

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 5798B

**Aufbau und erste Messungen  
des Top-Clusters von  
KASCADE**

**R. Haeusler**  
Institut für Kernphysik

August 1996

---



**Forschungszentrum Karlsruhe**

**Technik und Umwelt**

**Wissenschaftliche Berichte**

**FZKA 5798 B**

**Aufbau und erste Messungen des  
Top-Clusters von KASCADE**

**R. Haeusler**

**Institut für Kernphysik**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe**

**1996**



## Zusammenfassung

Aus 32 Szintillationsdetektoren (je  $0.45 \text{ m}^2$ ) wird innerhalb des KASCADE-Experiments ein kleines Detektorarray auf dem Dach des KASCADE-Zentraldetektors zur Messung von Luftschauerereignissen aufgebaut. Das Array erlaubt die Messung der Ankunftszeiten und der in den Detektoren deponierten Energien.

Die Energie- und Zeiteichungen der installierten Detektoren werden durchgeführt und das zeitliche Verhalten der Detektoren untersucht. Anhand erster Messungen von ausgedehnten Luftschauerereignissen werden verschiedene Möglichkeiten der Rekonstruktion der Meßdaten exemplarisch untersucht. Die Güte der Rekonstruktion einzelner Parameter wird mit Hilfe von Simulationsrechnungen studiert.

Es wird eine gemeinsame Messung mit den Vieldraht-Proportionalkammern des Zentraldetektors des KASCADE-Experiments durchgeführt. Mit Hilfe dieser Messung werden die Unterschiede in den Rekonstruktionsergebnissen der beiden Komponenten in der Schauerrichtung untersucht und das Verhältnis zwischen der rekonstruierten Elektronenzahl und der mittleren gemessenen Teilchendichte innerhalb der Vieldraht-Proportionalkammern bei Luftschauern studiert.

## Installation and first measurements with the Top-Cluster of KASCADE

### Abstract

For the detection of extensive air showers, a small detector array consisting of 32 scintillation counters is built up on top of the KASCADE central detector. This array is able to measure time and energy information of the electromagnetic cascade of extensive air showers.

The calibration of the detectors and their time stability is investigated. Using data from the first measurements these events are reconstructed. With simulations the quality of the reconstruction for the different parameters is studied.

Furthermore a combined measurement of the detector array and the multiwire proportional chambers of the central detector is done. The difference of the reconstructed shower direction between the two components is investigated. Besides that a relation between the electron number and the muon density in extensive air showers is verified.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das Top-Cluster des KASCADE-Experiments</b>	<b>5</b>
2.1	Die Geometrie des Top-Clusters . . . . .	5
2.2	Die Detektoren des Top-Clusters . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Die Elektronik und die Datenaufnahme des Top-Clusters</b>	<b>8</b>
3.1	Die Elektronik . . . . .	8
3.2	Die Datenaufnahme . . . . .	10
<b>4</b>	<b>Die Eichung der Detektoren</b>	<b>11</b>
4.1	Die Energieeichung . . . . .	11
4.2	Die Zeiteichung mittels Leuchtdiode . . . . .	12
4.3	Die direkte Zeiteichung . . . . .	14
<b>5</b>	<b>Messung und Auswertung von ausgedehnten Luftschauern</b>	<b>19</b>
5.1	Die Multiplizität . . . . .	19
5.2	Selektion und Rekonstruktion der Daten . . . . .	20
5.2.1	Die Daten Selektion . . . . .	20
5.2.2	Die Rekonstruktion . . . . .	23
5.3	Die Winkelverteilung . . . . .	25
5.4	Die Winkelauflösung . . . . .	28
5.5	Die Ergebnisse der NKG Rekonstruktion . . . . .	29
<b>6</b>	<b>Simulation zur Messung mit dem Top-Cluster</b>	<b>32</b>
6.1	Die Ergebnisse der Simulation . . . . .	32
6.2	Diskussion der Ergebnisse der Simulation . . . . .	34
<b>7</b>	<b>Gemeinsames Experiment des Top-Clusters und der Myonkammern</b>	<b>37</b>
7.1	Gemeinsame Messung zwischen Top-Cluster und Myonkammern . . . . .	37
7.2	Simulation zur gemeinsamen Messung des Top-Clusters mit den Myonkammern . . . . .	40
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>43</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>45</b>

# 1 Einleitung

Die Erde wird ständig von hochenergetischen Teilchen aus dem Weltall getroffen [Lon 81]. Das Energiespektrum dieser Teilchen reicht über viele Größenordnungen bis zu  $10^{21}$  eV [Chi 92], wobei der Fluß einer starken Abnahme zu höheren Energien unterliegt. Bis zu einer Energie von etwa  $10^5$  GeV ist es möglich, die Strahlung direkt durch Satellitenexperimente [Mue 91] oder durch hochfliegende Ballone [Bur 83, Asa 93] zu messen. In diesem Energiebereich ist die chemische Zusammensetzung bekannt [Sok 89]. Die Teilchen sind zum Großteil Protonen und Alphateilchen, aber auch schwere Kerne bis hin zu Eisen. Oberhalb einer Primärenergie von  $10^5$  GeV ist der Fluß jedoch so gering, daß direkte Messungen nicht mehr möglich sind, da die Beobachtungszeit und die Ausdehnung der Detektoren Beschränkungen unterliegen. Daher ist bei hohen Energien die chemische Zusammensetzung nur ungenau bekannt.

Die hochenergetischen Teilchen verursachen jedoch durch ihre Wechselwirkung mit der Atmosphäre ausgedehnte Luftschauer (EAS) (Abb. 1). Diese werden als sekundäre Höhenstrahlung bezeichnet. Durch die Wechselwirkung der primären kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre entstehen Kernfragmente, Baryonen und Mesonen, welche weiteren Wechselwirkungen unterliegen und die sogenannte hadronische Komponente der EAS bilden. Diese ist in ihrer Ausdehnung auf wenige Meter um das Schauerzentrum beschränkt.

Aus dem Zerfall der geladenen Pionen und Kaonen entsteht die myonische Komponente der EAS, die wegen ihres großen Durchdringungsvermögens neben den Neutrinos die unmittelbarste Information über die ersten Wechselwirkungen liefert. Der Zerfall der neutralen Pionen liefert hochenergetische  $\gamma$ -Teilchen, die über wechselseitige Paarerzeugung und Bremsstrahlung die elektromagnetische Komponente der EAS erzeugen. Diese stellt den Hauptteil der beobachtbaren Teilchen eines EAS und besitzt bei einer Primärenergie von  $10^{15}$  eV auf Meereshöhe eine Ausdehnung von ungefähr 100 Meter. Die Messung der Ankunftszeiten [RVF 95] und der Lateralverteilung der Teilchendichten innerhalb der einzelnen Komponenten liefert eine Alternative zur direkten Messung der Primärteilchen. Aus diesen Messungen lassen sich Rückschlüsse auf die Richtung, Energie und Art der Primärteilchen der kosmischen Strahlung ziehen [BrR 94].

Aus den Ankunftszeiten erhält man durch die Anpassung einer gegebenen Form der Schauerfront die Richtung des einfallenden Schauers, beziehungsweise die Richtung des einfallenden Primärteilchens (Abb. 2). Aus den von den Teilchen der einzelnen Komponenten deponierten Energien können die lokalen Teilchendichten innerhalb der verschie-

denen Komponenten bestimmt werden. Durch die Anpassung einer Lateralverteilung an die lokalen Elektronendichten kann auf die Position des Schauerzentrums, die Gesamtzahl der Elektronen und die Energie des Primärteilchens zurückgerechnet werden. Aus dem Verhältnis der Elektronen- zur Myonenzahl kann auf die Art des Primärteilchens zurückgeschlossen werden. Die Anzahl der Elektronen hängt im wesentlichen von der durch das Primärteilchen in der Atmosphäre deponierten Energie ab und ist von der Masse des Primärteilchens relativ unabhängig. Die Anzahl der Myonen jedoch ist abhängig von der Masse des Primärteilchens.

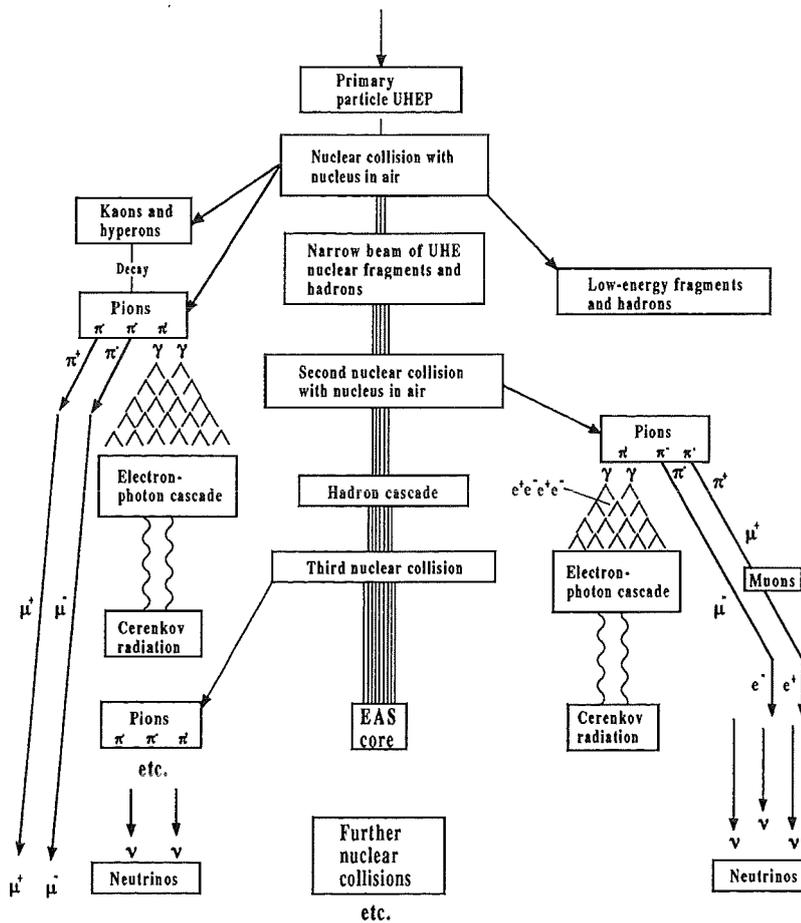
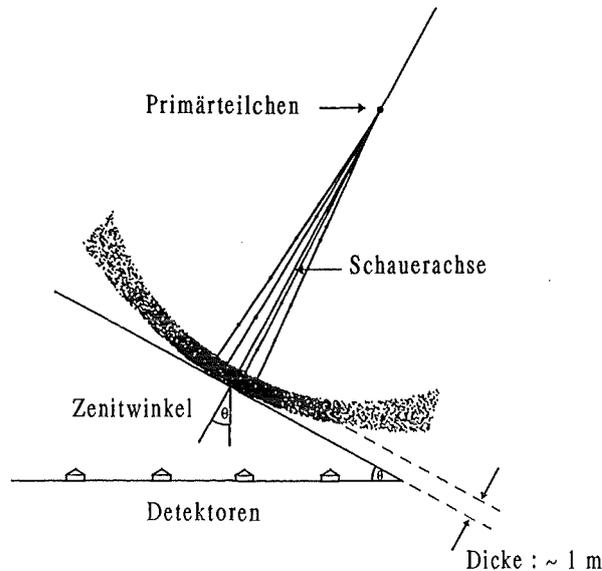


Abbildung 1: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers



**Abbildung 2:** Schematische Darstellung der Front eines Luftschauers

Das Experiment KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DETektor), welches die simultane Messung möglichst vieler Meßparameter im Energiebereich von  $10^{14}$  bis  $10^{17}$  eV beabsichtigt, befindet sich auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe im Aufbau [Sch 93a, Dol 90] (Abb. 3). Das Experiment besteht aus einem großflächigen Detektorarray aus 252 Detektorstationen zur Messung der Lateralverteilung der elektromagnetischen und der myonischen Komponente sowie deren Ankunftszeiten [Völ 92]. Im Zentrum des Arrays befindet sich der Zentraldetektor zur Messung der hadronischen und myonischen Komponente im Bereich des Schauerzentrums. Der Zentraldetektor besteht aus einem Hadronenkalorimeter aus 8 aktiven Lagen mit Flüssigionskammern [Mie 94]. Zwischen den aktiven Lagen befinden sich Absorberschichten aus Eisen mit zunehmender Dicke, deren Gesamtdicke 11 hadronischen Wechselwirkungslängen entspricht. Zwischen der 3. und 4. Absorberlage des Kalorimeters liegt die sogenannte Triggerebene [Föl 96]. Diese besteht aus 456 Szintillationsdetektoren, die der Erzeugung eines schnellen Triggersignals für den Zentraldetektor und der Messung der Ankunftszeiten von Myonen dienen. Im Keller sind 32 Vieldraht-Proportionalkammern (Myonkammern) zur Messung der Myonendichte installiert [Elz 96]. Im Norden des Zentraldetektors wird ein Streamertube-Teleskop (Myontunnel) zur Messung der Lateralverteilung der myonischen Komponente des Luftschauers aufgebaut [Bra 95].

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die durch den Zentraldetektor bedingte Lücke des

Detektorarrays mit einem kleinen, engmaschigen Detektorfeld zu schließen. Dieses Detektorfeld (Top-Cluster) wird auf dem Dach des Zentraldetektors aufgebaut. Durch die Schließung der Lücke soll die Rekonstruktion der hochenergetischen Schauer, welche ihr Schauerzentrum im Bereich des Zentraldetektors haben, verbessert werden. Das Top-Cluster besitzt desweiteren durch seine gegenüber dem großflächigen Detektorarray kleineren Detektorabstände und der damit verbundenen niedrigeren Energieschwelle die Möglichkeit, den Anschluß an die Satelliten- und Ballonexperimente herzustellen. Mit ihm sollen die Ankunftszeiten und die deponierten Energien der elektromagnetischen Komponente dieser niederenergetischen Schauer, deren Schauerzentren sich innerhalb der Fläche des Zentraldetektors befinden, aufgenommen werden.

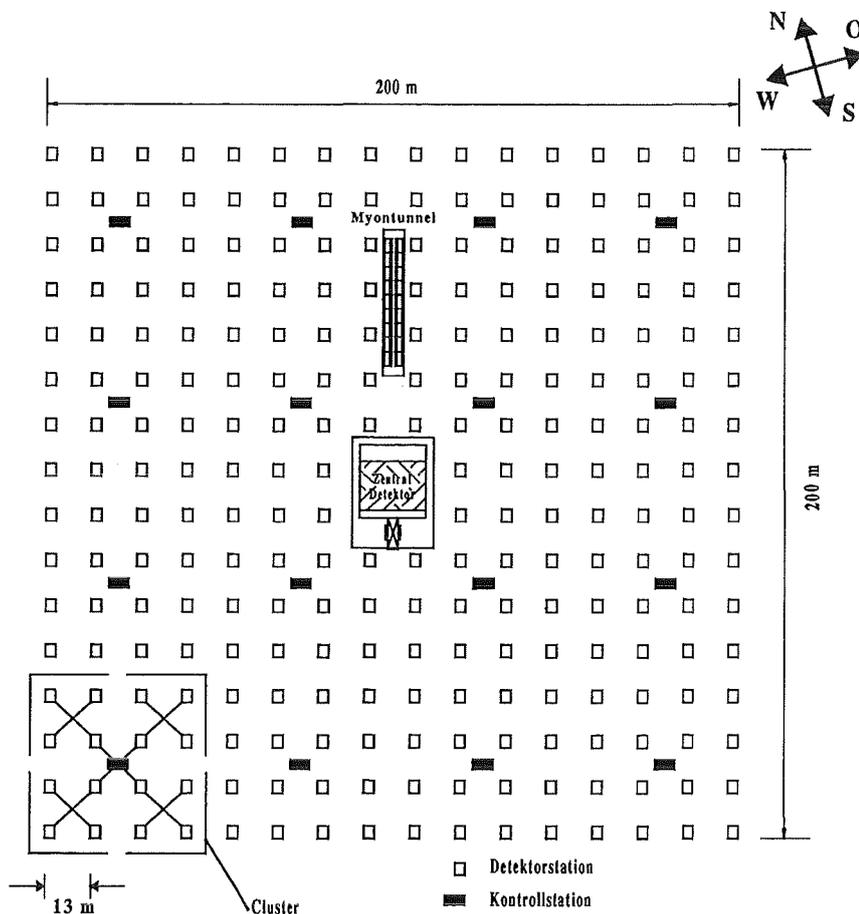
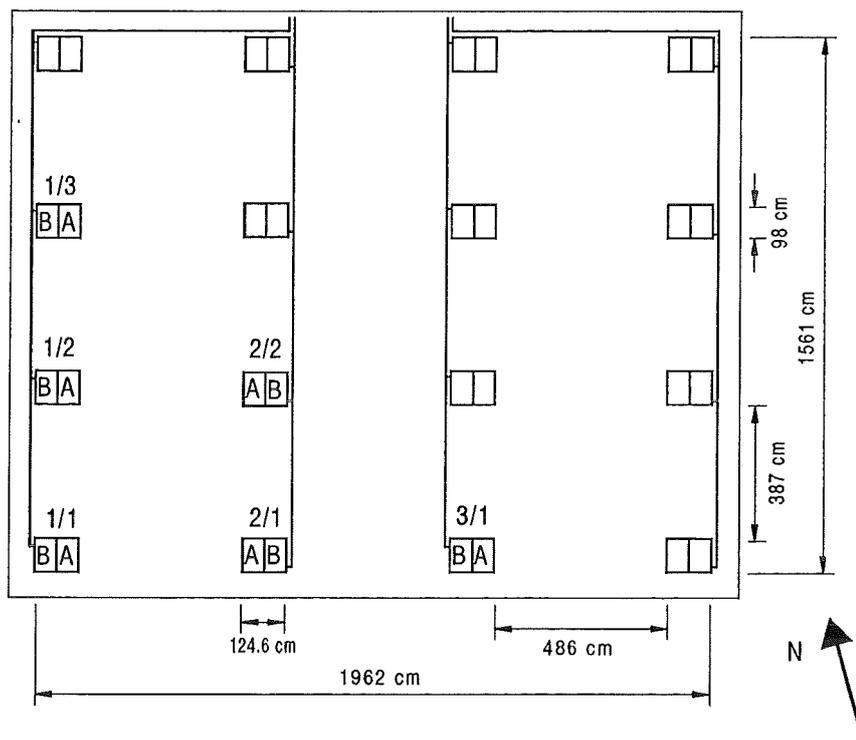


Abbildung 3: Schematische Darstellung des KASCADE-Experiments

## 2 Das Top-Cluster des KASCADE-Experiments

### 2.1 Die Geometrie des Top-Clusters

Das Top-Cluster des KASCADE-Experiments besteht aus 16 Detektorstationen und ist in Abb. 4 schematisch dargestellt.



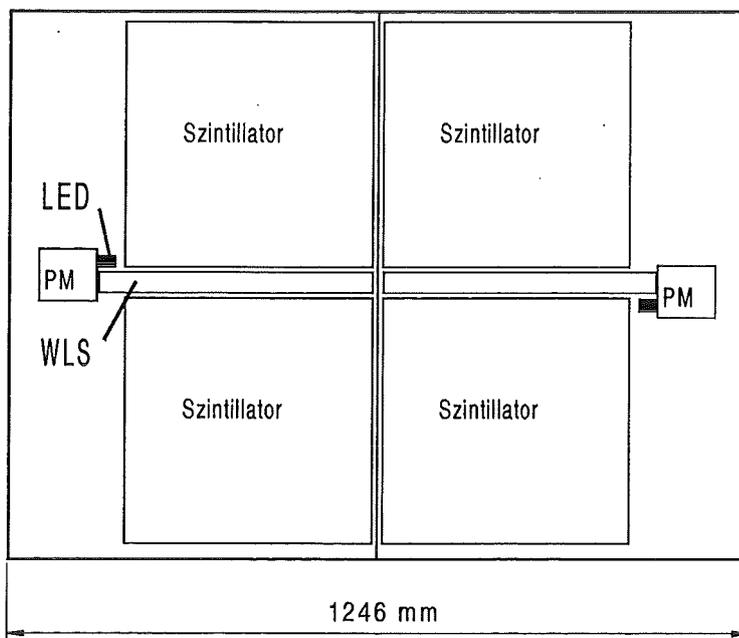
**Abbildung 4:** Schematische Darstellung der Geometrie des Top-Clusters

Jede Station besteht aus einem Aluminiumgehäuse, in das zwei Szintillationsdetektoren eingebaut sind. Die Detektoren werden innerhalb einer Station zur Identifikation mit A und B bezeichnet. Die Detektorstationen bilden ein rechteckiges Raster, welches die vorhandene Fläche auf dem Zentraldetektor ausnutzt. Die 32 Detektoren entsprechen einer Belegung mit aktiver Fläche von 4,7 % der gesamten Fläche. Um eine möglichst niedrige Energieschwelle bei der Messung der elektromagnetischen Komponente der Luftschauer zu erreichen, werden die Detektoren ohne Abschirmung installiert. Lediglich 5 cm Styropor, eine 2 cm dicke Sperrholzplatte und eine Kunststoffplane dienen als Wetterschutz. Die Hochspannungszuleitungen und die auf eine

einheitliche Länge abgemessenen Signalkabel von jeweils vier Stationen sind gemeinsam in S-N Richtung in einem Kabelkanal unter der Plane verlegt und am Nordrand des Daches in den Zentraldetektor geführt. Von dort führen die Signalkabel in den zentralen Elektronikraum und die Hochspannungskabel, in den Keller des Gebäudes in dem sich die Hochspannungsnetzteile befinden.

## 2.2 Die Detektoren des Top-Clusters

In jeder der 16 Detektorstationen des Top-Clusters sind zwei optisch voneinander getrennte, identische Szintillationsdetektoren untergebracht (Abb. 5).



**Abbildung 5:** Schematische Darstellung einer Detektorstation des Top-Clusters

Ein Einzeldetektor [Feu 92] besteht aus zwei quadratischen Szintillatorplatten aus NE 114 (auf Basis von Polyvinyltoluol) der Größe  $475 \times 475 \times 30 \text{ mm}^3$ . Diese werden über einen gemeinsamen, zwischen beiden Platten angebrachten Wellenlängenschieberstab (WLS) aus NE 174 (auf Basis von Polyvinyltoluol) und einem daran mit optischen Fett angekoppelten zehnstufigen Photomultiplier (PM) des Typs EMI 9902 KSB25FL ausgelesen. Die Szintillatorplatten sind bis auf die Seite, an welcher der WLS ange-

bracht ist, vollständig in Aluminiumfolie eingeschlagen, um durch metallische Reflexion die Verluste an Szintillationslicht möglichst gering zu halten. Zusätzlich ist die dem WLS gegenüberliegende Außenseite der Platte mit weißer Dispersionsfarbe bestrichen, um diffuse Reflexion zu erreichen. Mittels dieser Methoden wird eine Homogenität des Detektors in der Energiemessung von besser als  $\pm 4\%$  erreicht [Feß 96]. Die Auslese der Szintillatorplatte über einen WLS wird angewendet, um eine möglichst gute Lichtausbeute zu erreichen. Diese hängt vom Verhältnis der Austritts- zur Eintrittsfläche an den Übergangsstellen des Lichtes ab. Durch die gewählte Geometrie verbessert sich dieses Verhältnis wesentlich an den beiden Übergangsstellen des Lichtes, so daß die Abschwächung durch den WLS und die Verschiebung zu größeren Wellenlängen kompensiert wird. Der WLS absorbiert das kurzwellige Licht des Szintillators und emittiert isotrop gelbgrünes Licht. Dieses Licht wird durch Totalreflexion zum Eintrittsfenster des PM geleitet. Dort löst es über den Photoeffekt aus der Photokathode des PM Elektronen heraus. Dieser Photostrom wird über die Dynoden des PM verstärkt. Zusätzlich ist direkt vor dem Eintrittsfenster jedes PM eine Leuchtdiode zur Zeitkalibration angebracht. Die Detektoren sind durch schwarze Folie abgedeckt und jeweils zu zweit lichtdicht in einem Gehäuse der Größe  $1246 \times 980 \times 85 \text{ mm}^3$  aus 1.5 mm dicken Aluminium eingebaut.

Die Leuchtdiode kann durch einen Pulsgenerator mit kurzen Spannungspulsen einstellbarer Spannung angesteuert werden. Der Pulsgenerator wird mit internen, selbst generierten oder externen Signalen getaktet betrieben. Er besitzt 40 Ausgänge und erzeugt mit deren gleichzeitigen Signalen in allen Leuchtdioden der angeschlossenen Detektorstationen ein simultanes Ansprechen aller Detektoren, und wird zur Zeitkalibration verwendet.

Da im Experiment immer zwei Detektorstationen, d.h. vier PM, über eine Hochspannungsversorgung betrieben werden, sind diese Zähler jeweils mit Platten ähnlicher Lichtausbeute und Photomultiplier möglichst gleicher Verstärkung bestückt. Verbleibende Unterschiede in der Verstärkung der einzelnen Detektoren werden durch individuelle Vorwiderstände in den HV-Zuleitungen der jeweiligen PM ausgeglichen.

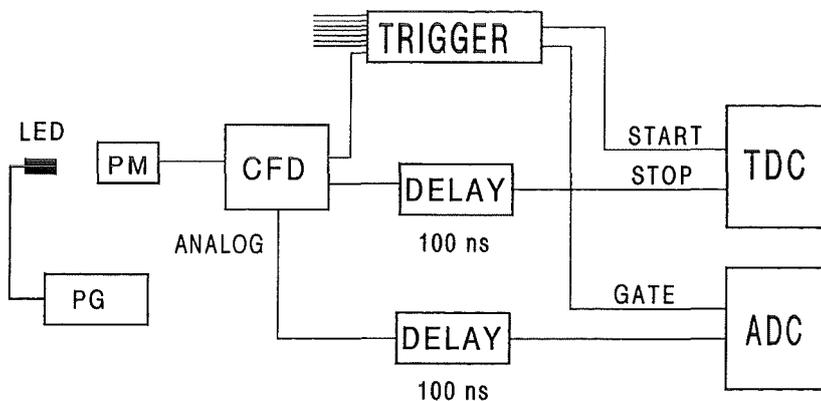
## 3 Die Elektronik und die Datenaufnahme des Top-Clusters

### 3.1 Die Elektronik

Um Daten von Luftschauerereignissen aufzunehmen, ist es einerseits notwendig zu entscheiden, ob ein Ereignis stattgefunden hat, und andererseits aus den analogen Ladungssignalen der PM ein integriertes Energie- und ein Zeitsignal zu erzeugen. Im Rahmen dieser Arbeit stand die speziell für die Triggerdetektoren des KASCADE- Zentraldetektors entwickelte Elektronik [FöR 95], die auch für das Top-Cluster eingesetzt werden soll, noch nicht zur Verfügung. Für erste Messungen wird deshalb eine Meß- und Ausleseelektronik aus handelsüblichen Modulen (NIM und CAMAC) eingesetzt.

Die Elektronik besteht aus zwei Teilen.

- Detektorteil (Abb. 6):  
Er dient der Erfassung und Digitalisierung der Detektorsignale.



**Abbildung 6:** Schematische Darstellung der Elektronik mit Pulsgenerator (PG) und eingebauter Leuchtdiode (LED) eines Kanals des Top-Clusters

Das Anodensignal des PM wird mit Hilfe eines 'Constant Fraction Discriminator' (CFD 'ORTEC CF 8000') für den Zeit- und Triggerzweig in ein logisches Signal der Weite 100 ns umgewandelt. Diese Weite des Signals wird gewählt, um bei jeder Triggerbedingung zu gewährleisten, daß auch Schauer mit einem großen

Zenitwinkel detektiert werden können. Der CFD besitzt zudem einen um den Faktor 2 unteretzten Analogausgang, der für den Energiezweig benutzt wird. Dieses Energiesignal wird über 20 m Kabel (entsprechend 100 ns) verzögert, direkt auf den Eingang eines ladungsintegrierenden 'Analog Digital Converter' (ADC 'LE CROY 2249') mit einer Integrationszeit von 200 ns gegeben. Die Pedestal der ADC werden hierbei auf Kanal 30 eingestellt. Das logische Signal für den Zeit- und Triggerzweig wird erzeugt, wenn am Diskriminator eine Schwelle von 10 mV überschritten wird. Das Signal des Zeitzweiges wird nach einer zusätzlichen Verzögerung von etwa 100 ns als Stoppsignal der Detektorzeitmessung auf einen 'Time Digital Converter' (TDC 'LE CROY 2228') gegeben. Der TDC wird hierbei mit einer Zeitauflösung von 100 ps/Kanal betrieben.

- Triggerlogik (Abb. 7):

Sie dient der Entscheidung, ob ein Ereignis stattgefunden hat, und startet in diesem Fall die Konvertierung der Detektorsignale und das Auslesen der Daten.

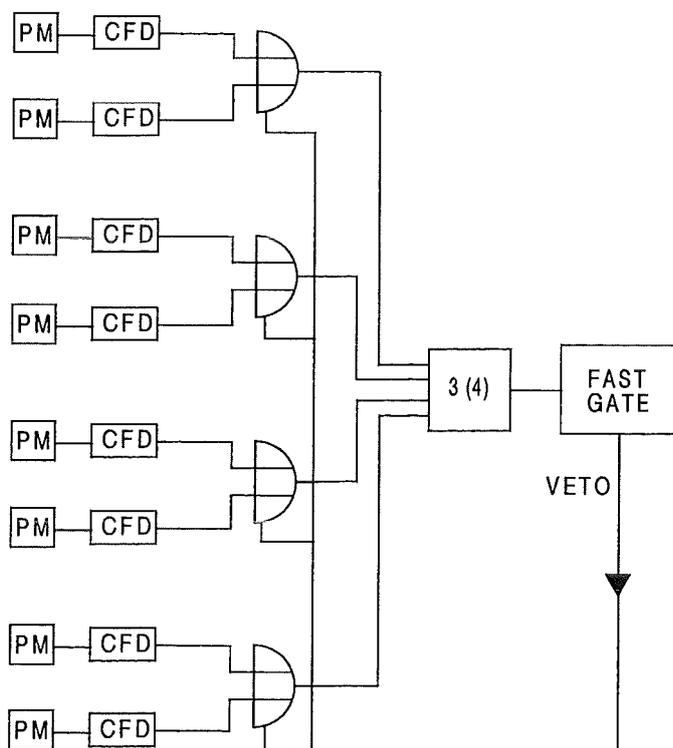


Abbildung 7: Schematische Darstellung der Triggerelektronik des Top-Clusters

Die logischen Signale der Detektoren der mittleren vier Stationen werden jeweils innerhalb einer Station mit einem logischen ODER verknüpft. Die daraus entstehenden vier Signale werden in einer 3 aus 4 Logik verknüpft, deren Ausgangssignal als Ereignistrigger dient. Dieser Ereignistrigger bildet sowohl den Start der Zeitmessung, als auch das Gatesignal der Integration der Detektorsignale für die Energiemessung.

### 3.2 Die Datenaufnahme

Die zentrale Einheit der Datenaufnahme bildet ein PC 486DX2-66, der über einen 'Crate Controller 1331 Turbo' der Firma Struck auf die CAMAC Module zugreift. Die Digitalisierung der Energie- und Zeitsignale erfolgt durch die oben beschriebenen CAMAC-Module der Firma LE CROY. Der Ereignistrigger wird auf ein 'Fast Gate' gegeben, welches die Auslese der Module startet und gleichzeitig an die Koinzidenzeinheit ein Signal gibt, welches während der Auslese die Erzeugung eines weiteren Ereignistriggers verhindert.

Zur Steuerung der CAMAC Hardware und der Datenaufnahme wird das Programm MYDAS [Kre 94] verwendet. Dieses Programm erlaubt es, über eine fensterorientierte Oberfläche interaktiv den Ablauf der Messung zu verfolgen, während die benötigten CAMAC-Module über eine Konfigurationsdatei initialisiert werden. Die aufgenommenen Daten werden auf die Festplatte des PC geschrieben, von der sie auf eine Workstation übertragen werden. Zur ersten Analyse und den nötigen Eichungen der Daten wird ein für das Top-Cluster modifiziertes Konvertier- und Auswerteprogramm [Ama 95] benutzt. Dabei werden zur graphischen Darstellung und zur Datenverwaltung die Routinen aus der CERN-Software HBOOK [HBO 93] und PAW [PAW 93] eingebunden.

## 4 Die Eichung der Detektoren

### 4.1 Die Energieeichung

Jeweils vier PM werden durch ein gemeinsames HV-Modul mit Hochspannung versorgt. Um möglichst gleiche Verstärkungen der Signale zu erreichen, werden vor die PM entsprechende Vorwiderstände geschaltet. Die benötigten Widerstände werden in einem ersten Schritt anhand von Testmessungen errechnet. Diese Messungen an den Detektoren wurden vor der Installation in das Top-Cluster vorgenommen.

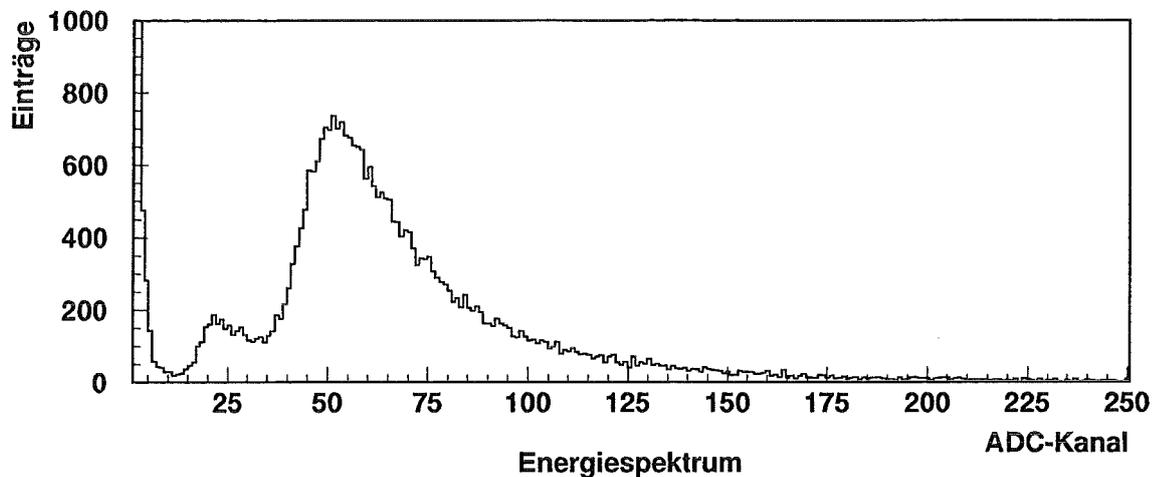


Abbildung 8: Verteilung der deponierten Energie eines freilaufenden Detektors

Zum Abgleich der Verstärkung der einzelnen Detektoren werden freilaufende Spektren, d.h. ohne eine Multiplizitätsbedingung aus verschiedenen Detektoren, aufgenommen. Das heißt, es werden jeweils die Spektren von 8 Detektoren, deren Signale mit Hilfe eines Diskriminormoduls verarbeitet werden, registriert. Als Trigger dieser Auslese dient der logische ODER-Ausgang eines Diskriminormoduls. Die Auslese wird somit gestartet, wenn mindestens ein Detektor ein Signal über der Diskriminatorschwelle hat. Bei dieser Methode werden praktisch nur unkorrelierte Myonen aufgenommen, welche daher das relative Energiespektrum eines minimalionisierenden Teilchens liefern. Ein typisches pedestalkorrigiertes Spektrum ist in Abb. 8 dargestellt. Das Spektrum zeigt neben dem Maximum der Landauverteilung ein zweites, kleineres Maximum etwa bei Kanal 20. Dieses wird durch Untergrund verursacht, der durch den Diskriminator erst unterhalb des Kanals 20 abgeschnitten wird. Die hohe Anzahl der Einträge in Kanal 0

ist durch die gewählte Auslesebedingung, bei der nur einer von 8 Detektoren ein gültiges Signal liefern muß, bedingt. Der erste Schritt des Abgleichs durch Verwendung der errechneten Widerstände zeigt weiterhin zu starke Streuungen in den Signalhöhen der einzelnen Detektoren. Durch zwei weitere Iterationsschritte mit Widerstandsänderung, d.h. Spannungsänderung am PM, und anschließender Messung der Signalverstärkung lassen sich die Lagen der Maxima bis auf  $\pm 4\%$  angleichen, was im Rahmen der Energieauflösung ausreichend ist.

In weiteren durchgeführten Eichmessungen wurde jedoch festgestellt, daß die Verstärkung vor allem zu Beginn in der Einlaufphase der PM stärkeren Schwankungen unterliegt. Innerhalb der ersten Woche wurden Schwankungen von bis zu 20% festgestellt. Nach Ende dieser ersten Phase wurden die Schwankungen aber geringer und die Verstärkungen bleiben relativ konstant auf dem erreichten Niveau (vergl. [Ama 95]).

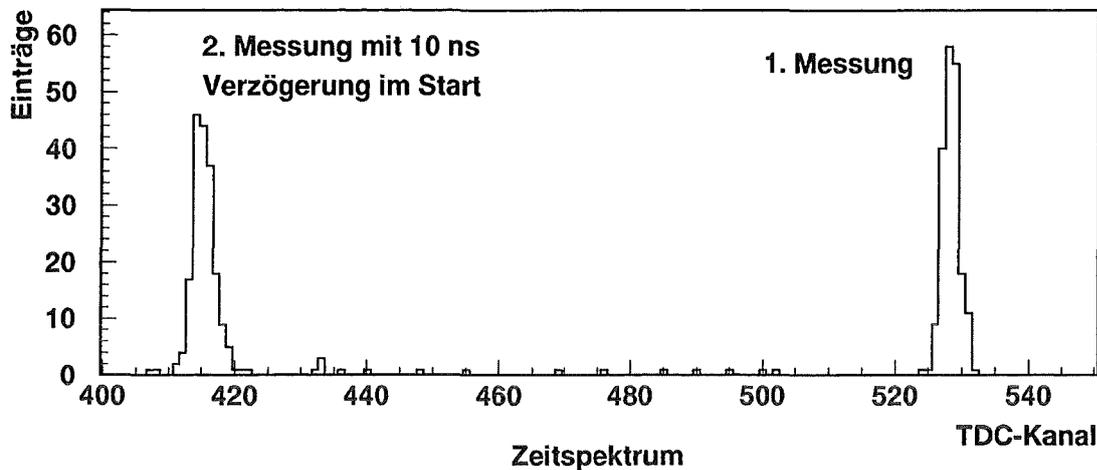
Um die relativen Energiespektren zu eichen, werden an die Spektren Landaufunktionen angepaßt. Der wahrscheinlichste Wert der angepaßten Landaufunktion wird der Energie gleichgesetzt, die ein minimalionisierendes Teilchen im Detektor deponiert. Unter der Voraussetzung, daß sowohl der PM als auch der ADC über den gesamten Meßbereich linear sind, ergibt sich ein Umrechnungsfaktor von ADC-Kanal zu deponierter Energie im Detektor. Als wahrscheinlichste deponierte Energie ergibt sich aus einer vollständigen GEANT-Simulation [GEA 93] ein Energiedeposit von 6.4 MeV [Ama 95]. Bei der eingestellten Verstärkung wird die Energiemessung durch den dynamischen Bereich des ADC auf 140 MeV begrenzt.

## 4.2 Die Zeiteichung mittels Leuchtdiode

Um die für die weitere Auswertung benötigten Relativzeitwerte der einzelnen Detektoren zu erhalten, ist es nötig, einerseits die Unterschiede in den Laufzeiten der Detektorsignale in der Elektronik zu bestimmen und andererseits die gemessenen TDC-Werte in die entsprechenden Zeiten umzurechnen. Diese Kalibrierung soll mit der vor jeden Photomultiplier eingebauten Leuchtdiode durchgeführt werden.

Zur Bestimmung des Eichfaktors der TDC wird das mit Hilfe des Pulsgenerators erzeugte Koinzidenzsignal aller 32 Detektoren als gemeinsames Startsignal der TDC verwendet. Die Stoppsignale werden durch die individuell verzögerten Detektorantworten gegeben. In einer zweiten Messung wird das Startsignal durch ein zwei Meter langes Zusatzkabel um 10 ns verzögert, und die nun geringeren TDC-Werte werden in das zu dem entsprechenden Zähler gehörende Spektrum gefüllt (Abb. 9). Die Einträge

zwischen den beiden Peaks sind durch elektronische Fehler und durch zufällige Koinzidenzen mit Myonen erklärbar.



**Abbildung 9:** Differenzzeitverteilung am Beispiel eines Detektors zur Eichung der einzelnen TDC-Kanäle

An beide Peaks werden jeweils Gaußfunktionen angepaßt. Die Kanaldifferenz in den Lagen der beiden Gaußfunktionen entspricht damit einer Zeitdifferenz von 10 ns.

Die unterschiedlichen Laufzeiten der Signale in der Elektronik werden ebenso mit Hilfe der koinzidenten Signale des Pulsgenerators, die ein gleichzeitiges Ansprechen aller Leuchtdioden und damit auch der Detektoren bewirken, bestimmt. Die Differenzen der TDC-Werte sollten bei einem durch den Pulsgenerator ausgelösten Ereignis nur durch die Unterschiede der Laufzeiten der Signale in der Elektronik bedingt sein. Hierbei ist jedoch zu beachten, daß die Kabellängen vom Pulsgenerator zu den einzelnen Leuchtdioden zwar auf die gleiche Länge abgemessen, aber durch Meßungenauigkeiten nicht gleich sind. Dieser Fehler liegt durchaus im Bereich von einigen Zentimetern und ist somit nicht zu vernachlässigen. Außerdem treten an den verschiedenen Ausgängen des Pulsgenerators selbst Zeitdifferenzen der Signale auf, da jeder einzelne Ausgang unterschiedliche Signallaufzeiten in seiner internen Elektronik besitzt.

Die Kabellängendifferenzen werden durch Ansteuern der Leuchtdioden entgegen ihrer Durchlaßrichtung bestimmt. Die Zeitunterschiede zwischen einlaufendem und reflektiertem Signal sind ein auf etwa 200 ps genaues Maß für die Länge der einzelnen Kabel [Ama 95]. Diese Differenzen werden in Zeiten umgerechnet und betragen hier bis zu 600 ps.

Die Zeitunterschiede der einzelnen Generatorausgänge werden gemessen, indem ein

Detektor der Reihe nach mit allen Generatorausgängen betrieben wird. Die hierbei auftretenden Differenzen der TDC-Werte in den entstehenden Spektren sind ein Maß für die Verzögerung einzelner Ausgänge und können mit dem vorher bestimmten Eichfaktor direkt in Zeiten umgerechnet werden. Die sich aus den Messungen ergebenden Differenzen betragen bis zu 2 ns.

Mit der Bestimmung dieser beiden Werte sollte eigentlich die Zeiteichung mit Hilfe der, mittels Pulsgenerator und Leuchtdioden aufgenommenen, 32 koinzidenten TDC Spektren möglich sein.

### 4.3 Die direkte Zeiteichung

Im Hinblick auf die Genauigkeit der benötigten Zeiten von etwa 1 ns des Top-Clusters wird die im vorherigen Abschnitt beschriebene Methode der Zeiteichung durch eine direkte Zeiteichung überprüft, um ihre Anwendbarkeit und Korrektheit zu verifizieren. Hierzu wird der Reihe nach auf jeden installierten Detektor ein kleiner Szintillationsdetektor ( $28 \times 28 \text{ cm}^2$ ) gelegt, wobei die Relativlage der beiden Detektoren zueinander jeweils gleich gehalten wird. Dessen Signal dient als Triggersignal der Datenaufnahme und als Start der Zeitmessung. Da somit für alle 32 Einzelmessungen das Startsignal der Zeitmessung die gleiche Laufzeit durch die Elektronik hat, können die Zeiten aller 32 Detektoren auf dieses Startsignal bezogen werden.

An das in jeder einzelnen Messung erhaltene Spektrum (Abb. 10) wird eine Gaußfunktion angepaßt. Der Mittelwert dieser Funktion, in ns umgerechnet, kennzeichnet die Laufzeit des Signals eines durch Trigger- und Top-Cluster Detektor fliegenden Teilchens. Hierbei ist die Breite der angepaßten Gaußfunktion mit  $\sigma = 2.4 \text{ ns}$  größer als bei der Eichung durch die Leuchtdiode, da bei der direkten Zeiteichung die Zeitauflösung des optischen Systems des Detektors sowie die Zeitauflösung des Referenzdetektors mit in die Messung eingeht. Nach Messung aller 32 Zeitspektren können die einzelnen Werte aufeinander bezogen werden und somit die relativen Signallaufzeiten in der Elektronik bestimmt werden. Zum Vergleich beider hier beschriebenen Zeiteichmethoden werden Zeitkalibrationen auf dieselben aufgenommenen Schauerdaten angewendet. Der Vergleich der beiden so erhaltenen Zeitspektren liefert Unterschiede im Mittelwert der erhaltenen Schauerzeiten von bis zu 9 ns (Abb. 11). Als mögliche Ursache dieser Differenz wird ein unterschiedliches Ansprechverhalten der verwendeten Leuchtdioden vermutet. Zur Überprüfung dieser Annahme wird eine Testanordnung aufgebaut und

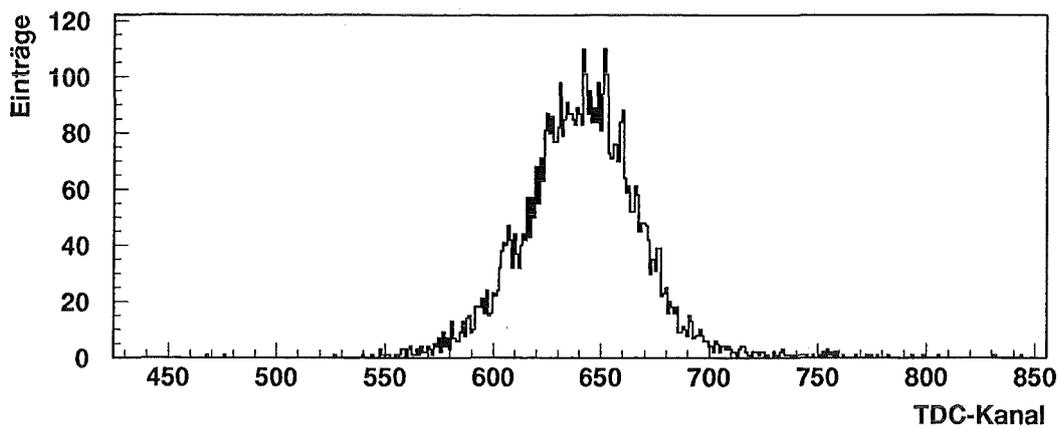


Abbildung 10: Gemessene Zeitverteilung eines Detektors bei der direkten Zeiteichung

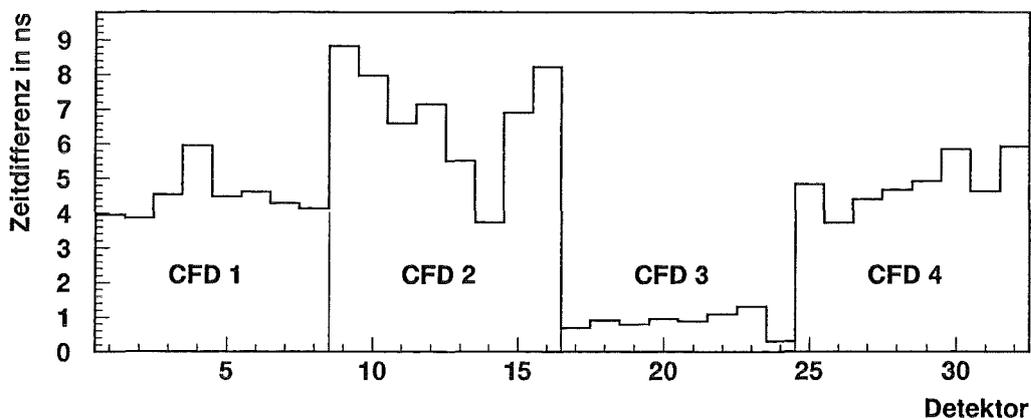


Abbildung 11: Auftretende Zeitdifferenzen zwischen der relativen und der direkten Zeiteichung für die 32 Detektoren und ihre Zuordnung zu den verschiedenen CFD-Modulen

50 verschiedene LED getestet [May 95] (Abb. 12). Die aus dieser Testreihe erhaltenen relativen Ansprechzeiten der Leuchtdioden sind in Abb. 13 dargestellt. Die hierbei festgestellten Differenzen in der Ansprechzeit der einzelnen LED liegen im Bereich von etwa 3 ns. Sie reichen nicht aus, um die Differenz der beiden Eichmethoden zu erklären. Für die Messung wird ein Pulsgenerators gleichen Typs verwendet, wie er auch zur Zeitkalibration verwendet wird. Dieser erzeugt Spannungsimpulse von 3 bis 6.5 V bei einer Zeitdauer von 20 ns. Für die Testmessung wird er mit den höchsten Spannungspulsen von 6.5 V betrieben, um die Zeitspanne bis zum Erreichen der Schaltspannung der Leuchtdioden möglichst gering zu halten.

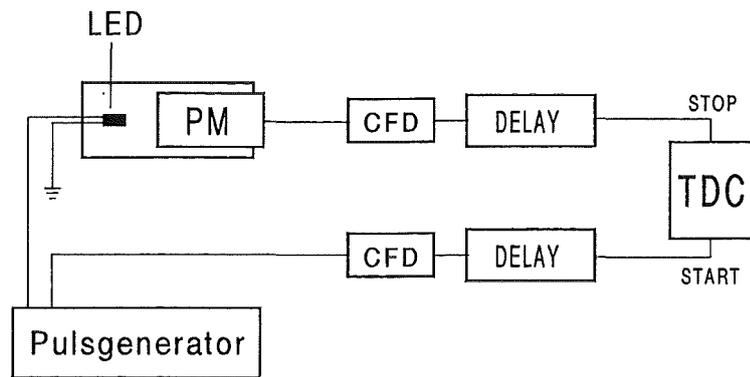


Abbildung 12: Schematischer Aufbau der Elektronik des LED Teststandes

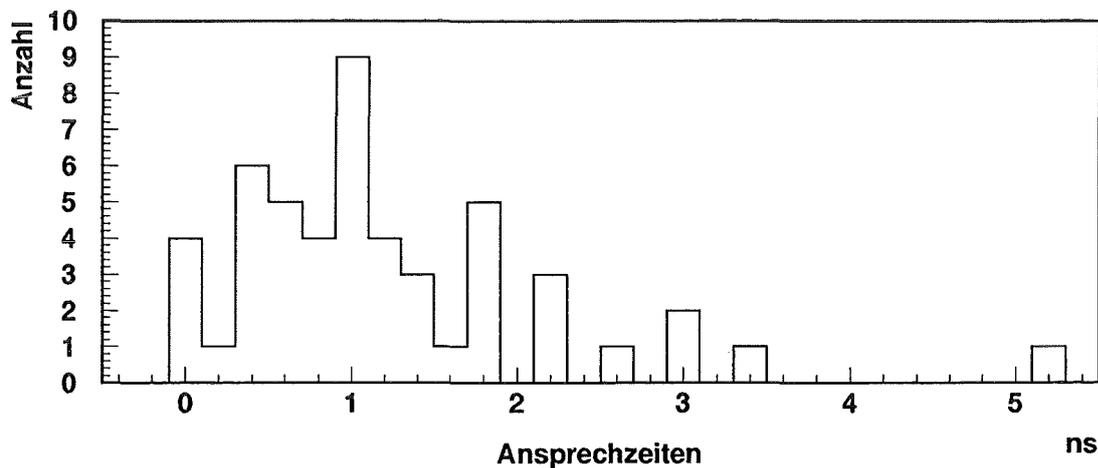
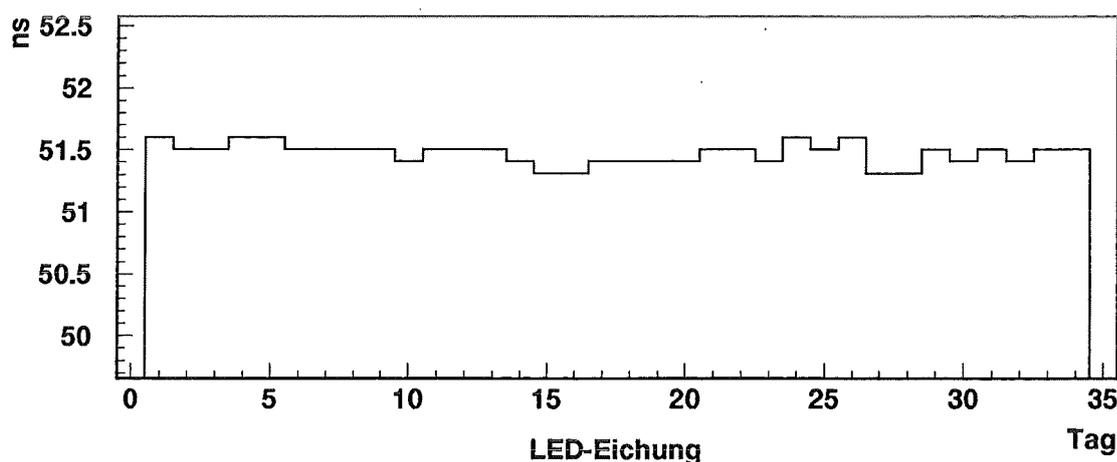


Abbildung 13: Ansprechzeiten von 50 Leuchtdioden bezogen auf die schnellste Leuchtdiode

Eine weitere Ursache für die Unterschiede der beiden Eichmethoden liegt in dem unterschiedlichen Verhalten der verwendeten 4 Diskriminatoremodule. Bei der Leuchtdioden-Zeiteichung befinden sich die Detektoren im Gegensatz zur direkten Zeiteichung in der Sättigung der Energiemessung. Die Unterschiede der 8 Detektoren eines Moduls sind durch die Differenzen in den Ansprechzeiten der LED zu erklären, während die großen Differenzen zwischen den einzelnen verwendeten Diskriminatoremodulen auftreten. In Abb. 11 ist diese Systematik von jeweils 8 Detektoren deutlich zu sehen. Dies legt den Schluß nahe, daß trotz gleicher Einstellung der Diskriminatorschwellen der Triggerzeitpunkt von der Höhe des Signals abhängt, und somit unterschiedliche Zei-

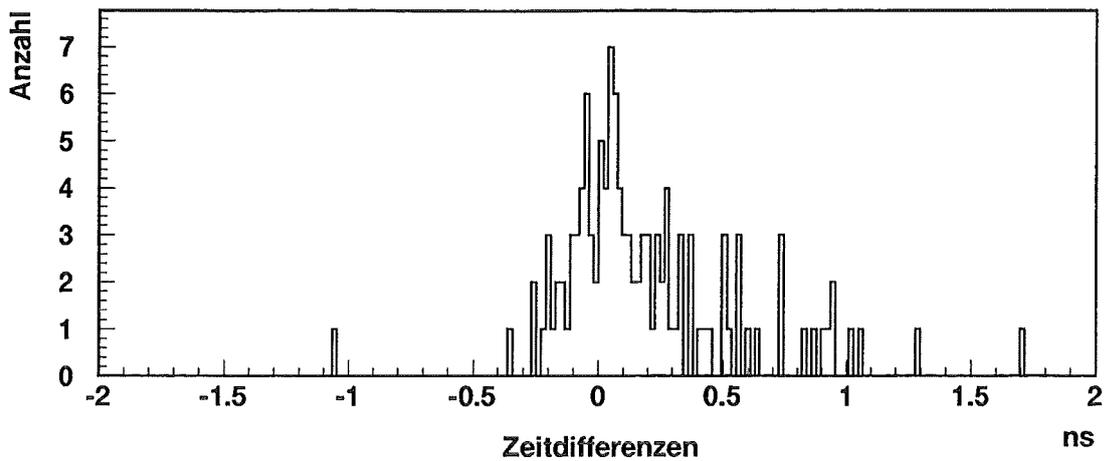
ten gemessen werden. Dies läßt vermuten, daß durch die etwas unterschiedlichen Anstiegszeiten und Höhen der Signale bei den beiden Eichungen ein Walk Effekt auftritt.

Um die Konstanz der Differenzen der beiden Zeiteichungsmethoden zu untersuchen, werden bei der Datenaufnahme täglich eine Leuchtdiodeneichung und im zweiwöchigen Rhythmus eine direkte Zeiteichung durchgeführt. Die Leuchtdiodeneichung ergibt für die einzelnen Kanäle während des Überwachungszeitraumes praktisch konstante Werte (Abb. 14). Es ergeben sich nur Schwankungen von etwa 3 Kanälen, was einer Zeitdifferenz von etwa 0.3 ns entspricht. Insgesamt werden über die Meßperiode 5 direkte Zeiteichungen aufgenommen. Mittels dieser 5 Messungen werden die 5 Differenzen der beiden Zeiteichmethoden für jeden Detektor errechnet und je Detektor die relativen Änderungen dieser 5 Werte ermittelt. Bei einem konstanten, systematischen Unterschied beider Eichmethoden sollte sich hierbei eine Gaußverteilung mit einem Mittelwert von 0 ergeben.



**Abbildung 14:** Typischer Verlauf der Lage des Peaks im TDC-Spektrum bei der Leuchtdiodeneichung eines Detektors über 34 Tage

In Abb. 15 ist die sich ergebende Verteilung dargestellt. Sie besitzt einen Mittelwert von 0.2 ns und eine Breite von 0.3 ns. Dieser Fehler ist deutlich kleiner als die Zeitaufösung des Detektors mit etwa 0.7 ns [Feß 96].



**Abbildung 15:** *Veränderungen der Zeitdifferenzen zwischen relativer und direkter Zeiteichung im Laufe von 5 direkten Zeiteichungen*

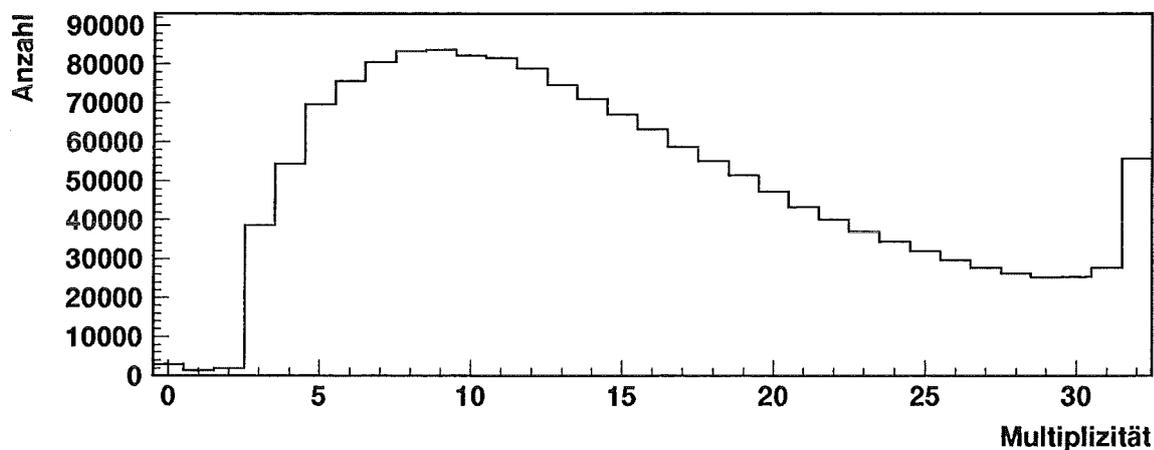
Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die absoluten Zeitbeziehungen der einzelnen Detektoren zu erhalten sind, indem zu Beginn der Meßzeit eine primäre direkte Zeiteichung und eine erste Leuchtdioden-Zeiteichung vorgenommen wird. Zur laufenden Überwachung der Elektronik und deren Zeitbeziehung während der Messung ist dann die Eichung mittels Leuchtdioden allein ausreichend, indem die aktuelle Eichung jeweils auf die erste Leuchtdioden-Zeiteichung bezogen wird. Im Falle des Top-Clusters kann die primäre absolute Zeiteichung unter Verwendung eines kleinen Szintillationsdetektors in einer Meßzeit von ca. 8 Stunden durchgeführt werden.

## 5 Messung und Auswertung von ausgedehnten Luftschauern

In einer Meßzeit von 1816 Stunden wurden mit der gewählten Triggerbedingung von 3 der 4 zentralen Stationen insgesamt etwa 1.1 Millionen Ereignisse aufgenommen. Dies entspricht einer Zählrate von etwa 10 Ereignissen pro Minute. Diese Triggerbedingung wurde gewählt, um durch die Bevorzugung der mittleren Stationen eine Anhäufung zentral gefallener Schauer zu erreichen.

### 5.1 Die Multiplizität

Unter der Multiplizität eines Ereignisses wird die Anzahl der Detektoren mit einem Energiesignal, das mehr als 2 MeV entspricht, verstanden. Für die aufgenommenen Ereignisse ergibt sich die in Abb. 16 dargestellte Multiplizitätsverteilung.



**Abbildung 16:** *Multiplizitätsverteilung der angesprochenen Detektoren aller gemessenen Schauer*

Im Bereich einer Multiplizität von 11-27 zeigt sich der zu erwartende Abfall der Häufigkeitsverteilung, der die Abnahme des Flusses der kosmischen Strahlung mit zunehmender Energie widerspiegelt. Die Erhöhung der Häufigkeit von Schauern mit mehr als 28 angesprochenen Detektoren erklärt sich durch die endliche Größe des Top-Clusters, da ab einer bestimmten Größe des Schauers alle Zähler ein gültiges Signal

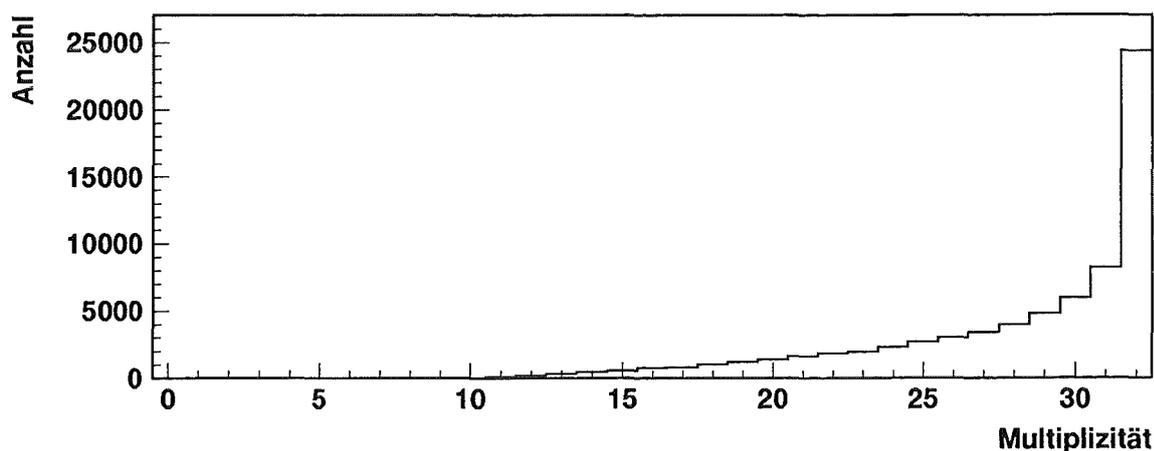
liefern. Das Maximum bei einer Multiplizität von 9 und nicht bei der minimalen Zahl der Triggerbedingung von 3 angesprochenen Detektoren ergibt sich, da die Triggerbedingung kein Multiplizitätstrigger ist, sondern nur die zentralen 4 Stationen im Triggerzweig der Elektronik berücksichtigt werden. In der Verteilung treten einige Schauer mit weniger als 3 Zählern mit gültigem Signal auf, welche die Triggerbedingung nicht erfüllen würden. Dies liegt daran, daß die elektronische Schwelle nicht einer Energie von 2 MeV entspricht, die in der Auswertung gefordert wird. Außerdem werden in der Multiplizitätsverteilung die Detektoren ohne gültiges Zeitsignal nicht berücksichtigt.

## 5.2 Selektion und Rekonstruktion der Daten

### 5.2.1 Die Daten Selektion

An die gemessenen Ereignisse werden für die weitere Auswertung verschiedene Auswahlkriterien (Schnitte) angelegt.

Eine erste Selektion dient der weiteren Anhäufung von Schauern, deren Zentrum sich innerhalb des Top-Clusters befindet. Dieser Schnitt ist nötig, da sich nur in diesem Falle zufriedenstellende Ergebnisse der Rekonstruktion ergeben. Der Schnitt basiert auf der Abnahme der Teilchendichte und damit auch der deponierten Energie in einem Detektor mit zunehmender Entfernung zum Schauerzentrum.



**Abbildung 17:** Multiplizitätsverteilung der Schauer, die nach dem Schnitt zur Anhäufung zentraler Schauer verbleiben

Der Schnittparameter  $X$  hat folgende Form:

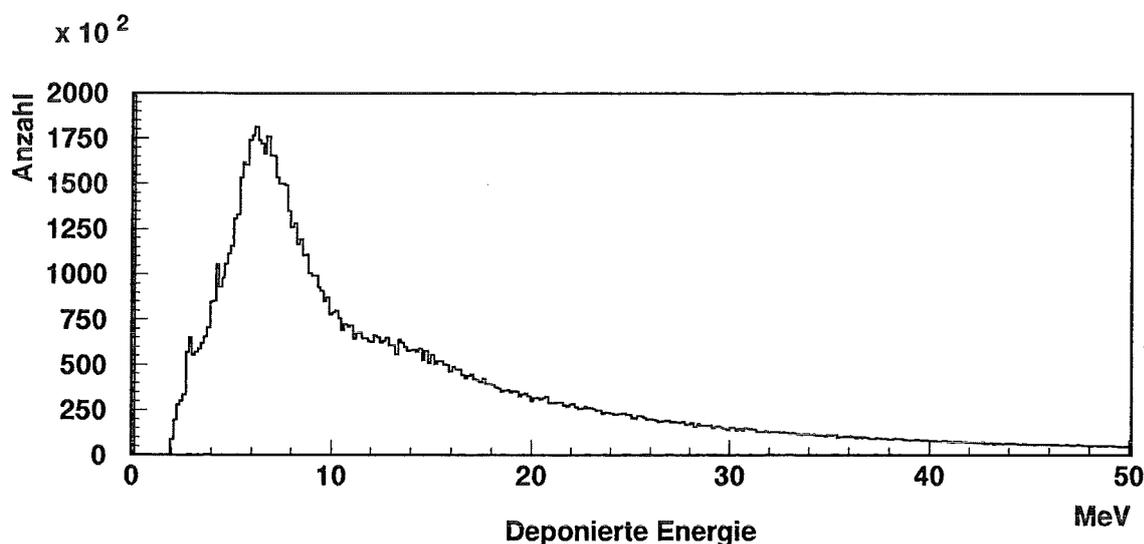
$$\frac{N_{innen} \cdot \Sigma E_i}{\overline{E_e}} > X$$

Dabei bedeuten:

$\Sigma E_i$ : Summe der deponierten Energie in den 8 zentralen Detektoren

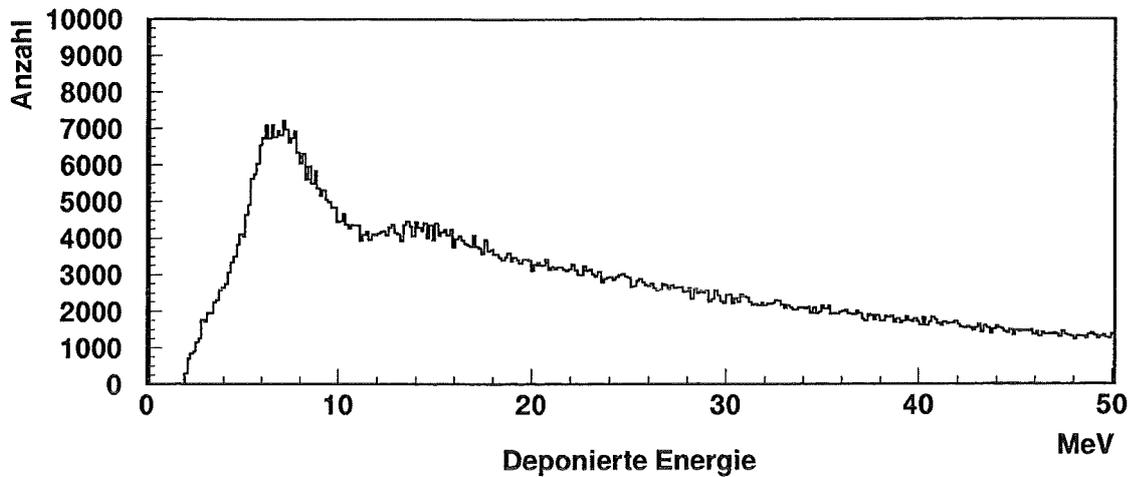
$N_{innen}$ : Anzahl der angesprochenen 8 zentralen Detektoren

$\overline{E_e}$ : Durchschnittlicher Energiedeposit der 8 Eckdetektoren



**Abbildung 18:** Verteilung der Energiedeposite in den Detektoren bei allen aufgenommenen Schauern

Es werden in diesem Schnitt nur die Eckdetektoren und nicht alle äußeren Detektoren verwendet, da diese die größte Entfernung zu den zentralen Detektoren besitzen, und somit der stärkste Energieabfall für zentrale Schauer zu erwarten ist. Bei der Verwendung aller Randdetektoren würden zwar die Fluktuationen geringer, gleichzeitig aber würde die Abnahme der Teilchendichte von den zentralen- zu den Randdetektoren geringer. Die Gewichtung mit der Anzahl der angesprochenen Detektoren wird vorgenommen, da bei Zunahme der Multiplizität der inneren Detektoren die Wahrscheinlichkeit für einen zentralen Schauer steigt.



**Abbildung 19:** Verteilung der Energiedeposite in den Detektoren bei allen aufgenommenen Schauern, die nach dem Schnitt zur Anhäufung zentraler Schauer verbleiben

Die Auswirkungen dieses Schnittes, bei einem Wert für  $X$  von 70, zeigen sich deutlich in der Multiplizitätsverteilung (Abb. 17) der angesprochenen Detektoren. Sie zeigt einen gänzlich anderen Verlauf als die ursprüngliche Verteilung (Abb. 16). Sie steigt nun bis zu einer Multiplizität von 32 angesprochenen Detektoren an. Dies ist verständlich, da bei einem Schauer, dessen Zentrum innerhalb des Top-Clusters liegt, wegen der dort vorhandenen hohen Teilchendichte die Wahrscheinlichkeit sehr hoch ist, daß alle Detektoren ein gültiges Signal besitzen. Es werden jedoch etwa  $2/3$  der Ereignisse mit 32 angesprochenen Detektoren verworfen, da bei der geringen Größe des Detektorfeldes auch Schauer, deren Zentrum sich außerhalb des Clusters befinden, eine Multiplizität von 32 haben können.

Eine zweite Wirkung des Schnittes zeigt sich im Spektrum der deponierten Energien (Abb. 18 und 19). In diesen Verteilungen sind die 32 Einzelspektren der deponierten Energien aufsummiert. Die durchschnittlich deponierte Energie je Detektor steigt von etwa 19.3 MeV vor Anwendung des Schnittes auf etwa 38.7 MeV nach Anwendung des Schnittes an. Auch zeigt sich eine stärkere Ausbildung der Überhöhung bei etwa 14 MeV, was der deponierten Energie von 2 minimalionisierenden Teilchen entspricht.

Ein zweiter Schnitt dient der Aussonderung zu kleiner Schauer, die nicht genau genug rekonstruiert werden können. Es müssen mindestens 7 der 16 Detektorstationen ein gültiges Signal liefern.

Nach Anwendung dieser beiden Schnitte verbleiben von den 1.1 Millionen aufgenommenen Ereignissen noch etwa 55 000 zur weiteren Auswertung.

### 5.2.2 Die Rekonstruktion

Ziel der Messung ausgedehnter Luftschauer ist es, aus den Meßdaten die Schauerparameter Richtung und Elektronenzahl auf Beobachtungsniveau zu erhalten, um hieraus u. a. die Energie des Primärteilchens, welches den Schauer auslöst, zu bestimmen. In Abb. 20 sind Beispiele für die relativen Ankunftszeiten und die deponierten Energien je Detektorstation für typische Schauer nach den ausgeführten Eichungen dargestellt.

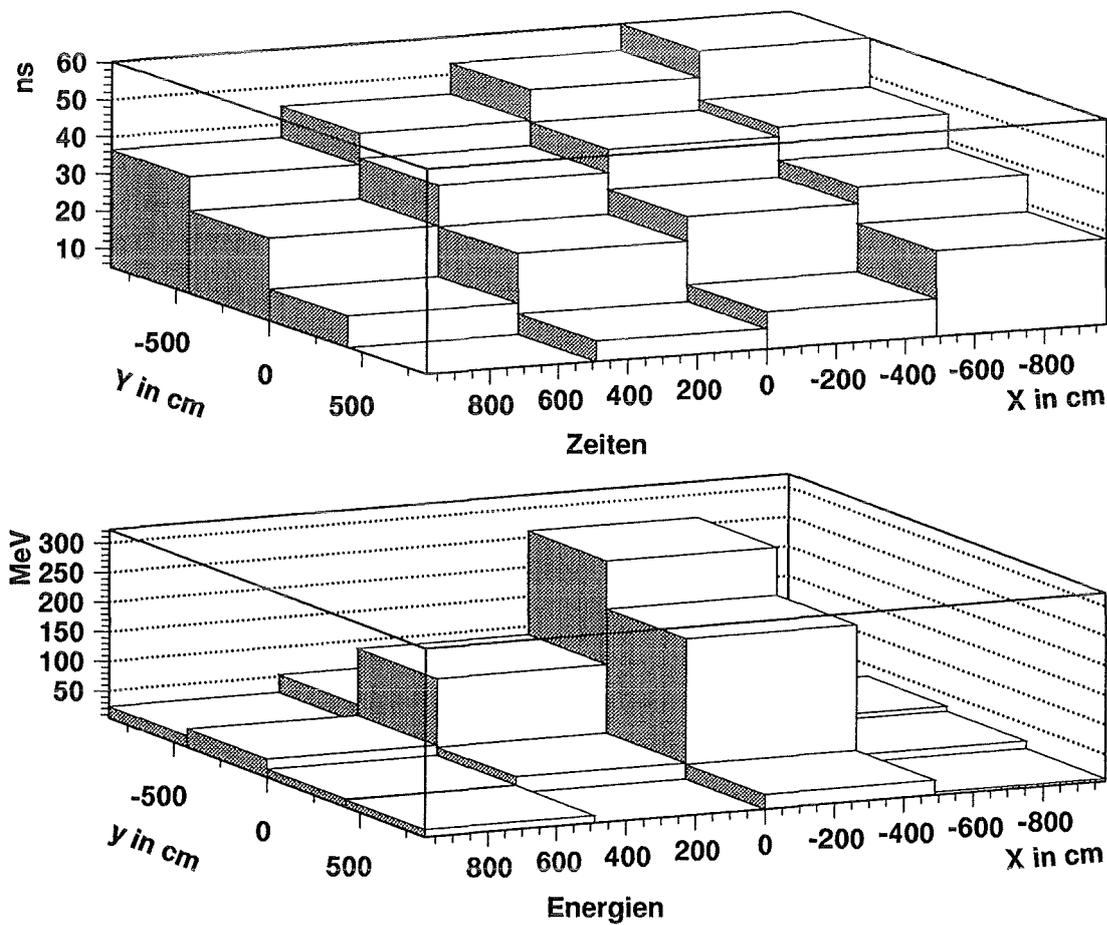


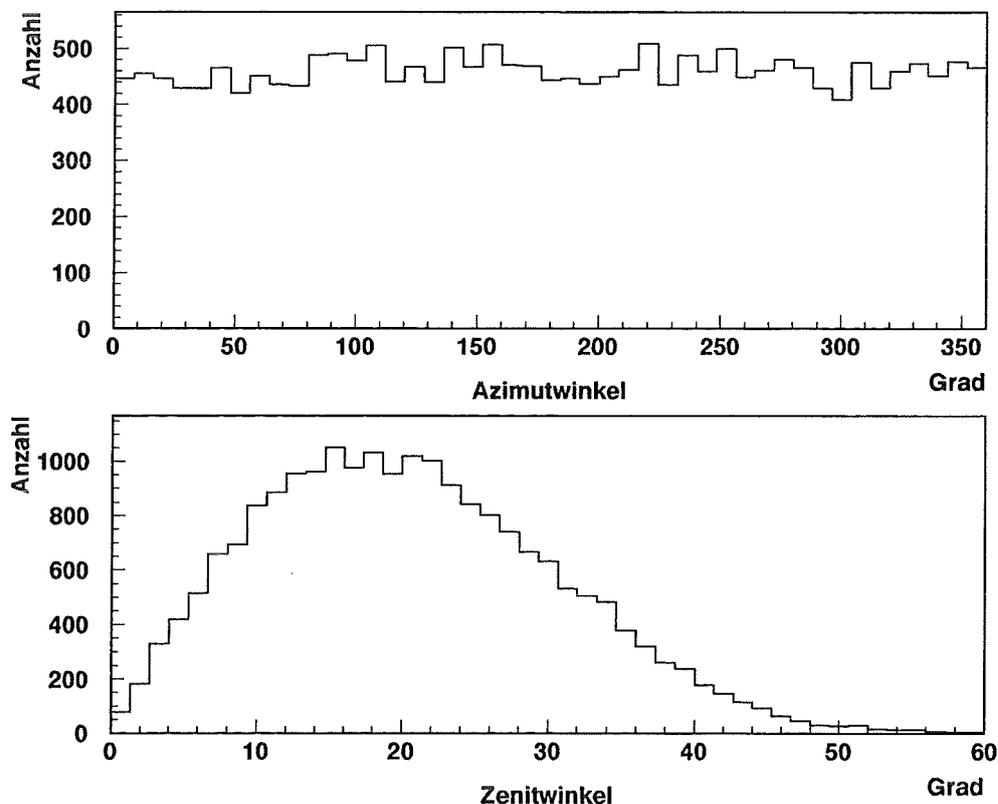
Abbildung 20: Beispiel für die relativen Ankunftszeiten eines typischen schräg einfallenden (oben) und die Energiedeposite eines typischen zentral einfallenden Schauers (unten)

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Auswertungen der Daten des Top-Clusters werden durch eine Version des Rekonstruktionsprogramms REX [May 92] durchgeführt. Dieses soll für die Rekonstruktion der Daten des KASCADE Arrays verwendet werden und wird an die speziellen Gegebenheiten des Top-Clusters angepaßt [Völ 95]. In einem ersten Schritt der Rekonstruktion wird die Schauerrichtung durch die Anpassung einer Ebene an die Ankunftszeiten der einzelnen Detektorstationen bestimmt. Um die Fluktuationen in den Ankunftszeiten auszugleichen, wird, falls beide Detektoren einer Station ein gültiges Zeitsignal messen, nur die kleinere Zeit verwendet. Die spätere Zeit wird verworfen, da die Zeitunterschiede, welche durch den Abstand zwischen beiden Detektoren einer Station bedingt sind, kleiner als die Zeitfluktuationen innerhalb der Schauerfront sind. Dies ist der Fall, da das Ankunftszeitprofil eine asymmetrische Verteilung mit einer steilen Flanke bei kleinen Zeiten und einen langen Ausläufer zu großen Zeiten besitzt. Die späten Teilchen innerhalb der Schauerfront besitzen Verzögerungen bis zu einigen hundert ns und liefern somit eine wesentlich schlechtere Zeitinformation, als die frühen Teilchen aus der Schauerfront. Auf die Anpassung einer gekrümmten Fläche an die Schauerfront wird verzichtet. Diese würde zwar die Schauerfront besser beschreiben, doch wirkt sich die Krümmung der Schauerfront auf der kleinen Fläche des Top-Cluster kaum in den gemessenen Zeiten aus.

Mit Hilfe des errechneten Zenitwinkels  $\theta$  wird die Detektorebene in Schauerfrontkoordinaten gedreht und die gemessenen Energiewerte mit  $1/\cos\theta$  korrigiert. Dieser Faktor berücksichtigt die Unterschiede in der effektiven Dicke der Szintillatorplatte je nach Einfallswinkel. Aus den so korrigierten Energien werden Teilchendichten je Detektorstation errechnet, indem die Energien durch die von einem Teilchen im Mittel deponierte Energie geteilt werden. An diese errechnete Teilchendichte wird eine Nishimura-Kamata-Greisen Funktion (NKG Funktion) [Gre 60] angepaßt. Die NKG Funktion ist die Lösung der Diffusionsgleichung eines rein elektromagnetischen Schauers und beschreibt die Lateralverteilung der Elektronendichte eines  $\gamma$ -induzierten Schauers. Sie hängt von der Elektronenzahl ( $N_e$ ) des Schauers auf Beobachtungsniveau, dem Abstand zum Schauerzentrum und dem Schaueralter ab. Das Schaueralter kennzeichnet die longitudinale Entwicklung des Schauers und ist 0 für den Beginn des Schauers, 1 bei Erreichen des Maximums der Schauerentwicklung und 2, wenn der Schauer ausgestorben ist. Die Verwendung der NKG Funktion für die Anpassung liefert somit in einem Schritt die Position des Schauerzentrums, das Schaueralter und die Schauergröße.

### 5.3 Die Winkelverteilung

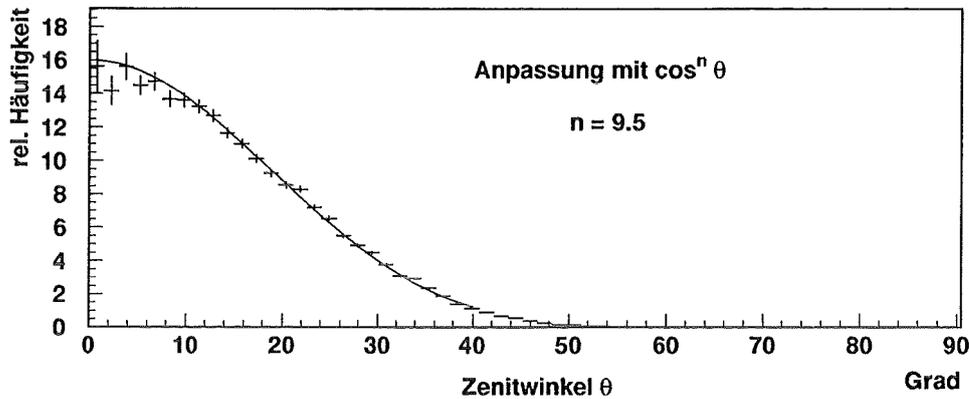
Die sich aus der Ebenenanpassung an die gemessenen Zeiten ergebende Richtung der Schauer wird über den Zenit- und den Azimutwinkel ausgedrückt und in Abb. 21 dargestellt. Die Verteilungen zeigen den erwarteten Verlauf. Beim Azimutwinkel ergibt sich eine nahezu isotrope Verteilung. Die verbleibenden leichten Anisotropien lassen sich durch die rechteckige Geometrie des Top-Clusters erklären. Diese führt zu einem etwas unterschiedlichen effektiven Detektorabstand je nach Azimutwinkel des einfallenden Schauers. Hieraus folgt wiederum eine Veränderung der Energieschwelle, weil damit die für ein Triggersignal nötige Teilchendichte etwas unterschiedlich ist.



**Abbildung 21:** Azimutwinkel und Zenitwinkel der rekonstruierten Schauerrichtungen für alle analysierten Schauer

Die Zenitwinkelverteilung  $dN/(d\theta \cdot dA_{hor} \cdot dt)$  besitzt ein Maximum bei etwa 18 Grad. Dieses Maximum wird durch zwei gegenläufige Effekte hervorgerufen. Einerseits verringert sich der Raumwinkel für kleine Zenitwinkel  $\theta$ . Andererseits wird ein Anstieg der

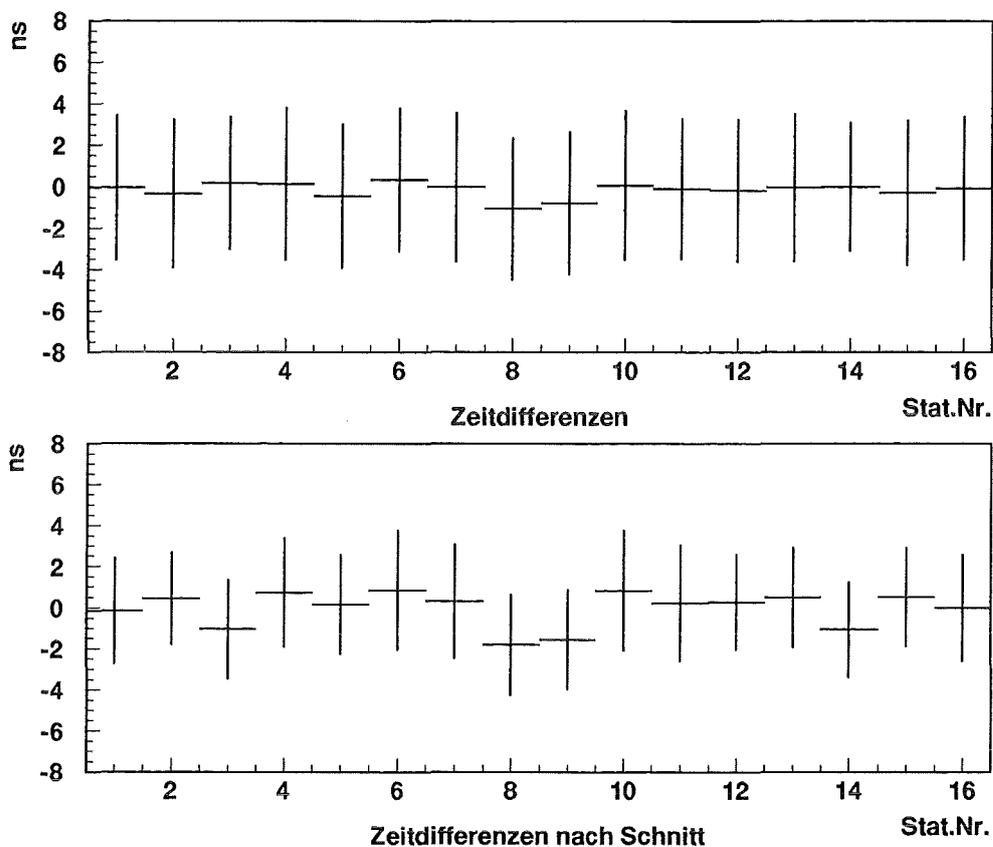
Richtungsintensität  $dN/(d\Omega \cdot dA \cdot dt)$  bei kleinen Zenitwinkeln erwartet, da unter diesen Winkeln der Weg durch die Atmosphäre kürzer ist und somit die Anzahl der Schauer, welche die Triggerbedingung unter diesen Winkeln erfüllen, höher sein sollte.



**Abbildung 22:** Richtungsintensität der gemessenen Schauer in Abhängigkeit vom Zenitwinkel

Berücksichtigt man den verkleinerten Raumwinkel und auch die effektive Detektorfläche  $dA_{hor} = dA_{\perp}/\cos\theta$ , welche sich mit wachsendem Zenitwinkel verkleinert, so ergibt sich die in Abb. 22 dargestellte Verteilung der Richtungsintensität. Das Maximum der Verteilung liegt nun bei 0 Grad. An diese Verteilung wird eine  $\cos^n\theta$  Funktion angepaßt, wobei sich für  $n$  ein Wert von 9.5 ergibt. Diese Abhängigkeit gibt nicht direkt die Richtungsintensität von Luftschauern an, da die Triggerschwelle stark vom Zenitwinkel abhängt und somit das beobachtete Energieintervall sich mit  $\theta$  ändert. Dieser Exponent steht im Zusammenhang mit der freien Weglänge und dem Weg des Schauers durch die Atmosphäre, welcher mit steigenden  $\theta$  mit  $1/\cos\theta$  zunimmt. Für einzelne Myonen, deren mittlere freie Weglänge ungefähr der halben Atmosphäre entspricht wird ein  $n=2.02$  bestimmt [Wen 95]. Für einzelne Protonen, deren freie Weglänge, hier Wechselwirkungslänge,  $80 \frac{g}{cm^2}$  beträgt, wird ein  $n=5.7$  beobachtet [BeR 66]. Daher erscheint der bestimmte Wert von 9.5 für die gemessenen Luftschauer, die hauptsächlich durch die Entwicklung der elektromagnetischen Komponente, deren freie Weglänge, hier Strahlungslänge,  $36.7 \frac{g}{cm^2}$  ist, bestimmt ist, in diese Systematik passend.

Mit Hilfe der errechneten Ebene lassen sich auch die Zeitdifferenzen zwischen den tatsächlichen und den theoretischen Ansprechzeiten jedes einzelnen Detektors berechnen (Abb. 23). Diese Zeitdifferenzen sind für jeden Zähler gaußförmig um einen Wert verteilt. Auch an dieser Verteilung kann gut die Wirkung des Schnitts auf die Lage

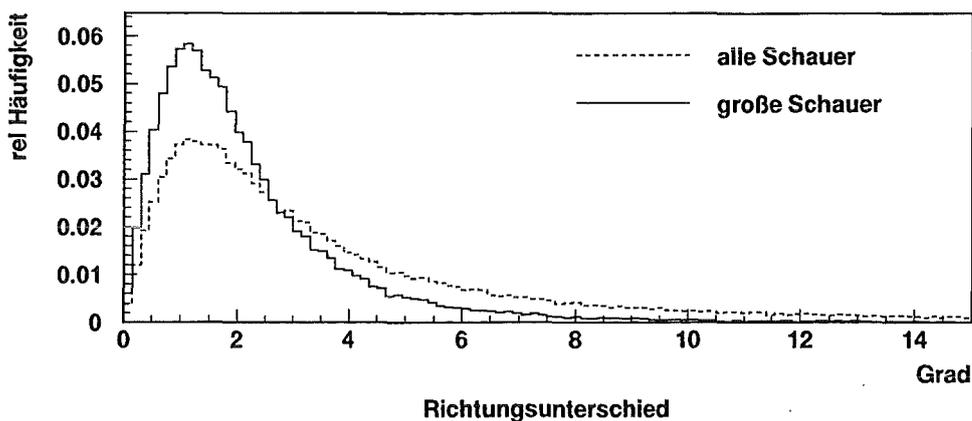


**Abbildung 23:** *Mittlere Zeitunterschiede zwischen den gemessenen Ankunftszeiten der Detektorstationen und den mittels der angepaßten Ebene errechneten theoretischen Ankunftszeiten. Die Stationen 3,8,9 und 14 sind die zentralen Stationen. Die Fehlerbalken kennzeichnen die Varianz der Verteilungen*

des Schauerzentrums (Kap. 5.2) beobachtet werden. Nach Durchführung des Schnittes zeigen die vier zentralen Stationen einen Mittelwert, der deutlich zu negativen Zeiten verschoben ist. Dies bedeutet, daß diese Stationen systematisch frühere als ihre theoretischen Zeiten in der Ebene messen. Dieses Ergebnis wird verständlich, wenn berücksichtigt wird, daß die tatsächliche Schauerfront nicht eben, sondern eine gekrümmte Fläche ist, und damit bei einem zentralen Schauer die mittleren Stationen ihre Ansprechzeiten vor der errechneten Ebene haben. Desweiteren steigt bei hoher Teilchenzahl je Detektor die Wahrscheinlichkeit, frühe Teilchen aus der Schauerfront zu messen.

## 5.4 Die Winkelauflösung

Der Richtungsbestimmung der Schauer kommt besondere Bedeutung zu, da die Energiedeposite in den Detektoren vom Zenitwinkel abhängen und vor der Transformation der Teilchendichten in Schauerkoordinaten korrigiert werden müssen. Eine hohe Winkelauflösung wird desweiteren bei der Suche nach Punktquellen der kosmischen Strahlung notwendig. Zur Bestimmung der Winkelauflösung des Top-Clusters wird dieses in zwei Sub-Cluster unterteilt, wobei sich in einem Sub-Cluster jeweils die östlichen, im zweiten Sub-Cluster jeweils die westlichen Detektoren einer Station befinden [Völ 92]. Nun wird mit beiden Sub-Clustern unabhängig voneinander für dieselben Schauer, mit Hilfe einer Ebenenanpassung an die Ankunftszeiten, die Schauerrichtung rekonstruiert. Die in der Rekonstruktion erhaltenen beiden Richtungen unterscheiden sich durch die begrenzte Winkelauflösung des Top-Clusters. Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, daß der so erhaltene Richtungsunterschied nur ein Maß für die Winkelauflösung des halben Top-Clusters liefert. Zur genaueren Bestimmung der Winkelauflösung wird ein Faktor, der diesen Effekt berücksichtigt, benötigt. Dieser Faktor resultiert nicht direkt aus der vergrößerten Anzahl der zur Verfügung stehender Detektoren. Bei dem gewählten Verfahren zur Verringerung der Zeitfluktuationen (Kap. 5.2.2) ist die Gesamtzahl der Stützstellen bei der Richtungsbestimmung des Gesamtclusters, hier Detektorstationen mit Zeitsignal, nicht doppelt so hoch wie die Anzahl der Stützstellen bei der Richtungsbestimmung je Sub-Cluster, hier Detektoren je Sub-Cluster mit Zeitsignal. Deshalb wird der genaue Faktor in einer Simulation (siehe Kap. 6) ermittelt.



**Abbildung 24:** Unterschiede zwischen den aus Daten der beiden Sub-Cluster rekonstruierten Schauerrichtungen bei allen Schauern und bei großen Schauern, d.h. bei mehr als 12 angesprochenen Stationen je Sub-Cluster

Mit Hilfe dieser Methode ergibt sich über alle analysierten Schauer gemittelt ein Wert von 3.8 Grad für die Winkelauflösung des Top-Clusters (Abb. 24). Hierbei wird unter der Winkelauflösung der Wert verstanden, für den die Forderung erfüllt ist, daß 63 % der Schauer einen kleineren Richtungsunterschied als die angegebene Winkelauflösung haben.

Wird ein zusätzlicher Schnitt auf die Größe, d.h. auf die Anzahl der angesprochenen Stationen je Schauer eingeführt, so verbessert sich die Winkelauflösung. Für eine geforderte Multiplizität von mehr als 12 Stationen je Sub-Cluster ergibt sich eine Winkelauflösung von 2.2 Grad. Dies erklärt sich dadurch, daß bei einer hohen Multiplizität die Anzahl der Stützstellen für die Ebenenanpassung höher wird. Außerdem erhöht sich bei hoher Multiplizität die Wahrscheinlichkeit für einen großen Schauer mit einer größeren Anzahl von Teilchen je Detektor. In diesem Fall ist die Zeitinformation geringeren Fluktuationen unterworfen.

## 5.5 Die Ergebnisse der NKG Rekonstruktion

Um aus den Meßdaten die Schauerparameter zu erhalten, wird an die bestimmten Teilchendichten pro Detektor eine NKG Lateralverteilung angepaßt. Diese Anpassung geschieht mit Hilfe des Rekonstruktionsprogrammes REX (Kap. 5.2.2), welches als Ergebnis das Schaueralter, die Lage des Schauerzentrums und die Schauergröße liefert. Die Ergebnisse der rekonstruierten Parameter sind in den Abb. 25, 26 und 27 dargestellt. Für die Darstellung der Parameter wird ein zusätzlicher Schnitt auf die Lage des Schauerzentrums eingeführt. Dieses muß innerhalb des Top-Clusters rekonstruiert werden.

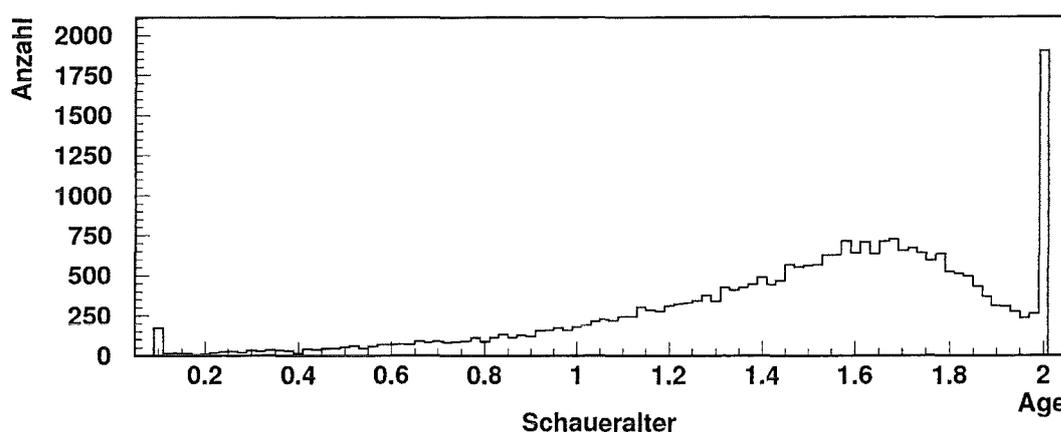


Abbildung 25: Verteilung der rekonstruierten Schaueralter nach Radiuschnitt

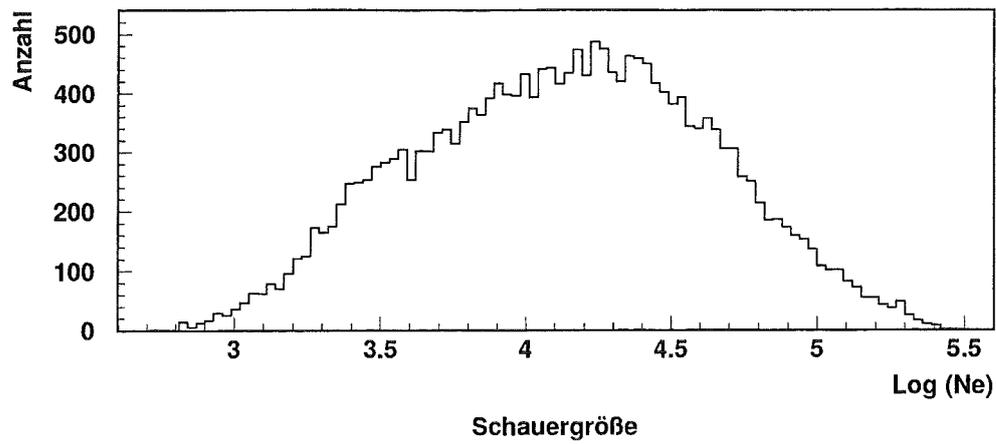


Abbildung 26: Verteilung der rekonstruierten Schauergrößen nach Radius- und Schaueralterschnitt

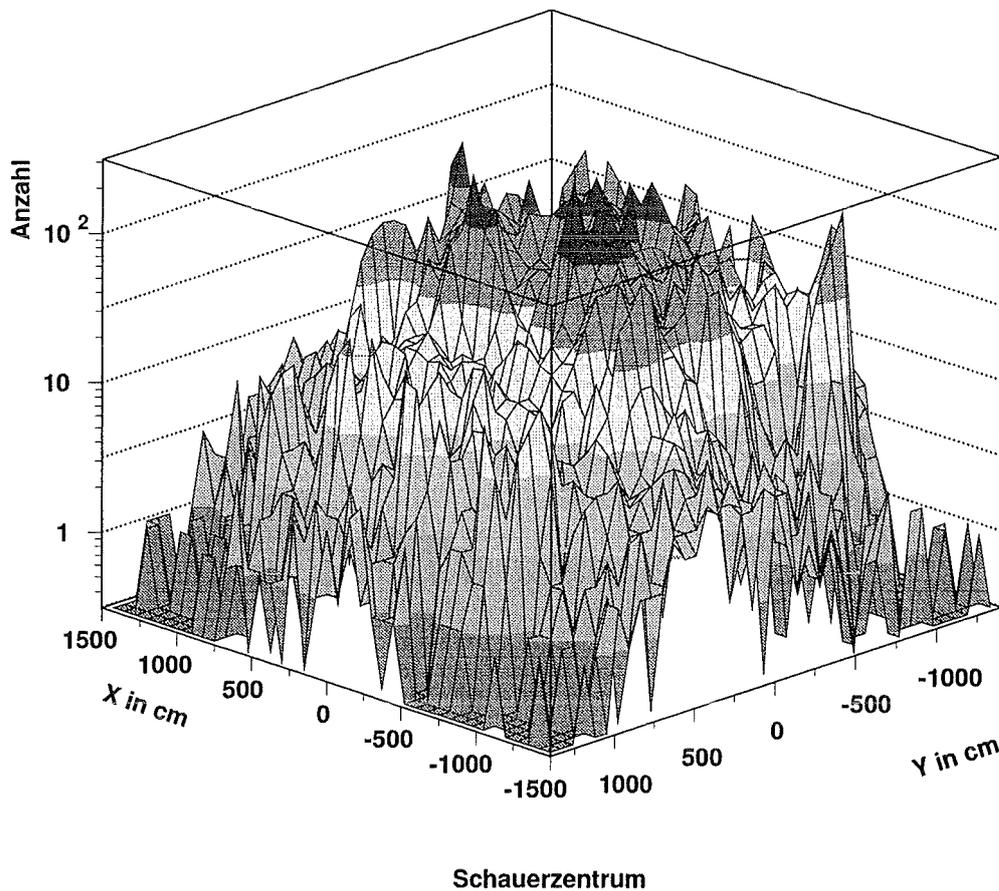


Abbildung 27: Verteilung der Positionen der rekonstruierten Schauerzentren nach Radius- und Schaueralterschnitt

Bei dem Schaueralter zeigt sich, daß eine relativ große Anzahl von Ereignissen einen Wert zeigt, der außerhalb des gültigen Bereiches zwischen 0.6 und 1.8 der NKG Funktion liegt. Dies liegt an der geringen Fläche des Top-Clusters und den damit verbundenen Schwierigkeiten bei der Rekonstruktion. Für die Darstellung der weiteren Parameter wird ein zusätzlicher Schnitt auf den gültigen Bereich des Schaueralters in der NKG Funktion angewendet.

Wird die Schauergroße nach Berücksichtigung all dieser Schnitte aufgetragen, so ergibt sich die in Abb. 26 dargestellte Verteilung. Die Schauergroße besitzt ihr Maximum bei einem  $\log(N_e)$  von 4.2. Die Herausbildung dieses Maximums wird durch zwei gegenläufige Effekte hervorgerufen. Einerseits nimmt der Fluß der Primärteilchen mit zunehmender Energie und damit zunehmender Schauergroße stark ab, andererseits bedeutet die gewählte Triggerbedingung eine Mindestteilchendichte des Schauers. Um diese im Bereich des Top-Clusters zu erreichen wird die Fläche, in der sich das Schauerzentrum befinden darf, mit abnehmender Energie immer kleiner.

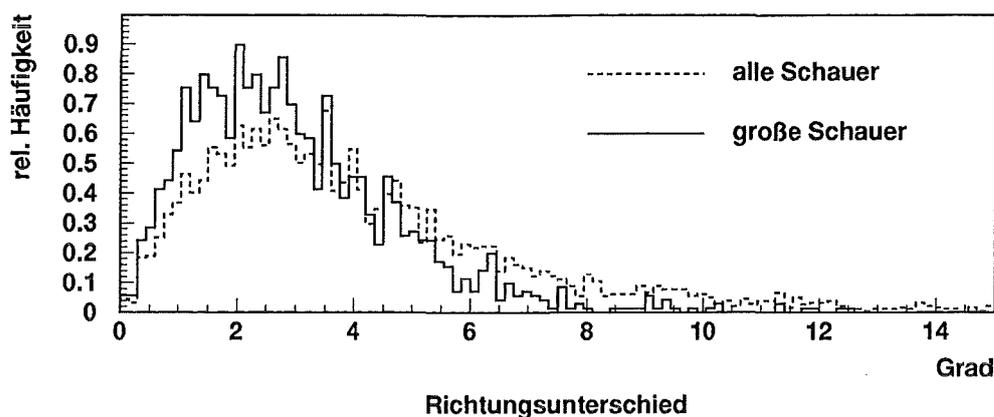
## 6 Simulation zur Messung mit dem Top-Cluster

### 6.1 Die Ergebnisse der Simulation

Um die Rekonstruktionsqualitäten abzuschätzen, werden die verwendeten Analyseverfahren auf simulierte Luftschauer angewendet. Das Programm CORSIKA [Cap 92] simuliert für ein in die Atmosphäre eindringendes Teilchen die Parameter aller sekundären Teilchen für ein bestimmtes Beobachtungsniveau. Die hadronische Wechselwirkung bei hohen Energien wird für Kerne, Protonen und Pionen durch das VENUS-Programm beschrieben [Wer 93]. Andere Hadronen werden im Rahmen eines 'Dual Parton'-Modells beschrieben, das im vergleichbaren Bereich in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von 'Collider'-Experimenten ist. Diffraktive Streuprozesse sind in die Beschreibung eingeschlossen. Für Laborenergien unterhalb von 80 GeV wird das Programm GEISHA [Fes 85] benutzt. Die elektromagnetischen Kaskaden werden durch das Programm EGS4 [NHR 85] beschrieben. Details sind dem CORSIKA User's Manual [KnH 93] zu entnehmen.

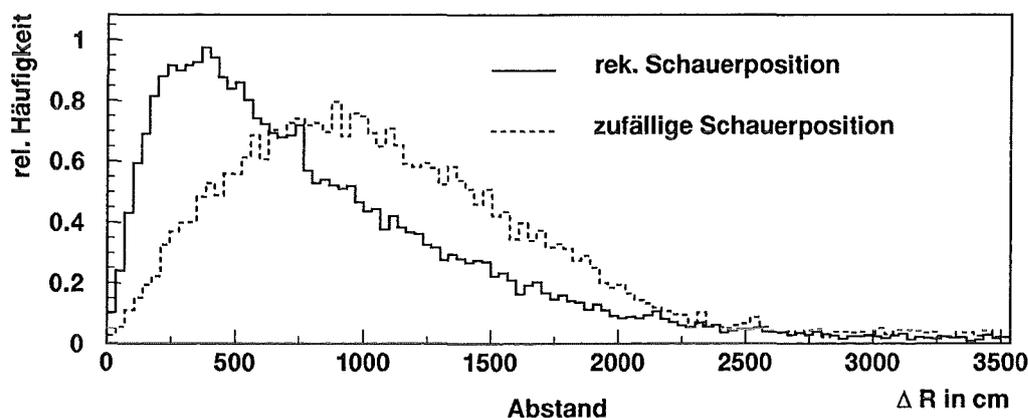
Für die Simulation (CORSIKA Version 4.069) wird die Primärenergie im Spektrum zwischen  $5 \cdot 10^{12}$ - $1 \cdot 10^{14}$  eV und der Zenitwinkel  $\Theta$  von 0 - 30 Grad variiert. Die Parameter werden in diesen Bereichen gewählt, da speziell solche Schauer untersucht werden sollen, für deren Rekonstruktion allein das Top-Cluster zur Verfügung steht. Für höhere Energien liefert das KASCADE-Array ausreichend Daten für die Schauerrekonstruktion. Das Schauerzentrum der erhaltenen simulierten Schauer liegt innerhalb einer quadratischen Fläche von 30 m Kantenlänge mit dem Top-Cluster als Mittelpunkt. Die Triggerbedingung wird wie in der Datennahme als 3 von 4 zentralen Stationen mit einem Signal gewählt. Mit diesen Bedingungen werden etwa 17 000 Schauerereignisse erzeugt und anschließend dem Rekonstruktionsalgorithmus unterworfen.

Ein Maß für die Winkelauflösung erhält man, wenn der Unterschied zwischen der rekonstruierten und der simulierten Richtung betrachtet wird. Hierbei ergibt sich die in Abb. 28 dargestellte Verteilung, die einer Winkelauflösung von 4.4 Grad entspricht. Die Einführung des Schnittes auf mehr als 12 Stationen mit einem gültigen Signal führt zu einer leichten Verbesserung der Winkelauflösung auf 3.2 Grad. Aus dieser Simulation wird auch der im Kapitel 5.4 erwähnte Faktor errechnet. Dieser kennzeichnet die unterschiedliche Güte der Rekonstruktion je nachdem ob zur Rekonstruktion nur ein Sub-Cluster oder das gesamte Cluster verwendet wird.



**Abbildung 28:** Unterschiede zwischen simulierter und mittels REX rekonstruierter Richtung bei allen Schauern und bei großen Schauern, d.h. bei mehr als 12 angesprochenen Stationen

Die auftretenden Differenzen zwischen dieser Sub-Cluster Winkelauflösung und der mit dem gesamten Cluster bestimmten Winkelauflösung bilden den erwähnten Faktor. Er beträgt in dieser Simulation 1.78 und ist in den Ergebnissen des Kapitel 5.4 berücksichtigt. Vergleicht man die hier erhaltene Winkelauflösung mit der des Kapitel 5.4 so stimmen diese relativ gut überein.



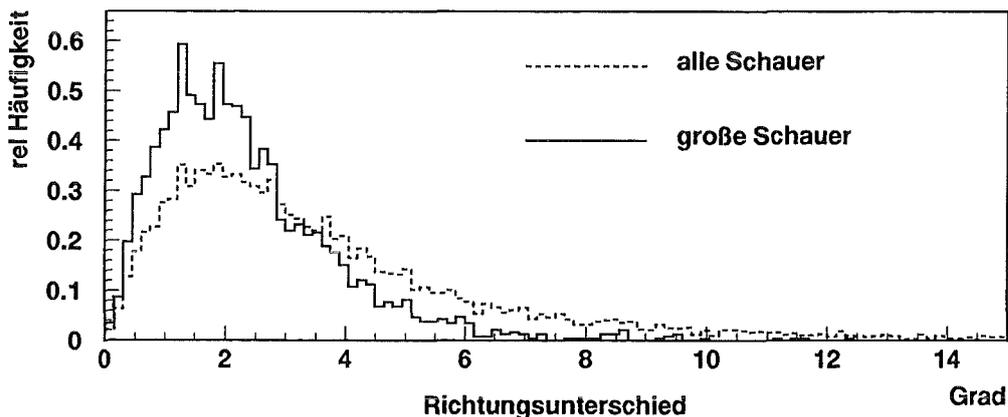
**Abbildung 29:** Abstand zwischen simuliertem und rekonstruiertem Schauerzentrum und Abstand zwischen simuliertem und zufällig bestimmtem Schauerzentrum

Weiterhin wird die Rekonstruktionsqualität der Lage des Schauerzentrums untersucht. Hierzu wird der Abstand zwischen der simulierten und der rekonstruierten Posi-

tion des Schauerzentrums bestimmt. Die sich ergebende Verteilung ist in Abb. 29 dargestellt. Es ergibt sich ein mittlerer Abstand von etwa 7.5 m zwischen rekonstruierter und simulierter Position des Schauerzentrums. Da der ermittelte mittlere Abstand in der gleichen Größenordnung wie die Ausdehnung des Top-Clusters liegt, wird zum Vergleich die Abstandsverteilung von zwei gleichverteilten Punkten innerhalb der Fläche des Top-Clusters untersucht. Es ergibt sich ein mittlerer Abstand von etwa 10 m. Die Bestimmung des Schauerzentrums ist daher mit dem Top-Cluster nur bedingt möglich.

## 6.2 Diskussion der Ergebnisse der Simulation

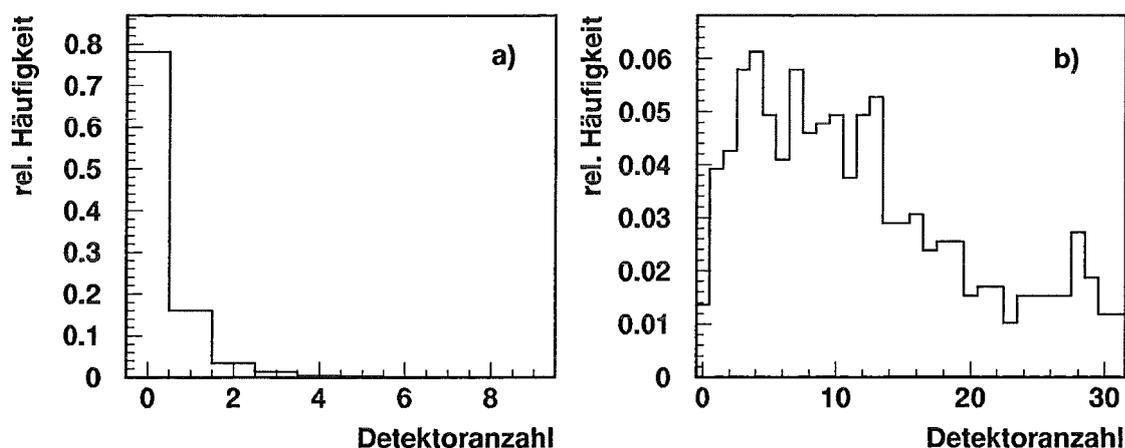
Die verbleibenden Unterschiede zwischen den beiden Methoden der Bestimmung der Winkelaufösungen sind durch die Form der Schauerfront erklärbar, da die Krümmung der Schauerfront bei der Anpassung einer Ebene nicht berücksichtigt wird. Daher weicht die rekonstruierte Richtung mit zunehmender Entfernung zum Schauerzentrum immer stärker von der tatsächlichen Richtung ab. Bei einem Vergleich zwischen der rekonstruierten und der gegebenen Richtung bei einem simulierten Schauer wirkt sich der Fehler durch die vorhandene Krümmung der Schauerfront aus. Nicht jedoch bei der Bestimmung der Winkelaufösung über zwei Sub-Cluster. Hier ist der Winkelunterschied unabhängig von der Krümmung der Schauerfront, da sich beide Sub-Cluster an derselben Stelle befinden. Dies führt dazu, daß bei der Sub-Clustermethode die Richtungsunterschiede systematisch zu gering berechnet werden.



**Abbildung 30:** Unterschiede zwischen simulierter und analytisch rekonstruierter Richtung bei allen Schauern und bei großen Schauern, d.h. bei mehr als 12 angesprochenen Stationen

Um die in Abb. 28 dargestellten relativ schlechten Winkelauflösungen zu untersuchen, wird eine weitere Methode der Richtungsbestimmung durchgeführt. Diese beruht auf der analytischen Lösung der Minimierung der Abstände der Ankunftszeiten zu einer Ebene über die Hessesche Normalform [Sch 93b]. Um Verfälschungen durch Zeiten von unkorrelierten oder verspäteten Teilchen zu verhindern, werden die Zeiten von bis zu 2 Detektorstationen nicht berücksichtigt. Es wird die Ebene als Ergebnis gewählt, bei der sich das kleinste  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad ergibt [Dob 96]. Werden die Unterschiede zwischen der nach dieser Methode bestimmten Richtung und der simulierten Richtung aufgetragen, so ergibt sich die in Abb. 30 dargestellte Verteilung. Diese entspricht einer Winkelauflösung von 3.7 Grad für alle Schauer bzw. 2.5 Grad für große Schauer. Dies ist eine deutliche Verbesserung gegenüber den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Ergebnissen.

Um die relativ schlechte Schauerrekonstruktion mittels Anpassung einer NKG Funktion zu untersuchen, wird die Anzahl der gesättigten Detektoren je Ereignis betrachtet und in Abb. 31a dargestellt.



**Abbildung 31:** Häufigkeit des Auftretens von gesättigten Detektoren je Ereignis bei simulierten a) niederenergetischen und b) hochenergetischen Schauern

Bei den simulierten niederenergetischen Schauern befindet sich in 78 % der Fälle kein einziger Detektor in Sättigung. In etwa 16 % der Fälle befindet sich ein Detektor in Sättigung. Dieses Ergebnis steht in guter Übereinstimmung mit den Verhältnissen bei den gemessenen Schauern. Der einzelne gesättigte Detektor ist der dem Schauerzentrum am nächsten liegende. Zur korrekten Rekonstruktion ist aber auch schon ein

einzelner gesättigter Detektor ungünstig, da die lokale Teilchendichte innerhalb dieses Detektors nicht mehr bestimmt werden kann. Die große Unsicherheit bei der Bestimmung des Schauerzentrums kann hierdurch jedoch nicht erklärt werden, da meist kein Detektor gesättigt ist. Dies zeigt, daß der größere Fehler in der Rekonstruktion durch die zu geringe Detektorfläche des Top-Clusters verursacht wird.

Um das Sättigungsverhalten der Detektoren bei höheren Energien zu untersuchen, werden zusätzlich noch Protonschauer mit einer Primärenergie von  $2 \cdot 10^{15}$  eV simuliert. Deren Schauerzentrum wird wiederum auf einer quadratischen Fläche von 30 m Kantenlänge verteilt angenommen. Diese kleine Fläche wird gewählt, da untersucht werden soll, inwieweit das Top-Cluster zusätzliche Informationen zur Position des Schauerzentrums bei hochenergetischen Schauern im Bereich der Lücke des KASCADE-Arrays im Zentrum liefern kann. Für diese Schauer befinden sich bei der verwendeten Elektronik im Mittel 12 Detektoren in Sättigung (Abb. 31b). Dies bedeutet, daß diese Schauer mit Hilfe des Top-Clusters nicht rekonstruiert werden können. Somit kann das Top-Cluster im derzeitigen Ausbau auch keine zusätzlichen Informationen für das KASCADE-Array bei der Rekonstruktion hochenergetischer Schauer liefern. Für kleine, zentral liegende Schauer sollte das Top-Cluster jedoch für die Rekonstruktion ausreichende Daten liefern.

## 7 Gemeinsames Experiment des Top-Clusters und der Myonkammern

### 7.1 Gemeinsame Messung zwischen Top-Cluster und Myonkammern

Neben den bisher beschriebenen Messungen wurde zu Testzwecken eine Messung des Top-Clusters zusammen mit den Myonkammern des Zentraldetektors vorgenommen. Hierzu wird ein einheitliches Triggersignal verwendet und die Messung gleichzeitig gestartet. Die Triggerbedingung besteht im Ansprechen aller 4 Eckstationen des Top-Clusters. Die Meßzeit betrug 72 Stunden, in denen etwa 12 000 Ereignisse aufgenommen wurden. Dies entspricht einer Rate von etwa 2.8 Ereignissen pro Minute. Die aufgenommenen Daten werden getrennt ausgewertet [Hau 96] und danach miteinander verknüpft. Hierzu müssen insgesamt 6 Ereignisse des Top-Clusters, die in die Totzeit der Auslese der Elektronik der Myonkammern fallen, bei der Verknüpfung verworfen

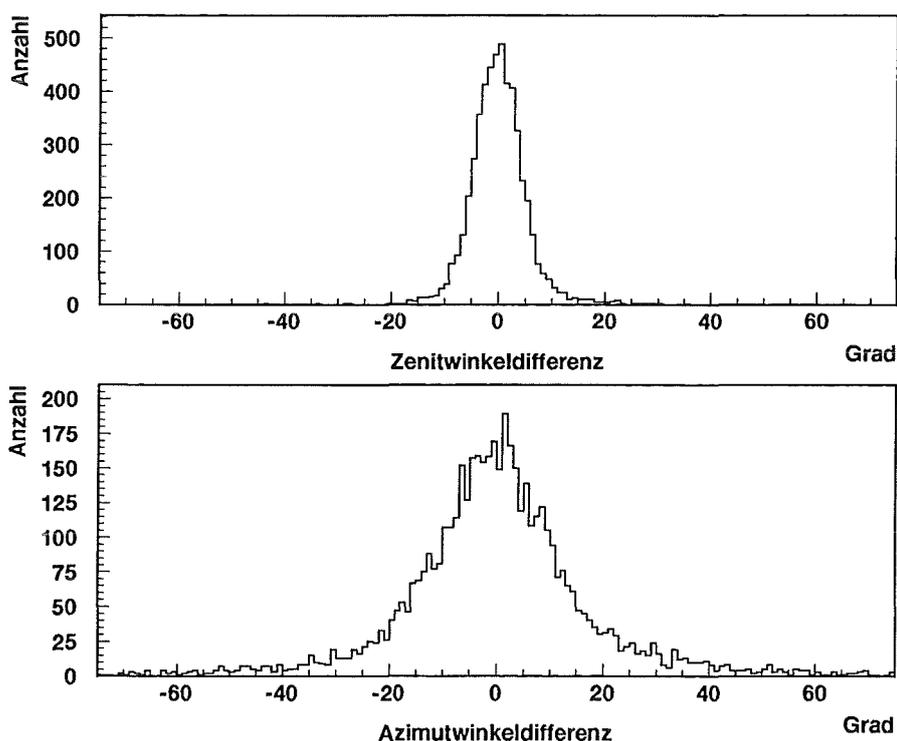
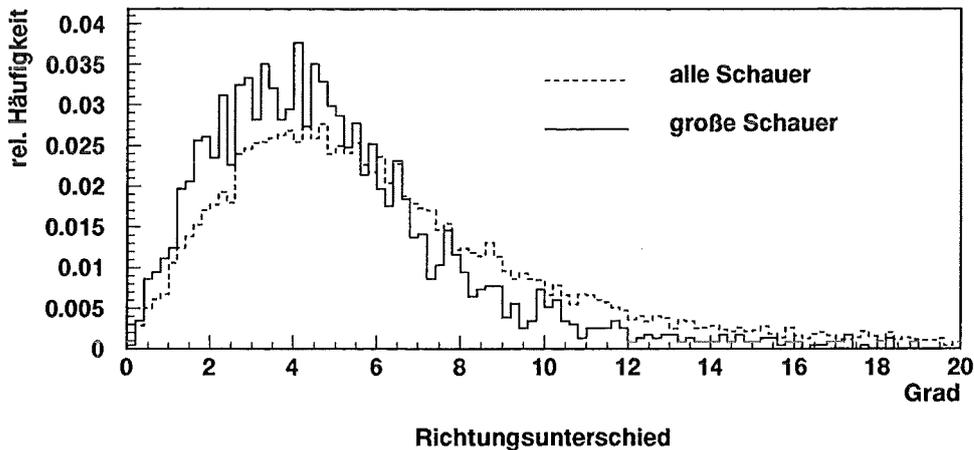


Abbildung 32: Differenzen im Zenit- und Azimutwinkel zwischen den aus den Daten des Top-Clusters bzw. der Myonkammern rekonstruierten Schauerrichtungen

werden. Diese Ereignisse werden, da keine gemeinsame Ereigniszeit zur Verfügung stand, ermittelt, indem die rekonstruierten Schauerrichtungen des Top-Clusters und der Myonkammern verglichen werden.

Für die Azimut- und Zenitwinkelunterschiede, wobei die Schauerrichtung der Myonkammern über den mittleren Winkel aller rekonstruierten Teilchenspuren ermittelt wird, ergeben sich folgende Verteilungen (Abb.32). Es entstehen Gaußverteilungen um einem Mittelwert von 0 Grad. Dies deutet darauf hin, daß es keine systematischen Unterschiede zwischen den rekonstruierten Richtungen des Top-Clusters und der Myonkammern gibt.

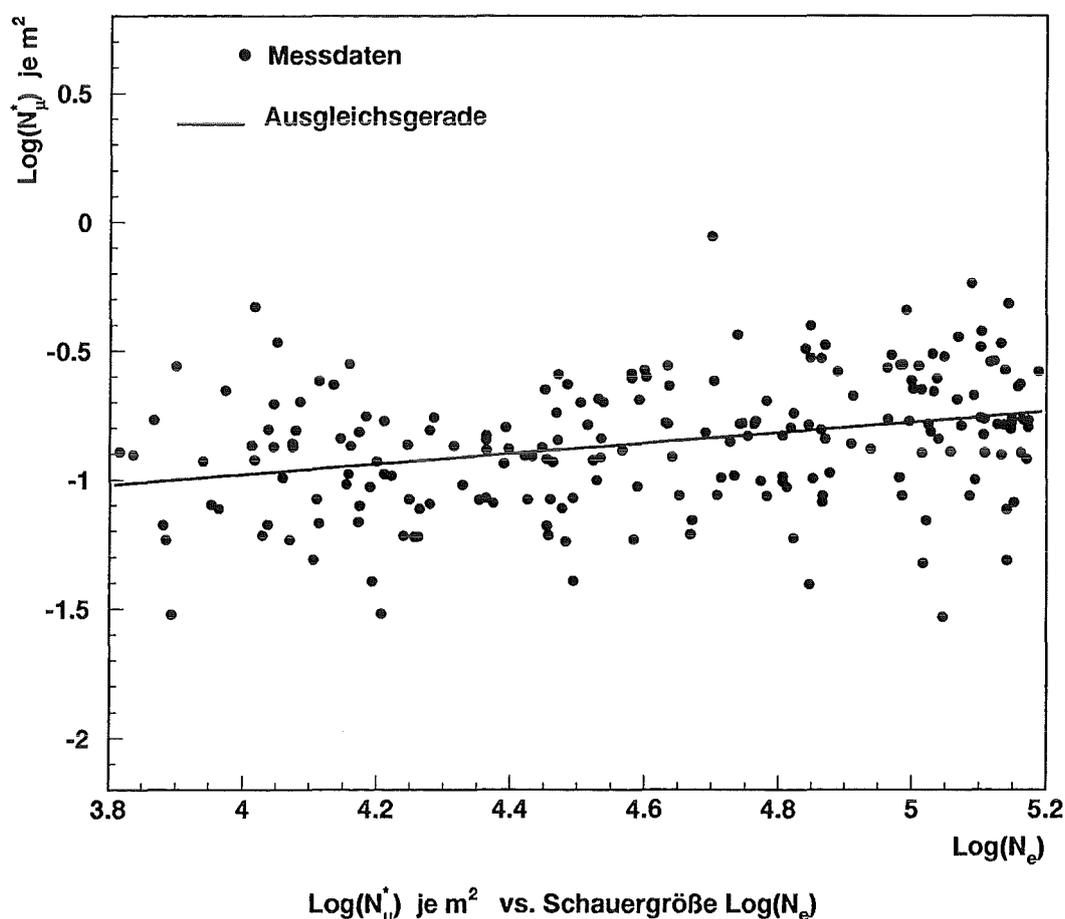
Für den Winkelunterschied zwischen den rekonstruierten Richtungen ergibt sich hieraus eine Verteilung, die ein Maximum bei etwa 4 Grad Winkelunterschied hat. Die Auswirkung eines Schnitts auf große Schauer zeigt die nachfolgende Abb. 33. Hier müssen mehr als 12 Stationen des Top-Clusters angesprochen haben und mindestens 20 Teilchenspuren in den Myonkammern rekonstruiert werden. Die großen Winkelunterschiede werden unterdrückt und das Maximum verschiebt sich etwas zu kleineren Winkelunterschieden. Es liegt hier etwa bei 3 Grad. Dieses Ergebnis ist verständlich, da bei einer größeren Anzahl der Stationen und Teilchenspuren die Schauerrichtung in beiden Systemen besser bestimmt wird. Die verbleibenden Einträge bei großen Richtungsunterschieden erklären sich durch einen Fehler im vorläufigen Rekonstruktionsprogramm für die Richtungsbestimmung bei den Myonkammern.



**Abbildung 33:** Unterschiede der aus den Daten des Top-Clusters bzw. der Myonkammern rekonstruierten Richtungen bei allen und bei großen Schauern, d.h. mehr als 12 Stationen des Top-Clusters haben angesprochen und mehr als 20 nachgewiesene Teilchenspuren in den Myonkammern

Dieses lieferte unter bestimmten Voraussetzungen einen falschen Winkel.

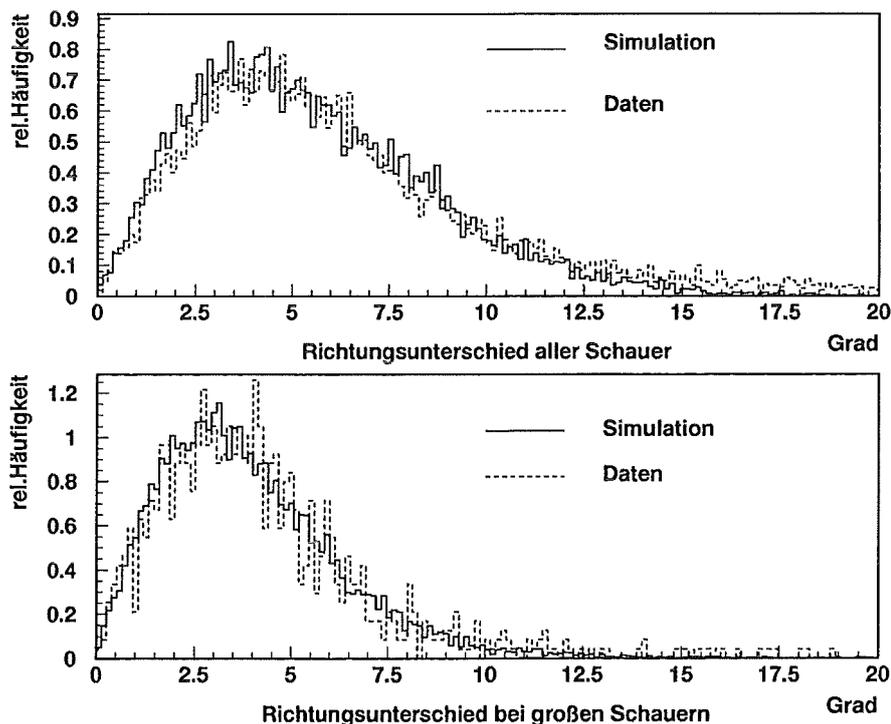
Weiter wird eine Auftragung der rekonstruierten Teilchendichte in den Myonkammern im Keller des Zentraldetektors ( $\log N_\mu^*$ ) gegen die aus den Daten des Top-Clusters rekonstruierte Schauergröße ( $\log N_e$ ) erstellt. Unter  $N_\mu^*$  wird hier die Teilchenzahl innerhalb der sensitiven Fläche der Myonkammern verstanden. Hierbei werden nur Schauer mit einem Winkelunterschied von weniger als 8 Grad zwischen den rekonstruierten Richtungen der beiden Komponenten und einem Abstand des Schauerzentrums von weniger als 10 m zum Clustermittelpunkt berücksichtigt, um die Fehler der Rekonstruktion möglichst gering zu halten (Kap. 5.5). Die Ergebnisse sind in Abb. 34 dargestellt. In der doppelt logarithmischen Auftragung ergibt sich ein linearer Zusammenhang dieser beiden Größen, wobei jedoch relativ große Fluktuationen vorhanden sind.



**Abbildung 34:** Gemessene Teilchendichten in den Myonkammern gegen die mit dem Top-Cluster gemessene Schauergröße. Zusätzlich ist die Ausgleichsgerade eingetragen

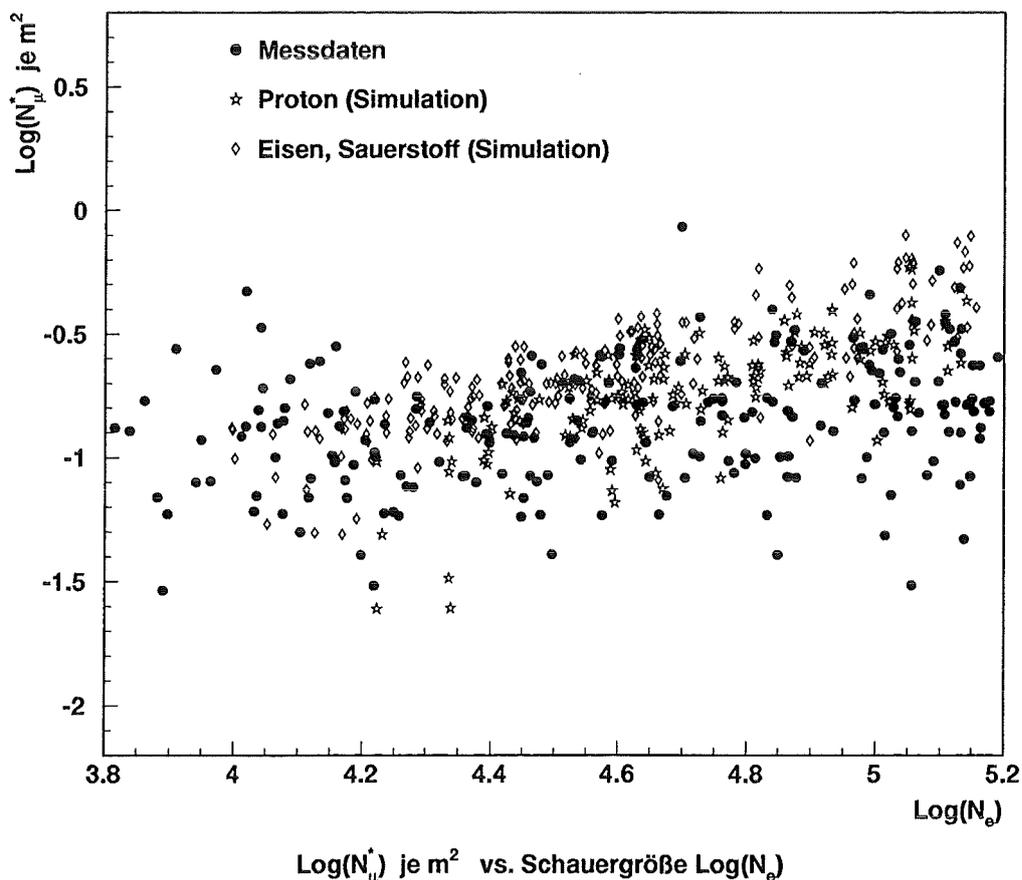
## 7.2 Simulation zur gemeinsamen Messung des Top-Clusters mit den Myonkammern

Um die im vorangehenden Abschnitt dargelegten Ergebnisse zu deuten, wird eine Simulation durchgeführt. Zur Untersuchung der Richtungsunterschiede wird eine zufällige Richtung gewürfelt wobei der Zenitwinkel entsprechend Kapitel 5.3  $\cos^{10.5}\theta \cdot \sin\theta$  verteilt und der Azimutwinkel gleichverteilt angenommen wird. Diese Richtung wird für Top-Cluster und Myonkammern getrennt mit einem, der CORSIKA-Simulation entsprechenden Fehler, versehen. Das heißt, es wird eine Winkelauflösung von 4.4 Grad und für große Schauer von 3.2 Grad verwendet. Für die Richtungsbestimmung durch die Myonkammern wird eine Winkelauflösung von 2.4 Grad angenommen, die sich bei großen Schauern auf 1.6 Grad verbessert. Mit diesen Annahmen ergeben sich die in Abb. 35 dargestellten Verteilungen für die Richtungsunterschiede, die sich sehr gut mit den Messungen decken. Die Statistik der Messung ist jedoch relativ gering, und damit sind die Fluktuationen relativ groß.



**Abbildung 35:** Vergleich zwischen simulierten und gemessenen Richtungsunterschieden zwischen Top-Cluster und Myonkammern für alle und für große Schauer

Für die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Teilchenzahl in den Myonkammern und der Schauergröße wird eine CORSIKA-Simulation durchgeführt [Hau 95]. Hierzu werden 300 durch Proton, 200 durch Eisen und 100 durch Sauerstoff induzierte Schauer mit einem Energiespektrum zwischen  $10^{15}$  und  $10^{16}$  eV bei einem spektralen Index von  $E^{-3}$  gerechnet. Der Zenitwinkel wird zwischen 0 und 40 Grad variiert. Die Position des Schauerzentrums wird, in drei Kreisringen (0 - 3 m, 3 - 10 m, 10 - 20 m) um den Mittelpunkt des Zentraldetektors, gleichverteilt auf der Fläche ausgewürfelt. Die einzelnen Myonen der Schauer werden mit dem Detektorsimulationsprogramm GEANT 3.21 [GEA 93] durch den Zentraldetektor verfolgt, die Rohdaten der Myonkammern simuliert und daraus die Myonzahl im Keller rekonstruiert. Die Elektronenzahl wird direkt aus der Simulation entnommen, also nicht durch einen Rekonstruktionsalgorithmus ermittelt.



**Abbildung 36:** Teilchendichte in den Myonkammern gegen die mit dem Top-Cluster ermittelte Schauergröße für gemessene und simulierte Schauer

In der Abb. 36 sind die Ergebnisse dieser Simulation im Vergleich zu den gemessenen Daten gezeigt. Auch hier ergibt sich eine Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der Messung und der Simulation, wobei die Fluktuationen so groß sind, daß nur ein Vergleich der Größenordnungen der Elektronenzahl und der Myonendichte, nicht jedoch eine Überprüfung eines funktionalen Zusammenhangs vorgenommen werden kann. Die auftretenden Abweichungen zwischen rekonstruierten und simulierten Schauern bei großen Schauern werden durch die Schwierigkeiten der Schauergrößenrekonstruktion der Meßdaten hervorgerufen. Die Schauergröße wird bei diesen großen Schauern systematisch überschätzt.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Zur Messung der elektromagnetischen Komponente von ausgedehnten Luftschauern wurde ein Detektorarray aus 16 Detektorstationen mit jeweils 2 Szintillationsdetektoren aufgebaut. Dieses Array besitzt die Möglichkeit, sowohl Zeit- als auch Energieinformationen aufzunehmen.

Für erste Messungen wurde das Array mit NIM-CAMAC Elektronik bestückt. Die Energieeichung wurde mit Hilfe der Messung unkorrelierter Myonen durchgeführt. Es wurde ein Verfahren zur Zeiteichung der Detektoren mittels einer eingebauten Leuchtdiode getestet. Dabei zeigt sich, daß dieses Verfahren alleine nicht für eine korrekte Zeiteichung ausreicht. Das Verfahren wird modifiziert, indem eine erste direkte Zeiteichung mittels eines kleinen Szintillationsdetektors durchgeführt wird. Zur laufenden Überwachung der Zeitbeziehungen ist die Leuchtdioden-Zeiteichung alleine ausreichend, indem diese wiederholten Eichungen auf eine direkte Zeiteichung bezogen werden.

In ersten Testmessungen werden Daten von etwa 1.1 Millionen Ereignissen aufgenommen. Davon werden die 55 000 Schauer, die nach der Anwendung verschiedener Auswahlkriterien zur Anhäufung zentraler Schauer und auf die Schauergröße verbleiben, in Bezug auf Schauerrichtung, Schaueralter, Position des Schauerzentrums und Schauergröße rekonstruiert. Hierbei wird eine Richtungsauflösung des Arrays abhängig von der Multiplizität der Ereignisse zwischen 2 und 4 Grad festgestellt. Die Rekonstruktion der Lage des Schauerzentrums, des Schaueralters und der Schauergröße werden durch Anpassung einer NKG Funktion durchgeführt. Bei dieser zeigt sich, daß für eine befriedigende Rekonstruktion die verwendete Elektronik und die Detektorfläche des Arrays nicht ausreichend sind.

Desweiteren wird eine gemeinsame Messung mit den Myonkammern des KASCADE-Experiments durchgeführt. Es zeigt sich, daß die Schauerrichtungen, die mittels Daten des Top-Clusters rekonstruiert werden, gut mit den Schauerrichtungen aus der mittleren Myonenrichtung in den Myonkammern übereinstimmen. Abhängig von der Multiplizität der angesprochenen Stationen des Top-Clusters und der rekonstruierten Myonen ergeben sich Richtungsaufösungen von 4.4 bis 3.2 Grad für das Top-Cluster und 2.4 bis 1.6 Grad für die Myonkammern. Desweiteren wird ein Zusammenhang zwischen der Myonzahl in den Myonkammern und der mit Hilfe der Daten des Top-Clusters rekonstruierten Schauergröße beobachtet, der im Rahmen der geringen Statistik gut mittels einer Simulationsrechnung nachvollzogen werden kann.

Aus Gründen der festgestellten Unzulänglichkeiten in der Rekonstruktion der Luftschauerdaten, die mit der derzeitigen Ausbaustufe des Top-Clusters gemessen wurden,

wird das Cluster zur Zeit um weitere 18 Detektoren vergrößert. Desweiteren wurde bereits die speziell für die verwendeten Detektoren entwickelte Elektronik in Betrieb genommen. Diese besitzt einen um einen Faktor 10 höheren dynamischen Bereich als die in dieser Arbeit verwendete Elektronik. Mit der damit erreichten Ausbaustufe sollte die Rekonstruktion von niederenergetischen zentral treffender Luftschauer deutlich verbessert werden, da das Problem der gesättigten Detektoren kaum mehr auftreten sollte, weil die Sättigung durch den beschränkten ADC Bereich bedingt war. Bei hochenergetischen Schauern, bei denen die Detektoren die Lücke des Detektorarrays des KASCADE-Experiments schließen sollen, wird die Sättigung der Detektoren jedoch weiterhin bestehen bleiben. In diesen Schauern ist mit Teilchendichten zu rechnen, die auch für die neue Elektronik zu hoch sein werden.

Auch sollte ein spezielles Rekonstruktionsprogramm für die Daten des Top-Clusters entwickelt werden, da das modifizierte Programm REX wegen der geringen Fläche des Top-Clusters keine befriedigenden Resultate erbringen kann. Die Entwicklung dieses Programmes für das Top-Cluster wird zur Zeit betrieben. Die Richtungsrekonstruktion mittels dieses Programmes ergibt eine um 0.7 Grad verbesserte Winkelauflösung.

*Diese Arbeit entstand am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Karlsruhe. Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich dafür, daß er mir die Durchführung dieser Arbeit an seinem Institut ermöglicht hat. Herrn Prof. Dr. H. Rebel danke ich für die Anregung zu diesem Thema sowie sein ständiges Interesse am Fortgang der Arbeit. Herrn Dr. G. Völker danke ich für die wertvolle Hilfe bei der Inbetriebnahme des Top-Clusters. Herrn Dipl.-Phys. A. Haungs, Herrn Dr. H.-J. Mathes und Herrn Dr. J. Wentz danke ich für die ständige Bereitschaft, über die während der Arbeit auftretenden Probleme zu diskutieren und bei deren Lösung zu helfen.*

## Literatur

- [Ama 95] M. Amann, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe,  
unveröffentlichter Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe, 1995
- [Asa 93] K. Asakimori et al., Proc. 23rd ICRC, OG 6.1-6 und OG 6.1-7, Calgary, 1993
- [BeR 66] S. A. Bel'skii, and A. M. Romanov, Bull. Acad. Sci. USSR,  
Phys. Ser. (USA), **29** (1966) 1503
- [Bra 95] U. Brandt, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe,  
Forschungszentrum Karlsruhe, 1995
- [BrR 94] I. M. Brâncuş, H. Rebel, Tours Symposium on Nuclear Physics II,  
Tours-Frankreich 30.8.-2.9.1994, p. 78, World Scientific,  
eds. H. Utsunomiya, M. Ohia, J. Galin, G. Münzenberg
- [Bur 83] T. H. Burnett et al., Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1010
- [Cap 92] J. N. Capdeville et al., KfK-Report 4998, Kernforschungszentrum Karlsruhe,  
1992
- [Chi 92] X. Chi et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18** (1992) 553
- [Dob 96] C. Dobrigkeit, persönliche Mitteilung, 1996
- [Dol 90] P. Doll et al., KfK-Report 4686, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1990  
Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.) **14A** (1990) 336
- [Elz 96] M. Elzer, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe,  
FZKA-Report 5696, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996
- [Fes 85] H. Fesefeldt, Report PITHA 85/02, Physikalisches Institut der Technischen  
Hochschule Aachen, 1985
- [Feß 96] F. Feßler, Diplomarbeit, in Vorbereitung
- [Feu 92] B. Feurer, A. Hanser, H. Rebel und G. Völker,  
unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992
- [Föl 96] M. Föllner, Dissertation, in Vorbereitung

- [FöR 95] M. Föller, U. Raidt, unveröffentlichter Bericht,  
Forschungszentrum Karlsruhe, 1995
- [GEA 93] GEANT, *Detector Description and Simulation Tool*  
CERN Program Library Long Writeup W5013, 1993
- [Gre 60] K. Greisen, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **10** (1960) 63
- [Hau 95] A. Haungs et al., FZKA-Report 5618, Forschungszentrum Karlsruhe, 1995
- [Hau 96] A. Haungs, Dissertation, in Vorbereitung
- [HBO 93] HBOOK, *Reference Manual Version 4.21*  
CERN Program Library Long Writeup Y250, 1993
- [KnH 93] J. Knapp and D. Heck, KfK-Report 5196B,  
Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1993,  
unveröffentlichter Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe, 1995
- [Kre 94] M. Kretschmer, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe,  
KfK-Report 5295, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1994
- [Lon 81] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press, 1981
- [May 92] H. J. Mayer, *The REX User's Manual*,  
unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992,  
*Nucl. Instr. and Meth.* **A311** (1992) 327
- [May 95] H. Mayer, persönliche Mitteilung, 1995
- [Mie 94] H.-H. Mielke, KfK-Report 5219, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1994
- [Mue 91] D. Mueller et al., *Astrophys. J.* **374** (1991) 356
- [NHR 85] W. R. Nelson, H. Hiroyama, and D. W. O. Rogers, SLAC Report 265, 1985
- [PAW 93] PAW, *Physics Analysis Workstation, The Complete Reference 2.03*  
CERN Program Library Long Writeup Q121, 1993
- [RVF 95] H. Rebel, G. Völker, M. Föller and A.A. Chilingarian,  
*J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **21** (1995) 451
- [Sch 93a] G. Schatz, *Interdiscipl. Sci. Rev.* **18** (1993) 306

- [Sch 93a] G. Schatz, *Interdiscipl. Sci. Rev.* **18** (1993) 306
- [Sch 93b] O. Schöps, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe,  
KfK-Report 5263, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1993
- [Sok 89] P. Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*,  
Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1989
- [Völ 92] G. Völker, Dissertation, Universität Karlsruhe,  
KfK-Report 4983, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992
- [Völ 95] G. Völker, persönliche Mitteilung, 1995
- [Wen 95] J. Wentz, Dissertation, Universität Heidelberg,  
FZKA-Report 5500, Forschungszentrum Karlsruhe, 1995
- [Wer 93] K. Werner, *Phys. Rep.* **232** (1993) 87