden können. Die Triggerzähler wurden mit dem in Abbildung A.1 dargestellten Versuchsaufbau eingemessen.

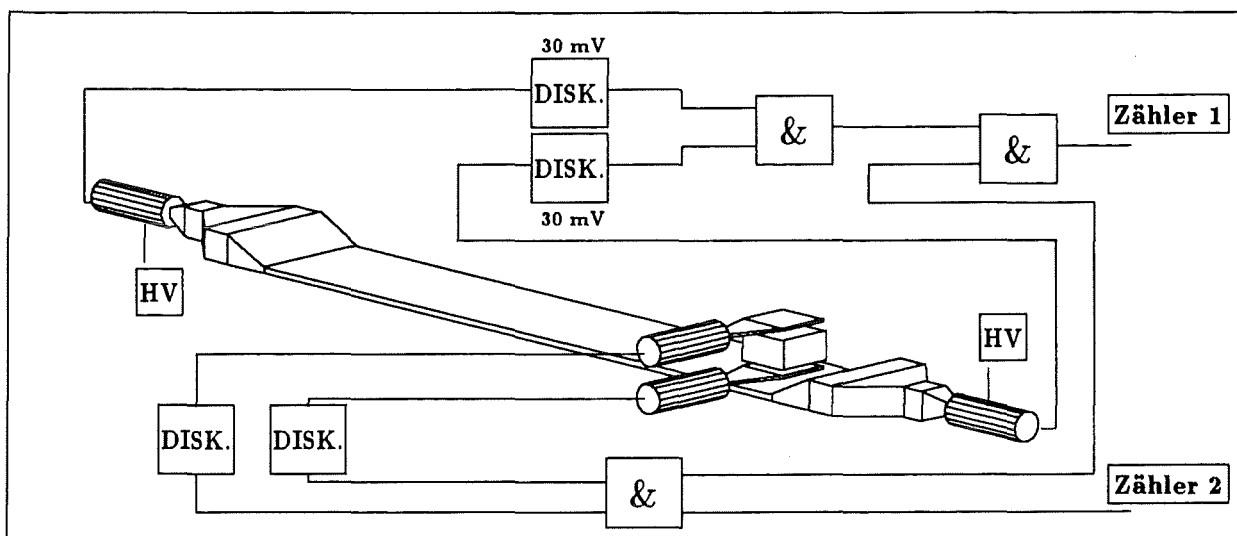


Abbildung A.1: Aufbau zum Einmessen der Szintillationszähler mit Myonen

Mit dem Hodoskop werden Myonen selektiert, die zum einzustellenden linken Photomultiplier den größtmöglichen Abstand haben. Durch Verändern der Hochspannung wird der Photomultiplier so eingestellt, daß zu jeder Koinzidenz im Hodoskop (Zähler 2) zeitgleich eine Koinzidenz zwischen den Signalen der beiden Photomultiplier des Szintillationszählers nachgewiesen wird (Zähler 1). Durch das Verhältnis der beiden Koinzidenzen ist die Nachweiswahrscheinlichkeit gegeben.

Ein kleines Hodoskop definiert den Durchgangsort von Myonen durch den Szintillationszähler und damit die Wegstrecken, die das Lichtsignal bis zu den Photomultipliern zurücklegen muß. Durch eine 10 cm dicke Bleischicht zwischen den beiden Szintillatoren des Hodoskops

werden andere Teilchen, z.B. Elektronen und Photonen, unterdrückt ¹. Durch Variation der Hochspannung an den Photomultipliern wird die Ansprechwahrscheinlichkeit für die gesamte Fläche auf annähernd 100% eingestellt. Dazu müssen die beiden Photomultiplier des Szintillationszählers ein koinzidentes Signal zu dem Durchgang eines Teilchens durch das Hodoskops erzeugen. Waren beide Hochspannungen eingestellt, wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit für verschiedene Positionen des Hodoskops nochmals gemessen. Die erhaltenen Werte sind im Folgenden aufgelistet.

Die Messungen haben ergeben, daß Myonen im Szintillator mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 98% nachgewiesen werden.

A.1 Ansprechwahrscheinlichkeiten der Anti-Zähler

Mit dem oben beschriebenen Versuchsaufbau wurden die Photomultiplier der Anti-Trigger-Ebene so eingestellt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit annähernd 100 % erreicht. Nach der erfolgten Einstellung der Hochspannung wurden die Ansprechwahrscheinlichkeiten jedes Zählers an fünf Punkten (L,LM,M,RM,R) bestimmt. Hier sind die gemessenen Werte zusammengefaßt.



AT-Nr.	HV_{links}	L	LM	M	RM	M	HV_{rechts}
1.	2090	98.48	99.00	99.12	98.13	95.96	2075
2.	2790	98.10	99.00	99.20	98.72	98.82	2810
3.	2790	99.60	99.12	99.21	98.83	97.76	2650
4.	2750	98.82	98.91	99.42	99.33	99.32	2700
5.	2550	98.89	99.43	99.35	99.06	99.00	2730
6.	2600	98.69	99.42	99.47	99.52	98.90	2450
7.	2025	99.57	99.20	99.16	99.75	98.82	2050
8.	2000	98.01	98.89	99.17	99.71	97.21	2025

Tabelle A.1: Ansprechwahrscheinlichkeiten der Anti-Zähler in %, angegeben ist auch die Hochspannung der Photomultiplier in Volt.

¹Die Stahllungslänge in Blei beträgt $X_0 = 0.56 \text{ cm}$, so daß man davon ausgehen kann, daß die Teilchen, die das Blei durchdringen, im wesentlichen Myonen sind.

Anhang B

Pion-zu-Nukleon-Verhältnis in der kosmischen Strahlung

Eine Zusammenstellung verschiedener gemessener π/N - Verhältnisse zeigt die Abbildung B.1. In das Schaubild sind weiterhin noch Werte eingezeichnet, die mit dem Luftschauersimulationsprogramm CORSIKA berechnet wurden. Die gemessenen Werte wurden aus [Bro64], [Ash75] sowie [Dig74] entnommen. Die durchgezogene Linie zeigt eine Anpassung an alle Punkte [Kna93b].

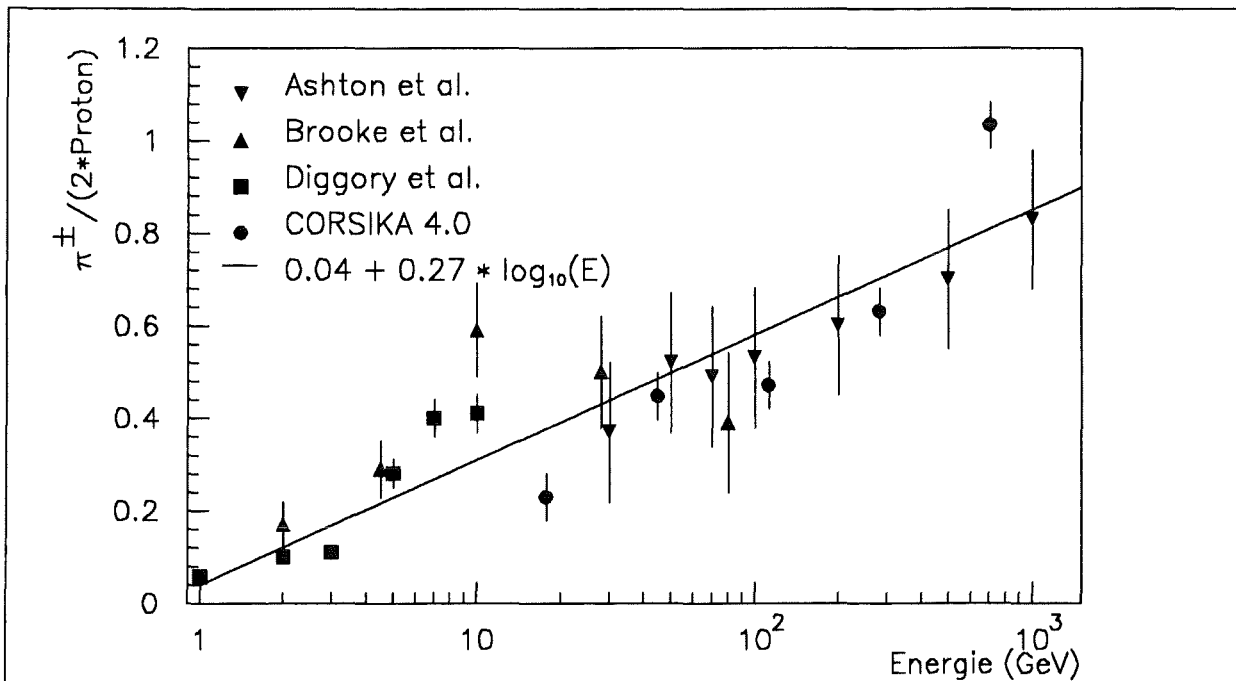


Abbildung B.1: Pion-zu-Nukleon-Verhältnis der Kosmischen Strahlung [Kna93b]

Anhang C

Zusammenfassung der Meßwerte

C.1 Fluß unbegleiteter Hadronen der kosmischen Strahlung

Energiebereich (GeV)	<Energie> (GeV)	Anzahl der rek. Hadronen	Hadronfluß ($m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV$) ⁻¹)
10. - 17.8	12.9	994	$(4.0 \pm 0.8) \cdot 10^{-3}$
17.8 - 31.6	22.9	3290	$(7.1 \pm 1.4) \cdot 10^{-4}$
31.6 - 56.2	40.7	4416	$(1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$
56.2 - 100.	72.4	4574	$(3.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-5}$
100. - 178.	128.6	3499	$(7.7 \pm 1.5) \cdot 10^{-6}$
178. - 316.	229.0	2104	$(1.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-6}$
316. - 562.	407.2	980	$(3.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-7}$
562. - 1000	724.0	402	$(5.8 \pm 1.2) \cdot 10^{-8}$
1000 - 1778	1288.0	129	$(9.7 \pm 2.1) \cdot 10^{-9}$
1178 - 3162	2290.0	40	$(1.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-9}$
3162 - 5623	4072.0	12	$(2.8 \pm 1.0) \cdot 10^{-10}$
5623 - 10000	7241.0	5	$(6.5 \pm 3.2) \cdot 10^{-11}$

Tabelle C.1: Fluß unbegleiteter Hadronen

C.2 Verhältnis neutraler und geladener Hadronen

Energiebereich (GeV)	<Energie> (GeV)	N / G	$\Delta(N/G)$
10. - 17.8	12.9	0.565	0.078
17.8 - 31.6	22.9	0.530	0.063
31.6 - 56.2	40.7	0.505	0.064
56.2 - 100.	72.4	0.426	0.055
100. - 178.	128.6	0.471	0.043
178. - 316.	229.0	0.442	0.041
316. - 562.	407.2	0.360	0.059
562. - 1000	724.0	0.240	0.102
1000 - 1778	1288.0	0.537	0.294

Tabelle C.2: Verhältnis neutraler und geladener Hadronen

C.3 Der Fluß unbegleiteter Neutronen

Energiebereich (GeV)	<Energie> (GeV)	Neutronfluß ($m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV$) ⁻¹)
10. - 17.8	12.9	$(1.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$
17.8 - 31.6	22.9	$(2.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$
31.6 - 56.2	40.7	$(5.1 \pm 1.1) \cdot 10^{-5}$
56.2 - 100.	72.4	$(1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$
100. - 178.	128.6	$(2.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-6}$
178. - 316.	229.0	$(5.0 \pm 1.1) \cdot 10^{-7}$
316. - 562.	407.2	$(8.1 \pm 1.9) \cdot 10^{-8}$
562. - 1000	724.0	$(1.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-8}$
1000 - 1778	1288.0	$(3.4 \pm 1.4) \cdot 10^{-9}$

Tabelle C.3: Fluß unbegleiteter Neutronen der kosmischen Strahlung

C.4 Das gemessene Pion-zu-Nukleon-Verhältnis

Energiebereich (GeV)	<Energie> (GeV)	π/N	$\Delta(\pi/N)$
10. - 17.8	12.9	0.385	0.126
17.8 - 31.6	22.9	0.443	0.117
31.6 - 56.2	40.7	0.490	0.130
56.2 - 100.	72.4	0.673	0.158
100. - 178.	128.6	0.562	0.104
178. - 316.	229.0	0.631	0.110
316. - 562.	407.2	0.889	0.235
562. - 1000	724.0	1.583	0.885
1000 - 1778	1288.0	0.431	0.510

Tabelle C.4: Das gemessene Pion-zu-Nukleon-Verhältnis

Literaturverzeichnis

- [And33] C.D. Anderson, Phys. Rev. 43, 1933, S. 491
- [Ash68] F. Ashton, R.B. Coats, J. Phys. A, 1, 169, 1968
- [Ash69] F. Ashton et al., 1969, Acta Phys. Hung., 29, suppl. 3. 25-6
- [Ash75] F. Ashton und A. J. Saleh, Nature, 256, 1975, S. 387
- [Arv84] H, Arvela et al., J. Phys. G: Nucl. Phys., No. 10, 1984, S. 695
- [Bar79] J. E. F. Baruch et al., J. Phys. G: Nucl. Phys., Vol. 5, No. 4, 1979, S. 595
- [Bel66] S.A. Bel'sikii und A.M. Romanov, Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. (USA), 29, 1966, S. 1503
- [Bha79] D. P. Battacharyya , Proc. 18. Int. Conf. on Cosmic Rays, Bangalore , 5, S. 360
- [Bir93] D.J. Bird et al., Phys. Rev. Lett., Vol. 71, Nr. 21, 1993, S. 3401
- [Bro64] G. Brooke, M. A. Meyer und A. W. Wolfendale, Proc. Phys. Soc., 83, 1964, S. 871
- [Bur90] T. H. Burnett et al.(JACEE Kollaboration), Astrophys. J., 349, 1990, S. L25
- [Chi92] N. Chiba et. al., Astropart. Phys., 1, 1992, S.27
- [Cow71] E. W. Cowan und K. Matthews, Phys. Rev. D, No. 1, 1971, S. 37
- [Dol90] Doll et. al., The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE, KfK-Bericht 4686 (1990), Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [Dar79] M. Dardo et al., Proc. 16th Int. Conf. on Cosmic Rays, Kyoto, 1979, 7, 81-6
- [Dig74] I. S. Diggory et al., J. Phys. A : Math. Nucl. Gen., Vol. 7, No. 6, 1974, S. 741
- [Els82] R. W. Elsworth et. al., Nuclear Instruments and Methods, 203 (1982), S. 167-177
- [Eng92] J. Engler et al., Nuclear Instruments and Methods, 320 (1992), S. 460-470
- [Eng93] J. Engler et al., Nuclear Instruments and Methods, 327 (1993), S. 128-133
- [Erl79] A. D. Erlykin und N. P. Kuzina, Proc. 16th Int. Conf. on Cosmic Rays, Kyoto, 1979, 7, 62-7

- [Fab82] C.W. Fabjan und T. Ludlam, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, Vol. 32, 1982
- [Fan47] U. Fano, *Phys. Rev.* 72, 1047, S. 26
- [Fes85] H. Fesefeldt, PITHA 85/02, 1985
- [Fic79] R. K. Fickle und R. C. Lamb, *Lettere al Nuovo Cimento*, Vol. 25, No. 10, 1979, S. 279
- [Gab92] P. Gabriel, Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von $E_0 \approx 10^{15}$ eV, KfK-Bericht 5012 (1992), Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [Gab93] P. Gabriel, persönliche Mitteilung, 1993
- [Gar73] Z. Garraffo et al., *Nucl. Phys. B*, 53 (1973), 419-428
- [Gea93] Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Office, CERN, Genf 1993
- [Hei71] E. Heidbreder et al., *Geophys. Res.*, 76, 1971, S. 2905
- [Hoe94] J. Hörandel, Kalibration von TMS-Ionisationskammern mit Myonen der Höhenstrahlung und Messung des Myonflusses, Diplomarbeit der Universität Karlsruhe und KfK-Bericht 5320 (1994), Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [Hil84] A.M. Hillas, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, 22, 1984, S.425
- [Hes12] Victor Hess, Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten, *Phys. Zeitschr.* XIII, 1912
- [Kna93] J. Knapp, persönliche Mitteilung, 1993
- [Kna93b] J. Knapp, persönliche Mitteilung, 1993
- [Kna94] J. Knapp, persönliche Mitteilung, 1994
- [Lon92] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Vol. 1, 1092
- [Lon75] E. Longo und I. Sestili, *Nucl. Instr. and Meth.*, 128, 1975, S. 283
- [Loh55] E. Lohrmann, *Nuovo Cimento*, 1, 1055, S. 1126
- [Lum84] M. Lumme et al., *J. Phys. G: Nucl. Phys. G*, 10, 1984, S. 683
- [McF79] J. R. McFall et al., *J. Phys. G: Nucl. Phys.* Vol 5, No. 6., 1979, S. 861
- [Mie94] H. H. Mielke, Messung des Energiespektrums von Hadronen der kosmischen Strahlung, Dissertation Universität Karlsruhe und KfK-Bericht 5219 (1994), Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [Mul91] D. Müller et al, *Astrophys. J.*, 374, 356-365, 1991
- [Nie85] M. Nieninen et al., *J. Phys G: Nucl. Phys* 11 (1985), 421 - 437
-

- [Ons38] L. Onsager, Phys.Rev., 54, 1938, S. 554
- [PDG90] Physics Letters B, Rev. of Part. Prop., Particle Data Group, Vol. 239, 1990
- [Per87] D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Third Edition, 1987
- [Ran83] J. Ranft und S. Ritter, Z. Phys. C, 20, 1983, S. 347
- [Sch91] G. Schatz, interner Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1991, (unveröffentlicht)
- [Sch93] O. Schöps, Ein Mini-Array von Detektoren für die kosmische Strahlung, KfK-Bericht 5263 B (1993), Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [Swo93] S. Swordy, Proc. of 28. Int. Conf. on Cosmic Rays, Calgary, 1993, Invited, Rapporteur & Highlight Papers, S.243
- [Wol73] A. W. Wolfendale, Cosmic Rays at Ground Level, S. 57, The Institute of Physics, 1973
-

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zusammensetzung der kosmischen Strahlung	3
1.2	Energiespektrum der kosmischen Strahlung	4
1.3	Darstellung eines Luftschaer in der Atmosphäre	7
1.4	Mögliche Prozesse der Neutronproduktion	9
2.1	Aufbau des KASCADE-Experimentes	14
2.2	Querschnitt durch den Zentraldetektor	15
3.1	Schematischer Aufbau des erweiterten Prototypkalorimeters	17
3.2	Aufbau der TMS-Ionisationskammer	20
3.3	Ansicht eines Triggerzählers des Prototypkalorimeters	21
3.4	Schematischer Aufbau der Triggerelektronik	22
3.5	Energiedeposit von Hadronen im Szintillator	23
3.6	Schematischer Aufbau der Anti-Trigger-Elektronik	24
4.1	Bestimmen einer vorläufigen Spur	27
4.2	Akzeptanz der Trigger und der Spursuche	28
4.3	Globale Akzeptanz der Hadronerkennung	29
4.4	Genauigkeit der Winkelbestimmung	30
4.5	Ortsauflösung in der Triggerebene	30
4.6	Ortsauflösung in der Anti-Ebene	31
4.7	Eichen der Zeitmessung des Triggersystems	32
4.8	Eichen der Zeitmessung der Anti-Ebene	33
4.9	Eichen der Flugzeitmessung (TOF)	34
4.10	Bestimmung der gewichteten Energiesumme	35
4.11	Bestimmung der Energieauflösung	36
4.12	Bestimmung der wahrscheinlichsten Energie	37
5.1	Energiespektrum unbegleiteter Hadronen der kosmischen Strahlung	39
5.2	Aufsicht auf die Anti-Ebene	41

5.3	Identifikaitonswahrscheinlichkeit	42
5.4	Das Verhältnis neutraler zu geladener Hadronen	45
5.5	Energiespektrum unbegleiteter Neutronen der kosmischen Strahlung	47
5.6	Das Pion-Nukleon Verhältnis	49
A.1	Ansicht eines Triggerzählers des Prototypkalorimeters	I
B.1	Pion-zu-Nukleon-Verhältnis der Kosmischen Strahlung	III
