

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 5845

**Teilchenverteilungen im  
Zentrum hochenergetischer  
ausgedehnter Luftschauer als  
Informationsquelle für die  
Natur des primären Teilchens**

**A. Haungs**  
Institut für Kernphysik

November 1996

---



**Forschungszentrum Karlsruhe**

**Technik und Umwelt**

**Wissenschaftliche Berichte**

**FZKA 5845**

**Teilchenverteilungen im Zentrum  
hochenergetischer ausgedehnter Luftschauer als  
Informationsquelle für die Natur des  
primären Teilchens**

**A. Haungs**

**Institut für Kernphysik**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe**

**1996**

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

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**ISSN 0947-8620**

# Zusammenfassung

Ein Detektorsystem aus 32 großflächigen Vieldraht-Proportionalkammern im Zentraldetektor des KASCADE Experimentes ermöglicht den Myonnachweis in ausgedehnten Luftschauern. Die in zwei Lagen unterhalb eines Eisen-Sampling-Kalorimeters ( $\approx 1000 \text{ g/cm}^2$ ) installierten Myonkammern erlauben, neben der Rekonstruktion von Myonspuren mit einer Schwellenenergie von 2 GeV und einer Bestimmung der Schauerrichtung durch die mittlere Myonrichtung, auch die Messung einer Dichteverteilung der Myonen zuzüglich von im Absorbermaterial entstehenden Sekundärteilchen und durchdringenden Kaskaden hochenergetischer Hadronen. Mit Hilfe einer multifraktalen Analyse dieser Dichteverteilungen wird speziell für das Zentrum hochenergetischer Luftschauer eine Parametrisierung der Teilchenlateralverteilung vorgenommen. Durch detaillierte Schauer- und Detektorsimulationen wird die Sensitivität der rekonstruierten Parameter bezüglich der Masse des primären Teilchens bestimmt. Die Auswertung gemessener Luftschauer wird mittels eines mit den simulierten Schauern trainierten neuronalen Netzes durchgeführt und favorisiert eine Abnahme der leichten Komponente im Fluß der primären kosmischen Strahlung im Energiebereich um  $10^{15} \text{ eV}$ .

## Abstract

### Particle Lateral Distributions in the Core of High-Energy Extensive Air Showers as a Source of Informations of the Primary Particle

In the central detector of the KASCADE experiment a system of 32 large-area multiwire proportional chambers is able to observe muons in extensive air showers. Installed in two layers below an iron sampling calorimeter ( $\approx 1000 \text{ g/cm}^2$ ) this system allows in addition to the tracking of muons with an threshold energy of 2 GeV and the estimate of the shower direction through the mean muon direction a measurement of density distributions including the muons, secondaries produced in the absorber, and punch-throughs of high energetic hadrons. With a multifractal analysis of this density distributions a parametrisation of the lateral particle distributions is possible, especially for the core of high-energy extensive air showers. Detailed shower and detector simulations give the sensitivities of the reconstructed parameters relative to the mass of the primary particle. An analysis of first measured showers is done with an artificial neural net, trained by full simulated showers. A decrease of the light components in the primary cosmic ray composition is favoured in the energy region around  $10^{15} \text{ eV}$ .

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das KASCADE Experiment</b>	<b>8</b>
2.1	Die Myonkammern von KASCADE . . . . .	11
2.2	Die Szintillationsdetektoren des Zentraldetektors . . . . .	14
2.3	Die Datenaufnahme . . . . .	16
2.4	Die Betriebsparameter . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Die Simulation des Experimentes</b>	<b>24</b>
3.1	Die Schauersimulation mit CORSIKA . . . . .	24
3.2	Unterschiede in Schauern verschiedener Primärmasse . . . . .	27
3.3	Die Detektorsimulation . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Die Messung und Rekonstruktion von Luftschauern</b>	<b>36</b>
4.1	Die Messung von ausgedehnten Luftschauern . . . . .	36
4.2	Rekonstruktionen in der Szintillationsebene . . . . .	38
4.3	Rekonstruktion von Durchstoßpunkten in den Myonkammern .	40
4.4	Rekonstruktion von Myonspuren . . . . .	43
4.5	Die Datenselektion . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Die Analyse von Lateralverteilungen im Schauerzentrum</b>	<b>56</b>
5.1	Die Methode der Analyse von multifraktalen Momenten . . . . .	58
5.2	Multifraktale Dimensionen bei Luftschauer gleicher Größe . .	63
5.3	Die multifraktalen Dimensionen bei gemessenen Luftschauern	66
<b>6</b>	<b>Die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung</b>	<b>70</b>
6.1	Die Konfiguration und das Training des neuronalen Netzes . .	71
6.2	Der Ausgabeparameter des neuronalen Netzes . . . . .	75
6.3	Die Separation der Ereignisse in zwei Massengruppen . . . . .	79
6.4	Die Elementzusammensetzung durch eine allgemeine Anpassung	83
6.5	Erste korrelierte Messung mit dem KASCADE Array . . . . .	86
6.6	Einordnung und Vergleich des Ergebnisses . . . . .	89
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>93</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>98</b>

# 1 Einführung

Im Jahre 1912 entdeckte V. Hess auf Ballonflügen ab 800 m ü.d.M. eine mit zunehmender Höhe anwachsende Ionisation [1]. Die Entladung eines Elektrometers in großen Höhen durch die Ionisierung des Gases innerhalb des isolierten Elektrometers wurde als harte Gammastrahlung interpretiert, obwohl eine sehr viel größere Absorptionslänge gemessen wurde als bei der natürlichen Radioaktivität. Die von Hess beobachtete sekundäre kosmische Strahlung wird hauptsächlich durch in die Erdatmosphäre eindringende hochenergetische, geladene Teilchen initiiert, die Anfang der 30er Jahre mit Hilfe von den gerade erfundenen Geiger-Müller-Zählrohren nachgewiesen wurden. In der Folgezeit war die Erforschung der kosmischen Strahlung der Anstoß zur Entwicklung neuartiger Detektoren und hatte maßgeblichen Anteil an der Entdeckung "neuer" Teilchen. So konnte Anderson 1932 [2] das von Dirac theoretisch vorhergesagte Positron mit dem Einsatz von Nebelkammern nachweisen. Auch das von Yukawa geforderte Feldquant der starken Wechselwirkung (Pion) wurde 1947 in der kosmischen Strahlung entdeckt [3]. Schon 1936 ist das Myon nachgewiesen worden [4], wurde allerdings zuerst als das gesuchte Yukawa-Teilchen interpretiert, doch entsprachen seine Eigenschaften nicht in allen Einzelheiten dem postulierten Meson.

In den 50er Jahren verlagerte sich die Teilchenphysik zu Beschleunigerexperimenten und die Erforschung der Höhenstrahlung ist seitdem in erster Linie durch astrophysikalische Fragen motiviert. Von besonderem Interesse hierbei sind die Beobachtung der Energieverteilung, die chemische Zusammensetzung und die Frage der Anisotropie der primären kosmischen Strahlung.

Der Energiebereich der Höhenstrahlung reicht bis zu den höchsten gemessenen Energien von mehr als  $10^{20}$  eV [5]. Das Spektrum der hochenergetischen kosmischen Strahlung entspricht einer stark abfallenden Potenzfunktion mit einem konstanten Index von etwa 2.7 bis zu  $10^{15}$  eV. Zwischen  $10^{15}$  eV und  $10^{16}$  eV erfährt das Spektrum einen leichten Knick ("Knie") und läuft danach über weitere drei Dekaden mit konstantem Exponent ( $\approx 3.0$ ) weiter. Eine Abflachung des Spektrums gegen Ende der Energieskala deutet auf einen "Cutoff" bei Energien um die  $10^{20}$  eV hin. Dieser Cutoff könnte auf einem von Greisen, Zatsepin und Kuzmin [6] vorausgesagten Mechanismus beruhen, der die Photoproduktion von Pionen bei der Wechselwirkung hochenergetischer kosmischer Teilchen mit den Quanten der 2.7 K-Hintergrundstrahlung bewirkt.

Der größte Teil der primären kosmischen Strahlung besteht aus vollständig ionisierten Atomkernen des gesamten chemischen Spektrums von Wasserstoffkernen (Protonen) bis hin zu Eisenkernen, wobei die Häufigkeit der leichten Kerne des Wasserstoffs und Heliums um zwei bis vier Größenordnungen

oberhalb der schwereren Kerne liegen. Im genau vermessenen Energiebereich um  $10^9$  eV ändern sich die relativen Häufigkeiten der verschiedenen Kerne kaum. Im Vergleich zwischen solaren und kosmischen Häufigkeiten läßt sich der gerade-ungerade Effekt in der Stabilität der Atomkerne in beiden Systemen beobachten, jedoch sind in der kosmischen Strahlung die zwei leichtesten Kerne wesentlich seltener vertreten. Dagegen besitzen die Elemente Lithium, Berillium und Bor, sowie die Kerne unmittelbar vor dem Eisen eine deutlich größere relative Häufigkeit in der kosmischen Strahlung als im Sonnensystem. Dies könnte an Spallationsprozessen der Kerne an der interstellaren Materie auf ihrem Weg in unser Sonnensystem liegen. Neben der positiv geladenen hadronischen Komponente sind in geringem Maße auch Elektronen und Gammastrahlen ( $< 1\%$ ) in der primären kosmischen Strahlung vertreten. Aufgrund des irregulären galaktischen Magnetfeldes gilt in Erdnähe für die geladene kosmische Strahlung eine nahezu vollständige Isotropie in der Herkunftsrichtung. Der geringe Anteil der neutralen primären Teilchen kann allerdings Aufschlüsse über die Quellen der kosmischen Strahlung geben [7].

Bei direkten Messungen der kosmischen Strahlung mittels Ballonflügen und Experimenten auf Satelliten oder Raumgleitern werden Einflüsse der kaskadenartigen Wechselwirkungen der Strahlung mit der Erdatmosphäre vermieden. Bei Energien oberhalb  $10^{14}$  eV ist man allerdings aufgrund des kleinen Flusses fast ausschließlich auf erdgebundene Experimente angewiesen. Die Messungen zur Energieverteilung, Herkunft und Teilchenart in allen Energiebereichen bilden die Grundlagen zu den astrophysikalischen Theorien der kosmischen Strahlung. Der Weg eines hochenergetischen Teilchens bis zur Erde läßt sich dabei in drei Bereiche gliedern: die Synthese des Kerns mit dem Austritt des Teilchens aus der Quelle, die Beschleunigung zu hohen Energien, und der Transport des Teilchens in der Galaxie. Da die Messungen besonders bei hohen Energien noch sehr unvollständig sind, gibt es für weite Teile der Theorie großen Spielraum.

Daß die Quellen der primären kosmischen Strahlung galaktischen Ursprungs sind, scheint zumindestens bis zu Energien von  $10^{15}$  eV gesichert. Es handelt sich hierbei um Supernovaexplosionen in das interstellare Medium oder in den noch existenten stellaren Wind eines Vorgängersterns [8]. Zu höheren Energien wird auch die Möglichkeit außergalaktischer Quellen diskutiert, wie zum Beispiel Ausbrüche aktiver Galaxienkerne oder Quasare [9].

Als typischer Beschleunigungsmechanismus gilt die diffuse Beschleunigung an Schockfronten von Supernovaexplosionen. Dabei muß das beschleunigte Teilchen nicht aus dem explodierenden Stern selbst sein, sondern kann bereits vorbeschleunigt aus einer älteren Quelle stammen. Die Schockfronten bilden ein turbulentes Medium, in dem die Teilchen durch ständige Streuung häufig die Schockfront überqueren, und schließlich mit zusätzlicher Energie von der Schockfront fortgetragen werden. Oberhalb des Knies existieren kontrovers-

se Theorien der Beschleunigung. Hier richten sie sich meist nach dem Typ der Quelle, wie zum Beispiel die Beschleunigung am Schock eines Pulsarwindes (Krebsnebel), bei der Elektronen und Positronen auf so hohe Energien beschleunigt werden können, daß ihre Synchrotronstrahlung im Radio- bis Röntgenbereich liegt. Diese hochenergetische Synchrotronstrahlung wurde von verschiedenen Experimenten aus der Richtung des Krebsnebels beobachtet, so daß hier ein Ort der Beschleunigung direkt untersucht werden kann. Der Transport der hochenergetischen Teilchen wird durch Diffusionsmodelle ("leaky-box"-Modelle) beschrieben [10]. Eine ungestörte Bewegung der Teilchen erfolgt auf Bahnen der interstellaren Magnetfelder, die nur von der magnetischen Steifigkeit ( $\sim p/Z$ , Impuls pro Ladung) des Teilchens abhängen. Berücksichtigt werden Störungen durch inhomogene Feldkonfigurationen, sowie Streuungen an magnetohydrodynamischen Wellen (z.B. Alfvén-Wellen) und Wechselwirkungen mit interstellarer Materie. Diese Mechanismen bewirken neben Bahnänderungen auch Energieverluste durch Ionisation, sowie Energiegewinnung durch Turbulenzen in den Magnetfeldern. Die numerischen Lösungen der Diffusionsgleichungen ergeben Verweildauern von Teilchen in der Milchstraße und ihre Energieänderungen im Laufe des Transports durch die Galaxie. Als Erfolg des "leaky-box"-Modells gilt, daß bei einem zu erwartenden spektralen Index von 2.1-2.2 der emittierten kosmischen Strahlung aus einem Supernovaüberrest, die Rechnung den tatsächlich gemessenen Index von  $\approx 2.7$  in unserem Sonnensystem ergibt, und die Elementverteilung bei niederen Energien mit den Meßergebnissen übereinstimmt.

Während die Theorien die experimentellen Daten bis zu Energien im Bereich des Knies gut beschreiben, herrscht bei höheren Energien sowohl experimentell als auch theoretisch Unklarheit. Hier werden in erster Linie mehr und genauere experimentelle Ergebnisse benötigt. Die Schwierigkeit hierbei ist, daß bei erdgebundenen Experimenten nicht mehr das primäre Teilchen, sondern eine große Anzahl von koinzidenten Sekundärteilchen gemessen werden, die durch Wechselwirkungen des primären Teilchens mit den Atomkernen der Erdatmosphäre entstehen. Bereits 1938 konnten P. Auger et al. und unabhängig davon W. Kolhörster et al. durch eine großflächige Anordnung von Zählrohren die Existenz von ausgedehnten Luftschauern zeigen [11]. Das primäre kosmische Teilchen hat seine erste Wechselwirkung in etwa 20 bis 100 km Höhe und bildet durch sukzessive weitere Reaktionen einen ausgedehnten Luftschauer (**E**xtensive **A**ir **S**hower, EAS), dessen Komponenten auf der Erdoberfläche der Messung zugänglich sind. Durch die Wechselwirkungen geht kinetische Energie des Primärteilchens in die Erzeugung neuer hadronischer Sekundärteilchen ( $p$ ,  $n$ ,  $K$ ,  $\pi$ ) über. Diese zum Teil instabilen Teilchen besitzen selbst genügend Energie, um bei erneuten Wechselwirkungen weitere Teilchen erzeugen zu können. Die Eindringtiefe des EAS in die Atmosphäre hängt stark von der Energie des Primärteilchens ab. Bei Energien

kleiner  $10^{13}$  eV dringen nur wenige koinzidente Teilchen bis auf Meereshöhe vor. Der Schauer ist bereits ausgestorben. Bei Energien größer  $10^{16}$  eV dagegen kann ein EAS auf Meereshöhe eine radiale Ausdehnung von einigen hundert Metern mit einigen Millionen sekundärer Teilchen erreichen. Die Bestandteile eines EAS lassen sich in vier Komponenten unterteilen (Abb. 1), deren Trennung meßtechnisch durch entsprechend dimensionierte Detektoranlagen möglich ist.

Die hadronische Komponente besteht aus den bei Kernstößen erzeugten Kernfragmenten, Baryonen (Protonen, Neutronen, Hyperonen, etc.) und Mesonen (Pionen, Kaonen, etc.). Energie und Anzahl der Hadronen nehmen mit zunehmendem Abstand vom Schauerzentrum schnell ab.

Die elektromagnetische Komponente besteht aus den beim Wechselspiel von Paarerzeugung ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) und Bremsstrahlung gebildeten Elektronen und Photonen. Ausgelöst wird die  $e/\gamma$ -Komponente durch die in der hadronischen Komponente vorhandenen kurzlebigen neutralen Pionen, die in zwei Photonen zerfallen ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ). Die radiale Ausdehnung dieser Komponente beträgt auf Meereshöhe für ein Primärteilchen der Energie  $10^{15}$  eV etwa hundert Meter. Hochenergetische Elektronen emittieren zudem in der Atmosphäre Cerenkov-Strahlung. Der Öffnungswinkel des Cerenkov-Lichts beträgt etwa  $1.5^\circ$ , wobei die Richtung der Wellenfront mit der des Teilchens nahezu übereinstimmt. Durch Ionisation angeregte Stickstoffatome emittieren Fluoreszenzlicht, das ebenfalls zum Nachweis ausgedehnter Luftschauer in der Atmosphäre benutzt werden kann.

Die myonische Komponente wird durch den Zerfall der geladenen Mesonen ( $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$ ,  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$ ,  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$ , etc.) verursacht. Da die leptonischen Myonen nur elektroschwach wechselwirken und aufgrund ihrer hohen Masse nur wenig Energie durch Bremsstrahlungsprozesse verlieren, durchdringen sie die Atmosphäre nahezu wechselwirkungslos und liefern damit eine direkte Information ihrer Entstehung. Die Anzahl aller Myonen eines EAS beträgt ungefähr 10% der Elektronzahl, ihre Lateralverteilung verläuft jedoch flacher als die radiale Verteilung der Elektronen.

Die Neutrino-Komponente entsteht wie die Myonenkomponente in Prozessen der schwachen Wechselwirkung in der Atmosphäre. Aufgrund der sehr kleinen Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung mit Materie und dem damit verbundenen sehr hohen Untergrund durch Myonen, ist diese Komponente nur in Untergrund- oder Unterwasserexperimenten zu messen. Speziell zur Lösung des Sonnenneutrino-Problems entwickelte Detektoren können auch Messungen der atmosphärischen Neutrinos durchführen [12].

Luftschauerexperimente versuchen über Messungen einer oder mehrerer Komponenten und ihrer Korrelationen die Energieverteilung, die Richtung und die chemische Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung zu bestimmen. Während die Energie und die Richtung hauptsächlich aus Mes-

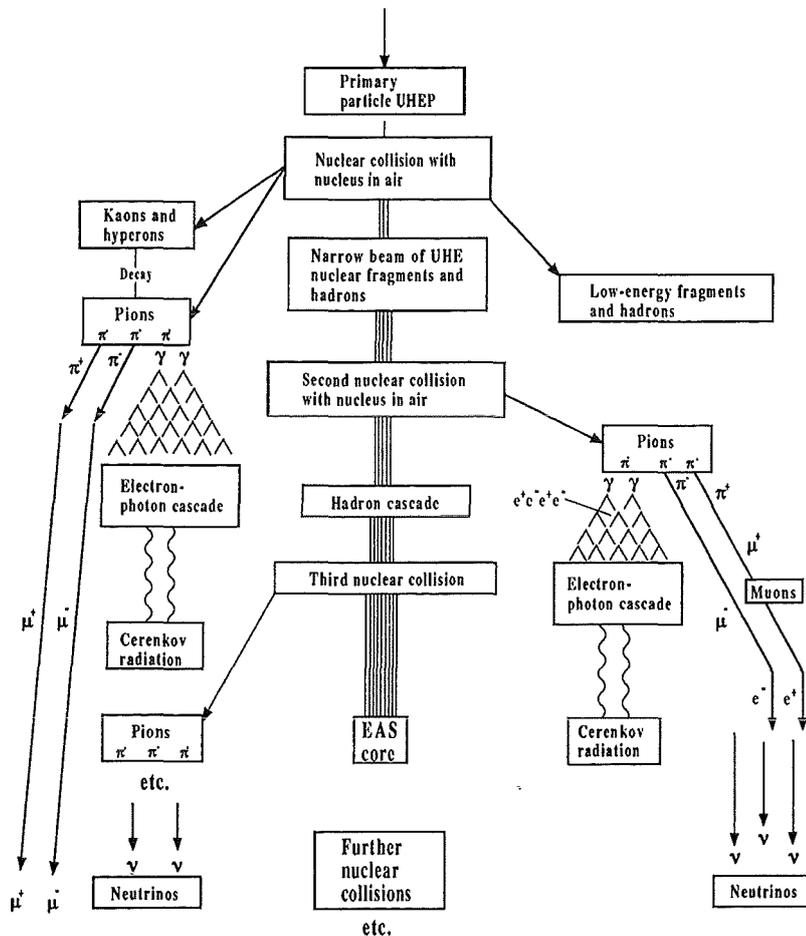


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Schauerentwicklung in der Atmosphäre

sungen der  $e/\gamma$ -Komponente bestimmt wird, gibt es verschiedene Ansätze, aus Korrelationen der einzelnen Komponenten die chemische Zusammensetzung zu bestimmen.

Eine Methode ist der Versuch, die Myonzahl  $N_\mu$  im Schauer zu bestimmen, da bei gleicher Schauergröße die von schweren Kernen ausgelösten Schauer gegenüber protoninduzierten Schauern eine höhere Myonzahl beinhalten. Für grobe Betrachtungen kann im Rahmen des Superpositionsprinzips ein  $^{56}\text{Fe}$ -Kern (als häufigster Vertreter der schweren Kerne) als Summe von 56 Nukleonen angesehen werden. Da die longitudinale Schauerform im wesentlichen von der Energie pro Nukleon abhängt, und sich das Schauermaximum um so tiefer in der Atmosphäre bildet, je größer die Energie des Nukleons

ist, sieht ein eiseninduzierter Schauer wie 56 protoninduzierte Schauer kleinerer Energie aus. Deshalb sollte bei gleicher Anfangsenergie pro Nukleus die Myonzahl in der gleichen Ordnung, jedoch die Elektronzahl beim protoninduzierten Schauer auf Meereshöhe noch näher am Maximum liegen.

Allerdings erschweren intrinsische Fluktuationen in der Schauerentwicklung eine Trennung leichter und schwerer primärer Kerne mittels des  $N_e/N_\mu$ -Verhältnisses ebenso wie die experimentelle Bestimmung der Elektronzahl und der Myonzahl aus den Rohdaten der Detektoren. Als weitere Schwierigkeit kommt die Anwesenheit von primären Kernen mittlerer Nukleonenzahl hinzu, und der Umstand, daß aufgrund der Bindungskräfte der Nukleonen im Kern die Annahme des Superpositionsprinzips eine zu große Vereinfachung darstellt. Deshalb werden zusätzliche Unterscheidungsmerkmale in der Schauerentwicklung gesucht, um je nach Detektoraufbau weitere Korrelationen messen zu können. Ebenfalls aus dem Superpositionsprinzip erklärbar sind unterschiedliche Lateralverteilungen. Je kleiner die Energie pro Nukleon ist, desto früher bildet sich das Schauermaximum aus, und desto flacher werden die Lateralverteilungen auf Beobachtungsniveau. Die Entstehung sekundärer Hadronen steht in direktem Zusammenhang mit der Entwicklung der elektromagnetischen Komponente, so daß auch die Hadronzahl beim protoninduzierten Schauer größer ist als bei einem eiseninduzierten Schauer gleicher Energie.

Das KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DETector) Experiment hat sich zum Ziel gesetzt, die Energieverteilung und die chemische Komposition der kosmischen Strahlung im Bereich des Knies ( $10^{14}$  eV -  $10^{17}$  eV) mit einer erdgebundenen Detektoranlage präzise zu messen [13]. Es will dabei die  $e/\gamma$ -, die Myon- und die Hadronkomponente simultan messen und durch multidimensionale Analysen die primären Eigenschaften der ausgedehnten Luftschauber bestimmen [14]. Zur Bestimmung der chemischen Komposition sollen hierbei neben der Messung der Verhältnisse  $N_e/N_\mu$  und  $N_e/N_h$  weitere Parameter zur besseren Trennung der verschiedenen Primärmassen integriert werden. Ein wichtiger Bestandteil der Detektoranlage sind  $262\text{ m}^2$  Vieldraht-Proportionalkammern, die in 2 Lagen unterhalb eines großen Eisenkalorimeters angebracht sind, um die Myonkomponente bei einer Energieschwelle von 2 GeV zu messen.

Ziel der Arbeit ist die Installation und Inbetriebnahme der Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC), sowie die Rekonstruktion von Myonspuren und eine Bestimmung der Myonzahl im zentralen Bereich des Schauers durchzuführen. Dabei soll untersucht werden, inwieweit ein neuer Parameter innerhalb der MWPC bezüglich der Lateralverteilung gefunden werden kann, der die angestrebte multidimensionale Analyse erweitert und verbessert. Hierbei wird besonderes Augenmerk auf die Myonverteilung hochenergetischer Schauer ( $E > 10^{15}$  eV) gelegt, die das System der MWPC zentral treffen. Im Zentrum hochenergetischer Schauer können einzelne Hadronen solch hohe Ener-

gien besitzen, daß das Kalorimeter sie nicht mehr vollständig stoppen kann. Dies kann zu Problemen in der Separation der Hadron- von der Myonkomponente führen. Allerdings ergeben unterschiedliche Schauerentwicklungen Unterschiede in der Lateralverteilung beider Komponenten, was sich im System der MWPC als von der Natur des Primärteilchens abhängige Dichtestrukturen der Teilchendurchstoßpunkte (Hits) ausdrückt. Solche Hitverteilungen setzen sich aus der Summe der Durchstoßpunkte von Myonen und im Absorber des Kalorimeters entstehenden Sekundärteilchen beider Kammerlagen zusammen. Mit der Rekonstruktion einer Myonzahl und einer Analyse der Dichteverteilungen mittels multifraktaler Momente kann ein erster Versuch zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung solch hochenergetischer Schauer bei KASCADE durchgeführt werden.

Um intrinsischen Fluktuationen zu begegnen, werden in vielen Experimenten Schauerverteilungen in massensensitiven Parametern mit hoher Statistik analysiert. KASCADE will, zusätzlich zu diesen Methoden, den intrinsischen Fluktuationen durch Messung vieler unkorrelierter Parameter bei Einzelschauern begegnen. Dies schafft aufgrund des kleinen primären Flusses vor allen Dingen bei hohen Energien Vorteile bei der Analyse. Mit der hier vorgestellten Methode wird versucht, eine erste Massenbestimmung an Einzelschauern durchzuführen.

## 2 Das KASCADE Experiment

Das Experiment KASCADE ist eine komplexe Anordnung von unterschiedlichen Detektorsystemen, mit denen möglichst viele Komponenten eines ausgedehnten Luftschauers gemessen werden sollen. Sowohl die elektromagnetische und die myonische als auch die hadronische Komponente jedes individuellen Schauers wird mit speziellen Detektoren untersucht. KASCADE besteht aus einem Detektorfeld von 252 Detektorstationen auf einer Fläche von  $200 \cdot 200 \text{ m}^2$ , einen  $48 \cdot 5.4 \cdot 2.4 \text{ m}^3$  großen Myontunnel und einem Zentraldetektor ( $16 \cdot 20 \text{ m}^2$ ), der sich in der Mitte des Detektorarrays befindet (Abb. 2).

Das Detektorarray bestimmt die Schauergröße, Myonmultiplizitäten, Lateralverteilungen an Elektronen und Myonen und die relativen Ankunftszeiten innerhalb des Luftschauers. Die 252 Detektorstationen sind in 16 autonome Cluster mit je einer Kontrollstation aufgeteilt. Die Einfallsrichtung eines Schauers und die Lage des Schauerzentrums wird durch die unterschiedlichen Ankunftszeiten der Teilchen der elektromagnetischen Komponente bestimmt. Jede Detektorstation beinhaltet vier  $e/\gamma$ -Detektoren mit je  $0.785 \text{ m}^2$  sensitiver Fläche. Oberhalb einer 4.8 cm dicken Schicht aus Flüssigszintillator in einer Aluminiumwanne ist ein kegelförmiger Edelstahlbehälter angebracht, dessen Innenseite mit Reflektorfarbe beschichtet ist und an dessen oberen Ende ein Photomultiplier sitzt. Dieses Design ermöglicht eine relativ ortsunabhängige Zeitmessung und führt zu einer Zeitauflösung von  $\sigma_t = 0.77 \text{ ns}$ . Der  $e/\gamma$ -Detektor hat einen dynamischen Bereich bis zu 2000 minimal ionisierenden Teilchen und eine Energieauflösung von  $\sigma_E = 25.3\%/\sqrt{E}$ . Unterhalb der  $e/\gamma$ -Detektoren und einer Absorberschicht aus 10 cm Blei und 4 cm Eisen befinden sich für den Myonnachweis vier  $90 \cdot 90 \cdot 3 \text{ cm}^3$  große Platten aus Plastikszintillationsmaterial, die durch Wellenlängenschieber getrennt und umrahmt sind, und durch vier Photomultiplier ausgelesen werden. Bei diesen Detektoren beträgt die Energieauflösung  $\sigma_E = 32\%/\sqrt{E}$  und die Zeitauflösung  $\sigma_t = 2.9 \text{ ns}$  [15].

In der ersten Phase des KASCADE Experimentes arbeitet das Array in unvollständigem Ausbau, da bei den inneren vier Clustern die Detektoren zum Myonnachweis fehlen, und bei den äußeren 12 Cluster nur zwei der vier  $e/\gamma$ -Detektoren in Betrieb sind. Die insgesamt 624  $e/\gamma$ -Detektoren ergeben im gesamten Array eine Flächenbelegung von 1.22%, die sensitive Fläche zum Myonnachweis beträgt 1.55%.

Der sich im Aufbau befindliche Myontunnel dient der verbesserten Messung der Lateralverteilung der Myonen eines Luftschauers. Als Detektoren werden vier Meter lange "Streamertubes" verwendet, die sich zwischen zwei Lagen von Auslesestreifen befinden. 16 Teleskope aus je drei Lagen solcher Detektoren plus einer Seitenwand sollen  $144 \text{ m}^2$  aktive Fläche bilden. Erde,

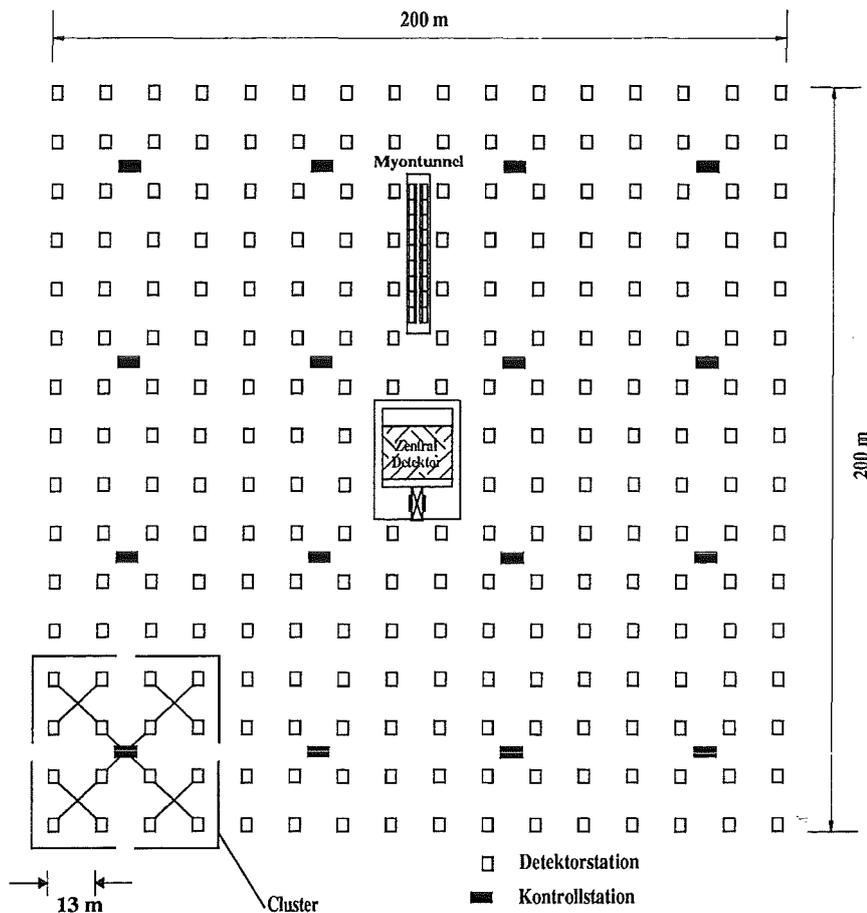


Abbildung 2: Auslegung des KASCADE Experimentes

Eisen und Beton geben eine Abschirmung von insgesamt 18 Strahlungslängen, was den  $e/\gamma$ -Anteil in Schauern soweit unterdrückt, daß eine Spurrekonstruktion von Myonen möglich wird.

Der Zentraldetektor (Abb. 3) besteht aus weiteren vier Detektorsystemen. Hauptbestandteil ist ein Sampling-Kalorimeter [16] mit 8 aktiven Lagen aus Flüssigionskammern (Tetramethylsilan, TMS). Der passive Absorber des Kalorimeters besteht aus 8 mit zunehmender Tiefe dicker werdenden Eisenschichten (3800 t) und einer 80 cm dicken Betonschicht oberhalb der untersten aktiven Lage. Elf nukleare Wechselwirkungslängen ermöglichen damit ein Stoppen von Hadronen mit Energien bis zu 10 TeV. Die 10000 Kammern mit je 4 elektronischen Kanälen besitzen einen großen dynamischen Bereich, das heißt, es können einzelne minimal ionisierende Teilchen detektiert werden, und bei großen Energiedepositen durch aufschauernde Hadronen entsteht kei-

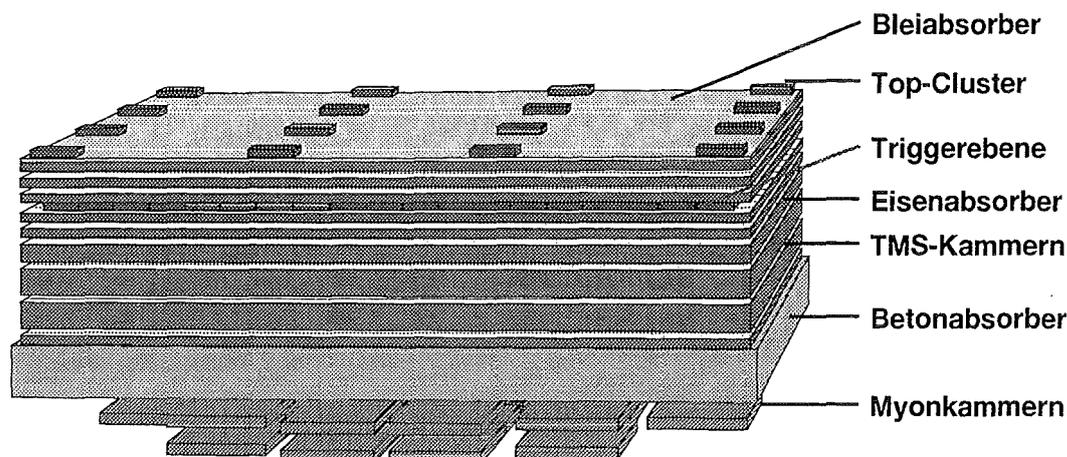


Abbildung 3: Schematischer Aufbau des KASCADE Zentraldetektors

ne Sättigung in den Kammern. In ausgedehnten Luftschauern soll mit dem Kalorimeter die Zahl der Hadronen, ihre Position, ihre Richtung und ihre Energie im Schauerkernel bestimmt werden.

Die dritte Ebene des Zentraldetektors ist mit 456 Plastiksintillatoren bestückt, die vom Detektorarray unabhängige Triggersignale für den Zentraldetektor liefern (Triggerebene). Zusätzlich erlauben sie die Messung der Ankunftszeiten von Myonen und Hadronen im Zentraldetektor und bilden eine zusätzliche Lage des Kalorimeters.

Auf dem Dach des Zentraldetektors befindet sich ein aus 16 Detektormodulen von je zwei Szintillationszählern bestehendes Feld (Top-Cluster) [17], das zur Schließung der Detektorlücke in der elektromagnetischen Komponente des Arrays im Bereich des Zentraldetektors und zur Untersuchung niederenergetischer Luftschauer dient. Wie die Triggerebene, kann auch das Top-Cluster zur Erzeugung von Triggersignalen für den Zentraldetektor benutzt werden. Im Keller des Zentraldetektors werden 32 großflächige, ortsempfindliche Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) dazu benutzt, die myonische Komponente ausgedehnter Luftschauer unterhalb des hadronischen Kalorimeters bei einer Energieschwelle von 2 GeV zu messen. Dadurch kann die Myondichte im Kern eines Luftschauers sowie eine Orts- und Richtungsbestimmung der Myonen vorgenommen werden.

Für die vorliegende Messung werden im wesentlichen die letzten drei der hier erwähnten Komponenten benutzt. Im folgenden wird auf die Eigenschaften dieser drei eigenständigen Subdetektoren eingegangen.

## 2.1 Die Myonkammern von KASCADE

Die Vieldraht-Proportionalkammern von KASCADE stehen in drei unterschiedlichen Abmessungen (Tab. 1) zur Verfügung, da der mechanische Teil der Kammern aus einem älteren Experiment übernommen wurde. Die physikalische Funktionsweise und das Meßprinzip der Kammern ist von Aleksan et al. beschrieben worden [18]. Der Aufbau der Kammern ist bei allen Typen identisch. Das 16 mm dicke Gasvolumen wird durch einen Kunststoffrahmen gebildet, und oben und unten durch Deckplatten verschlossen. In den Kunststoffrahmen eingespannt liegt senkrecht zur x-Richtung die Anodenebene. Sie besteht aus vergoldeten Wolframdrähten ( $\varnothing 20 \mu\text{m}$ ) in 12 mm Abständen und parallel dazu in den Zwischenräumen und an den Seiten Potentialdrähte aus vergoldetem Kupfer-Beryllium ( $\varnothing 100 \mu\text{m}$ ). An den Innenseiten der Deckplatten sind 10.6 mm breite Kupferstreifen mit Zwischenräumen von 2 mm aufgeklebt, die als Kathoden arbeiten. Die Kathoden sind gegenüber der Anode um  $\pm 34^\circ$  gedreht, so daß sich der Durchstoßort eines minimal ionisierenden Teilchens als Schnittpunkt aus oberer Kathode, unterer Kathode und Anode bestimmen läßt (Triplett). Alle Leiterbahnen enden an den Vorder- und Rückseiten der Kammern und werden dort mittels gedruckter Schaltungen auf Messerleisten außerhalb des Gasvolumens geführt. Damit befindet sich die Elektronik zur Auslese nur an zwei Seiten der Kammern (Abb. 4).

Zur mechanischen Stabilität der Kammern sind ober- und unterhalb des Gasvolumens zwei circa 6 cm dicke Platten aus wabenförmigen Phenol-Hartpapierzellen angebracht. Stabilisiert wird dieser Aufbau durch Aluminium U-Profile an den Längsseiten und Aluminium Winkelprofile an den Querseiten der Kammern. Gegen Zusammen- oder Auseinanderdrücken der Kammern infolge der großen Flächen wirken je nach Kammertyp ein oder fünf Kunststoffdistanzstücke mit durchgeführten Spanndrähten.

Die Vieldraht-Proportionalkammern werden im Meßbetrieb mit dem Gasgemisch Argon-Methan (Volumenverhältnis 9:1) durchströmt. Aufgrund langer kontinuierlicher Laufzeiten der Kammern wird der Alkohol Isopropanol durch Spülung beigemischt, was neben einer Quench-Wirkung auch Verun-

	$l_x$ [cm]	$l_y$ [cm]	A [m <sup>2</sup> ]	AN	UC	LC
Typ 1 (10 Stück)	268.1	357.8	9.593	208	336	336
Typ 2 (14 Stück)	245.2	357.8	8.773	192	320	320
Typ 3 ( 8 Stück)	245.2	220.6	5.409	192	256	256

Tabelle 1: Länge  $l_y$ , Breite  $l_x$ , sensitive Fläche A und Anzahl der Anoden AN und der oberen (UC) und unteren (LC) Kathoden der drei unterschiedlichen Myonkammertypen

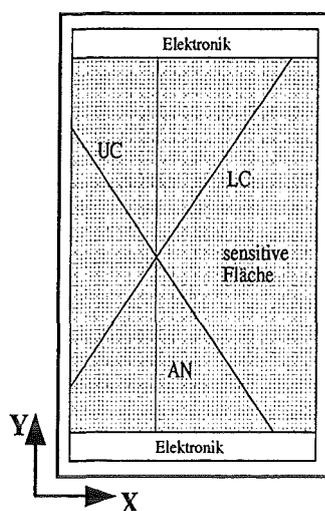


Abbildung 4: Rekonstruktion des Durchstoßortes minimal ionisierender Teilchen

reinigungen wie Crack-Reste und Radikale auf den Potentialdrähten beseitigen kann [19]. Die Kammern werden mit einem Überdruck von etwa 2 mbar gegenüber dem atmosphärischen Luftdruck betrieben. Die Durchflußrate durch eine MWPC beträgt etwa 8 l/h, wobei 30 – 50% vom durchströmendem Gemisch wiedergewonnenes und zurückgeführtes Abgas ist.

Im Gegensatz zum mechanischen Teil der Kammern ist die Überwachungs- und Aufnahmeelektronik der Kammern für das Experiment KASCADE völlig neu entwickelt worden [20]. Bei der Frontendelektronik wurde auf eine aufwendige analoge Auslese der MWPC verzichtet, da die mit digitaler Verarbeitung zu erreichende Ortsauflösung für die Meßziele von KASCADE ausreicht. Somit werden die Signale aller Kanäle durch ladungsintegrierende Vorverstärker verstärkt, mit individuellen Schwellwerten verglichen und zu einer rein digitalen Information konvertiert. Die digitalen Pulse werden durch eine digitale Verzögerung synchronisiert und bis zur Auslese gespeichert. Die Vorverstärker, die Erzeugung der Vergleichsspannungen und die digitale Verarbeitung befinden sich pro 32 Kanäle auf sogenannten Mutterkarten, die mittels Federleisten direkt an den Vorder- und Rückseiten der Kammern aufgesteckt sind und durch einen privaten Bus mit einer Prozessorkarte verbunden sind [21]. Kernstück der Karte ist ein TRAMP-Modul (Transputer RAM Modul mit Peripheriebus). Er steuert die Auslese und das Rücksetzen der Kanäle, stellt die individuellen Schwellwerte jedes Kanals ein und kann durch seine vier seriellen Schnittstellen mit weiteren Kammern und der zentralen Auslese

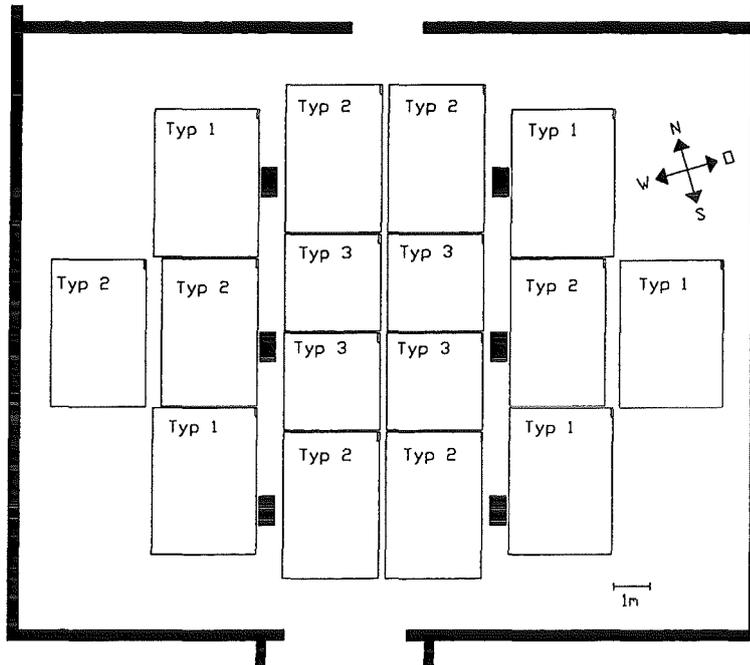


Abbildung 5: Aufsicht auf die Anordnung der Myonkammern im Keller des Zentraldetektors

verbunden werden.

Die geometrische Anordnung der Vieldraht-Proportionalkammern unterhalb des Kalorimeters ist so gewählt, daß einerseits die Flächenbelegung im Zentrum groß wird (Abb. 5), andererseits aber auch eine Spurrekonstruktion möglich ist, was zumindest zwei Lagen von Kammern erfordert. Es werden 16 Kammerpakete (Stacks) zu je 2 Detektoren gleicher Größe gebildet. Der Abstand der beiden Kammern eines Stacks liegt bei 38 cm, der Abstand von der Mitte der oberen Kammer zur Kellerdecke beträgt 47.8 cm. Zwei direkt übereinanderhängende Myonkammern sind in einem Kammerpaket durch ein Stahlgerüst miteinander verbunden. Die für die Messung gewählte Anordnung besitzt eine sensitive Fläche von zwei mal 131 m<sup>2</sup>; dies ergibt eine Flächenbelegung von 41 % im gesamten Keller, und von 68 % im inneren Bereich zwischen den Stützfeilern aus Beton.

## 2.2 Die Szintillationsdetektoren des Zentraldetektors

Als Trigger für den Zentraldetektor besitzt das KASCADE Experiment eine Ebene von dichtgepackten Modulen aus je zwei eigenständigen Szintillationsdetektoren in der dritten Ebene des Kalorimeters (Triggerebene). Weitere 16 baugleiche Module bilden auf dem Dach des Zentraldetektors das Top-Cluster. Während die Detektoren in der Triggerebene deponierte Energien und Ankunftszeiten im wesentlichen von Myonen mit Energien oberhalb 0.4 GeV und aufgeschauerten Hadronen mit großem Energiedeposit messen, ist das Top-Cluster auch auf die elektromagnetische Komponente von Luftschauern sensitiv.

Der Aufbau eines Moduls ist schematisch in Abbildung 6 dargestellt. In einem lichtdichten Aluminiumgehäuse der Größe  $124.6 \cdot 98.0 \cdot 8.5 \text{ cm}^3$  sind vier quadratische Szintillationsplatten ( $47.5 \cdot 47.5 \cdot 3.0 \text{ cm}^3$ ) aus NE 114 auf Basis von Polyvinyltoluol eingebaut. Je zwei sind durch einen Wellenlängenschieberstab aus NE 174 verbunden und werden gemeinsam durch einen zehnstufigen Photomultiplier ausgelesen. Bis auf diejenige Seite, an der der Wellenlängenschieberstab anliegt, ist die gesamte Platte in Aluminiumfolie eingeschlagen, um Verluste des Szintillationslichtes gering zu halten. Die Homogenität des Detektors bei der Energiemessung ist besser als  $\pm 4\%$  [22]. Zur Zeitkalibration ist vor jedem Photomultiplier eine Leuchtdiode angebracht, die durch einen Pulsgenerator mit einstellbaren Spannungen angesteuert werden kann. Immer vier Detektoren, das heißt zwei Module, werden gemeinsam von einer Hochspannungsquelle versorgt. Eventuelle Unterschiede im Verstärkungsverhalten der Photomultiplier werden durch individuelle Vorwiderstände in den Hochspannungszuleitungen ausgeglichen.

Die neuentwickelte Elektronik der Szintillationsdetektoren [23] kann neben der Bereitstellung eines schnellen Triggers auch die Energiedeposits und Ankunftszeiten messen, sowie eine automatische Zeitkalibrierung durchführen und die Szintillationszähler überwachen.

Die unterste Stufe der Elektronik, der sogenannte 'bottom-layer', übernimmt dabei die erste Verarbeitung der Signale des Szintillationszählers. Diese Verarbeitung geschieht dreigleisig zur Ausgabe einer Myon-, einer Hadron- und einer Zeitinformation. Das Rohsignal wird mit 2 unterschiedlichen Verstärkern entkoppelt, und einmal dem Myon- oder Zeitweig und einmal dem Hadronzweig zugeführt. Vor einer Weiterverarbeitung zum schnellen Triggersignal, muß der Puls eine jeweils einstellbare Schwellenspannung im Myon- oder im Hadronzweig übersteigen. Diese Trennung bewirkt zum einen die Möglichkeit unterschiedlichen Triggers auf die Myon- oder Hadronkomponente, und zum anderen ermöglicht es einen großen dynamischen (und in jedem Bereich

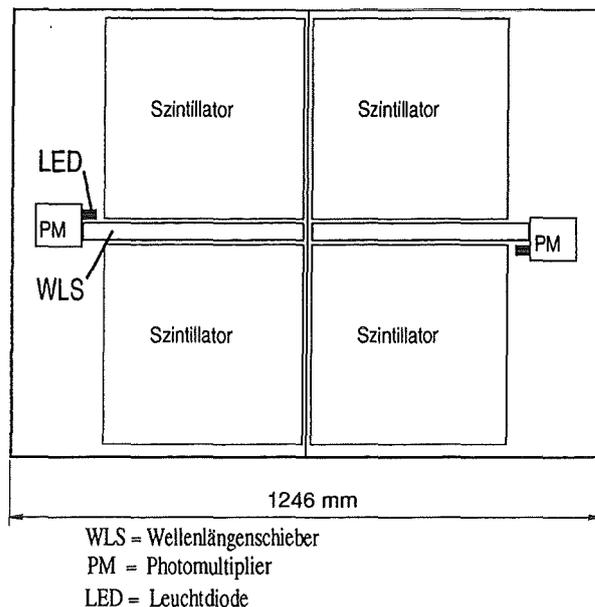


Abbildung 6: Schematischer Aufbau einer Szintillator-Detektorbox

exakt meßbaren) Bereich der Energiemessung. Liegt das Zeitsignal in einem von außen einstellbaren Zeitfenster wird der Puls direkt weitergegeben zur Verarbeitung als schneller Trigger. Zur Energiemessung wird parallel zur Erzeugung des Triggersignals der vorverstärkte Puls getrennt im Myon- und im Hadronzweig digitalisiert. Dies ermöglicht neben einer schnellen Auslese auch die Messung von selbstgetriggerten Spektren zur Kalibrierung der Detektoren. Für die Zeitmessung dient ein nach dem Rampenverfahren arbeitender Time-to-Amplitude-Converter, wobei die Rampenparameter eingestellt werden können. Die Zeit-Spannungswandlung beginnt synchron zu einem lokalen 10 MHz-Taktsignal. Der Bereich der ADC-Kanäle geht von 0 bis 100 ns. Um verzögerte Teilchen zu messen, wird weiterhin die Anzahl der 100 ns Intervalle gezählt. Die Steuerung der 'bottom-layer'-Elektronik geschieht pro 60 Detektoren mit einem TRAMP.

Abbildung 7 zeigt schematisch die Anordnung der 456 Szintillationsdetektoren in der dritten Ebene des Zentraldetektors. Es existieren 19 Reihen in Ost-West-Richtung mit jeweils 12 Boxen à 2 Detektoren. Dies ergibt eine sensitive Gesamtfläche von 205.77 m<sup>2</sup> und damit im Bereich des Kalorimeters eine Flächenbelegung von 64 %.

Die Anordnung der 16 baugleichen Detektormodule des Top-Clusters auf dem Dach des Kalorimeters ist in Abbildung 3 zu sehen. Die ohne Abschir-

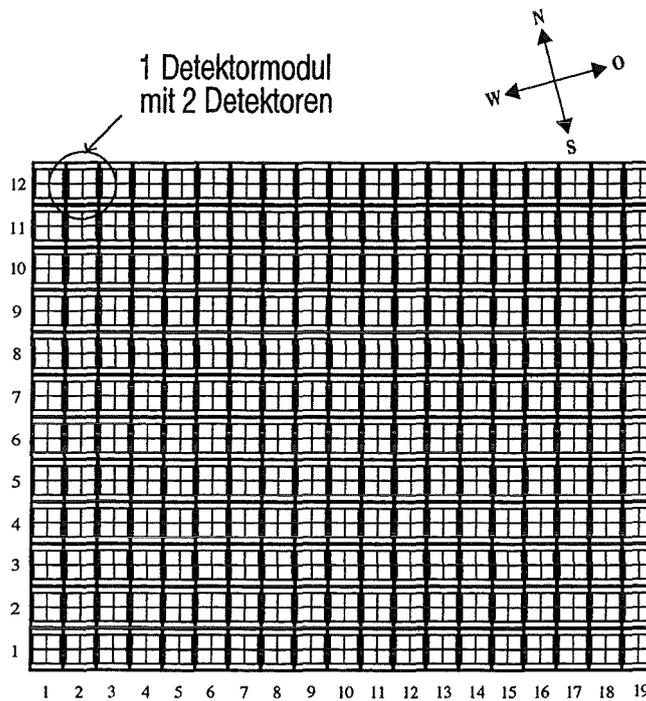


Abbildung 7: Schematische Aufsicht auf die Lage der Szintillationsdetektoren im Zentraldetektor

mung installierten Detektoren werden mit einer den Triggerdetektoren identischen Elektronik betrieben und können somit ebenso als Triggersignal bei KASCADE verwendet werden. Hier beträgt die sensitive Flächenbelegung 4.7 % der gesamten Fläche des Zentraldetektors.

In z-Richtung beträgt der Abstand zwischen dem oberen Gasvolumen der Myonkammern und der Triggerebene 2.94 m und zwischen Top-Cluster und Triggerebene weitere 0.74 m.

### 2.3 Die Datenaufnahme

Die Datenaufnahme für die Messung der in dieser Arbeit dargestellten Ereignisse umfaßt die Verbindung der 32 Myonkammern untereinander einschließlich ihrer Kontrollsysteme, Zusammenführung und Auslese aller Szintillationsdetektoren der Triggerebene, einer internen Verbindung der Rohdaten beider Detektorsysteme und die Konvertierung der Daten in ein für die Analyse verwendbares Format.

Die Verbindung aller Vieldraht-Proportionalkammern zu einem einheitlichen Detektorsystem mit zusätzlichem Kontrollsystem basiert auf einem baumartigen TransputerNetz (Abb. 8). Jeder Transputer besitzt 4 Links, welche von 0 bis 3 gezählt werden. Es ist jeweils die untere Kammer eines Stacks mit der oberen durch eine Verbindung von Link 0 der unteren zum Link 1 der oberen Kammer verbunden. Link 0 der oberen Kammer leitet die Daten beider MWPC zu dem Link-Interface-Modul (LIM) weiter. Da nur Link 0 einen Eingang für das zum Booten der Transputer notwendigen Reset-Signals besitzt, zeigt immer dieser Link Eingang in der Baumstruktur nach oben. Der LIM dient als Bindeglied zwischen dem Hostrechner und dem externen Transputerbaum, indem er mehrere Verbindungen zum Anschluß an die Myonkammern bereitstellt. Bei dem Modul LIM handelt es sich um eine Trägerplatine für bis zu 8 aufsteckbare Transputermodule und um einen zusätzlichen Mastertransputer, der die Verbindungen der Transputer untereinander und mit der Außenwelt steuert. Auf der Trägerplatine des LIM 2 und 3 sind jeweils 5 Transputer, auf LIM 1 dagegen nur 2 aufgesteckt, wobei ein Transputer pro LIM nur für die Konfiguration des Netzwerkes zuständig und in Abbildung 8 nicht eingezeichnet ist. Der oberste Transputer in der Baumstruktur (auf LIM 1) ist mit der B300 (Transputer-Ethernet-Interface von INMOS) verbunden, die den Kontakt zum Datenaufnahmerechner herstellt (DEC-Ultrix Workstation). Über Link 2 ist dieser Transputer mit einem weiteren Transputer namens TVC (Transputer VME Controller) verbunden, der die Triggerung der Kammern kontrolliert. Neben der Triggerverwaltung besitzt das VME Crate weitere Module, die Steuerungs- und Überwachungsfunktionen für das Hochspannungs-, Niederspannungs- und Gassystem betreiben. Die Datenauslese und die Steuerung des Detektorsystems geschieht mit dem Programm MYDAS, welches auf der Workstation läuft. Die Eigenschaften und Optionen dieses Programms sind in [21] und [24] beschrieben. Dieses modular aufgebaute Datenaufnahmeprogramm ist vollständig in ANSI-C geschrieben und verfügt über eine graphische, mausgesteuerte Benutzeroberfläche.

Die Datenaufnahme der Triggerebene ist ebenfalls transputergestützt aufgebaut. Hier wird allerdings eine "pipeline-artige" Linkstruktur benutzt, bei der jeweils 60 Detektoren über einen Transputer gesteuert werden, und schließlich über ein zentrales Modul und einem TVC mit der B300 verbunden sind (Abb. 8). Das zentrale Modul dient unter anderem der Erzeugung von Trigger-signalen und der Auswertung lokaler oder externer Trigger. Das VME Crate übernimmt auch bei dieser Detektorkomponente Überwachungs- und Steuerungsfunktionen. Für die Auslese der Szintillationsdetektoren wird ebenfalls das Program MYDAS verwendet. Aufgrund des modularen Aufbaus kann MYDAS für die Auslese und Steuerung der elektronischen Module der Triggerebene und des Top-Clusters benutzt werden.

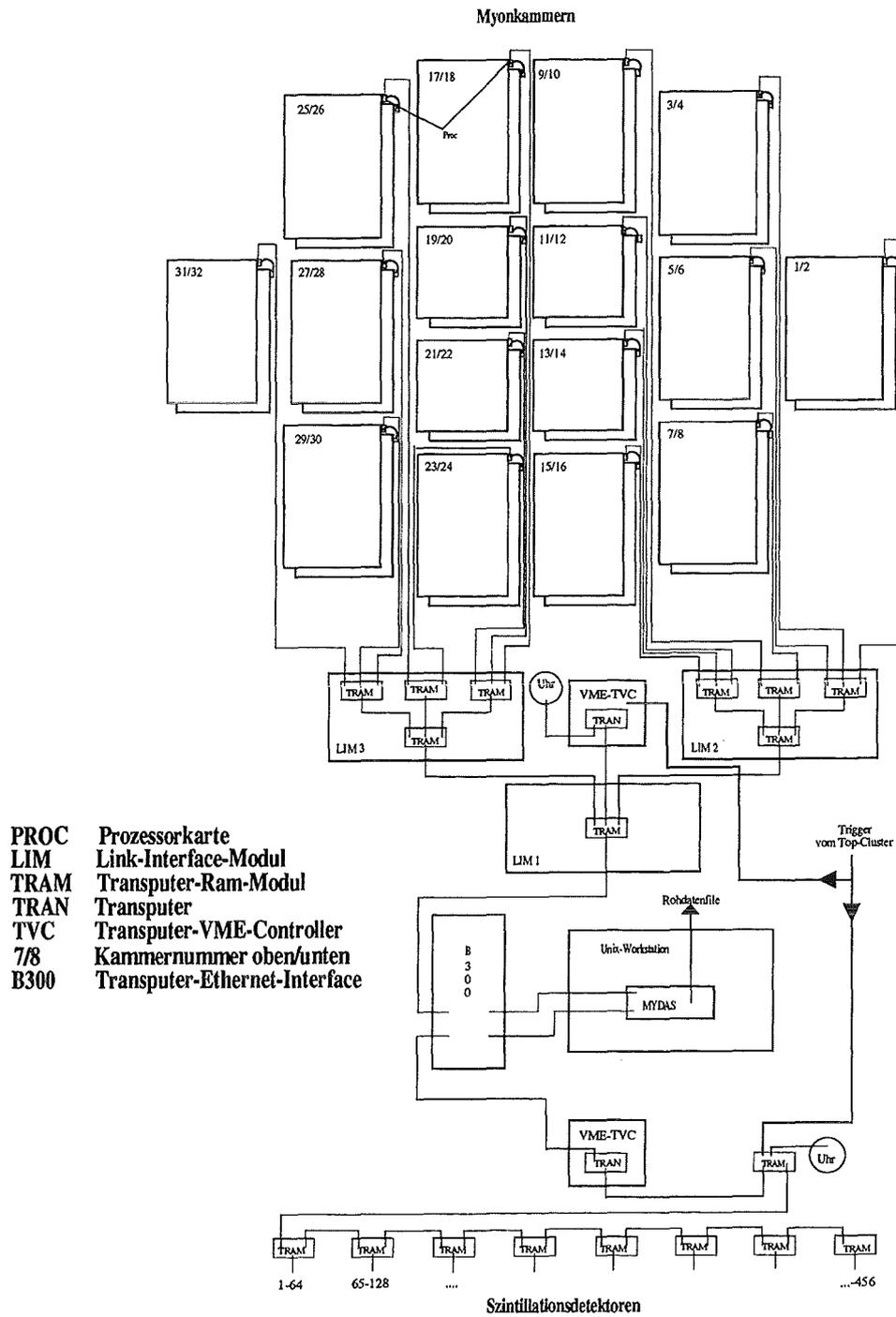


Abbildung 8: Schematische Darstellung der Datenaufnahme der Myonkammern

Jede Detektorkomponente bei KASCADE besitzt ein zentral gesteuertes Uhrmodul, so daß gemeinsame Ereignisse anhand ihres Zeitlabels zusammengefaßt werden können. Für die gemeinsame Datenaufnahme der Triggerebene mit den Myonkammern ist in MYDAS ein Modul zur Zusammenführung der getrennten Datenblöcke beider Detektorkomponenten eingebaut. Dieses Modul hat die Aufgabe, die Zeitlabels der Experimentteile zu vergleichen und gemeinsame Ereignisse abzuspeichern. Die maximale Zeitdifferenz für gemeinsame Ereignisse wird auf  $\pm 2 \mu s$  zwischen Myonkammern und Triggerebene festgelegt.

Die internen Datenformate der jeweiligen Datenaufnahmeprogramme werden "offline" in das für das KASCADE Experiment festgelegte Rohdatenformat konvertiert, welches auf dem ZEBRA-Paket des CERN basiert [25].

## 2.4 Die Betriebsparameter

Zur Messung der Myonkomponente in hochenergetischen Luftschauern, die ihr Schauerzentrum im inneren Bereich des Zentraldetektors von KASCADE haben, werden die Detektorkomponenten Myonkammern und Triggerebene in ihren Betriebsparametern optimiert.

Ein erster Schritt ist die Inbetriebnahme der Vieldraht-Proportionalkammern. Dazu gehört die mechanische Überprüfung und gegebenenfalls Instandsetzung aller Drähte und Streifen und ihrer Durchführung nach außen, sowie eine Messung der Leckrate des Gasvolumens der MWPC. Bei auftretenden Mängeln werden die Kammern in einem Reinzelt geöffnet und repariert [26]. Häufigste Ursachen solcher Mängel sind

- Haarrisse in den aufgeklebten Kathodenstreifen infolge veränderlicher Zugspannungen
- gerissene Anodendrähte
- Kontaktierungsprobleme bei der Durchführung der Drähte und Streifen nach außen
- spröde gewordene oder schlecht sitzende Dichtungsringe des Gasvolumens.

Während des Meßbetriebes sollen 98 % aller Streifen und Drähte funktionsfähig sein. Nach ersten Reparaturen und Inbetriebnahme der 15 Jahre alten MWPC erweist sich die Mechanik als überaus robust und stabil.

Beim Bestücken der MWPC mit der neuen Elektronik wurde festgestellt, daß etwa 5 % der Mutterkarten und Vorverstärker defekt sind oder nach kurzer Laufzeit ausfallen. Jedes bestückte Kammerpaket aus zwei MWPC kann durch einen einfachen Aufbau, bestehend aus zwei kleinen Plastikszintillationszählern und dem Datenaufnahmeprogramm MYDAS, mit kosmischen

Myonen ausgetestet werden. Defekte oder rauschende Kanäle sind dann leicht an einem Einzelkanalspektrum zu erkennen. Nach Austausch der defekten Bauteile auf den Mutterkarten oder Vorverstärkern an einem eigens dafür entwickelten Teststand [27], laufen die Kammern auch bezüglich der Elektronik äußerst stabil.

Nach der Installation im Keller des Zentraldetektors werden die Kammern an die Gasversorgung (Argon-Methan) angeschlossen, und sind nach einer ersten 2-3 tägigen Durchspülung für die Messung betriebsbereit [28].

Für eine Optimierung der Myon-Nachweiswahrscheinlichkeiten stehen vier Betriebsparameter zur Verfügung:

1. Hochspannung: die Wahl der angelegten Spannung hat Einfluß auf die Gasverstärkung und damit auf die Ladungsverteilung innerhalb des sensitiven Volumens beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens. Bei KASCADE werden die Kammern auf der Potentialdrahtseite mit konstanter Spannung von  $-280\text{ V}$  betrieben, an den Anoden liegen im Mittel  $+1690\text{ V}$  mit Abweichungen von  $\pm 40\text{ V}$ . Die Kathodenstreifen liegen auf Nullpotential.
2. Diskriminatorschwellen: Jedem einzelnen Kanal kann rechnergesteuert ein digitaler Schwellenwert zwischen 0 und 63 zugeordnet werden. Mittels eines DAC's (Digital-Analog-Converter) auf den Mutterplatinen und einer Referenzspannung von  $4.5\text{ V}$  (bei einem Offset von  $700\text{ mV}$ ) für alle Kanäle, ergibt sich ein individuell einstellbares Schwellenverhalten jedes Kanals. Im laufenden Messbetrieb werden die Anodenschwellen wesentlich höher gewählt (im Mittel auf Wert 24), als die Kathodenschwellen (Wert 5), um in der Anodenebene ein enges und scharfes Ansprechverhalten minimal ionisierender Teilchen zu haben. Dies wird durch die Feldkonfiguration im Gasvolumen verstärkt, da aufgrund abwechselnder Potential- und Anodendrähte eine Fokussierung der negativen Ladungen auf die Anoden erreicht wird.
3. Gate-Weite: Sie definiert die Zeit, in der die integrierten Pulse als gültig erkannt werden. Da bei der hier vorliegenden Messung der Trigger lokal im Zentraldetektor erzeugt wird, ist eine Gate-Weite von  $400\text{ ns}$  groß genug, um eventuelle Zeit-Jitter bei schrägem Einfall der Schauer auszugleichen.
4. Signalverzögerung: Die benötigte digitale Zeitverzögerung (Delay) zwischen Durchgang eines Teilchens in der Kammer und Ankunft des Triggersignals wird für jede einzelne MWPC durch die Laufzeiten des Triggersignals bestimmt. Sie beträgt je nach Position der Kammern im Keller zwischen  $400\text{ ns}$  und  $500\text{ ns}$ .

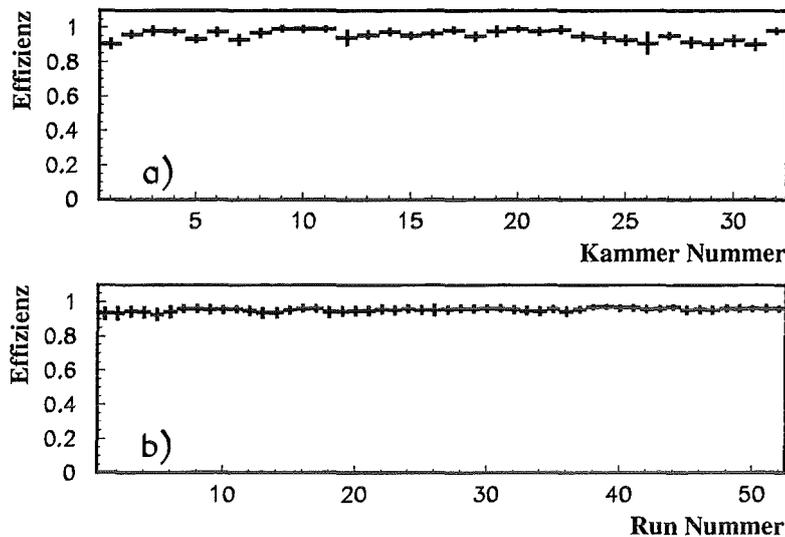


Abbildung 9: Effizienz der MWPC in der Messung, a): mittlere Effizienz pro Kammer, b): mittlere Effizienz aller 32 Kammern pro Run

Punkt 1 und 2 bestimmen im wesentlichen die Anzahl von angesprochenen, nebeneinanderliegenden Kathoden oder Anoden in einer Kammer pro ionisierendem Teilchen. Die mittlere Multiplizität liegt bei den Kathoden um 3.5 und bei den Anoden um 1.2, kann jedoch mit dem Luftdruck um bis zu 15 % schwanken. Die Einstellungswerte der Punkte 3 und 4 hängen von der Art der Anbindung des Myonkammersystems an das Gesamtexperiment ab und optimieren die Nachweiswahrscheinlichkeit (Effizienz) der MWPC für Einzelmyonen. Diese Effizienz kann durch Temperatur- und Feuchtigkeitsänderungen schwanken. Deshalb wird im normalen Meßbetrieb die Effizienz für jede einzelne Kammer bestimmt und die Betriebsparameter gegebenenfalls nachkorrigiert. Das Datenaufnahmeprogramm MYDAS unterstützt diese Option des Meßbetriebs. Die Bestimmung der Effizienz einer MWPC geschieht mit solchen Ereignissen, bei denen der jeweilige Durchstoßort der Teilchen in einer Kammer noch eindeutig aufgelöst werden kann. Die in einer MWPC detektierten Ereignisse werden in verschiedene Ereignisklassen einsortiert. 'Gute' Ereignisse werden dadurch charakterisiert, daß die Anzahl der Triplets eindeutig rekonstruierbar ist. Bei 'schlechten' Ereignissen fehlen entweder Anodendrähte oder Kathodenstreifen zur Vervollständigung von Triplets, oder einzelne Drähte oder Streifen sprechen zuviel an. Ereignisse, bei denen die Teilchendichte zu groß ist, und damit die Anzahl der Durchstoßpunkte nicht mehr einwandfrei rekonstruiert werden kann, werden nicht zur Bestimmung

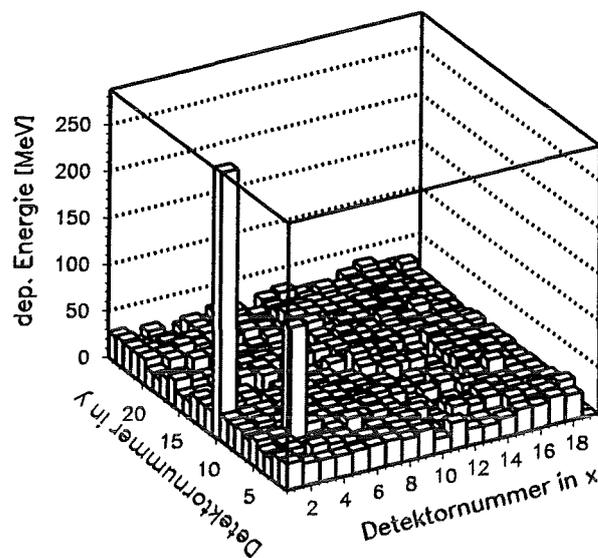


Abbildung 10: Mittlerer Energiedeposit aller Szintillationsdetektoren in einer Meßperiode

der Effizienz herangezogen. Die relative Effizienz einer MWPC wird nun als Quotient der 'guten' zur Gesamtzahl der 'guten' plus 'schlechten' Ereignisse definiert. Abb. 9a zeigt die mittleren Effizienzen aller Myonkammern, Abb. 9b die mittlere Effizienz der MWPC pro Periode einer Datenaufnahme (Run). Durch die ständige Nachregelung des Parametersatzes jeder Kammer ist die Gesamteffizienz während der Messung in etwa konstant. Bei den einzelnen Kammern gibt es allerdings Unterschiede in der Güte. Dies liegt hauptsächlich daran, daß die Hochspannungsfestigkeit nicht in vollem Umfang gewährleistet ist, und daß bei einigen Kammern ein im Vergleich zu anderen Kammern recht hoher Strom fließt. Dies kann aus der witterungsbedingten, schwankenden Feuchtigkeit im Keller herrühren, die die Hochspannungsfestigkeit einiger Kammern herabsetzt.

Bei der Szintillatorebene konnten 18 von 19 Reihen neugebauter Detektormodule zur Messung verwendet werden. Als Betriebsparameter kann für jeden der 432 Detektoren die Schwellen für den Zeitsignal- und Myondiskriminator und die TAC-Rampe individuell eingestellt werden. Die Triggerebene wird in dieser Arbeit als ein energiemessender Detektor benutzt, die dazu benötigte Energieeichung wird mit Hilfe von Spektren aus unkorrelierten Einzelmyonen vorgenommen. Mit der hieraus gewonnenen Verteilung wird mittels der Anpassung einer Landau-Verteilung der maximale ADC (Analog-Digital-

Converter) Wert auf den Energiedeposit eines minimal ionisierenden Teilchens gelegt (6.4 MeV). Die Eichung wird in regelmäßigen Abständen wiederholt, und in Kalibrationsdateien abgespeichert, die zu den passenden Meßperioden bei der Rekonstruktion dazugebunden werden.

Abbildung 10 zeigt die mittlere deponierte Energie jedes Szintillationsdetektors bei einem Run. Im zeitlichen Mittel sollte dies eine Gleichverteilung in allen Detektoren ergeben. Bei zwei Detektoren gibt es Fehler in der Hochspannungsversorgung und sie zeigen überhöhte Energiewerte an. Sie werden aus der Analyse als fehlerhaft herausgenommen.

Parallel zur Datenaufnahme wird bei den Triggerdetektoren auch eine ausführliche Zeitkalibration durchgeführt, die allerdings für diese Messung unerheblich ist. Die Zeitaufösung der Detektoren beträgt  $\sigma_t = 1.8$  ns.

Die Szintillationsdetektoren des Top-Clusters entsprechen in ihren Betriebsparametern und Kalibrationsverfahren der Triggerebene. Bei der hier vorliegenden Arbeit werden sie als reiner Multiplizitätstrigger benutzt, was keine detaillierte Kalibration erfordert.

### 3 Die Simulation des Experimentes

Um die Meßgrößen besser verstehen und interpretieren zu können, ist eine detaillierte Simulation der Ereignisse unerlässlich. Die Simulation gliedert sich in zwei Teilbereiche. Der erste Teil beinhaltet die reine Schauersimulation, das heißt alle physikalischen Wechselwirkungen und Prozesse vom Eindringen eines primären Teilchens in die Erdatmosphäre bis zu den beobachtbaren Sekundärteilchen auf Beobachtungsniveau. Als zweites muß sich daran eine Detektorsimulation anschließen, um das Verhalten der Detektoren beim Teilchennachweis zu verstehen, und um die gemessenen Rohdaten sinnvoll rekonstruieren zu können.

#### 3.1 Die Schauersimulation mit CORSIKA

CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KASCADE) [29] ist ein Monte Carlo Programm für die Simulation der Entwicklung ausgedehnter Luftschauer in der Atmosphäre, welche durch Photonen, Elektronen, Protonen oder Atomkerne ausgelöst werden können. Die für die Modellierung ausgedehnter Luftschauer notwendigen hochenergetischen Wechselwirkungen von Teilchen mit den Atomen der Atmosphäre basieren soweit wie möglich auf experimentellen Daten. Da aber gerade die bei der Schauerentwicklung extrem wichtige Vorwärtsrichtung an Beschleunigerexperimenten nur schlecht zugänglich ist, werden in diesem Bereich Extrapolationen benutzt. Auch in Energiebereichen oberhalb der bisher in Beschleunigern erreichten Höchstenergien müssen Extrapolationen in den Wirkungsquerschnitten der Wechselwirkungen vorgenommen werden. CORSIKA beinhaltet die starken und elektromagnetischen Wechselwirkungen des Primär- und aller erzeugten Sekundärteilchen, Teilchenzerfälle und die Bewegung der Teilchen durch die Atmosphäre, einschließlich Energieverlust, Vielfachstreuung und den Einfluß des Erdmagnetfeldes. Der Startpunkt der primären Teilchen für die Simulation liegt am festgesetzten Rand der Atmosphäre in 112.8 km Höhe. Der Aufbau der Atmosphäre richtet sich nach der US-Standardatmosphäre und setzt sich aus 78.5 % Stickstoff, 21.0 % Sauerstoff und 0.5 % Argon zusammen.

CORSIKA basiert in seiner einfachsten Form auf drei etablierten Wechselwirkungsmodellen. Die starke Wechselwirkung bis zu Schwerpunktsenergien von  $E_{cms} < 10$  GeV wird unter Verwendung des Isobaren- und Feuerball-Modells beschrieben [30]. Das Wechselwirkungsmodell HDPM [31] behandelt die hadronischen Wechselwirkungen mit  $E_{cms} > 10$  GeV, und wurde durch das Dual-Parton-Modell (DPM) [32] der starken Wechselwirkung inspiriert. Beide Modelle repräsentieren gut die an Beschleunigern gemessenen hadronischen Wechselwirkungen von Protonen. Diffraktive Streuprozesse sind in

die Beschreibung eingeschlossen. Der elektromagnetische Teil der Luftschauer wird durch den EGS4-Code [33] beschrieben, der für die Entwicklung von Luftschauern etwas modifiziert wurde. EGS4 wird erfolgreich in der Teilchenphysik zur Simulation von elektromagnetischen Vorgängen in Detektoren benutzt, und beinhaltet alle relevanten Prozesse der elektromagnetischen Wechselwirkung. Aufgrund des hohen Rechenzeitbedarfes für die elektromagnetische Komponente mit dem EGS4-Programm besteht die Möglichkeit, eine analytische Berechnung des elektromagnetischen Teils des Schauers nach der NKG-Formel [34] zu wählen. Eingeschaltet werden kann auch die Erzeugung von Cerenkov-Licht durch geladene Teilchen in der Atmosphäre.

Als Option bietet CORSIKA die Möglichkeit erweiterte oder verbesserte Mo-

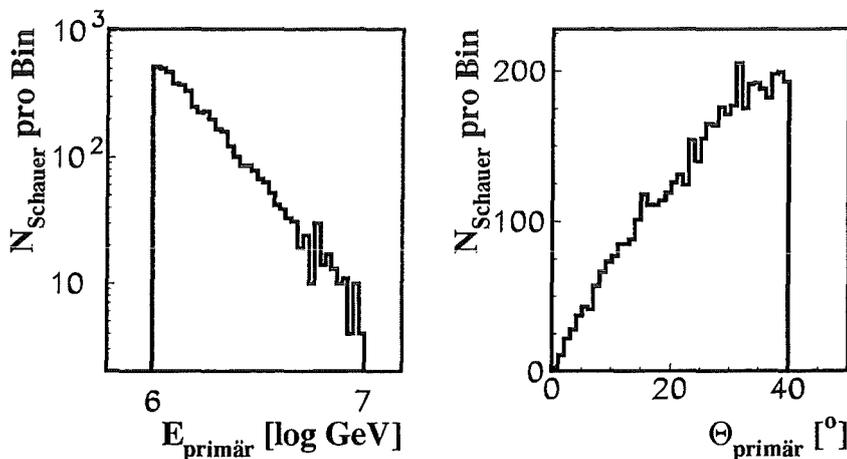


Abbildung 11: Verteilung der primären Energie und des primären Zenitwinkels der mit CORSIKA generierten Schauer

dellrechnungen zu benutzen: Das Isobaren-oder Fireball-Modell kann durch den detaillierteren GHEISHA-Code [35] ersetzt werden. Damit werden elastische und inelastische Wirkungsquerschnitte für Hadronen mit Laborenergien bis zu 80 GeV in Luft berechnet, und ihre Wechselwirkung und Teilchenproduktion simuliert. Starke Wechselwirkungen für Kerne, Protonen und Pionen ( $E_{cms} > 10$  GeV) können mit dem VENUS-Programm [36] behandelt werden. Es modelliert ultrarelativistische Schwerionenstöße durch eine detaillierte Beschreibung von Erzeugung, Wechselwirkung und Fragmentation von Farbstrings.

Neben der Ein- und Ausschaltung globaler Programmsysteme sind diese auch über die Konfigurationsdatei einzel steuerbar. So können zum Beispiel bei den starken Wechselwirkungen verschieden starke Fragmentationsanteile gewählt

werden [37]. Alle Teilchen mit ihrer gesamten Kinematik werden auf dem gewählten Beobachtungsniveau abgespeichert und auf Festplatte oder Band geschrieben.

Die für diese Arbeit durchgeführten Simulationen basieren auf der Version 4.60 des CORSIKA Programms und ihre Parameter sind so ausgelegt, daß die gemessenen Schauer im Zentraldetektor möglichst genau repräsentiert werden. Es werden, soweit in der Analyse nicht anders erwähnt, die Optionen GHEISHA, VENUS und NKG verwendet. Die Energie der primären Kerne wird in einem abfallenden Spektrum mit  $E \sim E^{-3.0}$  zwischen  $E = 10^{15}$  eV und  $E = 10^{16}$  eV (Abb. 11), sowie davon getrennt zwischen  $E = 10^{14}$  eV und  $E = 10^{15}$  eV generiert. Die primäre Winkelverteilung ist so gewählt, daß die Schauer außerhalb der Atmosphäre bis zu einem Zenitwinkel von  $\Theta = 40^\circ$  isotrop verteilt sind, was auf der flachen Erdoberfläche die in Abb. 11 gezeigte Winkelverteilung ergibt. Hadronen und Myonen werden herunter bis zu kinetischen Energien von 100 MeV verfolgt, Elektronen und Photonen bis zu 3 MeV. Das Beobachtungsniveau liegt auf 110 m ü.d.M., das gewählte Magnetfeld entspricht der geographischen Lage von Karlsruhe.

Eine Analyse der Daten hinsichtlich der chemischen Zusammensetzung macht es notwendig, Schauer mit unterschiedlichen primären Massen zu generieren. In der Literatur werden die bisherigen Meßdaten bezüglich ihrer Masse meist in 5 Elementgruppen unterteilt. Die zwei leichtesten Gruppen bilden die Kerne des Wasserstoffs (Protonen) und Heliums ( $\alpha$ -Teilchen), die Gruppe der mittelschweren Elemente ist die sogenannte CNO-Gruppe; als Vertreter dieser Gruppe wird in der Simulation Sauerstoff gewählt. Die Elemente Neon bis Schwefel bilden die Gruppe der schweren Elemente (Vertreter Magnesium), und die sehr schweren Elemente beginnen ab einer Ladungszahl von 17, mit Eisen als häufigstem Element. Von jedem Gruppenvertreter werden zumindest 500 Schauer zwischen  $E = 10^{15}$  eV und  $E = 10^{16}$  eV, und nochmals 1000 Schauer im Energiebereich von  $10^{14}$  eV bis  $10^{15}$  eV mit den erwähnten Parametern simuliert. Für Beschreibungen von Unterscheidungsmerkmalen bezüglich ihrer primären Masse werden in den nachfolgenden Kapiteln zur besseren Übersicht meist nur die Massenextrema Protonen und Eisenkerne dargestellt. Es zeigte sich aber, daß die restlichen drei Gruppen in den meisten Verteilungen in etwa proportional zum Logarithmus ihrer Masse zwischen diesen beiden Extrema liegen.

### 3.2 Unterschiede in Schauern verschiedener Primärmasse

Damit verschiedene primären Massen anhand von gemessenen Schauerparametern getrennt werden können, muß es prinzipielle Unterschiede in der Schauerentwicklung in der Atmosphäre geben, die durch physikalische Prozesse erklärbar sind, und somit in CORSIKA repräsentiert werden. In diesem Abschnitt sollen anhand von proton-, bzw. eiseninduzierten Schauern Unterschiede in diesen Parametern gezeigt werden. Für alle simulierten Schauer gilt das Energiespektrum ab  $E = 10^{15}$  eV und isotrope Winkelverteilung.

Unter Annahme des Superpositionsprinzips ergeben sich Differenzen in

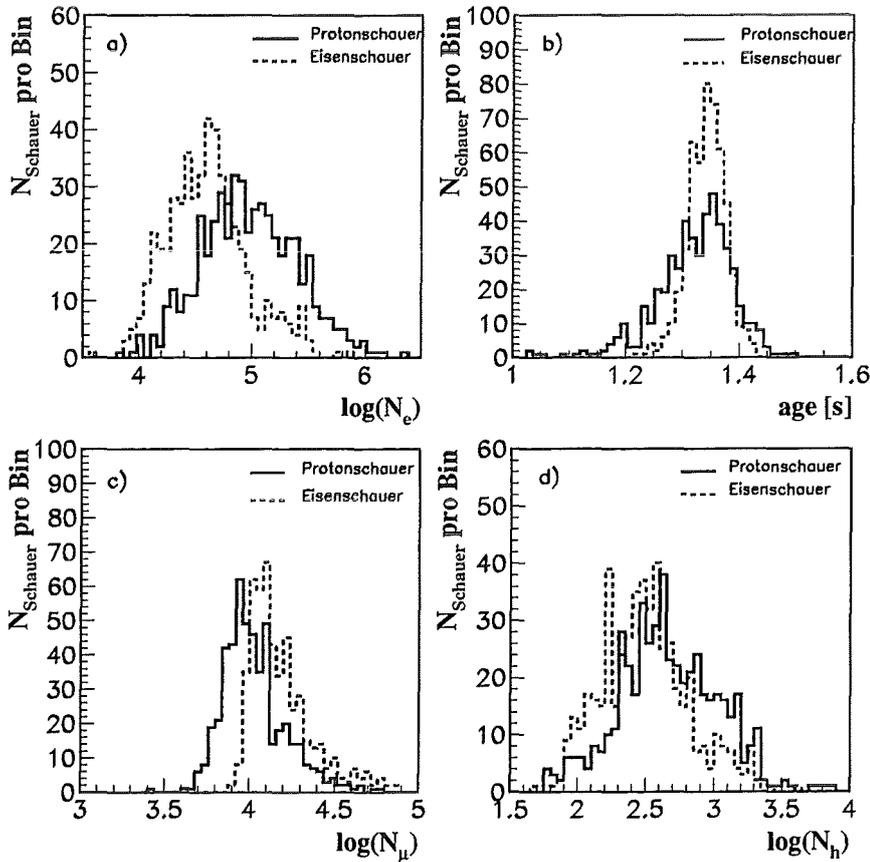


Abbildung 12: Vergleich der Elektronzahl, des Schaueralters, der Myonzahl und der Hadronzahl zwischen eisen- und protoninduzierten Schauern unter Einbeziehung aller simulierten Teilchen auf Beobachtungsniveau (CORSIKA  $E = 10^{15} - 10^{16}$  eV,  $\Theta = 0 - 40^\circ$ )

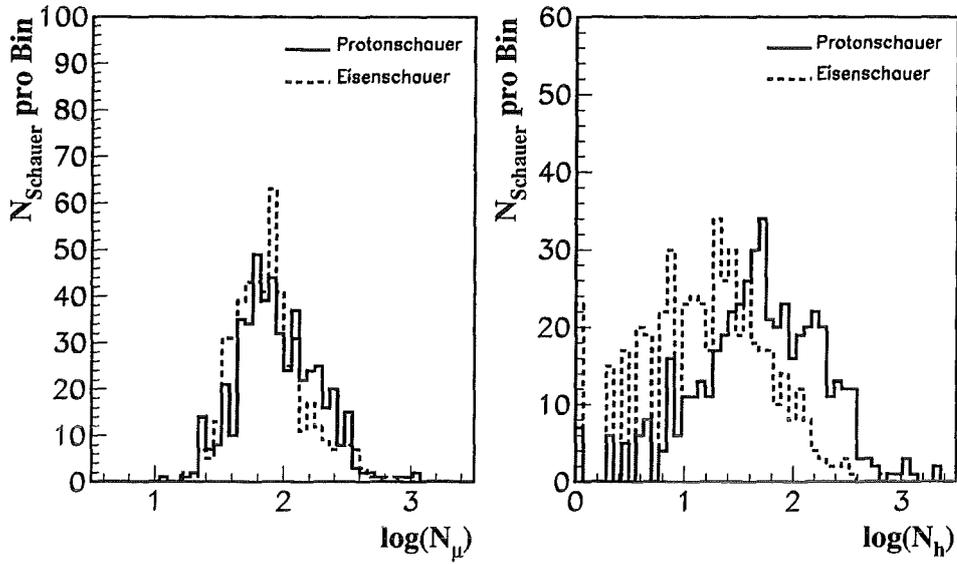


Abbildung 13: Vergleich der Myonzahl und Hadronzahl im Zentralbereich ( $R < 8 \text{ m}$ ,  $E_{\mu,h} > 2 \text{ GeV}$ ) zwischen eisen- und protoninduzierten Schauern ( $E = 10^{15} - 10^{16} \text{ eV}$ ,  $\Theta = 0 - 40^\circ$ )

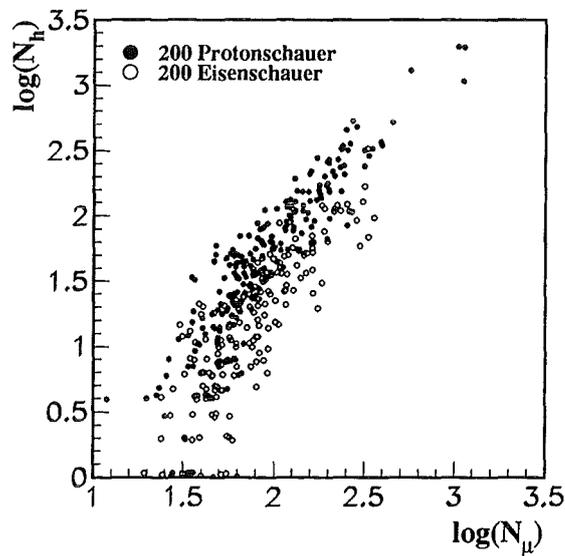


Abbildung 14: Zweidimensionale Darstellung der Hadron- und Myonzahl im Zentralbereich ( $R < 8 \text{ m}$ ,  $E_{\mu,h} > 2 \text{ GeV}$ ) hochenergetischer Schauern ( $E = 10^{15} - 10^{16} \text{ eV}$ ,  $\Theta = 0 - 40^\circ$ )

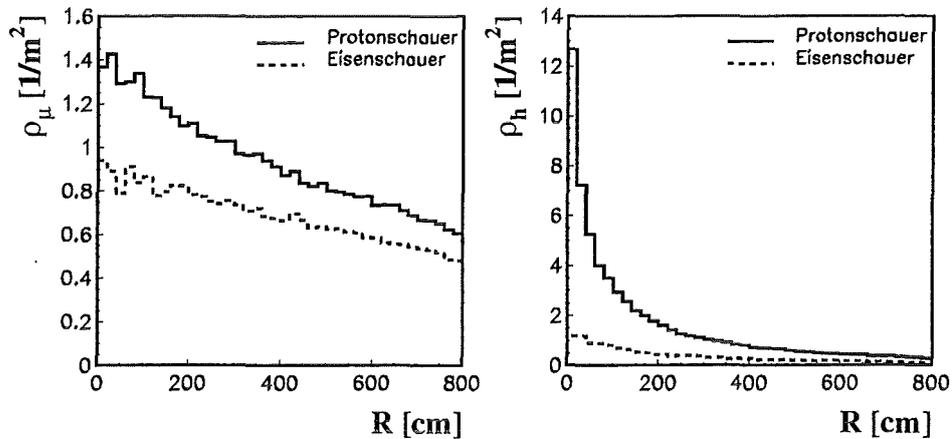


Abbildung 15: Mittlere Lateralverteilungen von Myonen und Hadronen im Zentralbereich bei eisen- und protoninduzierten Schauern ( $E = 10^{15} - 10^{16}$  eV,  $\Theta = 0 - 40^\circ$ ,  $E_{\mu,h} > 2$  GeV)

der Schauerentwicklung bei Primärteilchen gleicher Energie durch die unterschiedliche Energie pro Nukleon des Atomkernes [38]. Je höher die Energie pro Nukleon und damit je kleiner die primäre Masse, desto tiefer kann der Kern in die Atmosphäre eindringen. Aus der longitudinalen Schauerentwicklung ergeben sich dann auf Beobachtungsniveau für jede Komponente Differenzen in der Teilchenzahl und ihrer lateralen Verteilung. Je tiefer die Kerne in die Atmosphäre eindringen, desto später erreicht die elektromagnetische Komponente ihr Maximum; dies drückt sich im Schaueralter (age) dadurch aus, daß die Schauer im Mittel jünger sind (Abb. 12b). Allerdings sind bei einem Nukleon (Proton) die intrinsischen Fluktuationen wesentlich höher als bei 56 Nukleonen (Eisenkern). Je weiter das Schauermaximum vom Beobachtungsniveau entfernt liegt, desto eher sterben weite Teile der elektromagnetischen Komponente aus (Abb. 12a). Je kleiner die Energie pro Nukleon, desto häufiger sind hadronische Wechselwirkungen in der Atmosphäre, d.h. desto mehr geladene Hadronen werden erzeugt, haben allerdings eine höhere Wahrscheinlichkeit in Myonen zu zerfallen. Daraus folgt im Mittel eine höhere Myonzahl auf Beobachtungsniveau für eiseninduzierte Schauer bei einer eher etwas niedrigeren mittleren Hadronzahl als für protoninduzierte Schauer (Abb. 12c und 12d).

Für den Zentraldetektor von KASCADE sind vor allen Dingen die Hadron- und Myonkomponente im zentralen Bereich des Schauers interessant (weniger als 8 m vom Schauerzentrum entfernt). Abbildung 13 zeigt die Multiplizitäten aller inneren Hadronen und Myonen oberhalb 2 GeV, die allerdings

nicht exakt zu bestimmen sind, da Detektoreffekte wie Flächenbelegung und Auflösungsvermögen die Messung dieser Größen erschweren. Schauer gleicher Primärenergie haben im Zentrum des Schauers in etwa die gleiche Anzahl von Myonen, bei etwas unterschiedlicher Hadronzahl. Allerdings bewirkt eine zweidimensionale Darstellung dieser Parameter eine Trennmöglichkeit, da beide Multiplizitäten in etwa logarithmisch mit der Energie steigen (Abb. 14). Eine zusätzliche Ausnutzung der lateralen Verteilung der Myonen im Zentralbereich kann die Trennqualität noch verbessern (Abb. 15). Voraussetzung hierfür ist eine gute räumliche Auflösung von nachgewiesenen Hadronen und Myonen. Dies erscheint mit Hilfe der ortsempfindlichen Vieldraht-Proportionalkammern zumindest für die Myonverteilung erreichbar.

### 3.3 Die Detektorsimulation

Um gemessene Schauerdaten rekonstruieren und interpretieren zu können, wird an die mit CORSIKA durchgeführte Simulation der Schauerentwicklung eine detaillierte Detektorsimulation angeschlossen. Diese ist notwendig, um die Effekte der verschiedenen Absorber, die geometrische Anordnung und das physikalische Verhalten der Detektoren kennen und verstehen zu lernen. Das Simulationsprogramm basiert auf dem CERN-GEANT3 (Version 3.21) Programmpaket [39] und ermöglicht die Beschreibung von Teilchendetektoren in bezug auf ihre geometrische und materielle Beschaffenheit. Der geometrische Aufbau des Zentraldetektors von KASCADE, wie er in der Simulation gesehen wird, läßt sich in 4 Teilbereiche aufgliedern:

1. Alle Absorberschichten im Zentraldetektor (siehe Abb.3), das heißt 5 cm Blei, alle Lagen des Eisenkalorimeters und die Betondecke des Kellers werden in ihren geometrischen Maßen und materiellen Konstanten korrekt wiedergegeben. Die sensitiven Lagen des Kalorimeters werden vernachlässigt.
2. Die Szintillatorebene in der dritten Absorberlage ist in einer sehr detaillierten Weise dargestellt und repräsentiert die realen Detektoren in allen physikalischen und geometrischen Größen.
3. Anstelle der MWPC wird unterhalb der Betondecke im Keller ein Gasvolumen der Dicke einer Myonkammer simuliert, das eine Ausdehnung über die gesamte Kellerfläche hat. Dieser "ideale" Detektor ermöglicht die Untersuchung des physikalischen Einflusses der Absorberschichten auf die Endteilchen der Schauersimulation ohne die Störung der geometrischen und apparativen Beschränktheiten der Vieldraht-Proportionalkammern und der Rekonstruktion. Parallel dazu beinhaltet die Detektorsimulation auch eine

#### 4. sehr detaillierte Simulation der Vorgänge in dem System der MWPC.

Jeder mit CORSIKA generierte Schauer wird dreimal für die Detektorsimulation verwendet. Einmal wird der Core gleichverteilt bis zu einem radialen Abstand von 3 m um die Mitte des Zentraldetektors gelegt, einmal gleichverteilt zwischen den radialen Abständen 3 und 10 m und einmal zwischen 10 und 20 m. In erster Linie sollen Luftschauer untersucht werden, deren Zentrum in der Mitte des Zentraldetektors liegt. Die Auflösung bei der Schauerzentrumsbestimmung durch das Array für zentral gefallene Schauer wird mit  $< 3$  m angegeben [40]. Für einen direkten Vergleich dienen also die simulierten Schauer der ersten Gruppe. Die beiden anderen Gruppen dienen im wesentlichen zur Überprüfung der Schauerselektion (Kapitel 4.5). Alle Endteilchen der Schauersimulation, die den Zentraldetektor treffen, werden auf ihrem Weg durch die oben beschriebenen Teile 1-4 verfolgt. Alle relevanten physikalischen Wechselwirkungen der Teilchen mit Materie werden berücksichtigt und alle erzeugten Sekundärteilchen weiterverfolgt.

In der Triggerebene wird die Energie pro Detektor gesammelt, die die Teilchen eines Schauers im Szintillationsmaterial deponieren. Allerdings wird ein minimaler Energiedeposit pro Detektor gefordert, der der Ausleseschwelle der realen Detektoren von 2 MeV entspricht.

Der "ideale" Detektor im Keller hat die Ausdehnung des Kalorimeters mit 100 % sensitiver Fläche und einer perfekten Ortsauflösung, besitzt jedoch eine Erkennungsschwelle für minimal ionisierende Teilchen, die einer realen MWPC entspricht. Da sich in der Nähe des Schauerkerne bei hochenergetischen Schauern sehr viele Teilchen hoher Energie befinden, ist auch die Erzeugung von Sekundärteilchen in den Absorberschichten des Zentraldetektors ein häufiger Prozeß. Sie bilden einen nicht unerheblichen Störfaktor in der Rekonstruktion der Myonmultiplizitäten in den MWPC, insbesondere aufgrund der geringen Anzahl von nur zwei Detektorlagen bei der Spurerkennung. Zur Untersuchung des Ausmaßes und der physikalischen Grundlage solch störender Sekundärteilchen in hochenergetischen Schauern soll dieser "ideale" Detektor dienen. Abbildung 16a zeigt die Verteilung von nachweisbaren Sekundärteilchen pro primärem Myon oder Hadron. Dargestellt ist die Verteilung ab einer Multiplizität von 5 Sekundärteilchen ("Cluster"), unabhängig davon, ob das primäre Teilchen noch vorhanden ist oder nicht. Weniger als ein Prozent aller Myonen und Hadronen aus zentral gefallenen, hochenergetischen Schauern produzieren solch einen Cluster. Die Ursache dieser Cluster können sein

- kleine elektromagnetische Schauer, induziert durch Bremsstrahlungspotonen der Myonen
- Aufschauierung von  $\delta$ -Elektronen der Myonen

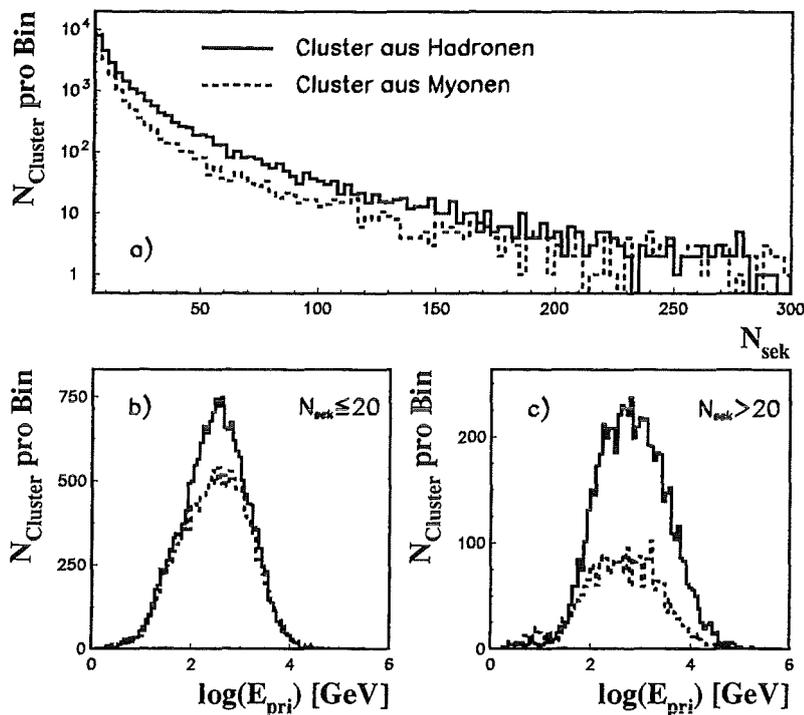


Abbildung 16: a): Anzahl der Sekundärteilchen pro Cluster bei unterschiedlichem primärem Teilchen b): primäre Energie der Mutterteilchen für kleine Cluster und c): für große Cluster

- kleine elektromagnetische Schauer, induziert durch direkte Paarproduktion der Myonen
- elektromagnetische Schauer aus überlebenden Sekundärteilchen gestopp-ter Hadronen (meist Neutronen)
- große Cluster durch den unteren Teil einer hadronischen Kaskade nicht völlig gestopp-ter Hadronen ( $E_h > 10$  TeV)
- seltener entstehen große Cluster durch nukleare Wechselwirkung von Myonen mit Materie, allerdings steigt die Wahrscheinlichkeit dafür mit wachsender Myonenenergie.

Sehr große Cluster werden häufiger von Hadronen produziert als von Myonen und hauptsächlich von sehr hochenergetischen ( $> 1$  TeV) Teilchen (Abb. 16). Dies ist im hochenergetischen Bereich in Abbildung 16c zu erkennen, wo auch die Cluster mit den höchsten Multiplizitäten liegen. Abbildung 17 zeigt die Korrelation von Energie und Abstand zum Schauerker- n für Myonen und

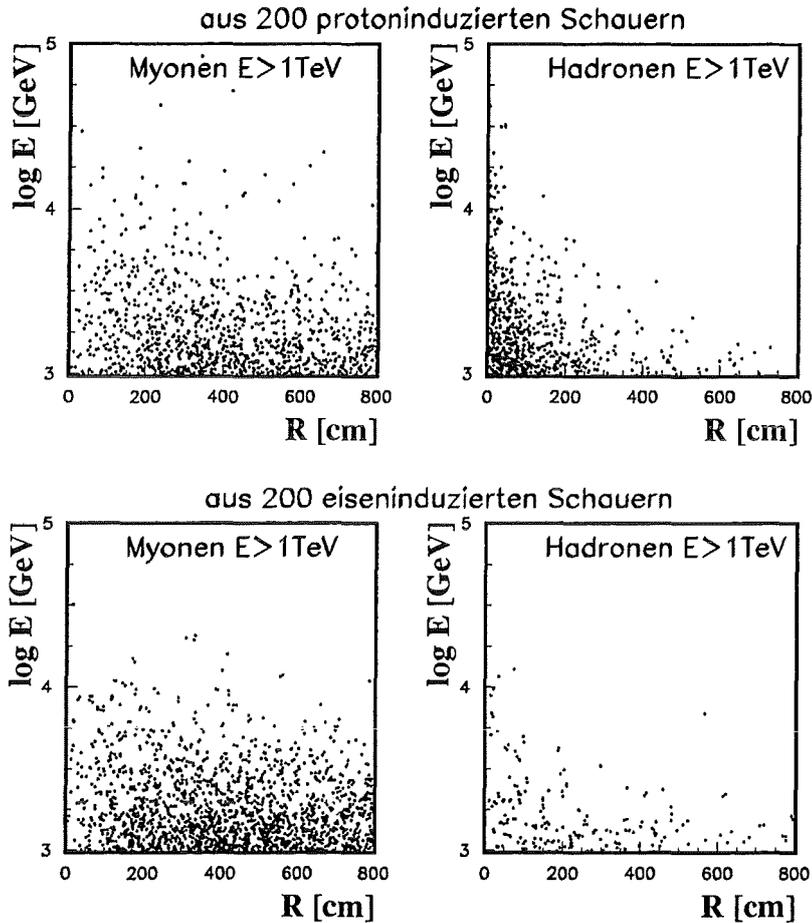
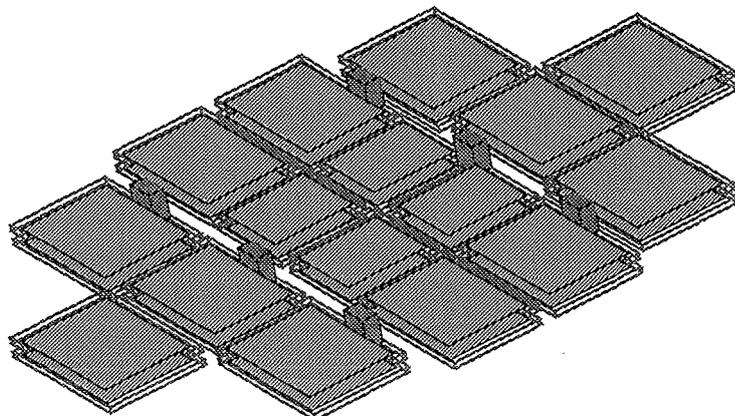


Abbildung 17: Korrelation von Energie und Abstand zum Schauerkern für die höchstenergetischsten Myonen und Hadronen in eisen- und protoninduzierten Schauern ( $E > 10^{15}$  eV,  $E \sim E^{-3.0}$ )

Hadronen oberhalb 1 TeV im Vergleich zwischen protoninduzierten und eiseninduzierten Schauern. Hier ist ein deutlicher Unterschied besonders in der Hadronverteilung zu erkennen: protoninduzierte Schauer konzentrieren mehr Teilchenenergie im innersten Kern des Schauers ( $R < 2$  m) als eiseninduzierte Schauer. Bei eiseninduzierten Schauern ist die Myonverteilung im gesamten Bereich eher gleichverteilt, Myonen mit Energien oberhalb 10 TeV kommen praktisch nur in protoninduzierten Schauern vor. Dies bedeutet, daß eine Messung der Cluster im System der MWPC sensitiv auf die Lateralverteilung der höchstenergetischen Teilchen im Schauer ist. Werden somit die bei der Myon-suche störenden Cluster in der Analyse geeignet berücksichtigt, gewinnt man Zusatzinformationen für die Rekonstruktion der primären Masse (Kapitel 5).



Sensitive Fläche:  $2 \times 131 \text{ m}^2$   
 Kellerfläche:  $20 \times 16 \text{ m}^2$

Abbildung 18: Schematische Darstellung des MWPC-Setups aus der GEANT-Simulation

Parallel zum "idealen" Detektor wird eine sehr detaillierte Simulation der realen Vieldraht-Proportionalkammern durchgeführt. Obwohl die MWPC in Leichtbauweise konstruiert wurden, werden durch die Aufhängungen aus Stahl in nächster Umgebung der Kammern Sekundärteilchen (im wesentlichen  $\delta$ -Elektronen) erzeugt, die bis ins Gasvolumen dringen und dort mit ihrem Energiedeposit die Ansprechschwellen der Drähte überschreiten können. Deshalb wird das ganze MWPC-System (Abb. 18) exakt in Geometrie und Material simuliert. Dazu gehört das Gasvolumen der Kammern mit einer Simulation des Gasmisches, der Aufbau der Kammern mit dem inneren Rahmen aus Fiberglas, die wabenförmigen Polyethylenzellen und den äußeren U-förmigen Aluminiumschienen, sowie das komplette Aufhängesystem der Kammern aus Stahl. Zusätzlich werden die Betonpfeiler des KASCADE Kellers, die sich in direkter Nachbarschaft zu den Kammern befinden, simuliert, denn ein Myon kann bei schrägem Einfall im Beton wechselwirken und Sekundärteilchen in die MWPC streuen. Insbesondere die Stahlaufhängung trägt sehr zur Erzeugung von niederenergetischen  $\delta$ -Elektronen bei (die zumindest in einer Lage nachgewiesen werden), da zwischen den beiden Kammerlagen jeweils zwei Stahlträger querlaufen.

Kann ein Teilchen aufgrund seines Energiedeposits im Gasvolumen nachgewiesen werden, so wird seine Position in der Kammer in angesprochene Streifen und Drähte konvertiert. Die Multiplizität der angesprochenen benachbarten Streifen und Drähte richtet sich dabei nach mittleren Verteilungen aus Schauermessungen. Dies bewirkt automatisch eine Berücksichtigung

der Winkel- und Ortsabhängigkeit dieser Multiplizitäten in der Simulation, da die simulierten Schauer der Realität entsprechende Winkel- und Energieabhängigkeiten besitzen. Die Spur sehr vieler Sekundärteilchen verläuft sehr nahe ( $< 1$  cm) an der primären Spur. Sie sind also nach der Konvertierung in vielen Fällen nicht mehr nachweisbar, was in der Simulation dadurch berücksichtigt wird, daß jeder Draht oder Streifen nur einmal pro Schauerereignis ansprechen kann, wie es auch aufgrund der digitalen Auslese bei den realen Ereignissen der Fall ist. Alle "angesprochenen" Drähte und Streifen werden für jedes Ereignis in dem Format abgespeichert, in dem auch die real gemessenen Daten aufgezeichnet werden und sind somit den gleichen Rekonstruktions- und Analysealgorithmen zugänglich.

## 4 Die Messung und Rekonstruktion von Luftschauern

Mit den in Kapitel 2 beschriebenen Konfigurationen wird die Messung von ausgedehnten Luftschauern mit verschiedenen Triggerbedingungen durchgeführt. Sowohl die gemessenen als auch die simulierten Rohdaten werden dann den gleichen Rekonstruktionsalgorithmen unterzogen. Rekonstruktion des Ereignisses heißt, aus den direkten Detektorsignalen pro Schauer verschiedene Parameter zu gewinnen, die eine physikalische Aussage über das Ereignis geben können. Die Interpretation dieser Parameter kennzeichnet dann die Analyse der Daten.

Solche Parameter sind in erster Linie die deponierte Energie pro Szintillationsdetektor in der Triggerebene und im System der MWPC die Anzahl der nachgewiesenen Myonen. Hierbei teilt sich die Myonsuche in zwei Abschnitte. Der erste Schritt rekonstruiert Durchstoßpunkte in jeder einzelnen Kammer, was einer zweidimensionalen Rekonstruktion entspricht. Der zweite Schritt, die dreidimensionale Rekonstruktion, betrifft dann die Spursuche von Myonen in beiden Kammerlagen. Die Rekonstruktion der Daten liefert allerdings noch eine Vielzahl weiterer Schauerparameter, auf die in den nächsten Abschnitten näher eingegangen wird.

Mit diesen Größen wird eine Schauerselektion durchgeführt, um aus allen aufgenommenen Daten hochenergetische und zentral gefallene Schauer zu extrahieren. Jeder rekonstruierte Parameter und jeder Schnitt in der Selektion mit diesen Parametern wird anhand von Simulationen auf Qualität und Unsicherheiten überprüft.

### 4.1 Die Messung von ausgedehnten Luftschauern

Die Meßdaten der hier vorliegenden Arbeit wurden mit den in den vorherigen Kapiteln beschriebenen Konfigurationen in einem Zeitraum von etwa vier Monaten aufgenommen. Ab März 1996 liefen Tests und Messungen mit allen Detektoren einschließlich eines gemeinsamen Datenaufnahmeprogramms für das KASCADE Experiment an, was eine Weiterführung der hier dargestellten Messung nicht erlaubte. Zur Analyse gelangen nur die Daten solcher Runs, bei denen alle Detektorkomponenten einwandfrei arbeiteten und die mittlere Effizienz der Kammern mehr als 90 % beträgt. Dadurch ergaben sich 52 Runs mit insgesamt 1222 Stunden Meßzeit. In dieser Zeit wurden mehr als 320000 ausgedehnte Luftschauer aufgenommen und ihre Rohdaten abgespeichert.

Um die Szintillationsebene als unabhängigen Detektor zu betreiben, wird das KASCADE Top-Cluster benutzt, auf die elektromagnetische Komponente der ausgedehnten Luftschauer zu triggern. Das Top-Cluster setzt sich aus 16

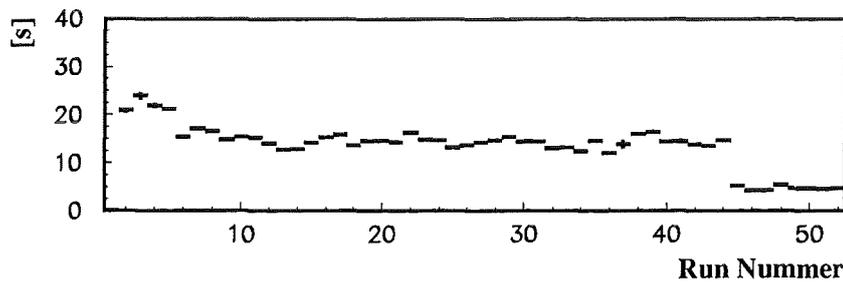


Abbildung 19: Mittlere Zeit zwischen zwei getriggerten Ereignissen pro Datenaufnahmerun (der Fehler ist der statistische Fehler der Anpassung einer Exponentialfunktion)

Einzeldetektormodulen zusammen, die in 4 Reihen zu je 4 Detektoren auf dem Dach des Zentraldetektors angeordnet sind (siehe Abb. 3). Jedes dieser Module hat zwei unabhängige Detektoren. Da hauptsächlich hochenergetische Schauer aufgenommen werden sollen, wird die Triggerbedingung relativ hart eingestellt. Die Datennahme teilte sich in drei Phasen mit unterschiedlicher Triggerbedingung:

- In jedem der vier Eckmodule muß mindestens ein Detektor ansprechen (Run 1 bis 5).
- 5 von 8 Eckdetektoren müssen ansprechen (Run 6 bis 44).
- Von allen 32 Detektoren des Top-Clusters müssen mindestens 10 ansprechen (Run 45 bis 52).

Gründe für die Wechsel der Triggerbedingung lagen in technischen Änderungen beim Aufbau der weiteren KASCADE Detektorkomponenten, und durch Ausweitung des Triggers für erste Tests des Kalorimeters.

Da für jedes Ereignis die genaue Zeit zur Komponentenzusammenführung benötigt wird, kann leicht die Zeit zwischen zwei Ereignissen pro Run bestimmt werden. Die Verteilung dieser Zeiten entspricht einer Exponentialfunktion, da die Schauer statistisch unabhängige Ereignisse darstellen. Nach Anpassung einer Exponentialfunktion an die Verteilung der Zeitunterschiede erhält man die mittlere Zeit zwischen zwei Schauern pro Run. Wie in Abbildung 19 zu sehen ist, ändert sich durch eine Änderung der Triggerbedingung die Datenrate der Messung. Die Fehlerbalken in dieser Darstellung geben den statistischen Fehler der entsprechenden Runs ab. Die Schwankungen in den mittleren Zeiten bei gleicher Triggerbedingung sind bedingt durch

Luftdruck- und Temperaturschwankungen in der Atmosphäre und im Rahmen bereits gemessener Schwankungen [41]. Die Konstanz in der Verteilung zeigt die für die Auswertung wichtige Langzeitstabilität der Triggerkoinzidenzen und damit der Triggerwahrscheinlichkeit. Wie eine Simulationsstudie zeigte, sind die für die angestrebte Analyse wichtigen hochenergetischen, zentralen Schauer bei allen drei Triggerbedingungen akzeptiert [42]. Doch sind in diesen drei Triggerbedingungen auch genügend Ereignisse mit kleiner Dichte in den Myonkammern vorhanden, um mit ausreichender Statistik die Effizienzbestimmung durchzuführen. Mit einem ersten Schnitt auf mindestens 30 angesprochene Szintillationszähler in der Triggerebene bleiben 89489 ausgehende Luftschauer zur weiteren Auswertung.

## 4.2 Rekonstruktionen in der Szintillationsebene

Mittels der in Kapitel 2.4 vorgestellten Kalibration wird aus jedem ADC-Wert der 432 Szintillationsdetektoren ein Energiedeposit bestimmt. Die Summe der deponierten Energie aller Detektoren ist bei zentral gefallenen Schauern größer, je größer die Primärenergie des Schauers ist. Diese Korrelation ist allerdings aufgrund hoher Fluktuationen in den Schauern und (bezogen auf die radiale Schauerausdehnung) kleinen sensitiven Meßfläche, quantitativ nicht nutzbar. Die geometrische Anordnung der angesprochenen Detektoren unter Hinzufügung der deponierten Energie pro Detektor weist jedoch auf die Lage des Schauerzentrums hin. Hohe Energiedeposite können nur durch hochenergetische Hadronen auftreten, welche sich wiederum nur im Zentrum eines Schauers befinden. Angesprochene Detektoren mit kleinem Energiedeposit geben Hinweise auf die Verteilung der Myonen im Schauerkerneln. Abbildung 20 zeigt die Multiplizitätsverteilung und die Summe der Energiedeposite der angesprochenen Triggerdetektoren pro Ereignis für alle ausgewerteten Schauer. Am steilen Abfall der Energiesumme läßt sich die Energie-

Parameter	Erklärung
$E_{dep}$	gesamte deponierte Energie in der Triggerebene
$E_{dep}^{in}$	deponierte Energie der inneren Detektoren (< 3 m)
$N_{szin}$	Anzahl angesprochener Detektoren (max 432)
$N_{szin}^{in}$	Anzahl angesprochener innerer Detektoren (< 3 m)
$X_E, Y_E$	Ort des Energieschwerpunktes
$X_N, Y_N$	Ort des Schwerpunktes angesprochener Detektoren
$X_{ESUM}, Y_{ESUM}$	Ort des aufsummierten Energieschwerpunktes
$X_{NSUM}, Y_{NSUM}$	Ort des Schwerpunktes der aufsummierten Detektoren

Tabelle 2: Auflistung der in der Triggerebene rekonstruierten Parameter

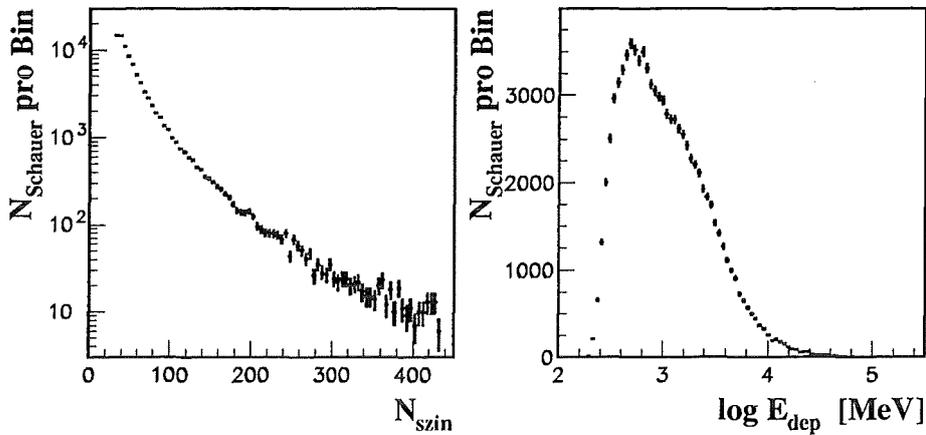


Abbildung 20: Multiplizitätsverteilung der angesprochenen Detektoren und Verteilung der Summe der deponierten Energie pro Ereignis in allen gemessenen Schauern

korrelation erkennen. Für alle jene Detektoren, deren Mittelpunkte innerhalb der ersten 3 m um das Zentrum des Zentraldetektors liegen, wird eine innere Multiplizität  $N_{szin}^{in}$  und ein innerer Energiedeposit  $\sum E_{dep}^{in}$  definiert. Weiterhin wird für jeden Schauer der x- und y-Ort des Energieschwerpunktes und des Ortsschwerpunktes der angesprochenen Detektoren bestimmt. Zusätzlich zu den Schwerpunkten der direkten Verteilungen werden die Schwerpunkte für aufsummierte Energiedeposite berechnet. Dazu wird jedem Detektor (bis auf die Detektoren der zwei Randreihen) die Energie seiner unmittelbaren Nachbarn und deren Nachbardetektoren aufsummiert. Dadurch erreicht man eine Ausschmierung von starken Fluktuationen im Energiedeposit einzelner Detektoren. Diese können durch die Aufschauierung eines relativ niederenergetischen Hadrons direkt in Höhe der Triggerebene entstehen. Dadurch kann ein hochenergetisches Hadron vorgetäuscht werden, da nur eine Lage zur Kalorimetrie zur Verfügung steht. Tabelle 2 gibt eine Aufistung der rekonstruierten Parameter in der Szintillatorebene.

Neben Myonen und Hadronen können auch sehr hochenergetische Elektronen Signale in der Szintillatorebene verursachen. Dieser "punch-through" von Elektronen ist besonders bei hochenergetischen Schauern im Zentrum zu erwarten. Aufgrund des sehr großen Rechenzeitaufwandes in CORSIKA und GEANT für Schauer, die mit dem EGS-Code berechnet werden, sind alle Simulationen nur mit der NKG-Näherung gerechnet. Für das MWPC-System stellt dies keine Probleme dar, da die Absorberschicht oberhalb der

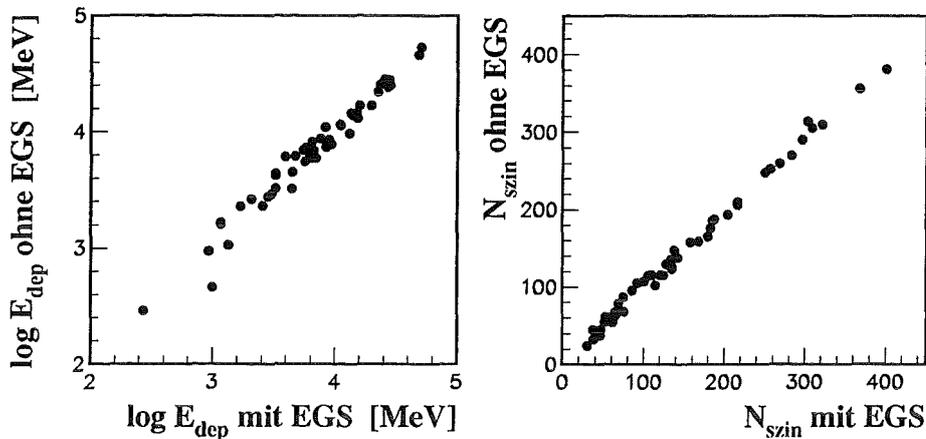


Abbildung 21: Vergleich der physikalischen Parameter von Detektorsimulationen der gleichen Schauer mit und ohne  $e/\gamma$ -Komponente zur Untersuchung des "punch-through"-Einflusses

Myonkammern die elektromagnetische Komponente auf jeden Fall stoppt. Oberhalb der Triggerebene liegen allerdings nur 5 cm Blei und 36 cm Eisen als absorbierendes Material. Um den Einfluß dieses "punch-throughs" in den rekonstruierten Parametern der Simulationen zu untersuchen, wird ein kleines Sample von hochenergetischen Schauern (Proton,  $E > 10^{15}$  eV, Winkelspektrum) mit der EGS-Option generiert und die Detektorsimulation einmal mit allen Teilchen und einmal nur mit Myonen und Hadronen durchgeführt. Abbildung 21 zeigt, daß in den beiden wichtigen Parametern  $E_{dep}$  und  $N_{szin}$  die Änderung zu höherer Multiplizität oder höherer deponierter Energie zu vernachlässigen ist. Die Simulation zeigt, daß die intrinsischen Fluktuationen der physikalischen Wechselwirkungen größer sind als der Effekt des "punch-throughs".

### 4.3 Rekonstruktion von Durchstoßpunkten in den Myonkammern

Die Rohdaten der Ereignisse enthalten für jede einzelne MWPC die Nummern der angesprochenen Drähte und Streifen getrennt für die drei Nachweisebenen aufgelistet [43]. Beim Durchgang eines Teilchens durch den Gasdetektor sprechen in jeder Ebene ein oder mehrere benachbarte Kanäle an. Die Multiplizität solch einer Gruppe benachbarter Kanäle hängt bei den Kathoden im

wesentlichen von der einstellbaren Schwelle ab und liegt für Myonen im Mittel bei 3.5. Bei den Anoden erwartet man aufgrund der zwischen den Anoden angebrachten Potentialdrähte einen wahrscheinlichsten Wert dieser Multiplizität von Eins. Bei der Rekonstruktion werden aus den jeweiligen Gruppen jeder Nachweisebene Schnittpunkte aller drei Ebenen gesucht, und die Koordinaten des Durchstoßpunktes (Hits) berechnet.

Um bei Ereignissen mit vielen Teilchen in einer Kammer eine gute Auflösung zu erreichen, wird eine maximale Gruppenmultiplizität vorgegeben. Sie liegt für die Kathoden bei 10 und bei den Anoden bei 5. Gibt es mehr direkt benachbarte Kanäle, werden sie je nach Multiplizität in mehrere Gruppen aufgeteilt. Nach der Schwerpunktsbestimmung jeder Gruppe werden getrennt für obere Kathode mit Anode und unterer Kathode mit Anode alle Schnittpunkte bestimmt. Liegen zwei solcher Schnittpunkte innerhalb einer Toleranz von 1.5 cm senkrecht zur Anodenrichtung und 3.5 cm parallel dazu in Übereinstimmung, wird der Schwerpunkt der Schnittpunkte als Hit bezeichnet. Da alle Anoden in y-Richtung angebracht sind, und ihr Abstand zueinander 1.27 cm beträgt, ist die Wahrscheinlichkeit hoch, daß der obere und untere Schnittpunkt eines Hits der gleichen Anodengruppe zugeordnet ist. Die Toleranz parallel zu den Anoden läßt dem Schwerpunkt in den Kathodengruppen etwas mehr Spielraum, was auch aufgrund der höheren und stärker fluktuierenden Gruppenmultiplizität einsichtig ist. Alle so gefundenen Hits werden akzeptiert, was auch Hits mit teilweise identischen Streifen- und Drahtnummern zur Folge hat. Auch eventuelle Mehrdeutigkeiten in der Rekonstruktion werden in Kauf genommen, da eine Reduzierung dieser Vieldeutigkeiten durch die Spurrekonstruktion erreicht wird.

Bei der Rekonstruktion hochenergetischer Schauer ist die Wahrscheinlichkeit einer hohen Teilchendichte in den großflächigen Kammern groß. Besonders die in Kapitel 3.3 behandelten Cluster bilden eine große Anzahl von Hits auf sehr engem Raum, da die transversale Ausdehnung eines sekundären Schauers im Bereich der MWPC  $50 \cdot 50 \text{ cm}^2$  selten übersteigt. Wie Abbildung 22 verdeutlicht, wird in solchen Bereichen allerdings die Rekonstruktion einzelner Durchstoßpunkte schwierig. Deshalb erfährt jede Kammer bei der Rekonstruktion eine Durchmusterung nach solchen Clustern. Dies geschieht in ähnlicher Weise wie die Rekonstruktion von einzelnen Durchstoßpunkten, nur daß die Multiplizität der Gruppen deutlich größer sein darf, und innerhalb einer Gruppe nicht angesprochene Kanäle toleriert sind. Eine solche Gruppe muß in den Kathoden mindestens 14 Streifen (10 Anodendrähte) besitzen, bei einer maximalen Lücke von nebeneinander liegenden 10 Streifen (6 Drähte) innerhalb der Gruppe. Dieses Verfahren ergibt neben dem Ort und der Anzahl rekonstruierter Hits auch Zahl und Ort von Clustern innerhalb jeder Kammer.

Um für die Spurrekonstruktion der Myonen einen Anhaltspunkt für die

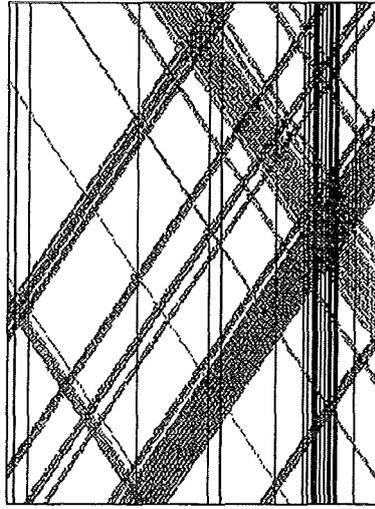


Abbildung 22: Beispiel aus den realen Rohdaten einer MWPC mit typischem Bild eines Clusters

Schauerrichtung zu erhalten (was gleichbedeutend ist mit der Richtung der meisten Myonen), wird auf die Hitverteilung in den Kammern das Verfahren der Kreuzkorrelation angewendet. Sie sucht durch eine globale Verschiebung der beiden Kammerebenen des gesamten MWPC Systems den mittleren Winkel der durch beide Kammern durchgestoßenen Teilchen. Jeder Hit wird in seiner Ebene und getrennt in x- und y-Richtung parametrisiert, indem ihm am Ort seiner Rekonstruktion der Wert 10, einen Zentimeter rechts und links der Wert 5 und zwei Zentimeter daneben der Wert 1 zugeordnet wird. Aufgrund hoher Rechenzeiten wird die Kreuzkorrelation getrennt in x- und y-Richtung in diskreten 1 cm Schritten durchgeführt. Summiert ergeben alle Werte der parametrisierten Hits in der oberen und unteren Ebene jeweils eine Funktion  $W(x_o)$  und  $W(x_u)$ , bzw.  $W(y_o)$  und  $W(y_u)$ . Die Maximierung der Funktionen

$$F_{x_o x_u}(\tau_x) = \sum_{\tau_x=-100}^{\tau_x=100} W(x_o) \cdot W(x_u + \tau_x)$$

und

$$F_{y_o y_u}(\tau_y) = \sum_{\tau_y=-100}^{\tau_y=100} W(y_o) \cdot W(y_u + \tau_y)$$

ergibt mit den beiden so bestimmten  $\tau$ -Werten die Einfallswinkel  $\Theta_{KK}$  und  $\Phi_{KK}$  des Schauers. Abbildung 23 zeigt die Qualität dieser Rekonstruktion der Schauerrichtung anhand von Simulationen von hochenergetischen Schauern, die ihr Zentrum gleichverteilt in bis zu 20 m Abstand vom Kellermittelpunkt

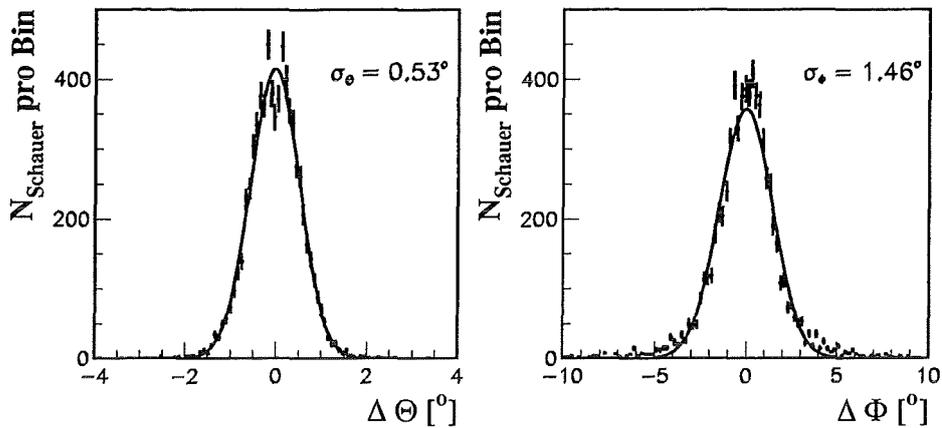


Abbildung 23: Winkelaufösung der Richtungsbestimmung der Schauer mit der Kreuzkorrelationsmethode

haben und in der Energie- und Winkelverteilung bis  $40^\circ$  der Realität entsprechen. Die starken Schwankungen von benachbarten Punkten in Abbildung 23 beruhen auf der diskreten Kreuzkorrelation in 1 cm Schritten, die bestimmte Richtungen bevorzugt.

#### 4.4 Rekonstruktion von Myonspuren

Unter der gerechtfertigten Annahme, daß die Myonen eines Schauers parallel zur Schauerrichtung einfallen, ist es möglich, mit Hilfe des mittleren Schauerwinkels aus der Kreuzkorrelation eine Myonspurrekonstruktion im System der MWPC durchzuführen, obwohl nur zwei Lagen als Information zur Verfügung stehen. Detektorsimulationen zeigen, daß die Mehrzahl aller Sekundärteilchen (außer in Clustern) aus niederenergetischen Elektronen bestehen, und meist nur in jeweils einer Kammer eines Paketes nachgewiesen werden. Somit ist eine Spur durch Punkte beider Kammerlagen, deren Winkel näherungsweise der mittleren Schauerrichtung entspricht, mit hoher Wahrscheinlichkeit ein durchdringendes Myon aus dem Schauer. Die folgenden Rekonstruktions-schritte werden für jedes Kammerpaket einzeln durchgeführt. Der Rahmen der MWPC und die Abstände der Pakete zueinander ist so groß, und der vertikale Abstand der Kammern mit 38 cm dagegen so klein, daß keine Spuren über zwei unterschiedliche Kammerpakete möglich sind.

Für die Rekonstruktion der Myonspuren werden die Durchstoßpunkte der beiden Kammern in zwei Listen abgelegt und zuerst jede Kombination als

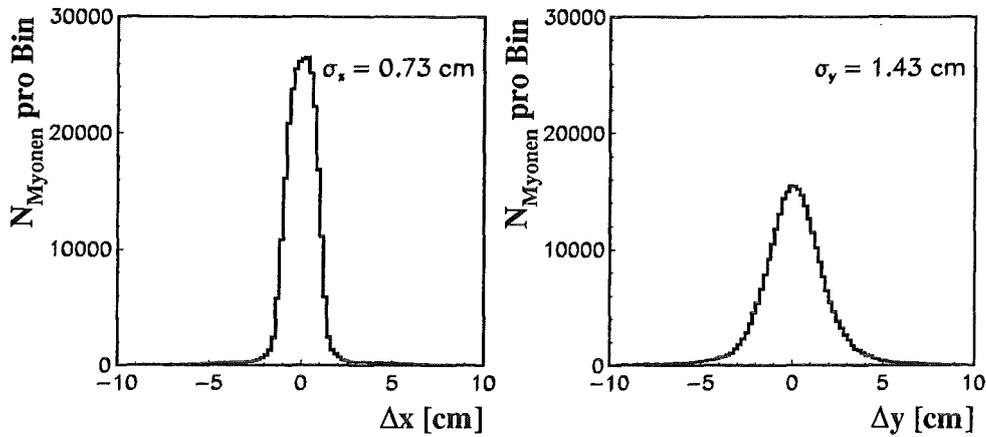


Abbildung 24: Ortsauflösung der Spurrekonstruktion für Myonen aus hochenergetischen, zentralen Schauern

Spur festgelegt und die Winkel berechnet. Liegen Durchstoßpunkte innerhalb eines rekonstruierten Clusters, so wird nur der Mittelpunkt des Clusters als Hit verwendet. Weicht der Zenitwinkel der Spur um mehr als  $\pm 15^\circ$  und der Azimut um mehr als  $\pm 45^\circ$  von den Winkeln aus der Kreuzkorrelation ab, so wird die Spur verworfen. Bei sehr kleinen Zenitwinkeln ( $\Theta_{KK} < 2^\circ$ ) wird der Schnitt auf den Azimutwinkel nicht angewendet. Da nur der Zenitwinkel eines Luftschauers in dieser Analyse ein wichtiger Parameter ist, werden hier keine Relativwinkel betrachtet, sondern die Abweichungen in Zenit und Azimut getrennt behandelt. Gehen mehrere Spuren durch ein und denselben Durchstoßpunkt, wird jeweils diejenige Spur verwendet, deren Abweichung zu den Kreuzkorrelationswinkeln geringer ist. Jeder Hit führt damit zu höchstens einer Myonspur. Die so rekonstruierte Myonzahl pro Schauer wird als  $N_\mu^*$  bezeichnet. Abbildung 24 zeigt die Ortsauflösung der rekonstruierten Myonen. Es handelt sich dabei um Myonen aus hochenergetischen, zentralen Schauern, was die Rekonstruktion aufgrund der auftretenden Sekundärteilchen gegenüber einzelnen Myonen verschlechtert. Die Ortsauflösung wird nach einer Anpassung einer Gaußverteilung auf  $\sigma_x = 0.73$  cm senkrecht zu den Anoden und auf  $\sigma_y = 1.43$  cm parallel zu den Anodendrähten bestimmt. Der "wahre" Ort der Myonen ist aus der Detektorsimulation nach der Durchdringung des Absorptionsmaterials entnommen. Es handelt sich somit um die Auflösung innerhalb der Rekonstruktion, nicht eingerechnet sind eventuelle Streuungen im Durchgang durch den Zentraldetektor.

Die häufigste Ursache von Sekundärteilchen ist die Erzeugung von  $\delta$ -Elek-

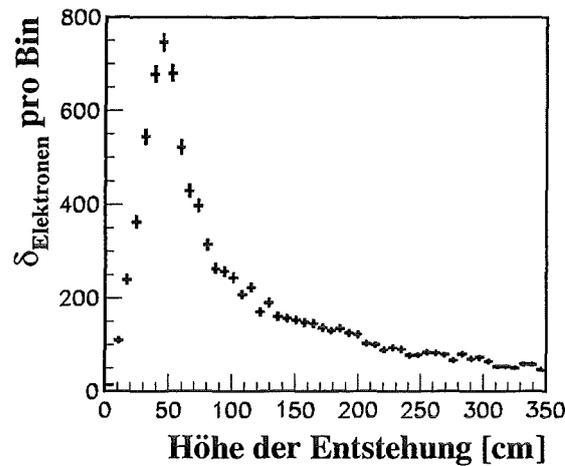


Abbildung 25: Entstehungshöhe der rekonstruierten  $\delta$ -Elektronen aus allen gemessenen Schauereignissen

tronen in dem vom Myon durchdrungenen Material. Diese Elektronspuren liegen häufig sehr nahe am Myon und zeigen in dieselbe Richtung. Ihr Energiespektrum ist stark abnehmend, kann aber bis zu sehr hohen Energien reichen, so daß selbst Elektronen tief in Material eindringen können, oder ihrerseits über Bremsstrahlungsphotonen wieder Elektronpaare (viel seltener auch penetrante Myonpaare) erzeugen können. Die Erzeugungsmechanismen der  $\delta$ -Elektronen und ihre Erkennung durch die Rekonstruktion sind durch die Detektorsimulationen bestätigt. Um die  $\delta$ -Elektronen aus den rekonstruierten Spuren zu eliminieren, werden für alle Spuren, deren Abstand in der oberen Kammer weniger als ein Meter beträgt, die geringste Distanz im Raum und der Ort dieser geringsten Distanz in  $z$ -Richtung bestimmt. Ist die Distanz kleiner als 2 cm und liegt der Ort innerhalb des Absorbermaterials, so wird diejenige Spur verworfen, die die größere Abweichung von der Schauerrichtung besitzt. Abbildung 25 zeigt die Verteilung der Entstehungshöhe der so verworfenen Spuren. Die obere Kammerebene zeichnet den Nullpunkt, während in einer Höhe von 43 cm die Betondecke des Kellers beginnt, und die ersten Eisenschichten bei Höhen von 113 cm, 134 cm und 179 cm ihr unteres Ende haben (Abb. 3). Ein rekonstruiertes  $\delta$ -Elektron tritt im Mittel alle 1000 Myonen einmal auf.

Ein weiterer Rekonstruktionsschritt ist die Suche nach großen Clustern in beiden Kammerebenen. Dabei wird der Ort der unteren Cluster mit der Schauerrichtung auf die Ebene der oberen Cluster transformiert. Liegen die Mittelpunkte zweier Cluster dann enger als 1 m zusammen, wird der Ort des

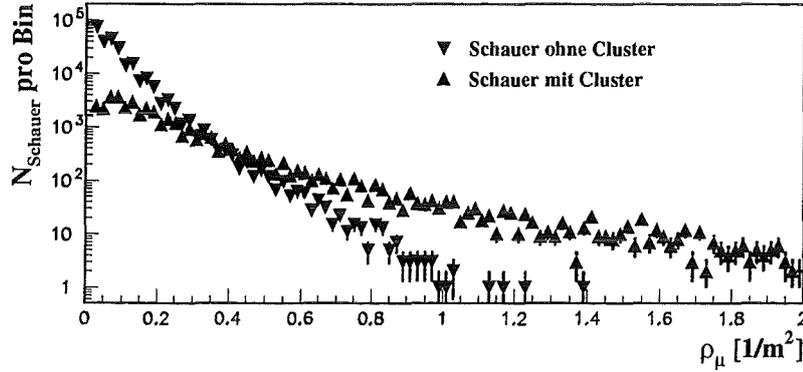


Abbildung 26: Rekonstruierte mittlere Myondichten für Schauer mit Hadroncluster und ohne Hadroncluster aller gemessenen Ereignisse

oberen Clusters als Ort eines "Hadronclusters" definiert. Abbildung 26 zeigt aus allen Daten die mittlere Myondichte  $\rho_\mu$  (Zahl rekonstruierter Myonen  $N_\mu^*$  dividiert durch die gesamte sensitive Fläche des Kellers) einmal für Ereignisse mit einem oder mehreren gefundenen Hadroncluster und einmal für Ereignisse ohne Cluster. Es bestätigt die Annahme, daß Cluster besonders in sehr hochenergetischen und zentralen Schauern auftreten, da hier auch die Myondichte größer ist, als bei niederenergetischen Schauern oder Schauern mit weit außerhalb liegendem Schauerzentrum.

Parameter	Erklärung
$N_{Hit}^{oben}$	Anzahl und Orte der rekonstruierten Hits in der oberen Ebene
$N_{Hit}^{unten}$	Anzahl und Orte der rekonstruierten Hits in der unteren Ebene
$N_\mu^*$	Anzahl und Orte der rekonstruierten Myonen
$\Theta_\mu$	Zenitwinkel der rekonstruierten Myonen
$\Phi_\mu$	Azimutwinkel der rekonstruierten Myonen
$N_\mu^{**}$	Anzahl und Orte der rekonstruierten Randmyonen
$N_{Cluster}$	Anzahl und Orte der rekonstruierten Cluster
$\Theta_{KK}$	Zenitwinkel des Schauers aus der Kreuzkorrelation
$\Phi_{KK}$	Azimutwinkel des Schauers aus der Kreuzkorrelation
$\Theta_{mean}$	Zenitwinkel des Schauers aus der mittleren Myonrichtung
$\Phi_{mean}$	Azimutwinkel des Schauers aus der mittleren Myonrichtung

Tabelle 3: Auflistung der in den Myonkammern rekonstruierten Parameter

Zusätzlich zu der rekonstruierten Myonzahl  $N_\mu^*$  aller 16 Kammerpakete werden diejenigen Hits als Myonen betrachtet, die soweit am Rand des sensi-

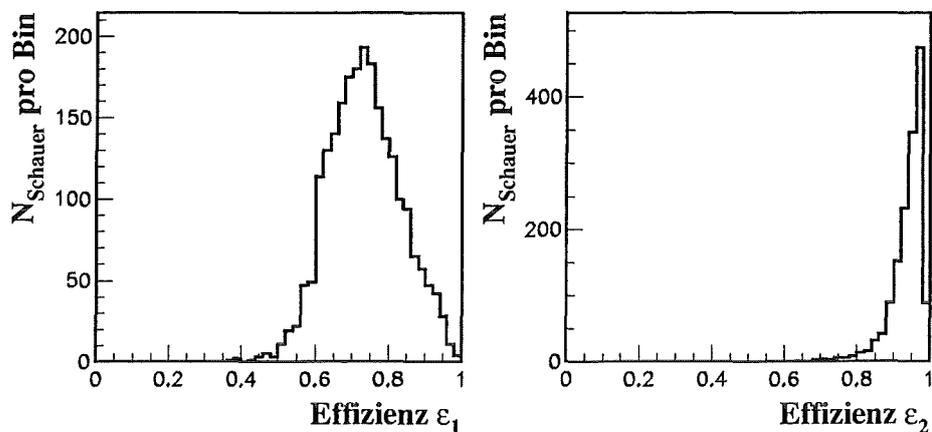


Abbildung 27: Nachweiswahrscheinlichkeiten für Myonen aus hochenergetischen, zentralen Schauern (Definition von  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  siehe Text)

tiven Volumens einer Kammer liegen, daß ihr zweiter Hit in der dazugehörigen Kammer bei einem Einfallswinkel des Myons entsprechend des Kreuzkorrelationswinkels nicht gesehen werden kann. Die Anzahl dieser sogenannten Randmyonen pro Schauer wird als  $N_{\mu}^{**}$  bezeichnet.

Soll die wirkliche Myondichte pro Flächeneinheit jedes Schauers bestimmt werden, muß die gefundene Myonzahl verschiedentlich korrigiert werden. Die linke Abbildung in 27 zeigt das Verhältnis von rekonstruierter Myonzahl  $N_{\mu}^* + N_{\mu}^{**}$  zu der Myonzahl  $N_{\mu}^{\dagger}$ .  $N_{\mu}^{\dagger}$  bezeichnet die Zahl derjenigen Myonen eines Schauers, die tatsächlich zumindest eine MWPC im System treffen. Der Verlust von im Mittel 30% in der so definierten Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_1$  der Myonen läßt sich auf die hohe Anzahl von Clustern in hochenergetischen Schauern und auf den relativ harten Winkelschnitt in der Spurrekonstruktion zurückführen. Bei Schauern geringerer Energie oder größeren Abstandes, und damit geringerer Dichte an Durchstoßpunkten, wird diese Nachweiswahrscheinlichkeit wesentlich besser. Abbildung 27 rechts zeigt den Anteil der rekonstruierten Myonen, der auch im Ort den "wahren" Myonen aus dem Schauer entspricht ( $\varepsilon_2$ ). Der fehlende Anteil zu 100% basiert hauptsächlich auf falsch interpretierten Randmyonen. Die Rekonstruktionsparameter für die Spurrekonstruktion sind so ausgelegt, daß zwar nicht jedes Myon (60%–95%) das theoretisch nachweisbar wäre, rekonstruiert werden kann, dafür aber versucht wird, Spuren aus Ambiguitäten und Sekundärteilchen zu vermeiden, so daß die Orte der rekonstruierten Myonen weitgehend richtig sind. Bei einer angestrebten Bestimmung der tatsächlichen Myonzahl im Kern hochenergetischer Schauer wären weitere Korrekturen auf die elektronische und geometri-

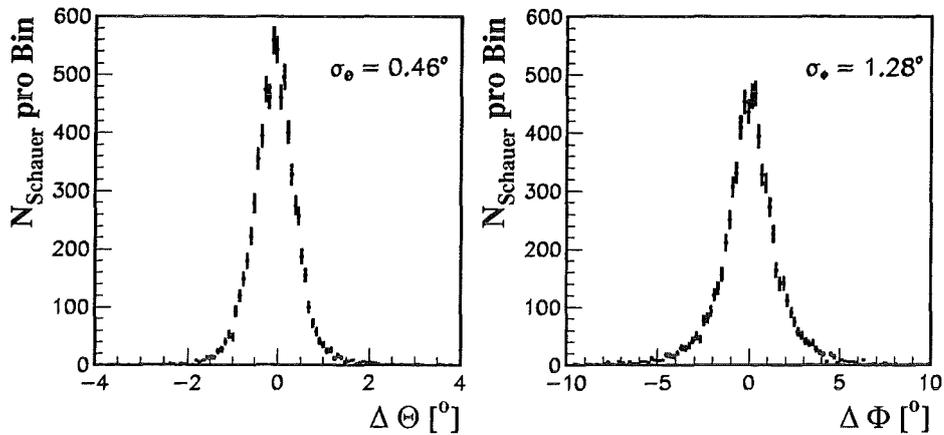


Abbildung 28: Winkelauflösung aus der Bestimmung der Schauerrichtung mittels mittlerer Myonrichtung

sche Effizienz der Kammern und auf die sensitive Fläche des Detektorsystems, abhängig von der Schauerrichtung, notwendig.

Mit Hilfe eines mittleren Spurwinkels der rekonstruierten  $N_{\mu}^*$  läßt sich eine Verbesserung der Schauerrichtung gegenüber der Richtung aus der Kreuzkorrelation erzielen (Abb. 28). Weitere Verbesserungen in der Spurrekonstruktion können erzielt werden, wenn statt des Winkels aus der Kreuzkorrelation die gut vermessene Schauerrichtung des Arrays als Vergleichswinkel benutzt wird. Bei weniger hohen Teilchendichten ist es lohnenswert, eine Spurrekonstruktion mit Hilfe der Triggerebene als dritte sensitive Lage durchzuführen. Da in dieser Arbeit nur hochenergetische und zentrale Schauer analysiert werden, die stets hohe Teilchendichten besitzen und damit auch die Anzahl der angesprochenen Szintillationsdetektoren sehr hoch ist, wurde in der hier vorliegenden Analyse darauf verzichtet.

## 4.5 Die Datenselektion

Aus den fast 90000 gemessenen und rekonstruierten Luftschauern wird versucht, mit Hilfe geeigneter Schnitte in den gewonnenen Parametern hochenergetische ( $E > 10^{15}$  eV) und zentrale ( $R < 3$  m) Schauer anzureichern, um diese einer Analyse zur Bestimmung ihrer chemischen Zusammensetzung zuzuführen. Damit Korrelationen zwischen den Schnittparametern und Analyseparametern vermieden werden, werden für beide Schritte unterschiedliche Parameter verwendet. Dies bedeutet, daß nur mit Hilfe der Szintillationsebe-

ne (bis auf einen Multiplizitätsschnitt auf die Myonzahl) die Datenselektion durchgeführt wird, und sich die Analyse im wesentlichen auf Parameter der MWPC bezieht. Anhand von Simulationen wird die Qualität einzelner Schnittparameter überprüft, die Selektionseffizienz bestimmt und die Sensitivität der Schnitte bezüglich der primären Masse getestet. Dabei muß gewährleistet sein, daß die Parameter in Simulation und Daten sich gleich verhalten, das heißt, die Simulationen die realen Daten in guter Weise repräsentieren.

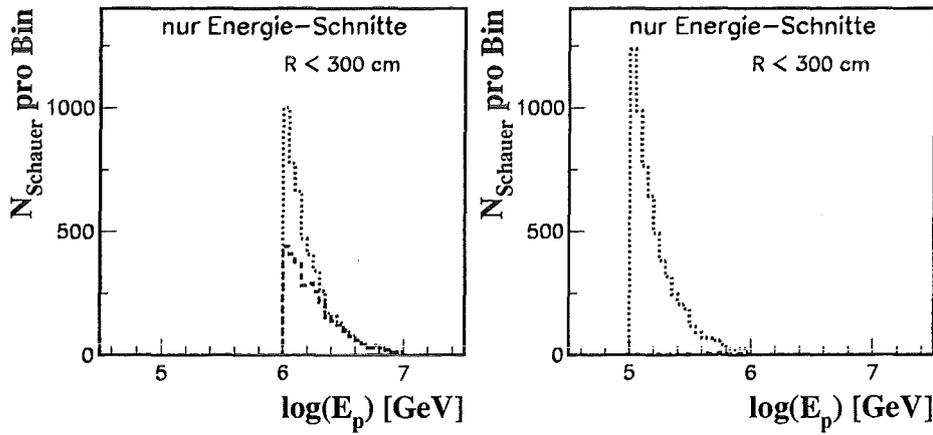


Abbildung 29: Qualität der Schnitte zur Anreicherung hochenergetischer Schauer bei zentralen Schauern in zwei verschiedenen Energiebereichen

Die wirksamsten Schnitte gegen Schauer niedriger Energie sind Multiplizitätsschnitte. Sowohl die Myon- als auch die Hadronkomponente von Luftschauern haben in der Lateralverteilung die stärkste Dichteabnahme im innersten Zentrum ( $R < 8$  m) des Schauers (Kap. 3.2). In der Selektion werden Multiplizitätsschnitte auf die rekonstruierte Myonzahl  $N_{\mu}^*$ , auf die Zahl der angesprochenen Detektoren  $N_{szin}$  (von 432) in der Szintillationsebene und auf die Summe der deponierten Energie in dieser Szintillationsebene  $E_{dep}$  angewendet. Während  $N_{szin}$  gleichermaßen auf Myon- wie Hadronzahl im Schauerzentrum sensitiv ist, berücksichtigt  $E_{dep}$  am stärksten die in der Lateralverteilung sehr steil abfallende Hadronzahl. Abbildung 29 zeigt die Wirksamkeit dieser Multiplizitätsschnitte für Schauer mit einem Abstand des Schauerzentrums von weniger als 3 m zum Mittelpunkt des Zentraldetektors. Die Werte der gewählten Schnittgrößen sind Tabelle 4 zu entnehmen.

Zur Selektion zentraler Schauer wird die örtliche Verteilung der angesprochenen Szintillationsdetektoren und ihrer deponierten Energie herangezogen,

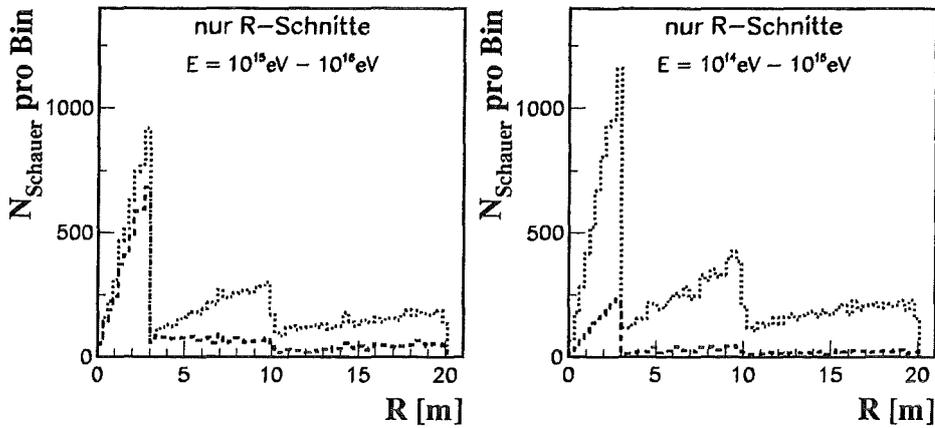


Abbildung 30: Qualität der Schnitte zur Anreicherung zentraler Schauer in zwei verschiedenen Energiebereichen

was sich den Abfall der Teilchendichte in der Lateralverteilung zunutze macht. Das Verhältnis der deponierten Energie in den ersten 3 m um den Mittelpunkt des  $20 \cdot 16 \text{ m}^2$  großen Detektors  $E_{dep}^{in}$  zur gesamten deponierten Energie, sowie das Verhältnis der angesprochenen Detektoren im inneren Bereich  $N_{szin}^{in}$  zu allen angesprochenen Detektoren bilden hierbei die Hauptschnitte. Zusätzlich erweist sich der in Kapitel 4.1 definierte aufsummierte Energieschwerpunkt als guter Parameter zur Selektion zentral gefallener Schauer. Die bei der Analyse verwendeten Schnittgrößen sind in Tabelle 4 aufgelistet. Abbildung 30 zeigt die Wirksamkeit dieser drei Kriterien der Selektion. Die Stufen in der Abbildung 30 bei 3 m und 10 m Abstand entstehen durch das Simulationsverfahren, in dem jeder Schauer in 3 verschiedenen Abstandsbereichen der Detektorsimulation unterzogen wird.

Neben Schauern mit zu kleiner Energie und solchen, die ihr Zentrum zu weit außerhalb haben, gibt es im Datensatz eine dritte Gruppe von Schauern gegen die Selektionsschnitte angewendet werden müssen. Dabei handelt es sich um Schauer hoher Energie ( $E > 5 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ ), die weit ( $R > 20 \text{ m}$ ) außerhalb liegen, und damit im Bereich des Zentraldetektors nur noch eine hohe Myonzahl besitzen. Aufgrund der mit dem Abstand quadratisch zunehmenden Fläche im Außenbereich und der damit wesentlich höheren Ereignisrate pro Abstandsintervall, gibt es trotz der bisherigen Schnitte einige Schauer dieser Signatur. Da im Prinzip nur noch Myonen in die Detektoren der Szintillationsebene gelangen, ist ein kleines Verhältnis von angesprochenen Detektoren zu rekonstruierten Myonen und eine geringe deponierte Energie pro

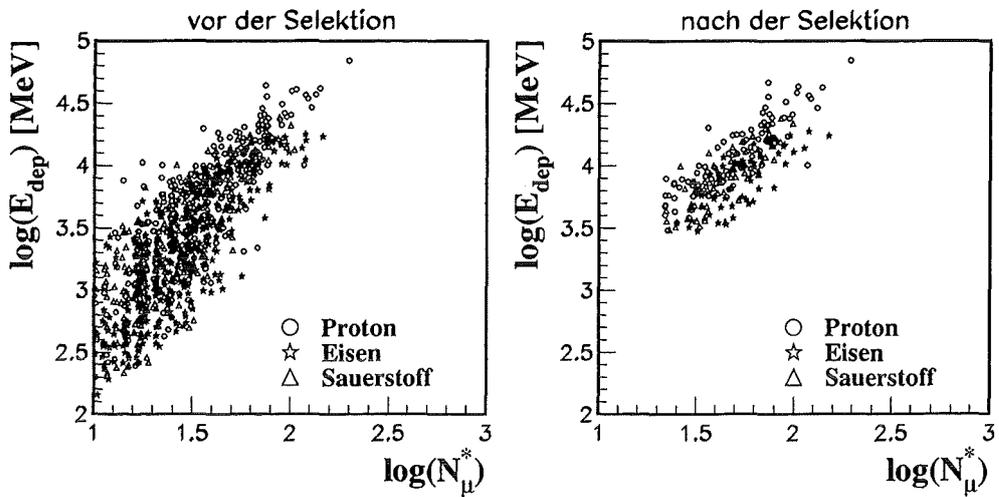


Abbildung 31: Wirkung aller Schnitte auf Schauer mit  $E > 10^{15}$  eV (pro Massengruppe 300 simulierte Schauer in allen Abständen bis 20 m)

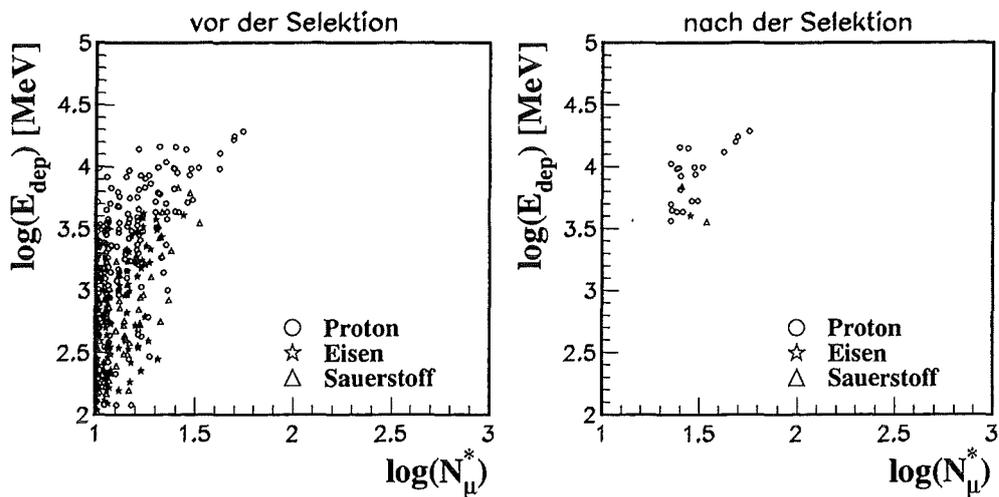


Abbildung 32: Wirkung aller Schnitte auf Schauer mit  $E > 10^{14}$  eV (pro Massengruppe 1500 simulierte Schauer in allen Abständen bis 20 m)

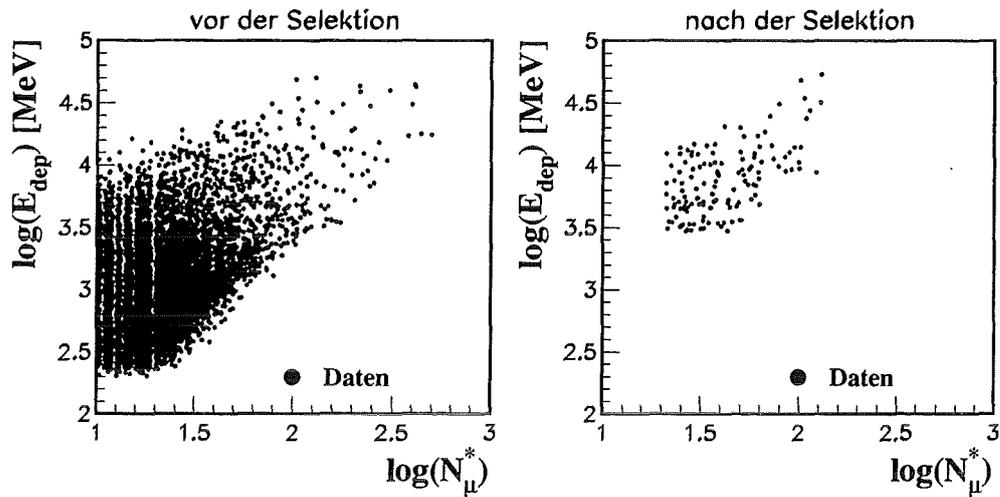


Abbildung 33: Wirkung aller Schnitte auf gemessene Schauer

Detektor in dieser Gruppe von Schauern zu erwarten. Mit den Werten der Schnitte 7 und 8 aus Tabelle 4 lassen sich diese Schauer aus dem Datensatz entfernen. Liegen zur Analyse die Meßergebnisse des KASCADE Arrays vor, werden diese Selektionskriterien für den Zentraldetektor überflüssig, da die Genauigkeit der Core-Bestimmung für weit außerhalb liegende Schauer ausreicht, um sie auszusortieren. Die Schnitte 7 und 8 wirken zudem auch bei Schauern, die an die Sättigungsgrenze der Szintillationsebene gehen. Zusätzlich zu dem immer kleiner werdenden Fluß ist somit eine weitere Begrenzung zu hohen Energien gegeben.

Nr.	Parameter	Wert
1	$N_{\mu}^*$	$> 20$
2	$N_{szin}$	$> 50$
3	$E_{dep}$	$> 3000 \text{ MeV}$
4	$E_{dep}^{in} / E_{dep}$	$> 0.1$
5	$N_{szin}^{in} / N_{szin}$	$> 0.1$
6	$R_{ESUM}$	$< 180 \text{ cm}$
7	$N_{szin} / N_{\mu}^*$	$> 2.0$
8	$E_{dep} / N_{szin}$	$> 30 \text{ MeV}$
9	$\Theta$	$< 40^{\circ}$

Tabelle 4: Schnittparameter und gewählte Werte bei der Datenselektion.

Als letzter Schnitt werden nur solche Schauer verwendet, die einen rekonstruierten Zenitwinkel des Schauers von weniger als  $\Theta = 40^\circ$  besitzen, da nur bis zu diesem Winkel simulierte Schauer vorliegen.

Die Abbildungen 31 und 32 zeigen die Wirkung der Schnitte auf hochenergetische ( $E > 10^{15}$  eV) und niederenergetische ( $E = 10^{14}$  eV –  $10^{15}$  eV) Schauer. Beide simulierte Datensätze beinhalten Schauer bis zu einem Abstand von 20 m und einer isotropen Winkelverteilung bis zu  $\Theta = 40^\circ$ . Abgebildet ist die zweidimensionale Verteilung der Rekonstruktionsparameter  $E_{dep}$  und  $N_\mu^*$ , jeweils in logarithmischer Darstellung. In Abbildung 33 sind die Daten einer Meßperiode vor und nach der Selektion zu sehen. Hier ist deutlich die dritte Gruppe der Schauer mit hohem Myonanteil bei wenig deponierter Energie in der Szintillationsebene zu erkennen. Der Vergleich zwischen den Abbildungen 31, 32 und 33 (jeweils die rechte Seite) veranschaulicht weiterhin, daß die Simulationen die Daten in ausgezeichneter Weise repräsentieren.

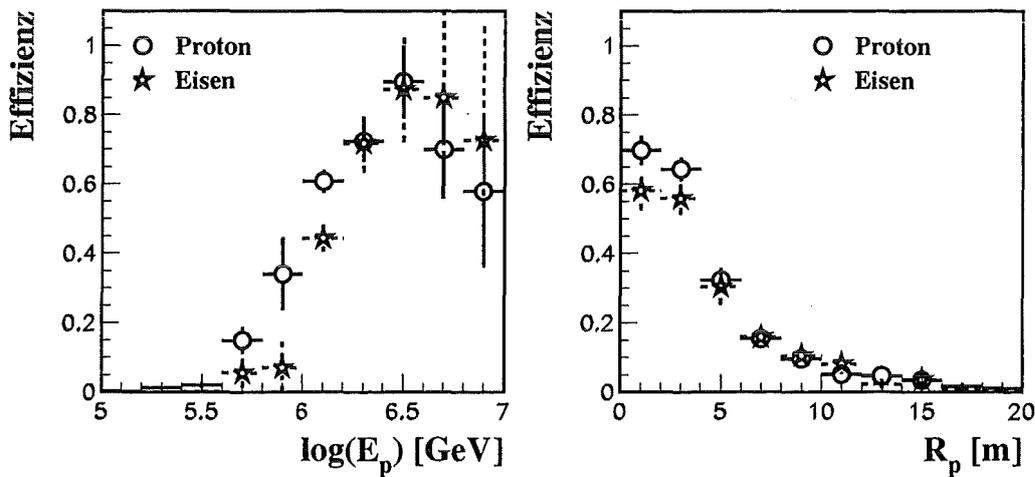


Abbildung 34: Effizienz der Selektionskriterien in Abhängigkeit von Primärenergie und Abstand des Schauerzentrums

Die Effizienz der Selektion wird in verschiedenen Energie- und Abstandsintervallen separat für alle fünf simulierten Massengruppen bestimmt. Abbildung 34 zeigt diese Effizienzen am Beispiel von proton- und eiseninduzierten Schauern. Der eingezeichnete Fehler ist allein durch die Statistik der Monte Carlo Datensätze definiert. Aufgrund der höheren Fluktuationen und des größeren Hadronanteils überleben mehr Protonenschauer niedriger Energie die

	5. – 10. · 10 <sup>14</sup> eV	1. – 5. · 10 <sup>15</sup> eV	5. – 10. · 10 <sup>15</sup> eV
<b>Proton</b>			
0 < R < 5 m	11.5 ± 02.1 ± 02.5	63.6 ± 02.5 ± 06.0	74.2 ± 09.0 ± 07.9
5 < R < 10 m	02.8 ± 01.2 ± 01.0	12.1 ± 01.1 ± 07.7	31.9 ± 06.1 ± 15.9
10 < R < 15 m	00.0 ± 00.0 ± 00.0	04.6 ± 00.9 ± 03.9	07.9 ± 04.7 ± 10.5
<b>Helium</b>			
0 < R < 5 m	06.4 ± 02.2 ± 02.5	59.4 ± 04.2 ± 05.8	73.2 ± 17.6 ± 05.8
5 < R < 10 m	00.0 ± 00.0 ± 00.0	10.9 ± 01.8 ± 05.8	36.4 ± 12.3 ± 18.2
10 < R < 15 m	00.0 ± 00.0 ± 00.0	03.6 ± 01.4 ± 04.1	21.4 ± 13.6 ± 14.3
<b>Sauerstoff</b>			
0 < R < 5 m	03.7 ± 01.5 ± 00.9	52.2 ± 03.2 ± 06.7	84.4 ± 15.6 ± 14.2
5 < R < 10 m	00.0 ± 00.0 ± 00.0	13.7 ± 01.7 ± 07.0	28.0 ± 08.5 ± 16.0
10 < R < 15 m	00.0 ± 00.0 ± 00.0	02.5 ± 00.9 ± 02.0	28.6 ± 11.5 ± 17.8
<b>Magnesium</b>			
0 < R < 5 m	04.6 ± 02.1 ± 01.4	50.2 ± 03.7 ± 06.6	77.3 ± 17.6 ± 04.5
5 < R < 10 m	00.0 ± 00.0 ± 00.0	16.8 ± 02.3 ± 06.6	23.3 ± 09.8 ± 21.7
10 < R < 15 m	00.0 ± 00.0 ± 00.0	01.0 ± 00.7 ± 04.3	07.7 ± 08.0 ± 19.3
<b>Eisen</b>			
0 < R < 5 m	01.9 ± 00.9 ± 00.3	38.6 ± 02.3 ± 08.2	77.5 ± 11.1 ± 12.2
5 < R < 10 m	00.6 ± 00.6 ± 00.6	10.4 ± 01.2 ± 05.6	38.4 ± 08.5 ± 18.5
10 < R < 15 m	00.0 ± 00.0 ± 00.0	01.1 ± 00.5 ± 02.3	20.5 ± 07.5 ± 03.4

Tabelle 5: Nachweiswahrscheinlichkeiten in % für Schauer verschiedener Primärmassen in je 3 Energie- und Abstandsintervallen mit statistischem Fehler der Monte Carlo Simulation und mittlerem systematischem Fehler durch Variation der Schnitte um 10 %.

Schnitte als Eisenschauer, und die Detektoren sättigen früher bei Protonschauer als bei eiseninduzierten Schauern. Neben dem statistischen Fehler wurde auch für jede berechnete Effizienz der systematische Fehler der Selektion bestimmt, indem alle Schnittparameter einer 10 %-Variation unterzogen wurden. Tabelle 5 listet einen Teil der berechneten Effizienzen mit ihren Fehlern für alle primären Massen auf. Die Nachweiswahrscheinlichkeit sinkt mit steigender Primärmasse. Je kleiner die Masse bei gleicher Energie, desto größer sind die intrinsischen Fluktuationen in der Schauerentwicklung, was eine Streuung von Schauern niedrigerer Energien in den Bereich oberhalb der geforderten Schwellenenergie bei der Selektion bewirkt. Dies wird durch das stark abfallende Primärspektrum begünstigt. Ein zweiter Effekt ist die Höhe des Maximums in der Schauerentwicklung. Je kleiner die Masse des Primärteilchens bei gleicher Primärenergie, desto tiefer dringt der Schauer in die Atmosphäre ein, was die Selektionsschwelle in Abhängigkeit des Zenitwinkels aufgrund der unterschiedlichen Teilchenmultiplizität heruntersetzt. Einfacher wäre eine Selektion in Gruppen gleicher primärer Energie oder gleicher

Schauergröße auf Beobachtungsniveau, allerdings wird sich dies erst mit der Zusammenführung des Zentraldetektors mit dem Array verwirklichen lassen.

Nach allen Schnitten bleiben aus den rekonstruierten Daten 1484 Schauer übrig, die einer Analyse zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung unterzogen werden. Zuvor wird anhand einer Flußabschätzung überprüft, ob Messung, Datenselektion und Simulation zueinander konsistent sind. Aus dem gut vermessenen integralen Flußspektrum hochenergetischer kosmischer Strahlung aller Teilchen (siehe z.B. [44]) erhält man die Anzahl der zu erwartenden Schauer pro Quadratmeter, Sekunde und Raumwinkel. Nach Korrektur auf den Raumwinkel und auf die Gesamtmeßzeit von 1222 Stunden ergibt sich ein Fluß von  $\Phi_{low}^{all} = 507/\text{m}^2$  für Energien zwischen  $10^{14}\text{eV}-10^{15}\text{eV}$  und von  $\Phi_{high}^{all} = 21/\text{m}^2$  für Energien  $> 10^{15}\text{eV}$ . Mit den in der Masse gemittelten Effizienzen (unter Berücksichtigung des starken Abfalls der Effizienzen mit zunehmenden Abstand (Abb. 34)) ergibt sich in der totalen Meßzeit eine zu erwartende Schaueranzahl nach allen Selektionskriterien von ungefähr 1700 ausgedehnten Luftschauern. Diese so abgeschätzte Anzahl von zu erwartenden Schauern im Datensatz stimmt gut mit der Anzahl der gemessenen Daten überein, wenn die Fehler in den Effizienzen und ihre Differenzen in den verschiedenen Massen berücksichtigt werden. Da die Effizienzen kleiner werden bei steigender mittlerer Massenzahl, gäbe es eine bessere Übereinstimmung, wenn die schweren Elemente im Datensatz überwiegen würden.

## 5 Die Analyse von Lateralverteilungen im Schauerzentrum

Wie in Kapitel 3.2 gezeigt, geben die Lateralverteilungen von Myonen und Hadronen im Zentrum hochenergetischer Schauer einen Hinweis auf die Masse des Primärteilchens. Es ist allerdings experimentell problematisch diese Lateralverteilungen zu messen, da bei hohen Primärenergien die Trennung der beiden Teilchenkomponenten sehr schwierig ist. Die begrenzte Ortsauflösung und Flächenbelegung, sowie die Absorbereigenschaften des Zentraldetektors genügen nicht, um eine saubere Trennung der Komponenten zu erreichen. Gerade im Zentrum hochenergetischer Schauer wäre eine Trennung der Hadronen von der Myonkomponente sehr günstig, doch aufgrund durchschlagender Hadronen und im Absorber produzierter Sekundärteilchen wird dies mit zunehmender Schauer- und Teilchenenergie immer schwieriger. Eine für die Myon- und Hadronkomponente getrennte, vom Schauerabstand abhängige Dichtemessung wird dadurch nahezu unmöglich.

Die Myonkammern im Zentraldetektor des KASCADE Experimentes haben mit einer Ortsauflösung von unter 1 cm und einer Flächenbelegung von etwa 65 % in einem Radius von 8 m um den Mittelpunkt des MWPC Systems eine gute Ausgangsposition zur Messung der Anzahl und des Ortes von Myonen im Schauerzentrum, jedoch überlagern in Einzelschauern die intrinsischen Fluktuationen in der Myonkomponente die Informationen der Lateralverteilung. Bei einer Nachweisschwelle von 2 GeV für Myonen ist zudem die mittlere Myonzahl zu klein, um einen statistisch signifikanten Abfall in der Dichte zu sehen. Bei hochenergetischen Ereignissen kommen Störungen von Clustern und einzelnen Sekundärteilchen in der Myonrekonstruktion hinzu (Kapitel 3.3). Somit ist weder eine saubere Abtrennung der Hadronkomponente, noch aufgrund durchschlagender Hadronen eine exakte Bestimmung der Myonzahl und ihrer Lateralverteilung zu erreichen. Da aber nicht nur die Myonen, sondern auch die höchstenergetischsten Hadronen, und damit die rekonstruierten Cluster, eine massenspezifische Verteilung im Kern besitzen (Abb. 17), sollten sich bei einer Hinzuziehung aller zugänglichen Informationen Dichteunterschiede abhängig von der Primärmasse zeigen. Abbildung 35 zeigt für zwei simulierte Schauer jeweils die Verteilung der rekonstruierten Myonen und die Verteilung aller rekonstruierten Hits. Ein Hit ist dabei jeder rekonstruierte Durchstoßpunkt aus der zweidimensionalen Rekonstruktion. Hits der unteren Lage werden mit dem rekonstruierten Schauerwinkel auf die obere Lage projiziert. Diese Hitverteilungen zeigen unterschiedliche Strukturen: Aufgrund der höheren Energie des Eisenschauers bei gleicher Größe ist die mittlere Dichte größer, und der Ort der größten Dichte liegt beim protoninduzierten Schauer näher am rekonstruierten Schauerkern. Dieser Ort der größten Dichte entsteht üblicherweise aus dem Hadron der höchsten Energie im Schauer. Es soll

der Versuch unternommen werden, solche Unterschiede durch ein mathematisches Verfahren zu parametrisieren. Um speziell bei Einzelschauer Aussagen über die Lateralverteilung zu machen, wird die Methode der Analyse von multifraktalen Momenten angewendet. Diese Analyse ergibt Parameter, die eine Dichtestruktur in einer mehrdimensionalen Verteilung charakterisieren.

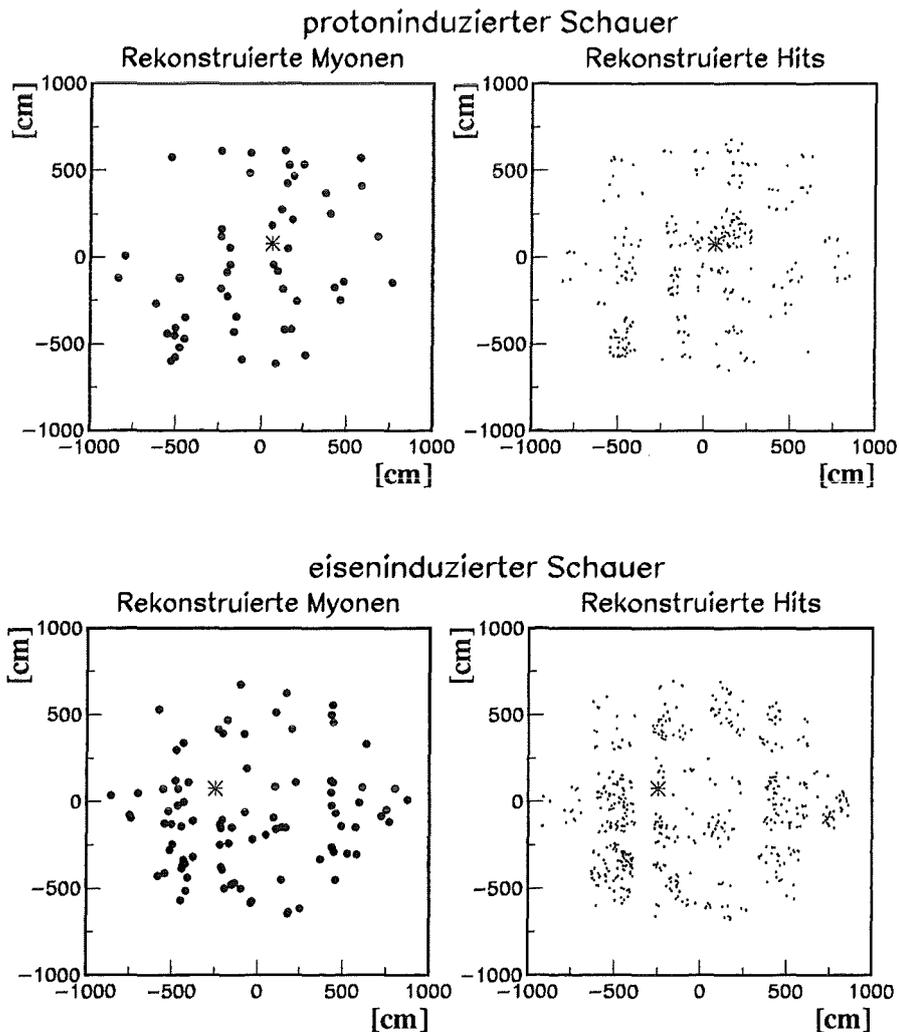


Abbildung 35: Verteilung von rekonstruierten Myonen und Hits in den Myonkammern bei zwei simulierten Schauern der Größe  $\log N_e = 5.3$ ; ein Stern repräsentiert jeweils den Ort des rekonstruierten Schauerzentrums

## 5.1 Die Methode der Analyse von multifraktalen Momenten

Die meßbaren Dichteverteilungen in den Vieldraht-Proportionalkammern erscheinen als ein "chaotisches" System. Systeme mit "deterministischem Chaos" sind im wesentlichen abhängig von gegebenen Anfangsbedingungen und Entwicklungsgesetzen, die (teilweise auch ohne weitere äußere Einflüsse) zu chaotischem Verhalten führen können. Die Anfangsbedingungen der hier zu untersuchenden Verteilungen sind die Energie und die Masse des primären kosmischen Teilchens. Die Entwicklung des Schauers beruht auf den fundamentalen Gesetzen der starken und elektroschwachen Wechselwirkung. Nach Mandelbrot ist die Voraussetzung für die Analyse eines Systems mit fraktalen Methoden, daß das System auf selbstähnliche Art und Weise in Bestandteile gegliedert werden kann, und die Eigenschaften dieser Bestandteile weniger bedeutsam sind als deren Anordnung. Ideale Fraktale sind selbstähnlich in allen Längenskalen dieser Bestandteile, was zur Folge hat, daß alle Eigenschaften der Fraktale Potenzgesetzen in diesen Längenskalen folgen. Die bekanntesten Beispiele solcher skaleninvarianten Fraktale sind aus der Geometrie der Natur entnommen, wie der Verlauf der Küstenlinie Großbritanniens oder der Flußlauf des Missouri. Multifraktal heißt ein System, wenn es in unterschiedlichen Gebieten unterschiedliche fraktale Eigenschaften aufweist [45, 46]. Zur Erklärung des multifraktalen Formalismus wird das System in  $j$  Teilgebiete mit gleicher Größe zerlegt, und in den Teilgebieten die "Wahrscheinlichkeiten"  $p_j$  berechnet. Solch eine "Messung" im System ist so definiert, daß  $\sum_j p_j = 1$  gilt [47]. Die Form der Teilgebiete, sowie die Struktur der Wahrscheinlichkeiten  $p_j$  hängen von der Problemstellung ab und werden individuell gewählt [48]. Im Grenzfall kleiner Längenskalen  $M$  (Anzahl der Teilgebiete) ist der "Hölder"-Exponent  $\alpha_j$  definiert als

$$p_j(M) \sim M^{\alpha_j}.$$

Die Exponente  $\alpha_j$  zeigen abhängig vom Ort der Messung  $j$  unterschiedliche Werte. Die Anzahl  $n(\alpha)$  von  $\alpha$ -Werten in einem kleinen Bereich  $[\alpha, \alpha + d\alpha]$  skaliert dann zu  $M$  mit

$$n(\alpha)d\alpha \sim M^{-f(\alpha)}.$$

Die Anteile von verschiedenen  $\alpha$ -Werten werden somit durch die Funktion  $f(\alpha)$  beschrieben. Die verschiedenen Werte von  $f(\alpha)$  können als fraktale Dimensionen interpretiert werden, was den Begriff der Multifraktalität erklärt. Eine heuristische Methode, die Multifraktalität eines Systems zu quantifizieren, ist die Methode der Analyse von multifraktalen Momenten. Dazu werden die Momente

$$G_q(M) = \sum_{j=1}^M p_j^q$$

der Messungen eines Systems bestimmt, wobei  $q$  den Grad der Momente bezeichnet und sowohl positive wie auch negative Werte annehmen kann. Zeigen die Momente ein Verhalten nach einem Potenzgesetz in der Längenskala  $M$  mit einem unendlichen Satz von unabhängigen Exponenten  $\tau_q$

$$G_q(M) \sim M^{\tau_q},$$

dann kann die Verteilung aller Messungen  $p_j$  als multifraktal bezeichnet werden. Der Zusammenhang zwischen den Funktionen  $f(\alpha)$  und  $\tau_q$  läßt sich über  $d\tau/dq = \alpha(q)$  herstellen, was in diesem Kapitel noch verdeutlicht wird. In den meisten physikalischen Problemen gilt aufgrund der Endlichkeit der Systeme die Multifraktalität allerdings nur in einem beschränkten Bereich der Längenskala.

Eine eindrucksvolle Anwendung dieser Methode ist die Untersuchung der Verteilung der sichtbaren Materie des Universums [49]. Weiterhin wurden in der Hochenergie-Teilchenphysik multifraktale Momente zu einer Analyse der bei hadronischen Wechselwirkungen entstehenden Teilchencluster benutzt [50]. Im Bereich der kosmischen Höhenstrahlung führte J. Kempa [51] die Methode im Rahmen einer Analyse von Elektrondichten im Kern hochenergetischer ausgedehnter Luftschauer ein. Er entdeckte dabei durch Simulationsstudien [52] und bei Analysen von Daten des Kiel-Experimentes [53] unterschiedliche Fluktuationen in der Dichteverteilung der Elektronen innerhalb eines radialen Kreisrings bei schweren gegenüber leichten Primärteilchen.

Die Methode der Analyse von multifraktalen Momenten zur Bestimmung massenabhängiger Parameter im Rahmen des KASCADE Experimentes wird hier anhand von zwei Beispielen an Dichteverteilungen aus den Daten der Myonkammern gezeigt, die durch Simulationen von Luftschauern entstanden sind. Abbildung 36 zeigt je eine typische Dichteverteilung eines proton- und eines eiseninduzierten Schauers. Es handelt sich hierbei um Verteilungen, die nach der Detektorsimulation des KASCADE Kalorimeters und mit Hilfe des "idealen" Detektors an Stelle der Vieldraht-Proportionalkammern entstanden sind. Dies hat den Vorteil, daß bei der Entwicklung und Einführung der Analysemethode Effekte der Rekonstruktion und der Detektorgeometrie vorerst außer acht gelassen werden können. Die Produktion von Sekundärteilchen im Absorbermaterial, die für die Dichteverteilung maßgeblich ist, ist mit diesem "idealen" Detektor jedoch berücksichtigt. Das Dreiecksymbol in Abbildung 36 repräsentiert den Ort des rekonstruierten Schauerzentrums mit Hilfe der Triggerebene. Es handelt sich hierbei um vertikale Schauer gleicher Größe ( $\log N_e = 5.11$  für den Protonenschauer, bzw.  $\log N_e = 5.10$  für den Eisen-schauer), was eine etwas höhere Energie des primären Eisenkernes gegenüber dem Wasserstoffkern voraussetzt ( $2.6 \cdot 10^{15}$  eV zu  $1.0 \cdot 10^{15}$  eV).

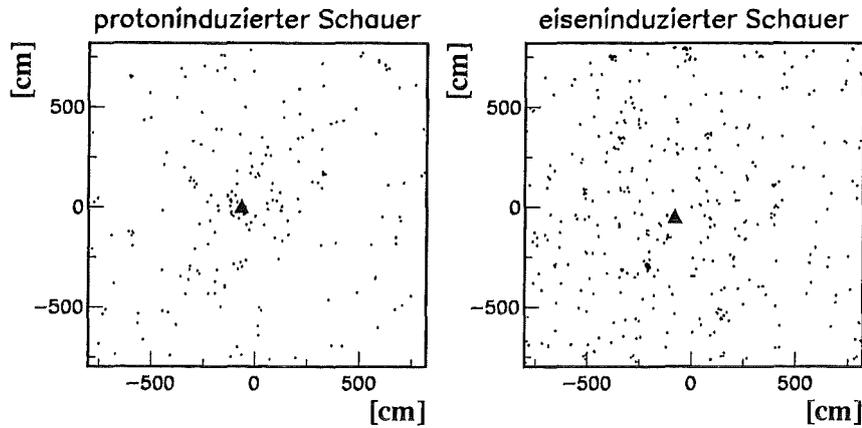


Abbildung 36: Typische Hitverteilungen unterhalb der KACSADE Absorberschichten von zwei simulierten Schauern

In der Anwendung der Methode in dieser Arbeit wird die maximal zur Verfügung stehende sensitive Kreisfläche ( $R = 8$  m) in flächengleiche Kreisringe um das rekonstruierte Schauerzentrum unterteilt. Das ist in Übereinstimmung mit einer Analyse der Lateralverteilung aller vorhandenen Hits. Die Idee dabei ist, eine Selbstähnlichkeit in der Anzahl der Hits der verschiedenen Teilflächen bei verschiedenen Längenskalen (= Anzahl der Kreisringe) zu quantifizieren, indem die Momente der Verteilungen untersucht werden. Diese Momente  $G_q$  werden für Unterteilungen der Gesamtfläche in  $M = 2, 4, 8$  und  $16$  flächengleiche Kreisringe berechnet:

$$G_q = \sum_{j=1}^M (k_j/N)^q.$$

Dabei ist  $k_j$  der Anteil der Hits pro Kreisring,  $N$  die Gesamtanzahl der Hits im zu untersuchenden Gebiet und  $q$  eine Reihe ganzer Zahlen von  $-6, -5, \dots, 5, 6$ . Geht ein Kreisring aufgrund des von Ereignis zu Ereignis variierenden Mittelpunkts über die sensitive Fläche hinaus, wird sein Inhalt auf die Gesamtfläche des Kreisringes normiert.

Aufgrund des eng begrenzten Gebietes und der Festlegung auf maximal  $16$  Teilgebiete ist für alle Schauer die Multifraktalität gegeben, die eine Mindestmultiplizität an Hits in allen  $16$  Kreisringen erfüllen. Bei primären Energien größer  $10^{15}$  eV bereitet dies keine Probleme, sofern der Abstand vom Schauerkern nicht zu groß wird ( $> 10$  m). Bei einer Auftragung der Momente zu der Anzahl der Kreisringe in einer doppelt logarithmischen Darstellung (Abb.

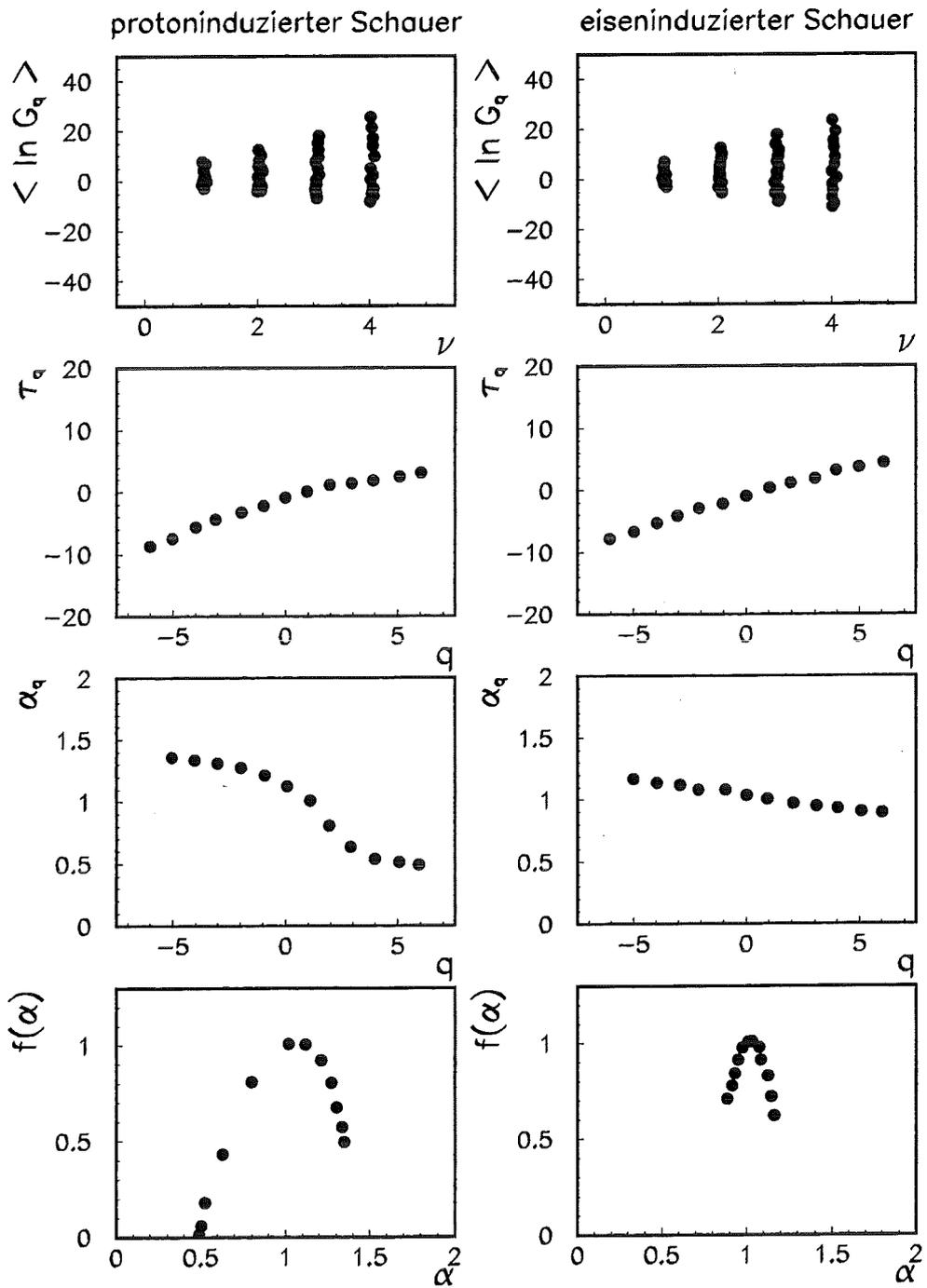


Abbildung 37: Der Weg der Analyse am Beispiel der zwei typischen Schauer aus Abb. 36

37 oben mit  $M=2^\nu$ ) ist zu sehen, daß die Momente  $G_q$  zur Basis  $M$  das Verhalten einer Potenzfunktion zeigen, und damit das System als multifraktal bezeichnet werden kann. Das heißt,

$$G_q \sim 2^{\nu \cdot \tau_q}$$

und  $\tau_q$  kann leicht mit Hilfe der Formel

$$\tau_q = -\frac{1}{\ln 2} \cdot \frac{d(\ln G_q)}{d\nu}$$

berechnet werden. Abbildung 37 zeigt  $\tau_q$  in Abhängigkeit von  $q$ , zur Berechnung werden die Momente bei  $\nu = 1$  und  $\nu = 4$  benutzt.

Mit Hilfe des Lipschitz-Hölder Exponenten

$$\alpha_q = \frac{d\tau_q}{dq}$$

wird die Funktion

$$f(\alpha) = q \cdot \alpha_q - \tau_q$$

durch eine Legendre-Transformation berechnet.  $f(\alpha)$  hat immer eine konkave Form, allerdings je nach Maß der Selbstähnlichkeit gleichförmig oder assymetrisch und zu einer Seite gelehnt [54]. Der untere Teil von Abbildung 37 stellt die beiden Funktionen  $\alpha_q(\tau_q)$  und  $f(\alpha)$  dar. Aus einer Analyse des Verlaufs der Funktion  $f(\alpha)$  können alle Informationen über die Dichtestruktur der Hitverteilung gezogen werden. Betrachtet man die Kurve  $f(\alpha)$  über  $\alpha$ , so ergibt sich bei den größten  $q$ -Werten ein  $\alpha_{min}$ . Dieses  $\alpha_{min}$  ist in der Dichteverteilung mit dem Größenverhältnis der stärksten Singularität des Systems korreliert. Dies bedeutet, daß es stark auf große Cluster im Vergleich zur übrigen Dichte reagiert. Im Gegensatz dazu erhält man bei kleinen  $q$ -Werten ein  $\alpha_{max}$ , das die Zonen im System mit den kleinsten Dichtewerten charakterisiert. Es beschreibt somit die Fluktuationen in der Myonzahl, also der allgemeinen Dichte. Mit den Parametern  $\alpha_{min}$  und  $\alpha_{max}$  direkt über die Steigungen der Funktion  $f(\alpha)$  an den entsprechenden  $\alpha$ -Werten korreliert sind die "allgemeinen multifraktalen Dimensionen"  $D_q$  bei den entsprechenden  $q$ -Werten [55]:

$$D_q = \frac{\tau_q}{q-1}$$

Durch eine angestrebte Anwendung der Methode auf jeden einzelnen Luftschauer, bieten die allgemeinen multifraktalen Dimensionen gegenüber der  $f(\alpha)$ -Funktion den Vorteil, einfach berechenbare Parameter pro Schauer zu geben, ohne Informationen zu verlieren. Bei einer Gleichverteilung der Hits

in allen flächengleichen Kreisringen ergibt sich für die allgemeinen multifraktalen Dimensionen an den Extremwerten  $q = 6$  und  $q = -6$  der Wert 1. Je größer das maximale Cluster, desto näher wandert  $D_6$  zum Wert Null, je ausgeprägter die Stellen kleinster Dichtewerte, desto mehr nähert sich  $D_{-6}$  dem Wert 2. Für jeden Schauer werden in der weiteren Analyse die multifraktalen Dimensionen  $D_6$  und  $D_{-6}$  berechnet, und ihre Sensitivität bezüglich der primären Masse des Luftschauers untersucht.

## 5.2 Multifraktale Dimensionen bei Luftschauer gleicher Größe

Eine Simulationsstudie an hochenergetischen Luftschauern gleicher Elektronenzahl soll klären, ob mit Hilfe der Analyse multifraktaler Momente auf die Signaturen der Vieldraht-Proportionalkammern bei KASCADE Parameter zu

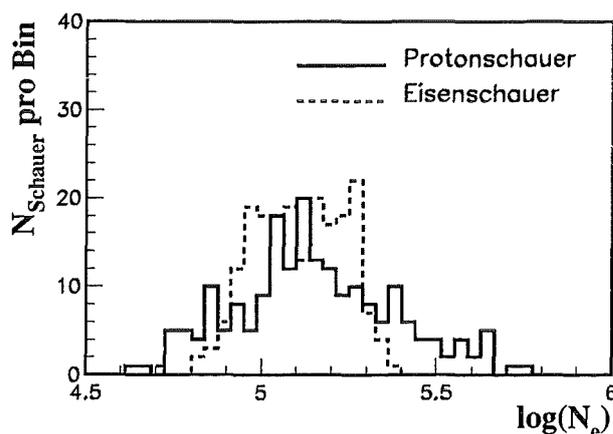


Abbildung 38: Verteilung der Schauergröße  $N_e$  für die in dieser Studie verwendeten CORSIKA Daten

erhalten sind, die helfen, eine Massenbestimmung bei Einzelschauern durchzuführen [56]. Gleiche Schauergröße ist deshalb interessant, weil es bei komplettem Betrieb des KASCADE Detektors mit Hilfe des Arrays einfach wird, zentrale Schauer gleicher Größe anzuhäufen, da die Schauergröße eine Meßgröße ist, während die Bestimmung der Schauerenergie bereits eine Interpretation der Meßgrößen bedarf und zudem selbst massenabhängig ist. Es werden je 200 vertikale proton- und eiseninduzierte Schauer mit CORSIKA produziert, und einer Simulation des Zentraldetektors unterworfen. Die Schauerzentren werden gleichverteilt bis zu einem maximalen Abstand von 3 m zum

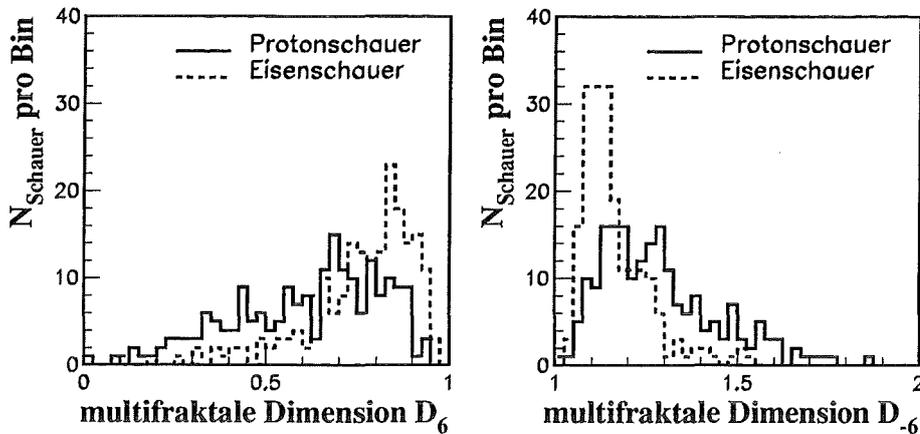


Abbildung 39: Verteilungen der allgemeinen multifraktalen Dimensionen  $D_6$  und  $D_{-6}$  bei simulierten Schauern gleicher Größe mit senkrechtem Einfall

Mittelpunkt des Zentraldetektors gelegt. Zur Analyse werden in dieser Studie die Daten des "idealen" Gasdetektors benutzt. Abbildung 38 zeigt die Verteilung der Schauergrößen dieser 200 EAS, die aus der Generierung von je 100 primären Protonen der Energien  $1 \cdot 10^{15}$  eV und  $1.78 \cdot 10^{15}$  eV und primären Eisenkernen der Energien  $1.78 \cdot 10^{15}$  eV und  $2.60 \cdot 10^{15}$  eV entstanden sind.

Mit Hilfe des durch den Energieschwerpunkt in der Szintillatorebene gefundenen und in die Myonkammerebene mit Hilfe der rekonstruierten Schauererrichtung transformierten Ortes des Schauerzentrums, werden in der beschriebenen Weise die allgemeinen multifraktalen Dimensionen  $D_6$  und  $D_{-6}$  berechnet (Abb. 39). Aufgrund der kleineren Primärenergie der Protone bei gleicher Schauergröße ist die Myondichte im Zentrum der Schauer kleiner als bei den eiseninduzierten Luftschauern. Cluster hoher Multiplizität sind wegen der im allgemeinen höheren Energie des sogenannten "leading particle" dagegen eher in Protone als in Eisenschauer zu sehen. Somit sind für eiseninduzierte Schauer eher gleichverteilte Dichteverteilungen zu erwarten, während bei protoninduzierten Schauern Abweichungen sowohl zu höheren Dichten durch Cluster, wie auch zu kleineren Dichten durch Fluktuationen in der Myonzahl möglich sind. Dies führt zu einer Anhäufung von eiseninduzierten Schauern bei  $D_6 \approx 1$  und  $D_{-6} \approx 1$ , dagegen weichen die protoninduzierten Schauer im Mittel weiter von diesen idealen Werten, das heißt den Werten einer Gleichverteilung, ab. Abbildung 40 stellt beide Dimensionen in Korrelation dar; zur Verdeutlichung der Trennungseigenschaft bezüglich der

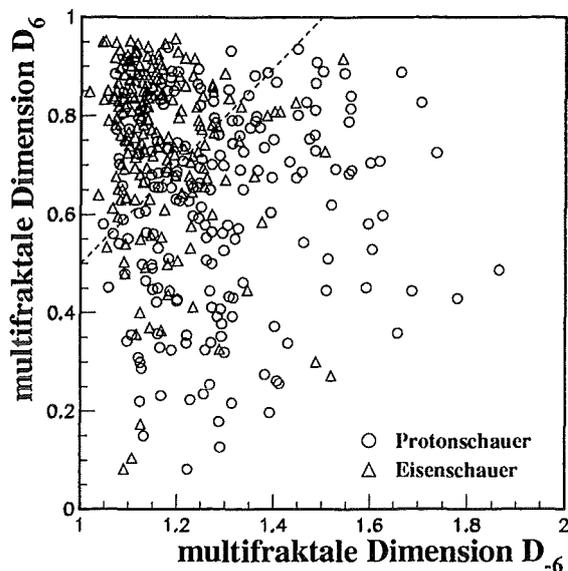


Abbildung 40: Korrelierte Verteilung der allgemeinen multifraktalen Dimensionen bei simulierten Schauern gleicher Größe, oberhalb der gestrichelten Linie sind 75% der eiseninduzierten, aber nur 25% der protoninduzierten Schauer

primären Masse ist eine gestrichelte Linie eingezeichnet. Oberhalb dieser Linie liegen 75% der eiseninduzierten, aber nur 25% der protoninduzierten Schauer.

Damit ist gezeigt, daß Strukturunterschiede in der Dichteverteilung im Zentrum hochenergetischer Schauer unterhalb einer dicken Absorberschicht bei unterschiedlichen Massen existieren, und diese mit multifraktalen Momenten auch nachzuweisen sind. Die errechneten allgemeinen multifraktalen Dimensionen sind Parameter einer gemeinsamen Lateralverteilung von Myonen, von im Absorber erzeugten Sekundärteilchen und von den höchstenergetischsten Hadronen im innersten Kern des Schauers. Diese Hadronen bilden in den MWPC mit dem unteren Teil ihrer hadronischen Kaskade Cluster aus Sekundärteilchen und geben damit Informationen ihrer Energie und ihrer Position im Schauer. Die allgemeinen multifraktalen Dimensionen beinhalten neben der Parametrisierung der Teilchen-Lateralverteilung auch ein Maß der Fluktuationen in dieser Lateralverteilung und damit in der Schauerentwicklung, die ebenfalls massenabhängig ist. Somit stehen einer Analyse der chemischen Zusammensetzung bei KASCADE zwei zusätzliche, unkorrelierte Parameter zur Verfügung, die für jeden (hochenergetischen, zentralen) Schauer berechnet werden können.

### 5.3 Die multifraktalen Dimensionen bei gemessenen Luftschauern

Das Verfahren zur Berechnung der allgemeinen multifraktalen Dimensionen wird auf alle gemessene Schauer angewendet, die die Schritte der Daten-selektion erfüllen. In diesem Datensatz aus 1484 Schauern ist die erforderliche Multiplizität an Hits in den Vieldraht-Proportionalkammern für die multifraktale Analyse erfüllt, da mit der Datenselektion hochenergetische und zentral gefallene Schauer angereichert werden. Im Gegensatz zu einem idealen Detektor muß nun bei der Berechnung der multifraktalen Momente die Rekonstruktion der Streifen und Drähte zu Hits berücksichtigt werden. Um die

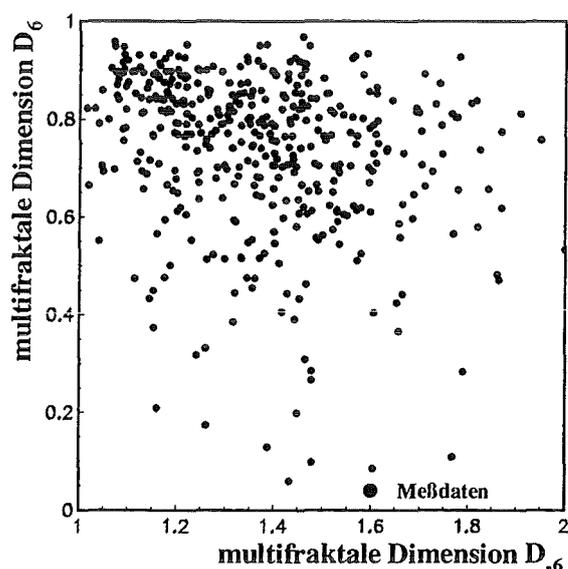


Abbildung 41: Korrelation der multifraktalen Dimensionen  $D_6$  und  $D_{-6}$  in aus den Meßdaten selektierten Schauern

rekonstruierten Myonen und Cluster, die die Unterschiede in den Dichtestrukturen physikalisch verursachen, höher zu gewichten, wird die zu analysierende Verteilung folgendermaßen aufgebaut: Pro Schauer werden alle rekonstruierten Hits beider Kammerlagen (die unteren werden mit Hilfe des Schauerwinkels auf die obere Lage projiziert), sowie zusätzlich alle rekonstruierten Myonen am Ort der oberen Kammerlage und alle Cluster verwendet. Für jedes rekonstruierte Cluster wird dabei eine Hitmultiplizität von 15 in  $50 \cdot 50 \text{ cm}^2$  um den Ort des rekonstruierten Clusters angenommen. Damit werden die Myonen des Schauers und die durchgeschlagenen Hadronen stärker gewichtet als die Hits aus Ambiguitäten, niederenergetischen Sekundärteilchen oder  $\delta$ -Elektronen. Wie in den Simulationen gezeigt, haben diese Sekundärteilchen dennoch einen wesentlichen Anteil an der Dichtestrukturverteilung und

können deshalb nicht vernachlässigt werden. Durch die Kammergeometrie variiert die sensitive Fläche pro Kreisring um den rekonstruierten Schauer-  
mittelpunkt. Die Anzahl der Hits pro Kreisring wird deshalb auf die sensitive  
Fläche korrigiert und  $D_6$  und  $D_{-6}$  berechnet. Abbildung 41 zeigt die zwei-  
dimensionale Verteilung der allgemeinen multifraktalen Dimensionen der sele-  
ktierten Schauer. Aufgrund besserer Übersichtlichkeit ist in den folgenden  
Abbildungen jeweils nur ein Teil der vorhandenen Daten abgebildet.

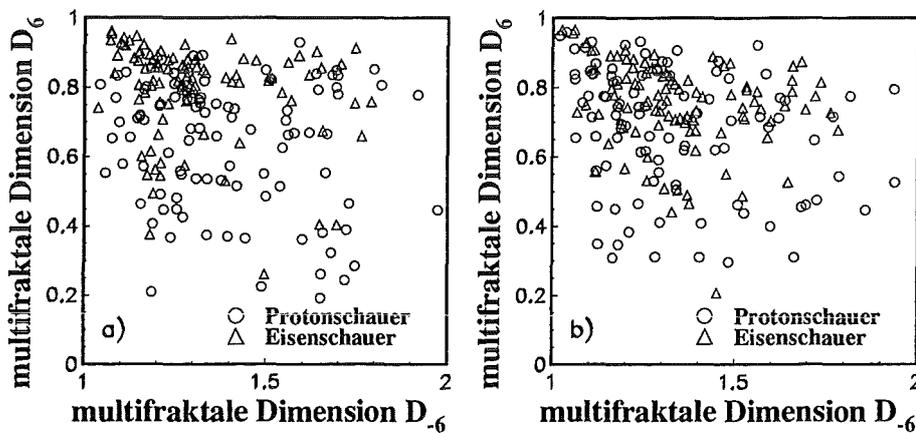


Abbildung 42: Verteilungen der allgemeinen multifraktalen Dimensionen bei a) simulierten Schauern einschließlich Kammersimulation und Rekonstruktion, sowie b) bei Schauern mit eingerechnetem Energiespektrum

Für einen Vergleich der Ergebnisse mit den multifraktalen Dimensionen aus simulierten Schauern zum Zwecke einer Massenbestimmung muß die Simulation an die realen Daten angepaßt werden. Dies umfaßt sowohl die Durchführung der Simulation der MWPC, wie auch die Anpassung an die primären Eigenschaften der kosmischen Strahlung, wie Energiespektrum und Winkelverteilung. Dies wird in einzelnen Schritten vollzogen, um den Einfluß der Anpassungen auf die Massentrennung zu untersuchen. Abbildungen 42 und 43 beinhalten jeweils 100 proton- und 100 eiseninduzierte Schauer. Abbildung 42a zeigt die simulierten Schauer des letzten Kapitels, nun unter Berücksichtigung der kompletten Myonkammersimulation und Rekonstruktion. Zu einer Modellierung der echten Daten werden in einem ersten Schritt (Abb. 42b) nicht mehr Schauer gleicher Größe generiert, sondern Schauer mit einem spektralen Index von  $-3.0$  für Primärenergien größer  $10^{15}$  eV. Auch hier ist noch ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden extremen Primärmassen zu er-

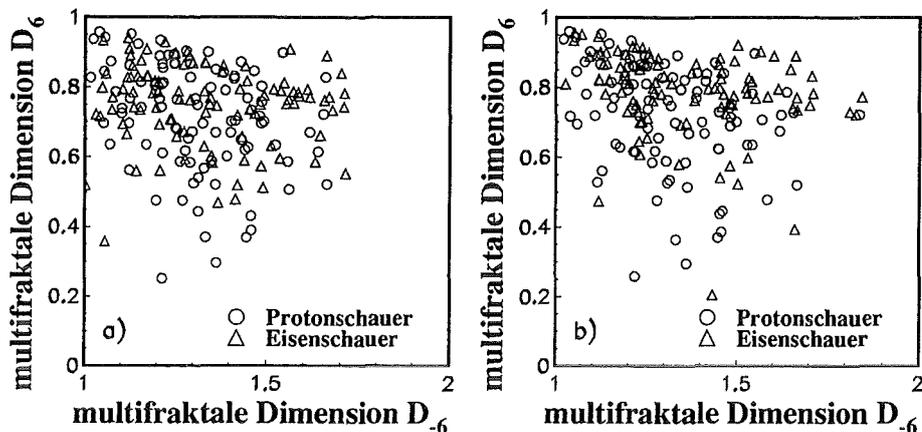


Abbildung 43: Verteilungen der allgemeinen multifraktalen Dimensionen bei a) simulierten Schauern einschließlich isotroper Winkelverteilung, sowie b) für Schauer, die alle Selektionskriterien erfüllen

kennen. Dies bedeutet, daß Differenzen in den Fluktuationen im wesentlichen von der Primärenergie unabhängig sind. Die Auflösung wird allerdings deutlich schlechter, wenn eine realistische Verteilung der Zenitwinkel der primären Kerne angenommen wird (Abb. 43a). Dies wird teilweise durch Anwendung der Selektionskriterien wieder verbessert (Abb. 43b), da bei großem Zenitwinkel sowohl die Absorberdicke im Kalorimeter größer wird, was die Anzahl von Myonen und Sekundärteilchen relativ verkleinert, als auch die Absorberdicke der Atmosphäre, was einen starken Einfluß auf die Zahl und Verteilung der Schauerteilchen auf der Erdoberfläche hat. Dies verändert bei gleicher primärer Energie die Selektionseffizienz bei der Datenselektion auf Beobachtungsniveau.

Abbildung 44 zeigt schließlich die Verteilung der multifraktalen Dimensionen für voll durchsimulierte und rekonstruierte Schauer mit berücksichtigtem Energiespektrum und isotroper Winkelverteilung oberhalb der Atmosphäre und der Bedingung, daß die Schauer alle Selektionskriterien erfüllen. Jeweils 75 Schauer in den fünf unterschiedlichen Massengruppen sind eingetragen. Dabei haben zwei Drittel der Schauer pro Gruppe ihren Schauerkern innerhalb von drei Metern um den Mittelpunkt des Zentraldetektors. Ein Drittel der Schauer haben ihr Zentrum weiter als drei Meter entfernt, erfüllen aber trotzdem sämtliche Selektionsschnitte. Dies entspricht in etwa den Effizienzen der Selektion in den verschiedenen Abstandsbereichen. Bei Vergleich der

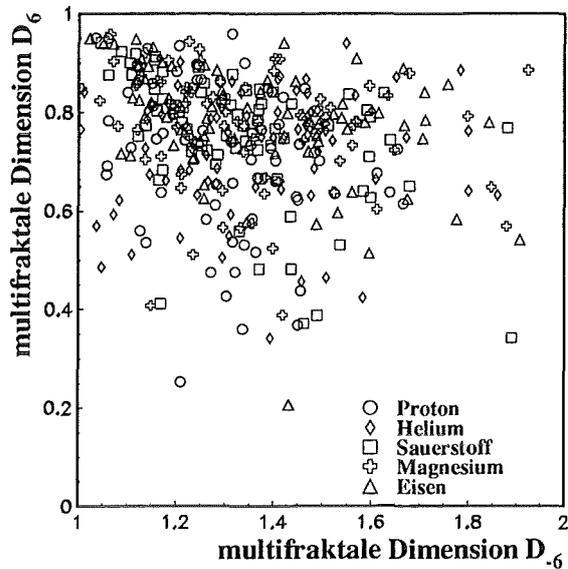


Abbildung 44: Verteilung der multifraktalen Dimensionen bei vollständig durchsimulierten und rekonstruierten Schauern

Verteilung der Schauer in Abbildung 44 mit der Verteilung in Abbildung 41 ist eine grundsätzliche Übereinstimmung zu erkennen. Dies bestätigt, daß die Simulationen die echten Daten in guter Weise repräsentieren. Obwohl kaum Unterschiede in den Verteilungen der unterschiedlichen Massengruppen anhand von Abbildung 44 zu erkennen sind, zeigt sich doch, daß die Mittelwerte in beiden Dimensionen für jede Massengruppe sich mit zunehmender Masse den Werten (1,1) nähert. Die allgemeinen multifraktalen Dimensionen  $D_6$  und  $D_{-6}$  sind zwar Parametrisierungskonstanten der Lateralverteilungen und sind prinzipiell auch sensitiv auf Massenunterschiede in den Schauern, doch reicht die Trennstärke bei der hier möglichen Datenselektion nicht aus, um Aussagen über die Massenverteilung des vorliegenden Datensamples oder auch über die Masse einzelner Schauer zu machen. Hierzu sind weitere massensensitive, unkorrelierte Parameter notwendig.

## 6 Die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung

Korrelationen in den Multiplizitäten der Elektron-, Myon- und Hadronkomponente besitzen auf Beobachtungsniveau die besten Trennungseigenschaften bei der Massenbestimmung. Besonders das Verhältnis der Elektron- zur Myonzahl wird in EAS-Detektoranlagen zur Massenbestimmung herangezogen. Beide Werte werden dabei häufig durch eine Anpassung von als bekannt angenommenen Lateralverteilungen an gemessenen Teilchenmultiplizitäten berechnet. Das Experiment KASCADE hat mit dem Zentralkalorimeter allerdings auch die Möglichkeit, die Multiplizität der hadronischen Komponente zu bestimmen, und damit die Korrelationen in den Multiplizitäten aller drei Teilchenkomponenten zu bestimmen. Der Zentraldetektor hat zudem in den Vieldraht-Proportionalkammern und der Triggerebene zusätzliche Detektoren mit hoher Flächenbelegung, und damit weitere Möglichkeiten der Rekonstruktion massensensitiver Parameter.

Aus der Rekonstruktion der Schauerereignisse in diesen beiden Detektorsystemen ergeben sich fünf massenabhängige Parameter, die bei einer gemeinsamen Analyse Aufschluß über die Masse eines Einzelschauers geben können. Neben den allgemeinen multifraktalen Dimensionen  $D_6$  und  $D_{-6}$  aus der Analyse der multifraktalen Momente und der Anzahl der rekonstruierten Myonen in den Vieldraht-Proportionalkammern  $N_\mu^*$ , sind dies der rekonstruierte Zenitwinkel des Schauers  $\Theta$  und die Summe der deponierten Energie  $E_{dep}$  in der Szintillatorebene des Zentraldetektors. Diese Größen sind weitgehend verschieden von den zur Selektion verwendeten Parametern. Bei hochenergetischen und zentralen Schauern sind die Parameter  $E_{dep}$  und  $N_\mu^*$  zu  $N_h$  und  $N_\mu$  ähnliche Parameter (Kapitel 3) bei allerdings wesentlich höheren Fluktuationen in Einzelschauern. Doch haben  $E_{dep}$  und  $N_\mu^*$  den Vorteil, nicht aus einer Anpassung gewonnen zu werden, sondern direkte Meßgrößen darzustellen. Die multifraktalen Dimensionen charakterisieren die massenabhängigen Lateralverteilungen primärer und sekundärer Schauerteilchen im innersten Bereich des ausgedehnten Luftschauers. Der Zenitwinkel bestimmt die Absorberdicke der Atmosphäre und des Detektors in der Schauerentwicklung und wirkt damit wesentlich auf die Multiplizitäten der Teilchenkomponenten ein. Da alle simulierten Schauer einer vollständigen Detektorsimulation unterzogen werden, können die Rekonstruktionsparameter ohne vorherige Anpassung an theoretische Verteilungen direkt verglichen werden. Dies schließt systematische Fehler in Anpassungen von zum Teil unbekanntem und von Fluktuationen abhängigen Funktionen der Lateralverteilungen aus. Mit diesen fünf rekonstruierten Größen ergibt sich pro Schauer ein fünfdimensionaler Zustandsraum. Einfache lineare Schnitte in dieser mehrdimensionalen Verteilung aller gemessenen (und simulierten) Schauer erscheinen aufgrund der großen Fluktuationen als nicht sinnvoll. Günstiger ist eine Lösung dieses

nichtlinearen Problems mittels eines neuronalen Netzes. Es ermöglicht eine Parametrisierung und Reduzierung der fünf Meßwerte auf einen Parameter, der direkt mit der Masse des primären Teilchens verbunden ist.

## 6.1 Die Konfiguration und das Training des neuronalen Netzes

Ein einfaches neuronales Netz soll die Trennungseigenschaften zwischen leichten und schweren primären Kernen maximieren. Eine Implementierung eines Netzes in ein physikalisches Problem umfaßt die Konfiguration, das Training und die Generalisation des Netzes. Aufgrund der kleinen Statistik in den gemessenen und simulierten Daten bei hochenergetischen Schauern, muß das Netz möglichst einfach konfiguriert werden, um nicht in lokale Minima der Parameterverteilung zu gelangen. Die günstigste Konfiguration ist durch Optimierung des Ergebnisses nach jeder Iteration zu erreichen. Das in dieser Analyse verwendete Netz basiert auf dem Programmpaket JETNET 3.0 [57], das alle gängigen Konfigurationsmöglichkeiten von "Feed-Forward"-Netzwerken anbietet. Ein Netz besteht aus einer Eingabe- und einer Ausgabelage, sowie einer oder mehreren verborgenen Lagen, den sogenannten "hidden-layer". Jede Lage beinhaltet wiederum eine definierte Anzahl von "Knoten". "Feed-Forward" bedeutet, daß jeder Knoten einer Lage mit allen Knoten der benachbarten Lage verbunden ist, aber nicht die Knoten einer Lage untereinander. Jeder Knoten wird durch eine Schwelle  $\theta$  und jede Verbindungslinie durch ein Gewicht  $\omega$  repräsentiert. Bei der in Abbildung 45 dargestellten und in dieser Analyse benutzten Konfiguration berechnet sich dann der Ausgabewert  $y_{NN}$  mit Hilfe der allgemeinen Formel

$$y_i = g\left\{\sum_j \omega_{ij} g\left[\sum_k \omega_{jk} g\left(\sum_m \omega_{km} x_m + \theta_k\right) + \theta_j\right] + \theta_i\right\}$$

Da nur ein Ausgabewert benutzt wird, ist  $y_{NN} = y_i$ . Die nichtlineare "Aktivierungsfunktion" der Knoten  $g$  hat die Form einer Signum-Funktion:

$$g(z) = (1 + e^{-2z})^{-1}$$

Der Lernprozeß (das Training) des Netzes fixiert die Schwellen und Gewichte so, daß der Fehler des Ausgabewertes für alle Trainingsereignisse minimal wird gegenüber dem jedem Ereignis "a priori" gegebenen "wahren" Ausgabewert  $y_i$ . Als zu minimierende Fehlerfunktion  $E$  wird der Fehler des Mittelwertes gewählt:

$$E = \frac{1}{2N_p} \sum_{p=1}^{N_p} (y^p - y_i^p)^2$$

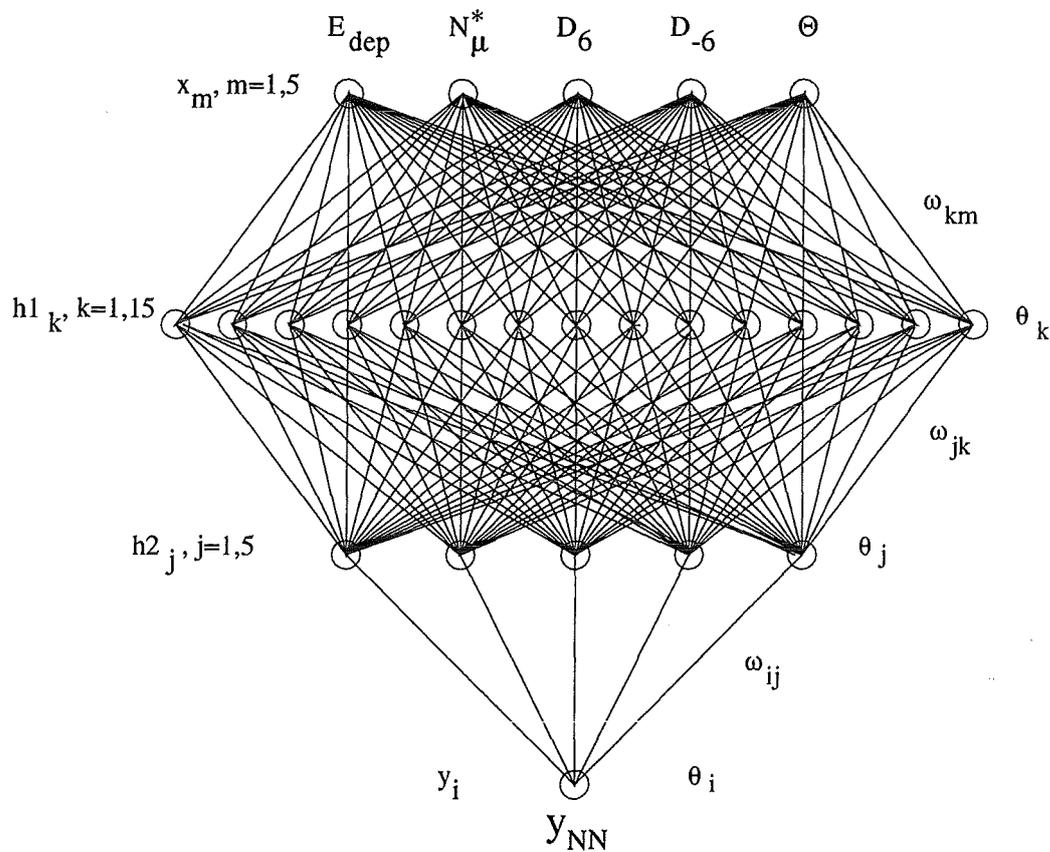


Abbildung 45: Schematische Darstellung der Konfiguration des neuronalen Netzes

$N_p$  ist die Anzahl der benutzten Trainingsereignisse. Für jeden neuen Durchgang durch alle Ereignisse (Epoche) wird eine Veränderung der Gewichte mit Hilfe der Gradientenmethode vorgenommen (Backpropagation):

$$\omega_{t+1} = \omega_t + \Delta\omega_t$$

$$\Delta\omega_t = -\eta \frac{\partial E}{\partial \omega} + \sigma$$

Die Addition eines normalisierten Rauschtermes  $\sigma$  in Gauß-Form verhindert die Fixierung der Gewichte in einem lokalen Minimum (Langevin-Methode).

Das konfigurierte Netz (Abb. 45) wird mit einem Satz von je 600 eisen- und protoninduzierten Schauern trainiert. Die Eingabeparameter sind  $E_{dep}$ ,

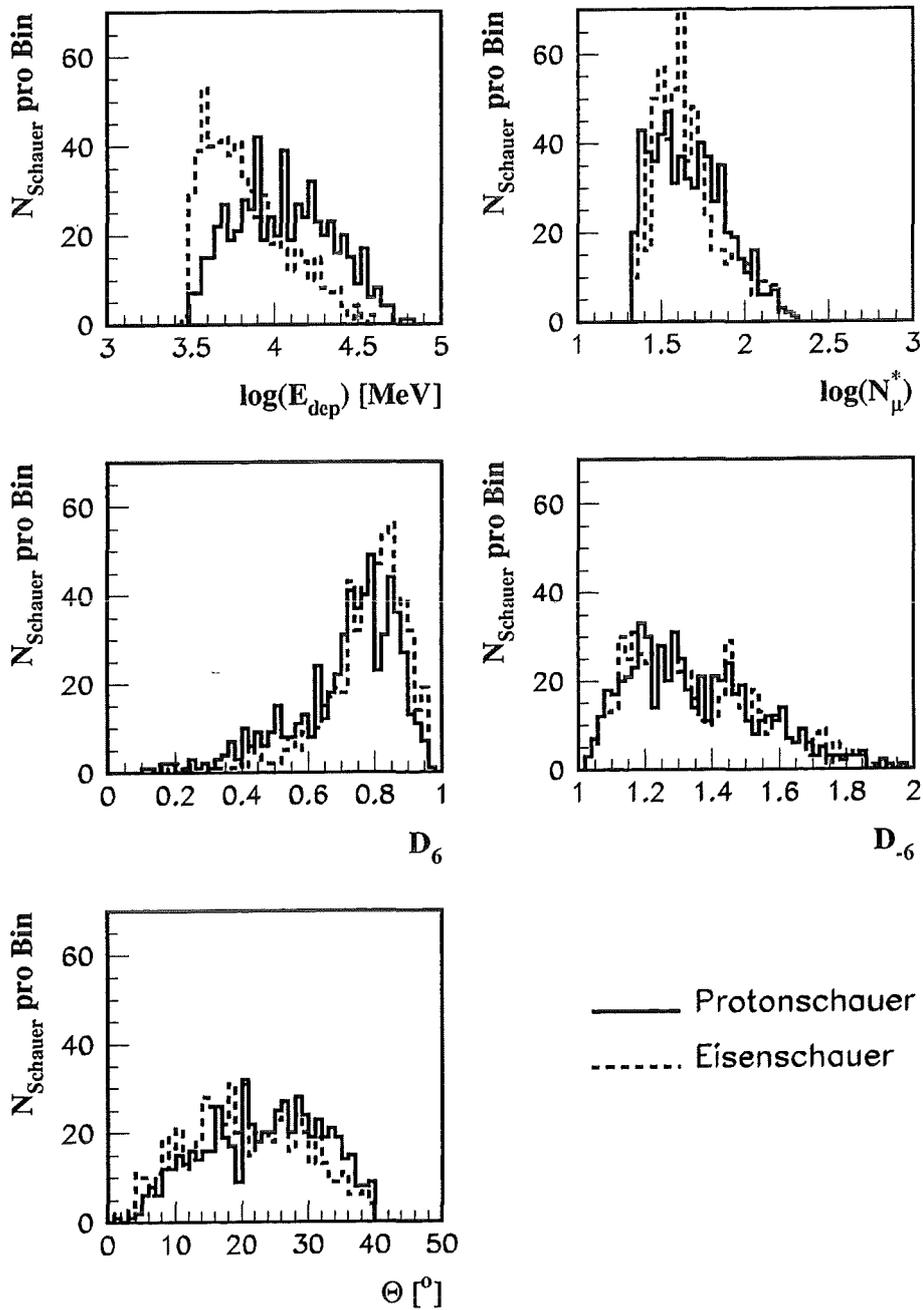


Abbildung 46: Verteilung der Eingabeparameter des neuronalen Netzes aller Trainingsereignisse

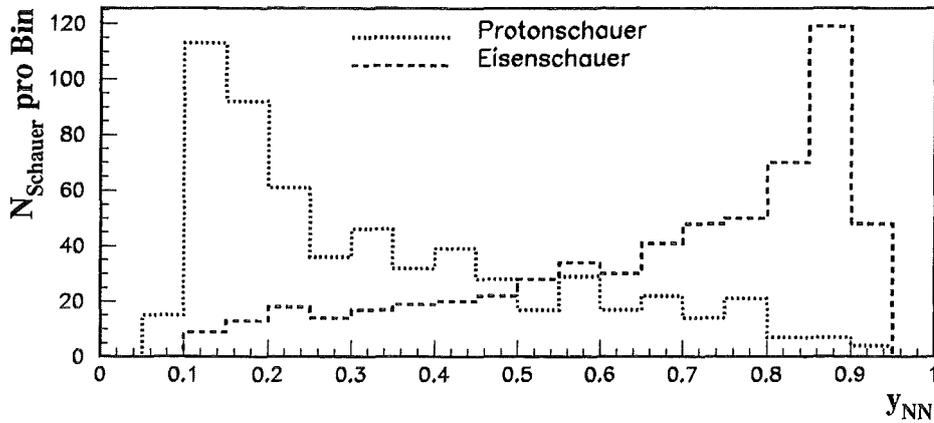


Abbildung 47: Ausgabewerte des neuronalen Netzes nach der letzten Generalisation

$N_{\mu}^*$ ,  $D_6$ ,  $D_{-6}$  und der Zenitwinkel  $\Theta$  des Schauers. Wie in Abbildung 46 zu sehen, sind in den einzelnen Eingabewerten kaum Unterschiede in den verschiedenen induzierten Schauern zu erkennen. Es handelt sich hierbei um simulierte, in der Einfallrichtung isotrop verteilte Schauer, deren primäre Energie ab  $10^{15}$  eV spektral abfällt, und die ihr Schauerzentrum maximal drei Meter vom Mittelpunkt des Zentraldetektors entfernt haben. Außerdem erfüllen die für das Training benutzte Schauer alle Selektionskriterien. Den protoninduzierten Schauern wird als wahrer Wert die 0 gegeben, den eiseninduzierten Schauern der Wert 1. Startwert in die erste Epoche ist 0.5. Um systematische Fehler beim Training zu vermeiden, werden bei jeder Epoche 1200 zufällige Schauer aus allen Trainingsereignissen ausgewählt. Nach ungefähr 1600 Epochen ist die maximale Güte des Netzes erreicht, und alle Gewichte werden fixiert. Die Ausgabewerte des Netzes nach der letzten Epoche ist in Abbildung 47 dargestellt, was eine deutliche Trennung zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern zeigt. Dies weist darauf hin, daß durch das neuronale Netz eine Optimierung aller möglichen Korrelationen in den fünf Meßgrößen erreicht wird, und dadurch eine Separation der Schauer vollzogen werden kann.

## 6.2 Der Ausgabeparameter des neuronalen Netzes

Mit der Fixierung aller Schwellen und Gewichte des neuronalen Netzes nach dem Training ist der Ausgabeparameter  $y_{NN}$  jedes gemessenen und simulierten Schauers festgelegt. Dieser Wert entspricht einer Wahrscheinlichkeit, inwieweit ein Einzelschauer einer bestimmten Masse zugeordnet werden kann. Berechnet wird  $y_{NN}$  für jeden der 1484 selektierten Luftschauer aus den gemessenen Daten (Abb. 48), sowie für jeden simulierten Luftschauer, der alle Selektionskriterien erfüllt. Abbildungen 49 und 50 zeigen zwei Beispiele aus

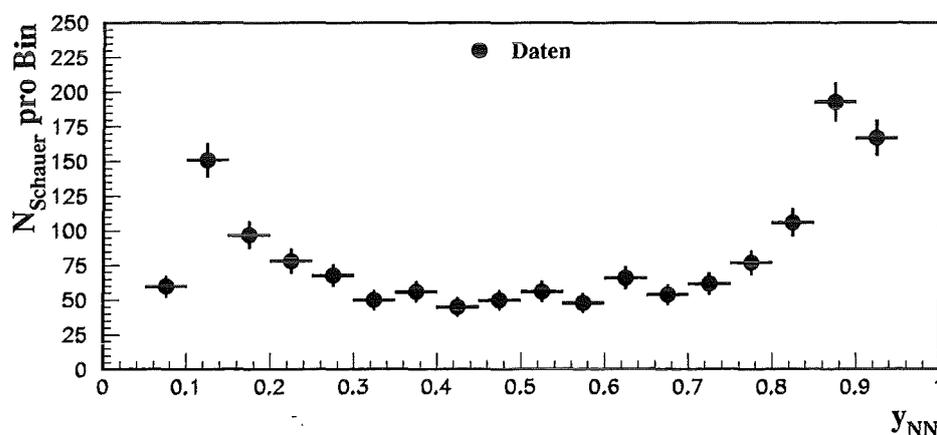


Abbildung 48: Verteilung des Ausgabewertes  $y_{NN}$  des neuronalen Netzes aller gemessenen und selektierten Daten

den gemessenen Daten. Dargestellt ist auf der jeweils linken Seite die Verteilung der deponierten Energie in der Szintillatorebene und die Verteilung der rekonstruierten Myonen. Auf der jeweils rechten Seite der Abbildungen ist die Verteilung aller rekonstruierten Hits zu sehen, mit denen die multifraktalen Dimensionen berechnet werden. Der EAS in Abbildung 49 mit dem Ausgabewert  $y_{NN} = 0.12$  ist mit großer Wahrscheinlichkeit ein Luftschauer, der durch einen leichten primären Kern induziert wurde, dagegen ist der Schauer in Abbildung 50 ein durch einen schweren Kern induzierter Schauer ( $y_{NN} = 0.77$ ). In den Eingabeparametern zeigen sie die typischen Unterschiede, wie sie in den vorherigen Kapiteln erläutert wurden: Bei gleicher Größe ( $\cong E_{dep}$ ) und gleichem Einfallswinkel führt der schwerere Primärkern zu mehr Myonen und zu multifraktalen Dimensionen, die eher eine Gleichverteilung in der Dichtestruktur repräsentieren ( $D_6 \approx D_{-6} \approx 1$ ).

Zur Bestätigung der Einschätzungen dieser zwei gemessenen EAS, sind in den Abbildungen 51 und 52 zwei in den Eigenschaften korrespondierende, simulierte Schauer abgebildet. Der proton-(eisen)induzierte Schauer erreicht auf

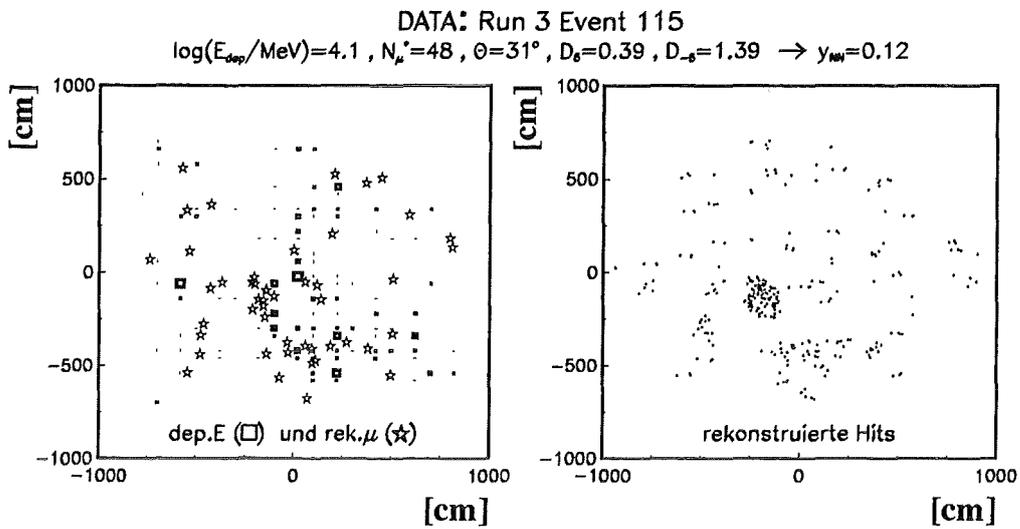


Abbildung 49: Beispiel eines rekonstruierten protonähnlichen Schauers mit Eingangsparametern und dem Ausgabewert des neuronalen Netzes

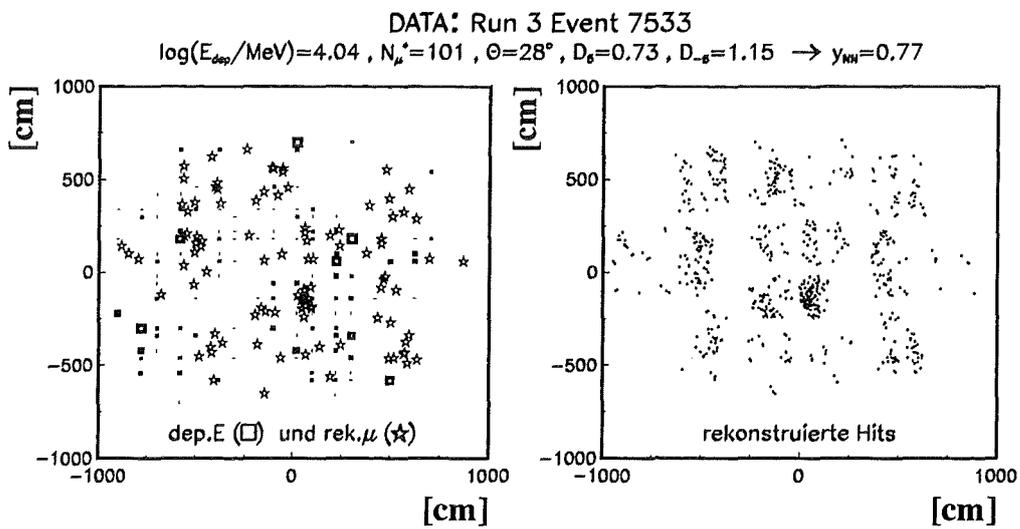


Abbildung 50: Beispiel eines rekonstruierten eisenähnlichen Schauers mit Eingangsparametern und dem Ausgabewert des neuronalen Netzes

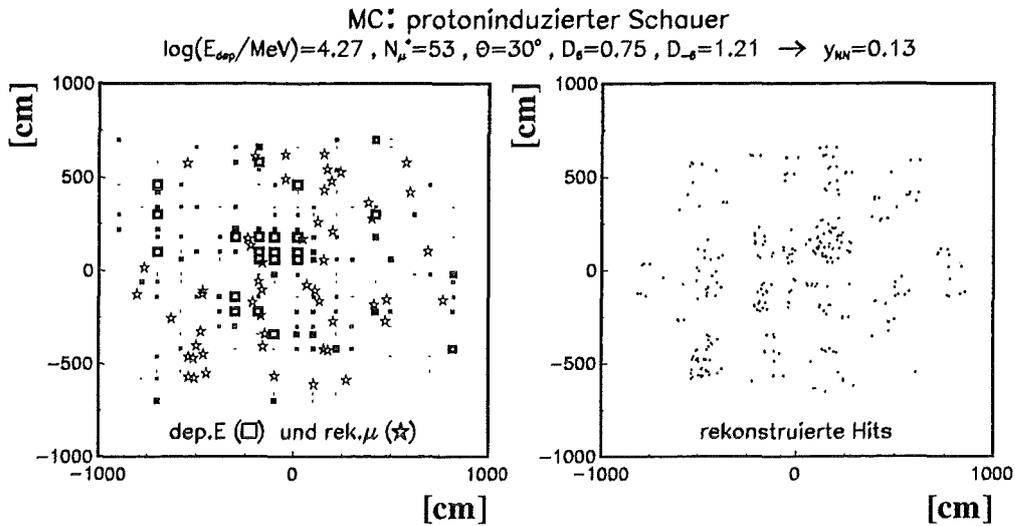


Abbildung 51: Beispiel eines simulierten protoninduzierten Schauers mit Eingangsparametern und dem Ausgabewert des neuronalen Netzes

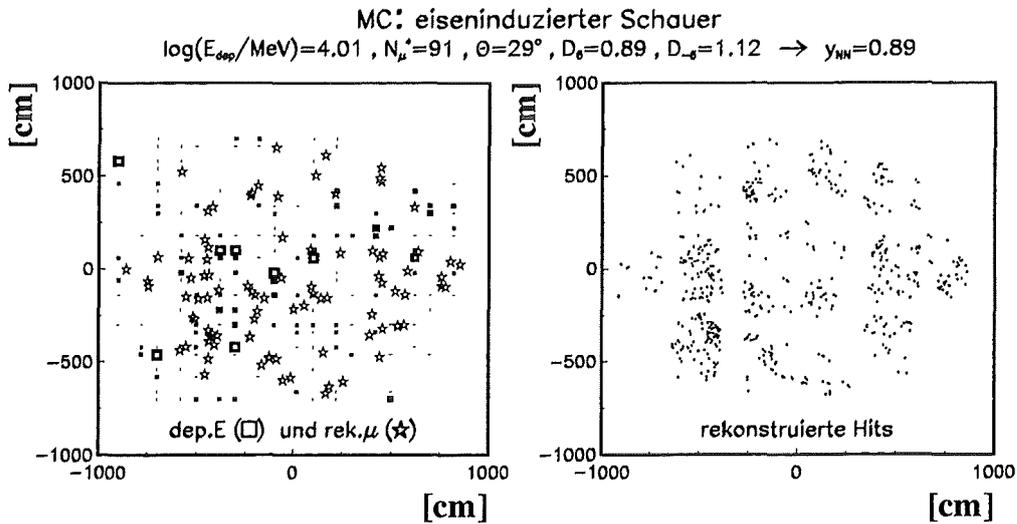


Abbildung 52: Beispiel eines simulierten eiseninduzierten Schauers mit Eingangsparametern und dem Ausgabewert des neuronalen Netzes

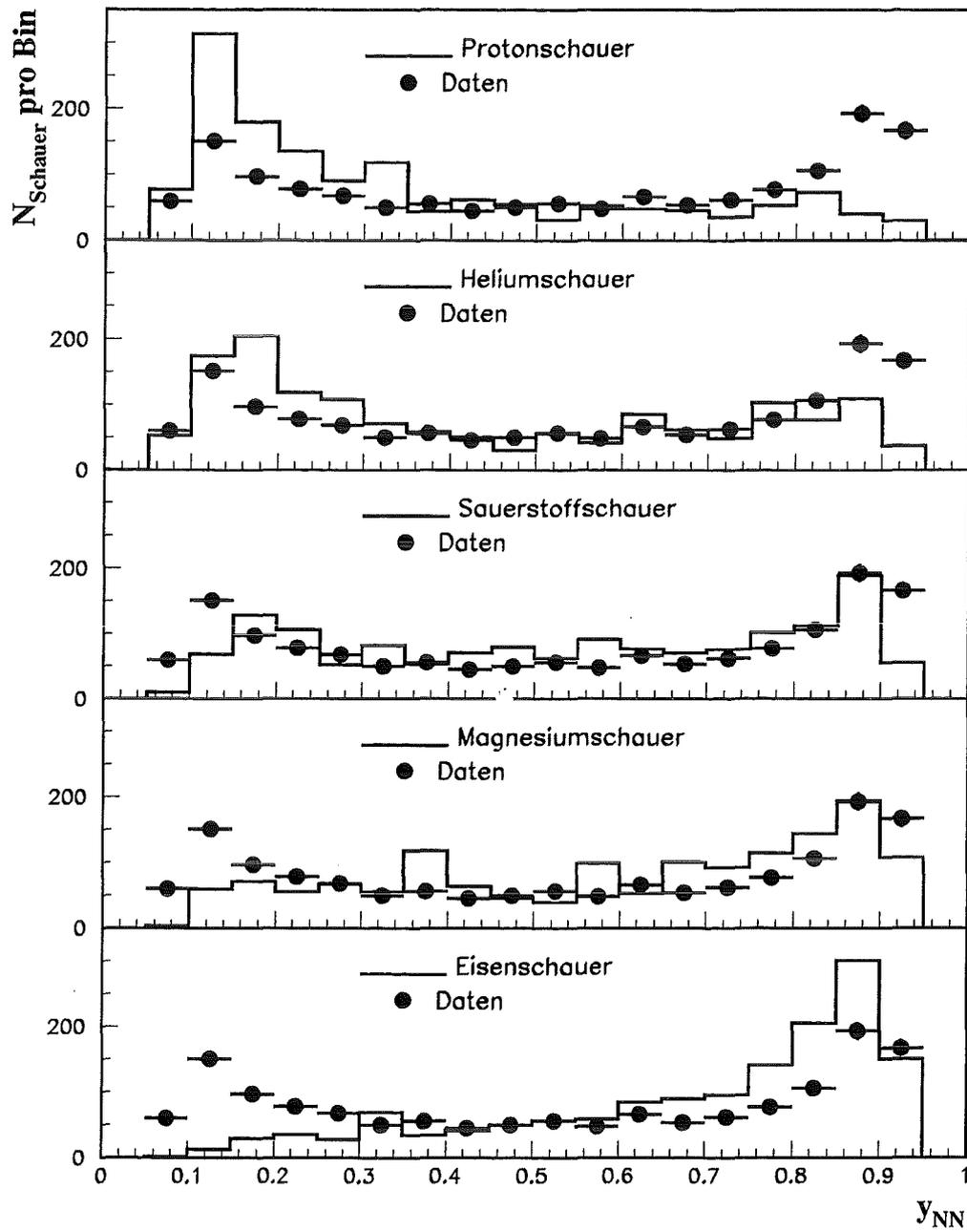


Abbildung 53: Verteilungen der gewichteten und auf die Daten normierten Ausgabewerte  $y_{NN}$  des neuronalen Netzes für jede Massengruppe im Vergleich mit der Verteilung der realen Daten

Beobachtungsniveau eine Größe von  $\log N_c = 5.30$  (5.28) bei einer primären Energie von  $E = 2.3 \cdot 10^{15}$  eV ( $7.3 \cdot 10^{15}$  eV). Das Zentrum beider Schauer liegt in Höhe der Vieldraht-Proportionalzählrohren weniger als 2 m vom Mittelpunkt des Zentraldetektors entfernt.

Für eine qualitative Auswertung der  $y_{NN}$ -Verteilung der Daten (Abb. 48) muß ein realistischer Vergleich mit simulierten Verteilungen bekannter Primärmasse durchgeführt werden. Schwierigkeiten dabei sind die unbekannte Energie pro Schauer in den Daten, sowie die Unbestimmtheit im Ort des Schauerzentrums. Für unterschiedliche Massen werden daher die simulierten Schauer, die alle Selektionskriterien erfüllen und somit den realen Daten entsprechen, in jeweils vier Energie- und Abstandsintervalle eingeteilt und separat die  $y_{NN}$ -Verteilung bestimmt. Die Intervallbreiten und jeweiligen Selektionseffizienzen mit ihren statistischen und systematischen Fehlern sind in Kapitel 4.5 beschrieben. Die einzelnen Verteilungen werden dann gemäß ihrer wahren Häufigkeit in der Energie (aus dem integralen Fluß) und in der räumlichen Verteilung (aus der Gesamtfläche des jeweiligen radialen Kreisrings) gewichtet, auf die "guten" Schauer ( $E = 1 \cdot 10^{15} - 5 \cdot 10^{15}$  eV,  $R = 0 - 5$  m) normiert, und addiert. Somit ergibt sich für jede der fünf Massengruppen eine  $y_{NN}$ -Verteilung (Abb. 53), wie man sie in den Daten erwarten würde, wenn es jeweils nur diese eine Massengruppe gäbe. Einzelne stark erhöhte oder erniedrigte Bins in den simulierten und gewichteten  $y_{NN}$ -Verteilungen beruhen auf der ungenügenden Statistik der Monte Carlo Ereignisse bei weit entfernten Schauern oder Schauern geringer Energie, die alle Selektionskriterien erfüllen. Zum Beispiel ergeben sich für magnesiuminduzierte Schauer geringer Energie Selektionsraten von unter 5 %, was eine sehr hohe Statistik in der Simulation erfordert. Obwohl das Netz nur mit eisen- und protoninduzierten Schauern trainiert wurde, zeigen die drei mittleren Massengruppen die erwarteten Verteilungen mit ihren Massen entsprechenden Mittelwerten.

### 6.3 Die Separation der Ereignisse in zwei Massengruppen

Das Problem, die Verteilungen in den Netzausgabewerten in verschiedene Klassen zu separieren, kann mit Hilfe der "Bayes'schen Klassifizierungsregel" [58] gelöst werden. Sie gibt für jeden Wert die Wahrscheinlichkeiten einer jeweiligen Klassenzugehörigkeit an [59]. Unter der Annahme, alle Schauer lassen sich in zwei Klassen aufteilen, die durch "leichte" oder "schwere" Primärkerne erzeugt wurden, kann eine Klassifizierung mit der Proton- und der Eisenverteilung der  $y_{NN}$ -Werte aus Abbildung 53 durchgeführt werden. Damit werden alle leichten Kerne durch Protonen und alle schweren Kerne durch Eisen repräsentiert. Das Netz wurde mit Protonen und Eisenkernen trainiert und

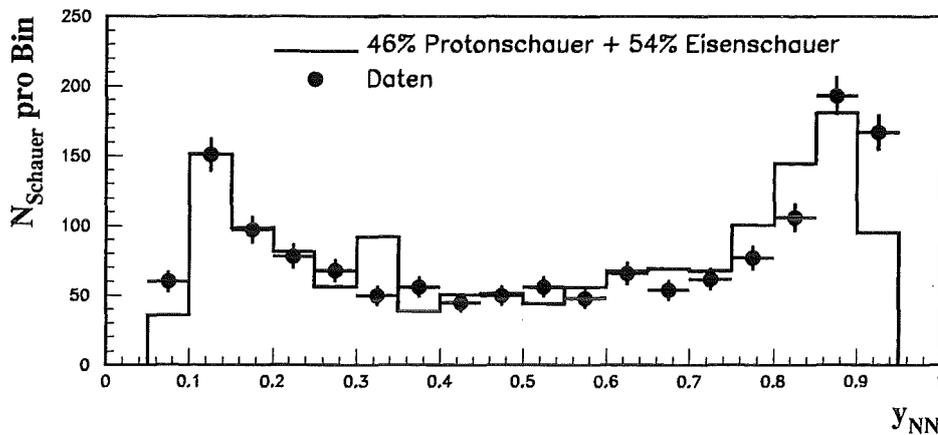


Abbildung 54: Vergleich der Daten mit der aus der Bayes-Analyse erhaltenen Monte Carlo Verteilung des Netz-Ausgabewertes  $y_{NN}$

deshalb ist es auch sinnvoll, die Klassifizierung mit den zwei "a priori"-Verteilungen dieser Massen durchzuführen. Die Ersetzung von Protonen durch Helium und Eisen durch Sauerstoff und/oder Magnesium führt dann zu systematischen Fehlern. Bei einem Schnitt in den Verteilungen bei 0.5 ergibt sich aus der sogenannten "a priori"-Verteilung des Protons ein Anteil von 72.5% in der leichten Klasse, und ein Anteil von 79.7% der "a priori"-Verteilung des Eisens, der die Klasse der schweren Massen bevölkert. 44.1% der Daten haben ihren Ausgabewert unterhalb 0.5, 55.9% darüber. Daraus ergibt sich ein Verhältnis der leichten zur schweren Gruppe in den gemessenen Daten von 46% zu 54% mit jeweils  $\pm 2\%$  statistischem Fehler aus den Daten. In Abbildung 54 ist die "a priori"-Verteilung der mit diesen Anteilen normierten Schauer im Vergleich mit der Verteilung der realen Daten dargestellt. Zu bemerken ist, daß die Bayes-Auswahlregeln nicht die Struktur der Verteilung links oder rechts des Schnittwertes berücksichtigen, sondern nur die integralen Anteile benutzt. Trotzdem repräsentiert die simulierte, mit den erhaltenen Prozentteilen gewichtete Verteilung, die Verteilung der gemessenen Daten gut.

Mittelschwere Elemente sind in unbekannter Weise in den beiden Gruppen verteilt. Die "a priori"-Sauerstoffverteilung (Abb. 53) läßt vermuten, daß diese allerdings eher zur schweren Gruppe gehören. Die Analyse wird mehrmals wiederholt, indem in der leichten Gruppe die protoninduzierten Schauer schrittweise durch heliuminduzierte, und in der schweren Gruppe die eiseninduzierten Schauer schrittweise durch sauerstoff- und magnesiuminduzierte

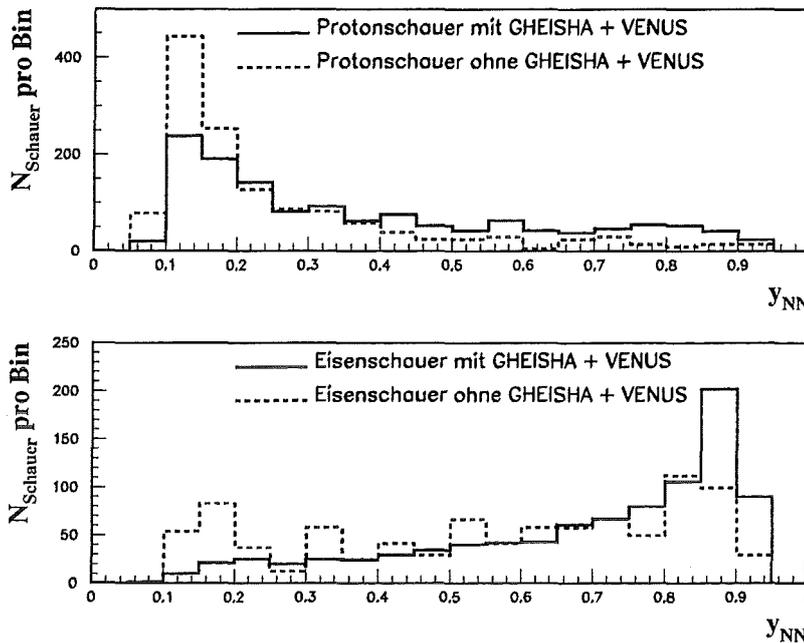


Abbildung 55: Vergleich von "a priori"-Verteilungen für unterschiedliche Monte Carlo Modelle

Schauer ersetzt wird. Daraus ergibt sich ein Fehler auf die erhaltenen Anteile im Datensample von  $\pm 5\%$ . Dieser systematische Fehler berücksichtigt somit die unbekannt chemische Zusammensetzung in der leichten, beziehungsweise schweren Gruppe.

Eine weitere Fehlerquelle ist die Modellabhängigkeit der Analyse. Die "a priori"-Verteilungen sind alle mit einer einheitlichen CORSIKA Version inklusive GHEISHA und VENUS simuliert. Da in der Analyse primär auf die massensensitive Lateralverteilungen und Häufigkeiten hochenergetischer Hadronen und Myonen eingegangen wird, ist vor allen Dingen die Simulation der ersten Wechselwirkungen in der Atmosphäre ausschlaggebend. In diesem für Beschleuniger unzugänglichen Energie- und Winkelbereich ist die Abhängigkeit vom benutzten Modell der starken Wechselwirkung besonders groß. Zur Bestimmung des modellabhängigen Fehlers werden  $y_{NN}$ -Verteilungen für proton- und eiseninduzierte Schauer mit unterschiedlichen Modellen simuliert (Abb. 55). Nur zentrale Schauer mit  $E > 10^{15}$  eV sind hierbei berücksichtigt. Die Verteilungen ohne Benutzung der Modelle GHEISHA und VENUS entstammen einer Addition aus Rechnungen mit dem Wechselwirkungsmodell HDPM von Capdevielle [31] mit und ohne totaler Fragmentation, sowie Rechnungen mit dem Isobarenmodell. Diese Modelle haben zu der verwendeten CORSIKA

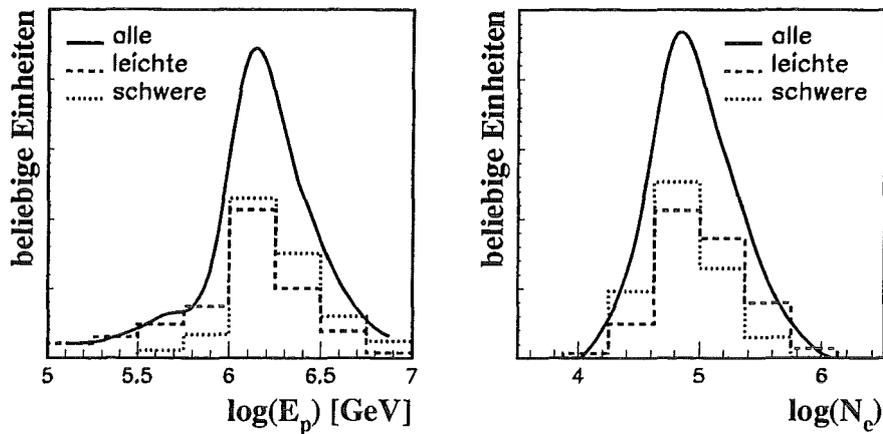


Abbildung 56: Aus der Simulation gewonnene Erwartung der primären Energie- und  $N_e$ -Verteilung im analysierten Datensatz

Version mit GHEISHA und VENUS die größten systematischen Unterschiede in der Schauerentwicklung [60], und damit ist der hieraus bestimmte Fehler in der Bayes-Analyse als maximal modellabhängiger (theoretischer) Fehler zu betrachten. Er beträgt für die leichte Gruppe  $\pm 6\%$ , und für die schwere Gruppe  $\pm 8\%$ , was hauptsächlich auf Unterschiede bei verschiedenen Fragmentationsanteilen zurückzuführen ist.

Die durchgeführte Bayes-Analyse ergibt einen Anteil an leichten primären Kernen von

$$P_{\text{leicht}} = (46 \pm 2_{\text{stat}} \pm 5_{\text{sys}} \pm 6_{\text{modell}}) \%$$

und von schweren primären Kernen

$$P_{\text{schwer}} = (54 \pm 2_{\text{stat}} \pm 5_{\text{sys}} \pm 8_{\text{modell}}) \%$$

im Datensatz der selektierten Schauer.

Mit Hilfe dieses Resultates kann aus der detaillierten Simulation und den durchgeführten Wichtungen die erwartete, mittlere primäre Energie und die erwartete, mittlere Größe der selektierten Schauer ermittelt werden (Abb. 56). Deutlich sind Unterschiede in den Nachweiswahrscheinlichkeiten der verschiedenen Massengruppen zu sehen. Während die Selektion bei kleinen Energien leichte Kerne bevorzugt, sind bei hohen Energien schwere Kerne häufiger, da bei ihnen die Luftschauer erst bei deutlich höheren Energien eine Sättigung des Detektors erreichen können. Aufgrund der stärkeren Fluktuationen in Luftschauern leichter Primärkerne und dem sehr steilen Energiespektrum

werden bei dem Versuch der Fixierung einer unteren Energieschwelle durch die Selektion leichte Kerne bevorzugt. Jede Klasse muß auf die massenabhängige Selektionseffizienz korrigiert werden, um die wahren Häufigkeiten der einzelnen Klassen oberhalb der Atmosphäre zu erhalten. Die Anteile der leichten und schweren primären Kerne werden mit den Selektionseffizienzen des Energieintervalls 6.0 bis 6.5  $\log(E/\text{GeV})$  korrigiert. Relative Abweichungen der einzelnen Massengruppen in den Selektionseffizienzen von Intervall zu Intervall werden durch einen weiteren Fehler in den Selektionseffizienzen ( $\pm 3\%$ ) berücksichtigt. Die Berechnung der Effizienzen und ihrer systematischen Fehler ist in Kapitel 4.5 beschrieben.

Nach der Korrektur der Daten mit den Effizienzen

$$\epsilon_{\text{leicht}} = 0.625 \pm 0.020_{MC\text{-stat}} \pm 0.06_{\text{cuts}} \pm 0.03_{\text{binning}}$$

$$\epsilon_{\text{schwer}} = 0.457 \pm 0.016_{MC\text{-stat}} \pm 0.073_{\text{cuts}} \pm 0.03_{\text{binning}}$$

ergibt sich als Ergebnis der Analyse:

$P_{\text{leicht}} = (38 \pm 2_{\text{stat}} \pm 8_{\text{sys}} \pm 6_{\text{theo}}) \%$
$P_{\text{schwer}} = (62 \pm 3_{\text{stat}} \pm 15_{\text{sys}} \pm 11_{\text{theo}}) \%$

Im systematischen Fehler sind hier alle Fehler der Effizienzbestimmung und die Fehler bezogen auf die unbekanntes chemische Zusammensetzung innerhalb der beiden Klassen zusammengefaßt. Als theoretischer Fehler wird die Modellabhängigkeit der Simulation bezeichnet. Der große Fehler in der schweren Klasse wird im wesentlichen durch die größere Unbestimmtheit im Wechselwirkungsmodell und den größeren Fehlern in der Effizienz bewirkt. Da die Selektionswahrscheinlichkeit für schwerere primäre Kerne kleiner ist, müßte für sie eine höhere Statistik in den generierten Ereignissen verwendet werden.

## 6.4 Die Elementzusammensetzung durch eine allgemeine Anpassung

Neben der Analyse der Daten bezüglich ihrer chemischen Zusammensetzung in zwei Gruppen, läßt sich auch eine allgemeine Anpassung einer Kombination aller fünf "a priori"-Verteilungen entsprechend der fünf Massengruppen (Abb. 53) an die Daten durchführen. Im Gegensatz zur Bayes'schen Klassifizierung sind dann nicht die integralen Verteilungen, sondern die Struktur

innerhalb der  $y_{NN}$ -Verteilungen maßgebend. Abbildung 57 zeigt die Kombination des kleinsten  $\chi^2$  dieser Anpassung. Dies liefert für die fünf unterschiedlichen Massengruppen eine Anteilsverteilung von 30% Proton, 13% Helium, 10% Sauerstoff, 12% Magnesium und 35% Eisen in den gemessenen Daten. Randbedingung für die Anpassung ist, daß die Summe der fünf Gruppen 100% ergeben muß, und jede Elementgruppe mit mehr als 1% vertreten ist. Die  $\chi^2$ -Verteilung verschiedener Anteilskombinationen ist flach, doch die Tendenz zu einem kleinen Anteil der mittelschweren Elemente deutlich. Der Wert von  $\chi^2$  ist mit 7.0 pro Freiheitsgrad sehr schlecht, was an der groben Einteilung der Netzausgabe liegt, und damit nur wenige Punkte bei dieser 4-Parameter-Anpassung zur Verfügung stehen. Diese grobe Einteilung ist durch die kleine Statistik in den Daten und Simulationen bedingt. Zum anderen wirkt sich die kleine Statistik in den Monte Carlo Simulationen besonders auf die Wichtungszusatzur in den einzelnen Energie- und Abstandsintervallen aus.

Wiederum muß das Ergebnis dieser besten Anpassung mit ihren Selektionseffizienzen korrigiert werden, um die ursprüngliche Zusammensetzung zu erhalten:

$$\begin{aligned}
 P_H &= (23 \pm 3_{stat} \pm 4_{sys} \pm 9_{theo}) \% \\
 P_{He} &= (11 \pm 2_{stat} \pm 2_{sys} \pm 6_{theo}) \% \\
 P_O &= (10 \pm 2_{stat} \pm 2_{sys} \pm 7_{theo}) \% \\
 P_{Mg} &= (12 \pm 2_{stat} \pm 2_{sys} \pm 9_{theo}) \% \\
 P_{Fe} &= (44 \pm 3_{stat} \pm 12_{sys} \pm 17_{theo}) \%
 \end{aligned}$$

Die Quellen der Fehler sind bis auf die nicht mehr notwendige Unbestimmtheit einer vorab angenommenen Zusammensetzung in einzelnen Massengruppen identisch mit denen aus der Klassifizierungsmethode. Werden, in dieser von der Bayes Methode unabhängigen Analyse, die Anteile von Proton und Helium addiert, steht das Ergebnis in guter Übereinstimmung mit dem vorherigen Resultat. Dies erhöht das Vertrauen in die Methode einer allgemeinen Anpassung aller fünf Massengruppen an die Daten trotz des großen Fehlers. Da das Netz nur mit den beiden extremen Massen Proton und Eisen trainiert wurde, werden Einzelschauer durch das Netz systematisch je nach Struktur ihrer fünf Eingabeparameter im Ausgabewert in die Richtung einer dieser beiden Extrema gezogen. Dies läßt die Interpretation des Fehlers so zu, daß das Verhältnis von Proton zu Helium ebenso überschätzt wird, wie das von Eisen

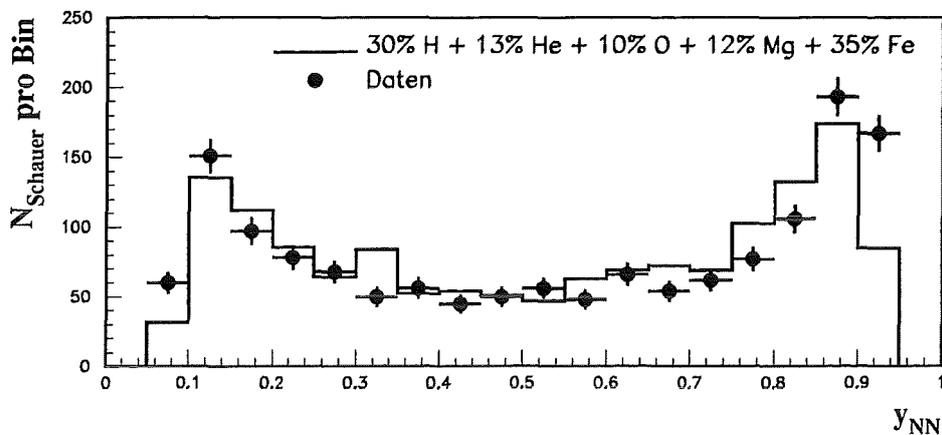


Abbildung 57: Vergleich der Daten mit der aus der allgemeinen Anpassung erhaltenen Monte Carlo Verteilung des Netzausgabewertes  $y_{NN}$

zu Magnesium, beziehungsweise Sauerstoff. Für eine präzise Anwendung der Methode muß die Statistik in der Simulation soweit erhöht werden, daß ein Training des neuronalen Netzes mit allen fünf Massengruppen möglich wird.

Für einen ersten Vergleich der Ergebnisse mit Resultaten weiterer Experimente, wird die komplette Simulation mit einer vorgegebenen Zusammensetzung in den fünf Massengruppen durchgeführt. Diese chemische Zusammensetzung wird einem Resultat des JACEE Experimentes [61] entnommen, das bei Primärenergien von 300 bis 900 TeV Gültigkeit hat (16% H, 29% He, 35% O, 9% Mg, 11% Fe) [62]. JACEE ist ein ballongetragenes Experiment, das bei diesen hohen Energien aufgrund des geringen Flusses allerdings nur noch sehr kleine Raten mißt. Nach der Simulation, Datenselektion und Wichtung ergibt sich die in Abbildung 58 dargestellte Verteilung des Netzausgabeparameters. Diese Verteilung müßte der Verteilung der Daten entsprechen, wenn die von JACEE bestimmte chemische Komposition auch für die hier gemessenen Daten gültig sein sollte. Deutlich ist jedoch ein Unterschied in dem Anteil der schweren Komponente zu sehen. Dies könnte einerseits an einer Überschätzung der schweren Komponente in dieser Analyse oder an einer fehlenden Erkennung der leichten Elemente im JACEE Experiment liegen, andererseits aber auch ein Hinweis auf die Zunahme der schweren Elemente bei steigender Energie sein, da die selektierten Daten im Energiebereich von 800 bis 1800 TeV liegen, gegenüber 300 bis 900 TeV für die JACEE Daten. Mit der vorgegebenen Zusammensetzung wird auch die komplette Bayes'sche Analyse des vorherigen Kapitels wiederholt. Sie ergibt einen Anteil der leich-

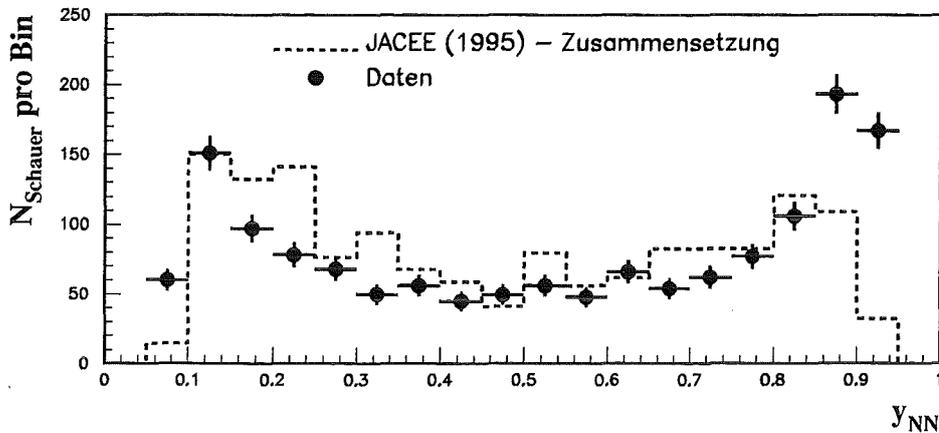


Abbildung 58: Vergleich der Daten mit einer Verteilung des Netzausgabewertes  $y_{NN}$ , die auf der Basis der gemessenen chemischen Zusammensetzung des JACEE Experimentes gewonnen wurde

ten Komponente von  $(42 \pm 10)\%$ , was mit dem Anteil im JACEE Resultat von 45% sehr gut übereinstimmt. Dies zeigt, daß der Klassifizierung der gemessenen Daten in zwei Gruppen der primären Masse mit Hilfe der Bayes Regeln ein hohes Vertrauen entgegen gebracht werden kann.

## 6.5 Erste korrelierte Messung mit dem KASCADE Array

Die hier vorliegende Analyse konnte nur Daten der Szintillationsebene und der Myonkammern des Zentraldetektors berücksichtigen. Dadurch ist in weiten Teilen der Analyse eine große Abhängigkeit von den Simulationen gegeben. Zum Beispiel ergeben bisher nur Detektorsimulationen Aufschlüsse über die Güte von Rekonstruktionsparametern wie dem Einfallswinkel der Schauer oder die Bestimmung der Myonzahl. Ein wichtiger Punkt der Analyse ist auch die Wahl der Selektionsschnitte und die damit verbundenen Korrekturen auf die für die selektierten Schauer gültigen Resultate. Es wurde versucht, die Korrekturfaktoren und ihre Fehler durch detaillierte Monte Carlo Simulationen zu studieren. Inwieweit die Vorhersagen der Analyse bezüglich der primären Energie (oder Schauergröße  $N_e$ ) mit Hilfe der Simulationen stimmen, ist wichtig, um das Ergebnis in astrophysikalische Gesichtspunkte einordnen zu können. Mehr Sicherheit gegen systematische Fehler in diesen Punkten kann nur durch eine zweite, unabhängige Messung der Parameter

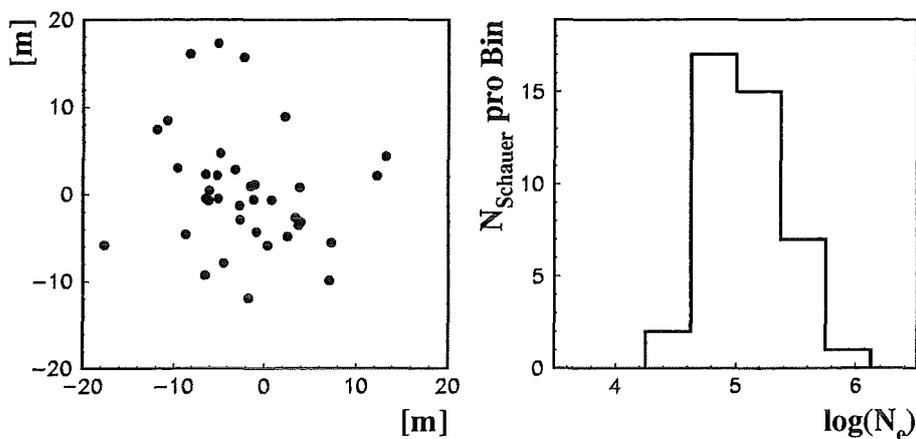


Abbildung 59: Mit Hilfe des KASCADE Arrays rekonstruierte Schauerzentren und Schauergrößen bei den gemeinsamen Ereignissen

gewonnen werden. Dies erscheint bei erdgebundenen Höhenstrahllexperimenten mit unbekanntem Anfangswert der Ereignisse nur durch gleichzeitige Messung von gleichen Parametern in gleichen Schauern durch verschiedene Detektorkomponenten möglich.

Gegen Ende der Meßperiode konnte zum ersten Mal mit dem KASCADE Array über 41 Stunden eine korrelierte Messung durchgeführt werden. Dabei wurde das Array von der Szintillationsebene getriggert, und die Analyse von Szintillationsebene und Vieldraht-Proportionalkammern in der beschriebenen Weise durchgeführt. Die Menge der verbliebenen Schauer nach der Selektion aus dieser Messung stimmt mit 42 Schauern in etwa mit der Selektionsrate der Gesamtanalyse überein. In diesen selektierten Ereignissen wird eine vorläufige Analyse der Arraydaten vorgenommen. Sie liefert völlig unabhängig zu der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse zusätzliche Informationen: Über eine Anpassung der NKG-Formel an die Signaturen der  $e/\gamma$ -Detektoren und über die gemessenen Teilchenankunftszeiten wird der Ort des Schauerzentrums, die Schauergröße  $N_e$  und die Einfallsrichtung des Schauers ermittelt [40]. Abbildung 59 zeigt den rekonstruierten Ort des Schauerzentrums und die rekonstruierte Schauergröße der gemeinsam gemessenen Schauer. Für das Verhältnis der selektierten Schauer von  $R < 5$  m um den Mittelpunkt des Zentraldetektors zu außerhalb liegenden Schauern, ergab die Simulation in etwa eins zu eins. Dies ist in Übereinstimmung mit der wesentlich genaueren Rekonstruktion des Schauerzentrums durch das Array. Auch die Verteilung der rekonstruierten Schauergröße entspricht der Vorhersage aus den Simula-

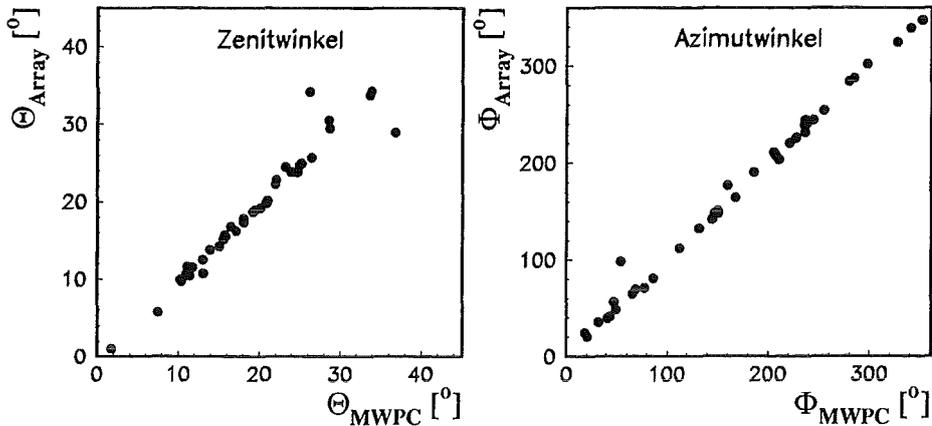


Abbildung 60: Korrelationen in der unabhängigen Bestimmung des Einfallswinkels durch Rekonstruktionsalgorithmen von Daten des Arrays und der Vieldraht-Proportionalkammern

tionen (siehe Abbildung 56).

Zur Überprüfung einzelner Rekonstruktionsparameter in den MWPC mit Hilfe des Arrays bietet sich der Einfallswinkel der Schauer an. Er kann über die Ankunftszeitverteilungen in den 252 Detektorstationen des Arrays sehr genau bestimmt werden. Abbildung 60 zeigt die Korrelation zwischen den zwei unabhängigen Methoden zur Bestimmung der Einfallswinkel. Da es sich im wesentlichen um zentrale Schauer handelt, gibt es keine systematischen Abweichungen in der Winkeldifferenz zwischen der Elektronkomponente (Array) und Myonkomponente (Zentraldetektor), wie sie bei sehr schrägen Schauern oder bei Schauern, die ihr Zentrum weit entfernt vom Zentraldetektor haben, auftreten würden. Die Übereinstimmung beider Winkel ist bis auf wenige Ausnahmen hervorragend. Der Schauer mit der größten Abweichung im Azimutwinkel ist ein sehr senkrecht einfallender Schauer ( $\Theta < 2^\circ$ ), was die Azimutbestimmung sehr unsicher macht. Die beiden Schauer, die sich im Zenitwinkel deutlich unterscheiden, fallen unter sehr schrägem Winkel ein und haben laut Arrayanalyse ihr Zentrum weit außerhalb des Zentraldetektors ( $R > 15$  m). Dies vergrößert zum einen den Winkelunterschied zwischen hochenergetischen Myonen und dem Einfallswinkel der elektromagnetischen Front, und desweiteren verschlechtert sich mit zunehmendem Zenitwinkel die Rekonstruktion in den MWPC bei hohen Dichten.

Die kurze gemeinsame Datenaufnahme und die daraus erhaltenen Übereinstimmungen zwischen Vorhersage und Messung erhöht das Vertrauen in die Rekonstruktionsalgorithmen und damit in das Ergebnis der Analyse.

## 6.6 Einordnung und Vergleich des Ergebnisses

Von großer Wichtigkeit für die astrophysikalische Interpretation der chemischen Zusammensetzung ist der Anteil der leichten primären Kerne am totalen Fluß der kosmischen Strahlung. Für einen Vergleich der Resultate unterschiedlicher Experimente muß der jeweilige Energiebereich, in dem das Resultat Gültigkeit hat, spezifiziert werden. Bei erdgebundenen Luftschauerexperimenten ist auch eine Einordnung nach Schauergrößen denkbar, da dies eine direkte Meßgröße darstellt. Sollen jedoch in den Vergleich auch Ergebnisse direkter Messungen eingehen, wird eine Bestimmung der primären Energie notwendig, die ihrerseits jedoch massenabhängig ist. Da bei der hier vorliegenden Messung die Daten des KASCADE Arrays noch nicht zur Verfügung stehen, ist man sowohl in der Bestimmung der mittleren Schauergröße wie auch der mittleren primären Energie auf die Monte Carlo Simulationen angewiesen. Aufgrund der sehr detaillierten Simulation sowohl der Entwicklung von Luftschauern in der Atmosphäre, wie auch der anschließenden Detektorsimulation und der gründlichen Bestimmung der Selektionseffizienzen, erscheint die durchgeführte Energiebestimmung mittels der Simulation (Abb. 56) für gerechtfertigt.

Der Anteil der leichten primären Kerne (Wasserstoff- und Heliumkerne) resultiert im primären Energiebereich von  $E = 8 \cdot 10^{14} - 8 \cdot 10^{15}$  eV nach der hier vorliegenden Analyse zu  $(38 \pm 10)$  %. Abbildung 61 zeigt dieses Ergebnis zusammen mit einer Auswahl von weiteren experimentellen Resultaten. Die unterschiedlichen Verfahren der Bestimmung des Anteils der leichten Komponente und die aus den Ergebnissen abgeleiteten Schlußfolgerungen sind sehr unheitlich, so daß ein Vergleich der Resultate generell schwierig ist [63]. Trotzdem soll hier ein Vergleich und eine simple Zusammenfassung versucht werden.

B. Wiebel-Sooth nutzt alle niederenergetischen direkt gemessenen Flüsse jedes primären Atomkernes bis zur Ladung  $Z=28$ , um mit Hilfe der Anpassung einer Potenzfunktion den spektralen Index im kosmischen Fluß zu bestimmen. Aus den spektralen Indizes ergibt sich der abgebildete Anteil von Wasserstoff und Helium in Abbildung 61 [64].

Ebenfalls auf direkt gemessene Daten beziehen sich die Resultate des auf einem Satelliten stationierten Experimentes SOKOL [65]. Ein Kalorimeter zur Energiebestimmung und ein Cerenkov-Detektor zur Messung der Teilchenladung sind Hauptbestandteile dieses Experimentes.

Emulsionskammern sind die wichtigsten Detektorkomponenten des ballongetragenen Experimentes JACEE, das hier durch 2 Messungen aus verschiedenen Flügen vertreten ist [66, 62]. JACEE ist das Ballonexperiment mit dem größten Energiebereich für direkte Messungen.

Für erdgebundene Detektoren sind Ergebnisse von drei weiteren Experimen-

ten abgebildet.

MACRO-EAS TOP [67] benutzt ein auf der Erdoberfläche installiertes Szintillatorarray zur Energiebestimmung, und zur Bestimmung der Masse eine Multiparameter-Anpassung an Myon-Multiplizitätsverteilungen, die in Untergrunddetektoren gemessen wurden.

J. Kempa [68] reanalysierte mit Hilfe multifraktaler Momente die mit einem Hodoskop aus "Flashtubes" gemessenen Elektronverteilungen im Kern hochenergetischer Schauer des Kieler Luftschauerexperimentes. Die Angabe des leichten Anteils der primären Kerne ist in der Veröffentlichung allerdings auf die Schauergröße bezogen, und ist für diesen Vergleich mit Hilfe von CORSIKA auf die primäre Energie umskaliert.

Das HEGRA Experiment [69] mißt die chemische Zusammensetzung bei hohen Energien mit Hilfe eines Szintillatorarrays zusammen mit einem Array (AIROBICC) aus Photomultipliern zur Messung des Cerenkov-Lichts.

HEGRA hat mit Hilfe von gasgefüllten Spurkammermodulen (CRT) einen weiteren Ansatz zur Bestimmung der chemischen Komposition, indem die Winkelverteilung von Myonen in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum und der Schauergröße gemessen wird. Dies bedeutet eine Messung der scheinbaren Entstehungshöhe der Myonen und es wird eine Sensitivität auf die longitudinale Schauerentwicklung erreicht [70]. Die Ergebnisse dieser Messung können allerdings nicht in Abbildung 61 eingetragen werden, da nicht die Anteile der leichten Komponente, sondern eine mittlere Masse aller primären Kerne in Abhängigkeit von der Schauergröße bestimmt wurde. Das Ergebnis ist jedoch mit einem leichten Anstieg der schweren Komponente im Bereich des Knies verträglich. Durch diese zwei unterschiedlichen Methoden zur Bestimmung der chemischen Komposition hat HEGRA als bisher einziges Experiment die Möglichkeit, eine Selbstkonsistenz ihrer Analyseverfahren zu überprüfen.

Eine weitere Möglichkeit auf die sehr massenabhängige longitudinale Schauerentwicklung sensitiv zu sein, ist die Messung der Ankunftszeiten von hochenergetischen Myonen [71]. Mit der Fähigkeit einer Ankunftszeitmessung in der Szintillatorebene von KASCADE mit Hilfe einer Identifikation der Myonen durch das System der MWPC und einer Messung der Schauergröße und des Schauerzentrums durch das Array, kann damit eine Bestimmung der chemischen Zusammensetzung für hochenergetische Schauer, die nicht zentral liegen, durchgeführt werden. Damit ist durch eine Anwendung verschiedener Verfahren zur Bestimmung der Komposition im gleichen Energiebereich mit ein und derselben Detektoranlage auch bei KASCADE eine Überprüfung der Selbstkonsistenz und eines besseren Verständnisses des Detektors gegeben.

Bei Primärenergien um  $E = 10^{15}$  eV erfährt das gemeinsame primäre Spektrum aller Teilchen eine Änderung des spektralen Indizes. Die Ursache dieses sogenannten "Knies" wird in sehr unterschiedlicher Weise erklärt und

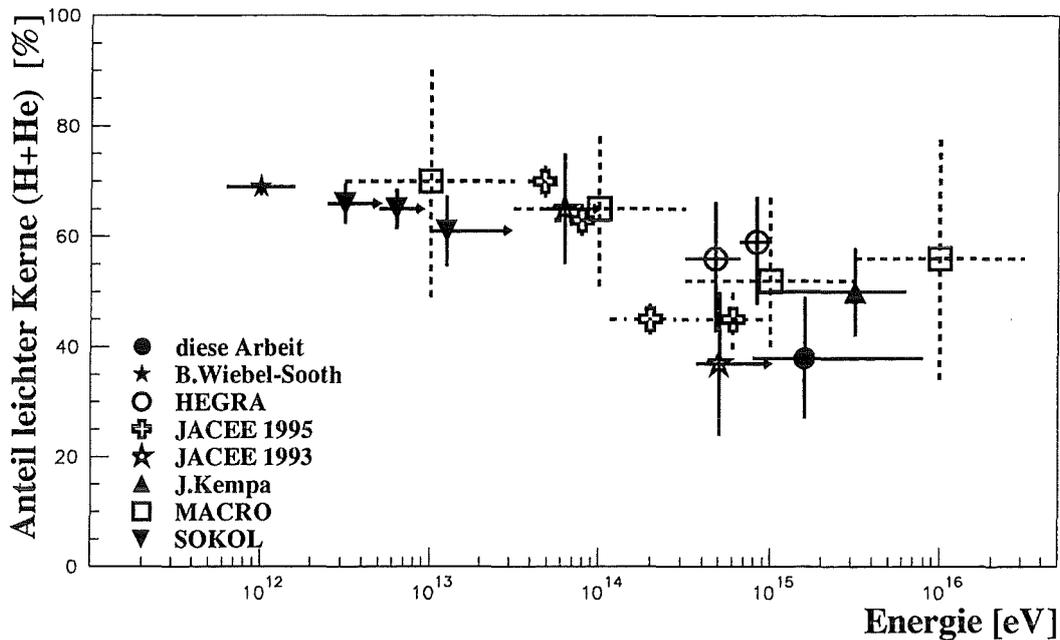


Abbildung 61: Vergleich des Ergebnisses dieser Arbeit mit weiteren experimentellen Resultaten (Quellenangaben im Text)

ist experimentell völlig unklar. In Abbildung 61 scheint in dieser Region das Verhältnis von leichten zu schweren primären Kernen in der kosmischen Strahlung abzunehmen. Eine experimenteller Beweis der Änderung der chemischen Zusammensetzung im Bereich des Knies könnte für eine Erklärung der Erniedrigung des spektralen Indizes von  $-2.7$  auf  $-3.0$  bedeutsam sein.

Unter der Annahme der relativen Zunahme der schweren Komponente im Bereich des Knies werden diejenigen Modelle unwahrscheinlich, die schon in diesem Energiebereich eine neue extragalaktische Protonquelle postulieren [72].

In Einklang mit den Ergebnissen ist das "minimale Modell" zur Erklärung des Knicks im Spektrum. Hier wird von einer Änderung des Quellspektrums für jede Teilchensorte ausgegangen, die allerdings nicht bei gleichen Energien, sondern bei gleicher magnetischer Steifigkeit der Teilchen erfolgt. Damit verschiebt sich der Knick mit zunehmender Masse zu höheren Energien, was ein Anstieg der relativen Häufigkeit im Bereich des Knies zur Folge hat. Verstärkt wird dieser Effekt durch die bekannte Tatsache, daß das Protonenspektrum bereits vor dem Knie einen etwas steileren Abfall gegenüber schwereren Elementen zeigt. Dieses Modell ist natürlich stark vereinfacht, und erklärt auch nicht, warum sich das Quellspektrum ändert.

Im Modell von Stanev et al. [73] werden mehrere Quelltypen kombiniert und

damit das gemessene Energiespektrum reproduziert. Niedere Energien werden dabei in der Mehrzahl durch Supernovaexplosionen in das interstellare Medium erzeugt, bei höheren Energien kommen Teilchen aus Supernovaexplosionen in den Wind eines Vorgängersternes hinzu. Solche Vorgängersterne können sogenannte Wolf-Rayet-Sterne sein, die nicht nur im Stern direkt, sondern aufgrund ihrer hohen Oberflächentemperatur auch im Wind einen hohen Anteil schwerer Elemente besitzen. Das Modell berücksichtigt zudem die jeweiligen Beschleunigungsmechanismen an den verschiedenen Schockfronten. Die Rechnungen des Modells lassen bereits bei Energien zwischen  $10^{15}$  eV und  $10^{16}$  eV einen überwiegenden Anteil an schweren und sehr schweren Elementen erwarten und stehen somit in Einklang mit den hier vorgestellten Messungen.

Wie aus Abbildung 61 zu sehen ist, sind allerdings für einen seriösen Vergleich der Resultate mit den sehr unterschiedlichen Modellbeschreibungen mehr und präzisere Messungen der chemischen Zusammensetzung im Bereich des Knies notwendig. Die experimentelle Schwierigkeit liegt darin, daß in diesem Energiebereich nur erdgebundene Messungen, und damit nur Messungen ausgedehnter Luftschauer möglich sind, die eine Rekonstruktion der primären Energie und der primären Masse notwendig machen. Trotzdem werden durch den Einsatz neuer Detektoranlagen und neuartiger Analysemethoden in Zukunft in diesem Bereich bessere Aussagen möglich sein.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit entstand im Rahmen des Höhenstrahlexperimentes KASCADE, das als eine wichtige Detektorkomponente ein System aus 32 großflächigen Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) zur Messung von Myonen im Zentrum hochenergetischer Schauer beinhaltet. Die MWPC wurden in 2 Lagen mit je  $131 \text{ m}^2$  sensitiver Fläche unterhalb eines  $16 \cdot 20 \text{ m}^2$  großen Eisenkalorimeters ( $\approx 1000 \text{ g/cm}^2$ ) installiert und in Betrieb genommen. Mit Hilfe einer segmentierten Triggerebene aus 456 Szintillationsdetektoren in der dritten Lage des Kalorimeters und 32 baugleichen Detektoren auf dem Dach des Eisenstapels, wurden Soft- und Hardwaretests der MWPC und die Entwicklung und Überprüfung von Rekonstruktionsalgorithmen bereits an der Messung von ausgedehnten Luftschauern durchgeführt.

Detaillierte Simulationen hochenergetischer Luftschauer und ihr Verhalten im Detektor werden benutzt, um massensensitive Parameter aus den Meßdaten zu isolieren, und um eine neue Methode zur Bestimmung der primären chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung zu verifizieren. Mit dem CORSIKA Programm sind mehr als 10000 Schauer im Energiebereich  $10^{14} - 10^{16} \text{ eV}$  produziert und jeder Schauer in 3 verschiedenen Abständen zum Zentraldetektor einer detaillierten Detektorsimulation unterworfen worden. Die Anfangsbedingungen der generierten primären Kerne sind in Energie- und Winkelverteilung der Realität angepaßt. Es wurden Schauer in fünf unterschiedlichen Massengruppen simuliert (Wasserstoff- und Heliumkerne für die leichten Elemente, Sauerstoffkerne für die CNO-Gruppe, Magnesiumkerne für die Ne-Si-Gruppe und Eisenkerne als Vertreter der schweren Elemente), um die Massensensitivität der rekonstruierten Parameter besser spezifizieren zu können. Die Detektorsimulation wird in so detaillierter Weise durchgeführt, daß die Ausgabedaten direkt mit den gemessenen Rohdaten vergleichbar sind. Dies minimiert systematische Fehler in den Rekonstruktionsprozessen, da keine Anpassungen oder globale Parametrisierungen eingeführt werden müssen.

Das System der MWPC hat bei einer Energieschwelle von  $2 \text{ GeV}$  eine Ortsauflösung für Myonen aus hochenergetischen ausgedehnten Luftschauern von  $\sigma_x = 0.73 \text{ cm}$  und  $\sigma_y = 1.43 \text{ cm}$ . Mit Hilfe einer Kreuzkorrelation beider Kammerlagen läßt sich der Einfallswinkel eines Schauers bestimmen. Dabei wird eine Auflösung für hochenergetische zentrale Schauer zu  $0.46^\circ$  im Zenit und  $1.28^\circ$  im Azimut erreicht. Die Anzahl von Myonen im Bereich des Zentraldetektors  $N_\mu^*$  ist für kleine Schauer, oder für große Schauer, deren Zentrum mehr als  $20 \text{ m}$  von den Kammern entfernt ist, sehr präzise bestimmbar. Bei einer Zusammenführung der Daten der MWPC mit dem KASCADE Array ist damit die Möglichkeit der Bestimmung von Myonlateralverteilungen in verschiedenen Schauergruppen gegeben.

Bei hochenergetischen zentralen Schauern erschweren durchschlagende Hadronen, sowie bis in die MWPC dringende Sekundärteilchen aus Hadron- und Myonreaktionen mit dem Material des Kalorimeters die Myonrekonstruktion. Dies wirkt sich vor allen Dingen auf eine Parametrisierung der massensensitiven Myonlateralverteilung im Zentrum der Schauer aus. Die auftretenden Sekundärteilchen machen neben den intrinsischen Fluktuationen in der lateralen Schauerenausbreitung eine Messung der Myonlateralverteilung im Kern solcher Schauer nicht möglich. Zudem ist bei einem maximalen sensitiven Kreisring von  $R = 8\text{ m}$  die Myonnachweisfläche bezogen auf die gesamte laterale Ausbreitung eines hochenergetischen Schauers zu klein, um Aussagen über die Myonlateralverteilung des Schauers geben zu können. Es konnte aber gezeigt werden, daß die, bei der Myonrekonstruktion störenden Sekundärteilchen und insbesondere Ort und Anzahl von Clustern solcher Sekundärteilchen, eine Zusatzinformation zur lateralen Schauerstruktur im innersten Zentrum des Schauers tragen. Diese Cluster entstehen aus den unteren Teilen hadronischer Kaskaden der höchstenergetischsten Hadronen im EAS. Myonen und Sekundärteilchen zusammen ergeben unterschiedliche, von der Primärmasse abhängige Dichtestrukturen in den rekonstruierten Durchstoßpunkten von Teilchen in beiden Kammerlagen. Eine Analyse der Dichtestrukturen mittels multifraktaler Momente ergibt mit den verallgemeinerten multifraktalen Dimensionen zwei weitere massensensitive Parameter in der Datenanalyse der MWPC. Diese Methode vereinbart in zwei leicht zu berechnenden Parametern sowohl alle in den Positionen und Multiplizitäten von Myonen und Sekundärteilchen enthaltenden Informationen der lateralen Verteilung als auch ein Maß der Fluktuationen in der Schauerentwicklung. Insbesondere bei Schauern gleicher Größe kann eine deutliche Trennung von protoninduzierten und eiseninduzierten Schauern nachgewiesen werden, wenn die primäre Energie ausreicht ( $\approx 10^{15}\text{ eV}$ ), um genügend Myonen und Sekundärteilchen für einen Nachweis in den Kammern unterhalb des Kalorimeters zu erzeugen. Dies setzt auch voraus, daß die Schauer ihr Zentrum im Bereich des Zentraldetektors haben und ihr Zenitwinkel keine  $40^\circ$  überschreitet.

In mehr als 1200 Stunden Meßzeit konnten bereits neun Monate vor der allgemeinen Datennahme von KASCADE ausgedehnte Luftschauer aufgenommen, rekonstruiert und analysiert werden. Bei gemeinsamer Auslese von Szintillatorebene und Myonkammern wurden die Ereignisse durch das KASCADE Top-Cluster getriggert. Eine mit den rekonstruierten Parametern durchgeführte Datenselektion häufte zentrale und hochenergetische Schauer an und extrahierte 1484 Schauer aus dem gesamten Datensatz. Die energie- und abstandsabhängigen Selektionseffizienzen werden mit Hilfe simulierter EAS massenspezifisch bestimmt. Eine erste korrelierte Datenaufnahme mit dem KASCADE Array konnte die mit den Simulationen getroffenen Bestim-

mungen der Qualität von Rekonstruktions- und Selektionsprozeduren bestätigen, und das Vertrauen in die Analyse erhöhen.

Mit der Summe der deponierten Energie in der Szintillatorebene, der rekonstruierten Myonzahl im System der MWPC, den zwei verallgemeinerten multifraktalen Dimensionen und der rekonstruierten Schauerrichtung können fünf Parameter pro Schauer bestimmt werden, mit denen eine erste multidimensionale Analyse zur Bestimmung der chemischen Komposition durchgeführt werden kann. Unter Verwendung eines einfachen neuronalen Netzes wird eine Reduktion der fünf Parameter auf einen einzigen massensensitiven Wert zwischen 0 und 1 vollzogen. Durch Vergleich der Daten in der Verteilung dieses Netzausgabewertes mit simulierten Verteilungen wurde der Anteil der Schauer leichter primärer Kerne (Wasserstoff und Helium) in allen selektierten Daten bestimmt. Aufgrund der größeren intrinsischen Fluktuationen der leichten Kerne in der Schauerentwicklung gibt es massenabhängige Selektionseffizienzen, auf die das Ergebnis korrigiert werden muß. Zudem führt in einem stark abfallenden primären Spektrum die stärkere Fluktuation der Schauer leichter primärer Kerne immer zu einer Überschätzung dieser leichten Komponente. Nach der Korrektur auf die massenabhängigen Selektionseffizienzen wird in einem Energiebereich von  $8 \cdot 10^{14}$  eV bis zu etwa  $8 \cdot 10^{15}$  eV der Anteil der leichten Komponente der primären kosmischen Strahlung zu  $(38 \pm 10)$  % bestimmt.

Zusätzlich ist eine allgemeine Anpassung aller fünf unterschiedlichen Massengruppen an die Daten durchgeführt worden, allerdings ist aufgrund niedriger Statistik in den Daten und in der Simulation das hieraus gewonnene Resultat nicht sehr aussagekräftig, obwohl die Summe der Anteile von proton- und heliuminduzierten Schauern mit dem obigen Resultat übereinstimmt.

Im Zusammenhang mit Ergebnissen anderer Experimente wird eine Abnahme des Anteils der leichten Komponente im Bereich des Knies favorisiert.

Mit der hier durchgeführten Analyse konnte aufgezeigt werden, daß es möglich ist, mit den Vieldraht-Proportionalkammern des KASCADE Experimentes, insbesondere bei hochenergetischen und zentralen Schauern, eine Aussage über die primäre Masse zu treffen. Dies kann im weiteren Verlauf des KASCADE Experimentes in zweierlei Hinsicht genutzt werden.

Es kann die gleiche Analyse mit Hilfe von Rekonstruktionsparametern des Arrays deutlich verbessert werden, insbesondere im Hinblick auf die bisher schwierige Datenselektion. Damit läßt sich die Analyse in verschiedenen Energie- oder Schauergrößenbereichen bei erheblich kleinerem Fehler durchführen, da in der vorgestellten Arbeit der größte Unsicherheitsfaktor durch die Bestimmung und Gewichtung der niederenergetischen und weit außerhalb liegenden Schauer gegeben ist. Bei höherer Statistik in den Daten muß dann auch die Anzahl der Monte Carlo Schauer trotz der dafür benötigten

großen Rechenkapazität erhöht werden. Eine weitere Verbesserung ist mit Zusatzinformationen des Kalorimeters zu erreichen. Mit der Kenntnis, welches rekonstruierte Cluster in den MWPC tatsächlich ein sehr hochenergetisches Hadron und nicht ein wechselwirkendes Myon beschreibt, sind die physikalischen Dichteunterschiede durch entsprechende Wichtungen noch massensensitiver.

Als weitere Möglichkeit kann die Methode der multifraktalen Momente auch für eine angestrebte multidimensionale Gesamtanalyse im KASCADE Experiment benutzt werden. Dies erlaubt neben einer Bestimmung der Schauergröße und der Myonzahl durch das Array, einer Bestimmung der Hadronzahl und der hadronischen Energie im Kalorimeter, sowie einer Myonzahl im Zentrum des Schauers durch die MWPC, auch eine Parametrisierung der massenabhängigen Lateralverteilung im innersten Kern hochenergetischer Schauer. Damit gibt es einen bisher nicht bekannten und damit zusätzlichen und meßbaren massensensitiven Parameter für die Analyse hochenergetischer, zentraler Schauer bei KASCADE.

Die gemeinsame Datenaufnahme aller Detektorkomponenten von KASCADE begann im Frühjahr 1996, und in einem ersten Schritt zur Fortsetzung der hier entwickelten Methodik, soll die Analyse der multifraktalen Momente an zentralen Schauern in verschiedenen Schauergrößen durchgeführt werden. Das KASCADE Array liefert hierzu die notwendigen Informationen zum Ort des Schauerzentrums und der Schauergröße.

*Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich, daß er diese Arbeit am Institut für Kernphysik III des Forschungszentrums Karlsruhe im Rahmen des KASCADE Experimentes ermöglicht und durch sein stetiges Interesse gefördert hat. Herrn Prof. Dr. H. Rebel danke ich für die Anregung zum Thema, für die Bereitstellung aller notwendigen Mittel und für seine persönliche Unterstützung und Förderung meiner Arbeit.*

*Herrn Dr. H.-J. Mathes danke ich für seine hervorragende Leistungen und persönliches Engagement in der Datenaufnahme, ohne das die notwendigen Messungen nicht möglich gewesen wären.*

*Herrn Dr. J. Wentz möchte ich für seine physikalische Begleitung, für seine hilfreichen Anregungen und für seine kritischen Hinweise in allen Phasen der Arbeit recht herzlich danken.*

*Herrn Prof. Dr. J. Kempa danke ich für die Anregung und Einführung in die Analyse der multifraktalen Momente.*

*Herrn Dipl.-Ing. H. Bozdog, Herrn Dipl.-Phys. M. Elzer, Herrn cand. phys. H. Leibrock, Herrn Dipl.-Ing. M. Petcu und Herrn Dipl.-Ing.(FH) S. Zagromski danke ich für die Hilfe in der Installation und Inbetriebnahme der*

*Myonkammern, sowie deren Wartung während der gesamten Messzeit.*

*Herrn cand. phys. A. Antoni, Herrn cand. phys. F. Fessler, Frau Dipl.-Phys. M. Föller, Herrn cand. phys. R. Haeusler, Herrn V. Masuch und Herrn Dipl.-Phys. U. Raidt danke ich für die Bereitstellung der Triggerebene und des Top-Clusters.*

*Herrn Dr. K. Bekk, Frau S. Burkhardt, Frau E. Franzoni, Herrn Prof. Dr. H.J. Gils, Herrn Dipl.-Phys. W. Hafemann, Herrn Dr. D. Heck, Herrn Dipl.-Ing.(FH) D. Manger, Herrn Dipl.-Phys. D. Mühlberg, Herrn Dipl.-Math. J. Oehlschläger, Frau C. Ruf, Herrn Dipl.-Phys. M. Roth, Herrn Dr. T. Thouw, und Herrn Dipl.-Phys. T. Wiegert danke ich für die notwendige 'Infrastruktur' im Institut für Kernphysik III.*

*Stellvertretend für alle Mitarbeiter und Kollaboranten des KASCADE Experimentes danke ich den Gruppenleitern Frau Dr. I. M. Brâncuș, Herrn Dr. habil. M. Brendle, Herrn Prof. Dr. A. A. Chilingarian, Herrn Dr. J. Engler, Herrn Prof. Dr. K.-H. Kampert, Herrn Dr. H.O. Klages und Herrn Prof. Dr. J. Wdowczyk.*

*Meiner Frau Vera und meinem Sohn Timo schulde ich ganz großen Dank für alle Motivation, Unterstützung und Liebe.*

## Literaturverzeichnis

- [1] V. F. Hess, Phys. Z. **13** (1912) 1084
- [2] C. D. Anderson, Phys. Rev. **43** (1933) 368
- [3] G. P. S. Occialini, C. F. Powell, Nature **159** (1947) 186
- [4] C. D. Anderson, S. H. Neddermeyer, Phys. Rev. **50** (1936) 263
- [5] A. M. Hillas, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **22** (1984) 425
- [6] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 748  
G. T. Zatsepin, V. A. Kuzmin, JETP Lett. **4** (1966) 78
- [7] D. E. Nagle, T. K. Gaisser, R. J. Protheroe, Ann. Rev. Part. Sci. **38** (1988) 609
- [8] H. J. Völk, P. L. Biermann, Astrophys. Journal **333** (1988) L65
- [9] J. P. Rachen, T. Stanev, P. L. Biermann, Astron. Astrophys. **273** (1993) 377
- [10] C. J. Cesarsky, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **18** (1980) 289
- [11] P. Auger, R. Maze, T. Grivet-Mayer, Compt. Rend. Hebd. Seanc. Acad. Si. **206** (1938) 354  
W. Kolhörster, I. Matthes, E. Weber, Naturw. **26** (1938) 576
- [12] B. C. Barish, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 343
- [13] G. Schatz, Interdiscipl. Sci. Rev. **18** (1993) 306
- [14] P. Doll et al., KfK-Report 4686, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [15] Y. Wetzels, FZKA-Report 5721, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [16] H.-H. Mielke, KfK-Report 5219, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994)
- [17] R. Haeusler, FZKA-Report 5798 B, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [18] R. Aleksan et al., Nucl. Instr. and Meth. **185** (1981) 95
- [19] R. Bouclier et al., Nucl. Instr. and Meth. **88** (1970) 149
- [20] H.-J. Mathes, Forschungszentrum Karlsruhe (1995), interner Bericht, unveröffentlicht
- [21] J. Wentz, FZKA-Report 5500, Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [22] F. Fessler, Diplomarbeit, in Vorbereitung
- [23] M. Föller, U. Raidt, Forschungszentrum Karlsruhe (1995), interner Bericht, unveröffentlicht

- [24] M. Kretschmer, KfK-Report 5295, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994)
- [25] ZEBRA: CERN Program Library Long Writeups Q100/Q101 (1992)
- [26] F. Herm, KfK-Report 4815, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1993)
- [27] H. Bozdog, persönliche Mitteilung (1995)
- [28] S. Zagromski, H. Bozdog, M. Petcu, Forschungszentrum Karlsruhe (1996),  
interner Bericht, unveröffentlicht
- [29] J. N. Capdevielle et al., KfK-Report 4998, Kernforschungszentrum Karlsruhe  
(1992)
- [30] P. K. F. Grieder, Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf., Kyoto 1979, **9** 161
- [31] J. N. Capdevielle, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **15** (1989) 909
- [32] A. Capella, J. Tran Thanh Van, Phys. Lett. **B93** (1980) 146
- [33] W. R. Nelson, H. Hiroyama, D. W. O. Rogers, SLAC Report 265 (1985)
- [34] K. Greisen, Ann. Rev. of Nucl. Sci. **10** (1960) 63
- [35] H. Fesefeldt, Report PITHA 85/02, RWTH Aachen (1985)
- [36] K. Werner, Phys. Rep. **232** (1993) 87
- [37] J. Knapp, D. Heck, Forschungszentrum Karlsruhe (1995), interner Bericht,  
unveröffentlicht
- [38] G. Schatz et al., J. Phys. **G 20** (1994) 1267
- [39] GEANT: CERN Program Library Long Writeups W5013 (1993)
- [40] H. J. Mayer, Nucl. Instr. and Meth. **A 311** (1992) 327
- [41] M. Amenomori et al., Proc. 23th Int. Cosmic Ray Conf., Calgary 1993, **4** 764  
M. Amann, Forschungszentrum Karlsruhe (1995), interner Bericht,  
unveröffentlicht
- [42] M. Elzer, FZKA-Report 5696, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [43] H. J. Mathes, KfK-Report 5173, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1993)
- [44] L. W. Jones, Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf., La Jolla 1985, **9** 323
- [45] B. B. Mandelbrot, J. Fluid Mech. **62** (1974) 331
- [46] G. Paladin, A. Vulpiani, Phys. Rep. **156** (1987) 147
- [47] A. Aharony, Physica **A 168** (1990) 479
- [48] H. E. Stanley, P. Meakin, Nature **335** (1988) 405

- [49] P. H. Coleman, L. Pietronero, Phys. Rep. **213** (1992) 311
- [50] R. C. Hwa, Phys. Rev. **D41** (1990) 1456
- [51] J. Kempa, J. Phys. **G 20** (1994) 215
- [52] J. Kempa, Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf., Rom 1995, **1** 317
- [53] E. R. Bagge, M. Samorski, W. Stamm, Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf., Kyoto 1979, **13** 260
- [54] B. B. Mandelbrot, Physica **A 163** (1990) 306
- [55] H. G. E. Hentschel, I. Procaccia, Physica **8 D** (1983) 435
- [56] A. Haungs et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 372** (1996) 515
- [57] L. Lönnblad, C. Peterson, T. Rognvaldsson, CERN Preprint, CERN-TH.7135/94 (1994)
- [58] M. D. Richard, R. P. Lippman, Neural Comput. **3** (1991) 461
- [59] A. A. Chilingarian, Comp. Phys. Comm. **54** (1989) 381
- [60] J. Knapp et al., Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf., Rom 1995, **1** 403
- [61] T. H. Burnett, Nucl. Instr. and Meth. **A 251** (1986) 583
- [62] K. Asakimori et al., Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf., Rom 1995, **2** 707  
E. D. Olson, Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf., Rom 1995, **2** 752
- [63] J. Wdowczyk, J. Phys. **G 20** (1994) 1001
- [64] B. Wiebel-Sooth, P. L. Biermann, H. Meyer, Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf., Rom 1995, **2** 656
- [65] I. P. Ivanenko et al., Proc. 23th Int. Cosmic Ray Conf., Calgary 1993, **2** 17
- [66] K. Asakimori et al., Proc. 23th Int. Cosmic Ray Conf., Calgary 1993, **2** 25
- [67] O. Palamara et al., Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf., Rom 1995, **2** 689
- [68] J. Kempa, M. Samorski, J. Wdowczyk, Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf., Rom 1995, **2** 681
- [69] R. Plaga, A. Karle et al., Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf., Rom 1995, **2** 693
- [70] K. Bernlöhr et al., Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf., Rom 1995, **2** 668
- [71] H. Rebel et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **21** (1995) 451
- [72] A. P. Szabo, R. J. Protheroe, Astroparticle Physics **2** (1994) 375
- [73] T. Stanev, P. L. Biermann, T. K. Gaisser, Astron. Astrophys. **274** (1993) 902