

KfK 4983
Januar 1992

Ein Detektorsystem zum Nachweis der e/γ -Komponente großer Luftschauer im UHE- Bereich

G. Völker
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 4983

Ein Detektorsystem zum Nachweis
der e/γ - Komponente großer Luftschauer
im UHE - Bereich

Gerold Völker

von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte Dissertation

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH, KARLSRUHE

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Ein Detektorsystem zum Nachweis der e/γ -Komponente großer Luftschauer im UHE-Bereich

In den letzten Jahren hat die Höhenstrahlphysik durch spektakuläre Entdeckungen (z.B. Punktquellen wie Cygnus X-3 im UHE - Bereich) bei vielen Wissenschaftlern großes Interesse geweckt. Um mehr über den Ursprung und die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung bei höchsten Energien zu lernen, wurde im Kernforschungszentrum Karlsruhe die Detektoranlage KASCADE vorgeschlagen, die sich jetzt im Aufbau befindet. KASCADE hat die Aufgabe, gleichzeitig viele Parameter von Luftschauern zu messen, die von Teilchen der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre ausgelöst werden. Ein wichtiger Bestandteil dieses Experiments ist ein Detektor-Array, welches die Aufgabe hat, die elektromagnetische und die myonische Komponente von Luftschauern, die von Teilchen der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre ausgelöst werden, nachzuweisen und daraus die charakteristischen Parameter des Schauers zu rekonstruieren. Zu diesen Parametern gehören die Elektronen- und die Myonenzahl, das *Schaueralter*, die Position des Schauerzentrums, und die Einfallrichtung des Primärteilchens. Für den Nachweis der Elektronen und Photonen wurde in dieser Arbeit ein Flüssigszintillationsdetektor, der neben einer großen Nachweisfläche von 0.78 m^2 eine hervorragende Zeitaufösung von $\sigma_t = 0.77 \text{ ns}$ und eine Energieauflösung von $\sigma_E = 25 \text{ \%}/\sqrt{E}$ bei einem Energieverlust von 7.8 MeV besitzt, in intensiven Prototypstudien bis zur Serienreife entwickelt.

Aus 64 dieser Detektoren wurde ein Prototyp Array aufgebaut, welches in seinen Abmessungen einem Zwanzigstel des geplanten Gesamtarrays entspricht. Die Hälfte der Detektoren wurde mit einem 4 mm dicken Bleikonverter belegt, dessen Einfluß auf das Verhalten der Detektoren und vor allem auf die Qualität der Winkelrekonstruktion untersucht wurde. Das Array wurde mit handelsüblichen Elektronikkomponenten bestückt und mit deren Hilfe ein Schauertrigger aufgebaut. In einer Meßzeit von 3 Wochen wurden ca. 170.000 auswertbare Schauerereignisse in zwei unterschiedlichen Experimentkonfigurationen aufgenommen, die nach verschiedenen Gesichtspunkten ausgewertet wurden. Es wurde ein Kalibrationsverfahren entwickelt, mit dessen Hilfe unter Benutzung von Luftschauerdaten eine Zeitkorrektur aller Detektoren durchgeführt werden konnte. Gleichzeitig wurden Möglichkeiten

getestet, die Detektoren hinsichtlich der Qualität der Einzelkomponenten wie Szintillatorflüssigkeit, Sekundärelektronenvervielfacher, Hochspannungsversorgung etc. zu überwachen. Benutzt wurden dazu unkorrelierte kosmische Myonen, deren Energieverlustspektren Aussagen über den Zustand der Zähler zulassen. Rekonstruktionsverfahren für Schauereinfallswinkel konnten an realen Schauerdaten getestet und mit den Ergebnissen von Simulationen verglichen werden. Ein wichtiges Ergebnis war der Einfluß des Bleikonverters auf die Qualität der Winkelrekonstruktion des Clusters, die damit um bis zu 30 % verbessert werden kann. Es lassen sich damit Winkelauflösungen von ca. 0.6° mit dem Prototypcluster erreichen.

Abstract

A detectorsystem to measure the e/ γ -component of extensive air showers in the UHE - region

In the last few years the interest of many scientists in cosmic ray physics has been renewed by spectacular discoveries (e.g. point sources in the UHE-region like Cygnus X-3). To learn more about the origin and the composition of cosmic rays at high energies, the detectorsystem KASCADE, now under construction, was proposed in the Kernforschungszentrum Karlsruhe. KASCADE will measure simultaneously many parameters of extensive air showers, which are produced by cosmic ray particles in the atmosphere. An important part of this experimental setup is a detector array for the electromagnetic and the muonic component of the showers. With these informations characteristic parameters for each shower can be reconstructed, e.g. the number of electrons and muons, the shower age, the position of the shower core and the angle of incidence of the primary particle. For the detection of electrons and photons, a liquid scintillation detector, which has a large effective area of 0.78 m² as well as a very good time resolution of $\sigma_t = 0.77$ ns and an energy resolution of $\sigma_E = 25\%/\sqrt{E}$ at an energy loss of 7.8 MeV, was developed in extensive prototype studies.

With 64 of these detectors a prototype array was built, which corresponds to 5 % of the planned array. Half of the detectors were covered with a 4 mm thick lead converter, whose influence on the detector behaviour (mainly on the quality of the shower angle reconstruction) was investigated. The experimentelectronics and a shower trigger was set up by the use of commercial electronic modules. Within three weeks the data of ca. 170.000 shower events were taken, which could be evaluated. A calibration method for the time delay of the individual detectors was developed by using the data of the shower events. At the same time procedures were tested to monitor the detectors with regard to the quality of the scintillator liquid, photomultipliers, high voltage supply etc.. We use uncorrelated cosmic muons, whose energy loss spectra give us information about the gain and stability of the detectors. Reconstruction methods for the incident shower angles could be tested with real shower data and compared with simulation results. An important result is, that by the use of a thin lead converter the quality of the angle reconstruction can be improved by about 30 %. With the prototype cluster angular resolutions up to 0.6° could be reached.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Ausgedehnte Luftschauer	4
2.1	Longitudinale Entwicklung	6
2.2	Lateralverteilung	7
2.3	Die Struktur von Luftschauern	9
3	Das KASCADE - Experiment	13
3.1	Physikalische Zielsetzungen	13
3.2	Das Detektor Array	16
4	Der e/γ - Detektor	19
4.1	Vorüberlegungen zur Konstruktion	19
4.2	Das Szintillatormaterial	20
4.3	Photomultiplier - Auswahl	21
4.4	Das Detektordesign	23
4.4.1	Vorstudien am Prototyp	23
4.4.2	Lichtverfolgungsrechnungen	25
4.5	Aufbau des Szintillationszählers	28
4.6	Messungen am Einzeldetektor	30

4.6.1	Einteilchenspektrum	30
4.6.2	Uniformität der Detektorantwort	31
4.6.3	Zeit- und Energieauflösung des Detektors	34
4.6.4	Cerenkov-Licht im Lichtleiter	35
5	Das Prototyp Cluster	38
5.1	Die Detektorstation	38
5.2	Clusteraufbau und Struktur	40
5.3	Energieeichmessungen	42
5.4	Elektronikaufbau für Messungen an Luftschauern	44
5.5	Die Datenerfassung	47
6	Messungen an Luftschauern	48
6.1	Kalibration der Detektorzeiten	48
6.2	Datenkorrektur und Reduktion	55
7	Schauerrekonstruktion	57
7.1	Schauerrichtung	57
7.2	Bestimmung der Schauerposition	59
7.3	Rekonstruktion der Lateralverteilung	60
7.4	Das Rekonstruktionsprogramm	61

8	Ergebnisse	62
8.1	Detektormultiplizitäten	64
8.2	Winkelverteilung der Schauer	65
8.3	Position des Schauerzentrums	66
8.4	Verteilung der Schauergrößen	68
9	Einfluß eines Bleikonverters	70
9.1	Energieverlustspektren	72
9.2	Detektormultiplizitäten	73
9.3	Zeitverhalten	75
9.4	Winkelauflösung des Prototyp-Clusters	77
9.5	Vergleich mit MC - Simulation	81
9.6	Schlußfolgerungen	84
A	Anhang A	86
A.1	Der Flüssigszintillator	86
A.2	Der Photomultiplier	89
B	Anhang B	92
B.1	Schauerparametrisierung	92
C	Literaturverzeichnis	96

1 Einleitung

Im Jahre 1911 entdeckte Viktor Hess [HES12] mit Hilfe von Ballonexperimenten, daß ständig ionisierende Strahlung aus dem Weltraum auf die Atmosphäre der Erde trifft. Diese Strahlung besteht hauptsächlich aus leichten Atomkernen (Protonen und Heliumkernen), aber auch aus Kernen aus der C,N,O- bzw. Eisen - Gruppe, Elektronen (ca. 1%) und γ - Quanten ($\leq 0.1\%$). Sie erreicht die obere Atmosphäre isotrop und ihr Fluß folgt über viele Dekaden in der Energie einem Potenzgesetz. Anfangs war diese Strahlung die einzige Quelle hochenergetischer Teilchen und begründete das Feld der Teilchenphysik. In den 60'er Jahren übernahmen Beschleuniger diese Aufgabe und die Physik der kosmischen Strahlung wurde etwas in den Hintergrund gedrängt. Trotzdem wurde das Wissen über diese Strahlung seit damals enorm vermehrt, und heute ist die kosmische Strahlung bis hin zu Energien von mehr als 10^{20} eV nachgewiesen. Trotzdem sind noch viele Fragen offen geblieben:

- Woher kommen die Teilchen der kosmischen Strahlung? Gibt es sogenannte Punktquellen, das heißt Objekte, die als Quelle der kosmischen Strahlung in Frage kommen? Diese Frage konnte bisher nicht sicher geklärt werden, da die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung, die auf der Erde ankommen, keine Richtungsinformation bezüglich ihres Entstehungsortes mehr aufweisen. Sie werden durch interstellare Magnetfelder von ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt.

- Wodurch kommen diese hohen Energien zustande? Nach heutigem Kenntnisstand sind Schockwellen [FER49] für die Beschleunigung der Teilchen bis zu Energien von 10^{14} eV verantwortlich [VOL87].

- Ihre chemische Zusammensetzung ist nur bis zu Energien von einigen TeV vor allem aus Ballon- aber auch aus Satellitenexperimenten genau bekannt ([MEY81], [SIM83], [LUN87]).

Da sich das Energiespektrum kosmischer Teilchen über viele Dekaden erstreckt, wird eine Unterteilung in verschiedene Energiebereiche vorgenommen, die auch unterschiedliche Nachweistechiken bedingen. Primärteilchen mit Energien von 10 MeV bis 100 GeV werden dem HE - Bereich (High Energy) zugeordnet. Dieser Bereich

ist ausschließlich Detektoren auf Satelliten (SAS-2, COS-B) und Ballonexperimenten zugänglich.

Der Energiebereich von 10^{11} - 10^{14} eV wird als VHE - Bereich (Very High Energy) bezeichnet. Hier sind die Primärteilchenflüsse so klein, daß mit Ballon- und Satellitenexperimenten in endlicher Meßzeit nur wenige Teilchen nachgewiesen werden können. Teilchen dieser Energie erzeugen jedoch sogenannte Luftschauer (EAS = Extensive Air Shower) in der Atmosphäre. Auch wenn die geladenen Schauerteilchen den Erdboden nicht erreichen, ist dennoch das atmosphärische Cerenkovlicht dieser Kaskade meßbar. (ACT = Atmosphärische Cerenkov Technik).

Höher energetische Teilchen werden dem UHE - Bereich (Ultra High Energy) zugeordnet. Ihre Kaskaden in der Atmosphäre erreichen den Erdboden und sind dadurch mit Hilfe von Teilchendetektoren meßbar. Die verbreitetste Nachweismethode ist die Benutzung eines Detektorarrays bestehend aus vielen Einzeldetektoren, von denen jeder einzelne die Anzahl der Teilchen und deren Ankunftszeit an ihrem jeweiligen Ort mißt. Da im VHE und UHE - Bereich nur Teilchen der Kaskade meßbar sind, muß aus diesen Informationen die Art und Energie des Primärteilchens rekonstruiert werden. Dazu ist auch eine genaue Kenntnis der Vorgänge in der Teilchenkaskade notwendig.

Zu diesem Zweck wurden mit dem im Rahmen der KASCADE-Collaboration entwickelten Programmpaket CORSIKA [CAP90] und dem Programmpaket GEANT [BRU85] umfangreiche Luftschauersimulationen verschiedener Primärteilchen bei Energien ab 10^{14} eV durchgeführt. Ergebnisse dieser Simulationen werden in dieser Arbeit verwendet.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, einen Detektor zum Nachweis der Elektronen und Photonen, die in Luftschauern enthalten sind, zu entwickeln. In einem kleinen Luftschauerarray werden die Eigenschaften dieser Detektoren unter realen Experimentbedingungen getestet. Weiterhin wird der Einfluß einer dünnen Bleifolie als Konverter für die Photonen auf die Winkelauflösung untersucht, um Hinweise für die Auslegung des Gesamtarrays zu erhalten.

Zunächst wird in Kapitel 2 die Entwicklung einer durch ultrahochenergetische kosmische Teilchen ausgelösten Teilchenkaskade, und deren meßbare Parameter be-

schrieben, da hiervon die geforderten Eigenschaften eines Detektors stark beeinflusst werden. In Kapitel 3 wird das Gesamtexperiment vorgestellt, zu dessen Realisierung die vorliegende Arbeit einen Beitrag leisten soll. Kapitel 4 befaßt sich mit dem Einzeldetektor selbst, beschreibt seine Entwicklung sowie die Untersuchung der Einzelkomponenten und zeigt deren Eignung und Qualität in Testmessungen auf. In Kapitel 5 wird der Aufbau eines kleinen Luftschauerarrays beschrieben, dessen Meßergebnisse in den folgenden Kapiteln 6, 7 und 8 mit den benutzten Auswerteverfahren vorgestellt werden.

2 Ausgedehnte Luftschauer

Als ausgedehnter Luftschauer (EAS) wird eine Kette von Ereignissen bezeichnet, die durch ein hochenergetisches Teilchen der kosmischen Strahlung ausgelöst wird, indem es mit einem Kern der oberen Atmosphäre wechselwirkt. Die Wechselwirkungsprodukte bewegen sich in gleicher Richtung wie das Primärteilchen weiter und verursachen eine Kaskade weiterer Wechselwirkungen, die sich bis in untere Luftschichten erstrecken, wo die Zahl der Sekundärteilchen in die Hunderttausende und sogar in die Millionen gehen kann.

Alle diese Sekundärteilchen bewegen sich in erster Näherung mit Lichtgeschwindigkeit in einer Scheibe senkrecht zur Achse des Schauers. Hauptsächlich durch Coulomb - Streuung werden die Sekundärteilchen von der Schauerachse weggestreut, so daß die Schauer am Erdboden Ausdehnungen von mehreren 100 m haben können. Die Bildung von Teilchenkaskaden bis zu einer Primärenergie von ca. 10^{14} eV ist derzeit gut verstanden, da alle auftretenden Wechselwirkungen an Beschleunigern experimentell untersucht werden können. Energien über 10^{16} eV sind auch von modernsten Beschleunigern nicht erreichbar, und somit können Luftschauerexperimente auch zu neuen Erkenntnissen in der Hochenergiephysik Beiträge liefern.

Ein EAS besteht hauptsächlich aus Elektronen und Photonen, zu ca. 5-10% aus Myonen und nur zu etwa 1% aus Hadronen. Die wichtigsten Prozesse sind schematisch in Abb.2.1 dargestellt.

Die hadronische Komponente ist innerhalb von ca. 20 m um das Schauerzentrum lokalisiert, Elektronen und Photonen finden sich bis ca. 100 m vom Schauerzentrum entfernt, Myonen können bis zu 1 km Entfernung nachgewiesen werden. Diese Angaben sind abhängig von der Energie und Art des Primärteilchens und sollen nur die Größenordnung der Ausdehnung eines EAS verdeutlichen.

Aus Kern-Kern bzw. Nukleon-Kern Stößen bei der 1. Wechselwirkung entsteht eine ganze Reihe möglicher Sekundärteilchen ($\pi^\pm, \pi^0, K^\pm, K^0, \Lambda, p, n, \dots$) die ihrerseits weiter mit den Kernen der Atmosphäre wechselwirken. Wichtig für die weitere Entwicklung der Kaskade sind folgende Teilchenzerfälle:

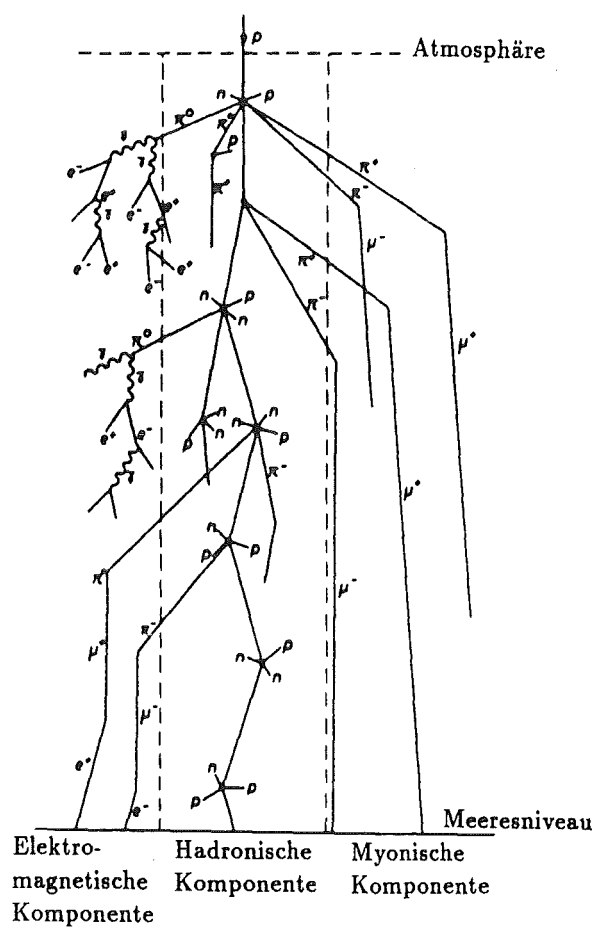


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines Luftschauers

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma \quad (\tau = 10^{-15} \text{ sek.})$$

Aus diesem Zerfall entwickelt sich im wesentlichen die elektromagnetische Kaskade in hadronischen Schauern, die sich durch die beiden folgenden Prozesse weiterentwickelt:

- Paarproduktion: $\gamma \longrightarrow e^+e^-$
- Bremsstrahlung: $e^\pm \longrightarrow e^\pm\gamma$

Für die myonische Komponente der Luftschauer ist hauptsächlich der Pion-Zerfall verantwortlich:



Charakteristisch für Luftschauer ist ihre longitudinale Entwicklung und ihre Lateralverteilung. Sie können durch einfache Beziehungen parametrisiert werden.

2.1 Longitudinale Entwicklung

Die charakteristische Einheit für die Dicke der Materie in einem elektromagnetischen Prozeß ist die Strahlungslänge:

$$X_0 = 37.7 \text{ g cm}^{-2} = 2.92 \cdot \frac{1}{P} \cdot \frac{T}{273} \cdot 10^2 \text{ m} \quad (2.1)$$

(P = Luftdruck in Atmosphären, T = absolute Lufttemperatur).

Mit X_0 wird der Abstand bezeichnet, in dem die Energie des Elektrons um den Faktor e abnimmt. Sie wird üblicherweise in g/cm^2 oder in cm angegeben. ϵ_0 bezeichnet die *kritische* Energie bei Durchgang eines Elektrons durch Materie. Ist die Energie des Elektrons kleiner als ϵ_0 , überwiegen Energieverluste durch Anregung und Ionisation der gebundenen Absorberelektronen. Oberhalb dieser kritischen Energie dominieren Energieverluste durch Bremsstrahlung und Paarbildung. In Luft gilt:

$$\epsilon_0 = 84.2 \text{ MeV} \quad (2.2)$$

Die longitudinale Entwicklung (Zahl der Elektronen) eines elektromagnetischen Schauers wird durch folgende Gleichung beschrieben [COC56]:

$$N(E_0, t) = \frac{0.31}{\beta_0^{\frac{1}{2}}} \exp\left[t\left(1 - \frac{3}{2} \log s\right)\right] \quad (2.3)$$

mit $t = \frac{X}{X_0}$, $\beta_0 = \log \left(\frac{E_0}{\epsilon_0} \right)$ und $s = \frac{3t}{t+2\beta_0}$

In Abb.2.2 sind für einige Primärenergien die longitudinalen Entwicklungen aufgezeichnet. Der Parameter s wird oft als *Alter* des Schauers bezeichnet. Das Maximum der Schauerentwicklung ist erreicht, wenn $s = 1$. Vor der maximalen Schauerentwicklung ist $s < 1$, danach ist $s > 1$.

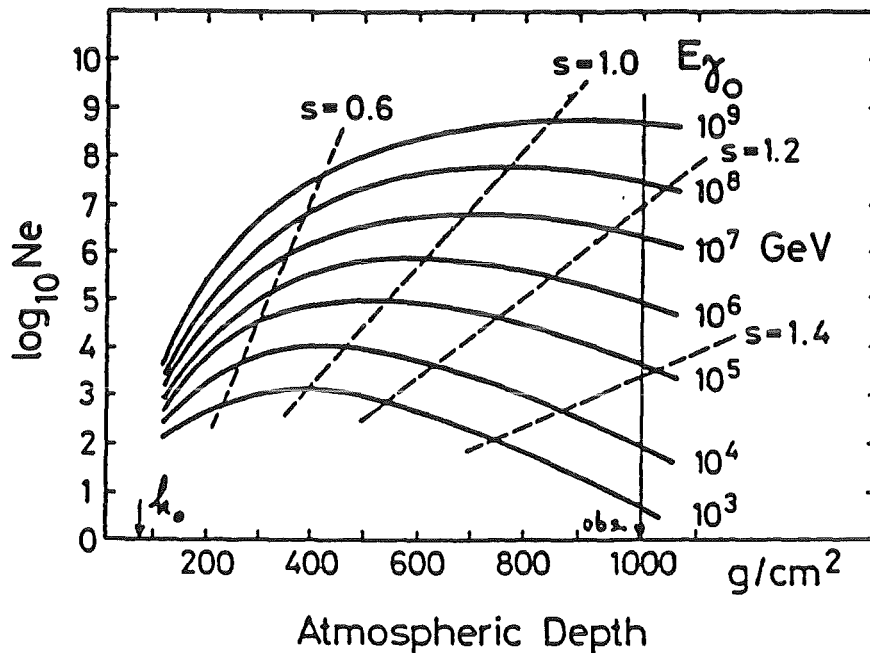


Abbildung 2.2: Gesamtelektronenzahl als Funktion der durchquerten Luftdicke für elektromagnetische Schauer verschiedener Primärenergien [KAM58]

2.2 Lateralverteilung

Die Hauptursache für die Drift von Elektronen und Photonen von der Schauerachse weg ist die Coulomb - Streuung. Die Maßeinheit für die laterale Verschiebung in Materie ist durch den sogenannten *Molière - Radius* gegeben,

$$r_0 = X_0 \frac{E_s}{\epsilon_0} \quad (2.4)$$

wobei E_s die charakteristische Energie für Vielfachstreuung (für geladene Teilchen ist $E_s = 21.2$ MeV) und ϵ_0 die kritische Energie ist.

Damit ergibt sich für Luft auf Meereshöhe ein Molière Radius von 80 m.

Die Lateralverteilung der Elektronen läßt sich in guter Näherung durch die NKG - Formel [GRE56] darstellen. Für die Teilchendichte $\rho(r)$ gilt:

$$\rho(r) = \frac{N}{2\pi r_0} C(s) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{s-4.5} \quad (2.5)$$

mit: N = Gesamtzahl der Elektronen, $C(s)$ = Normierungsfaktor, s = Altersparameter. Für verschiedene Primärenergien werden in Abb.2.3 die mit Gleichung 2.3 und der NKG - Formel (Gleichung 2.5) ermittelten Teilchendichten am Erdboden dargestellt.

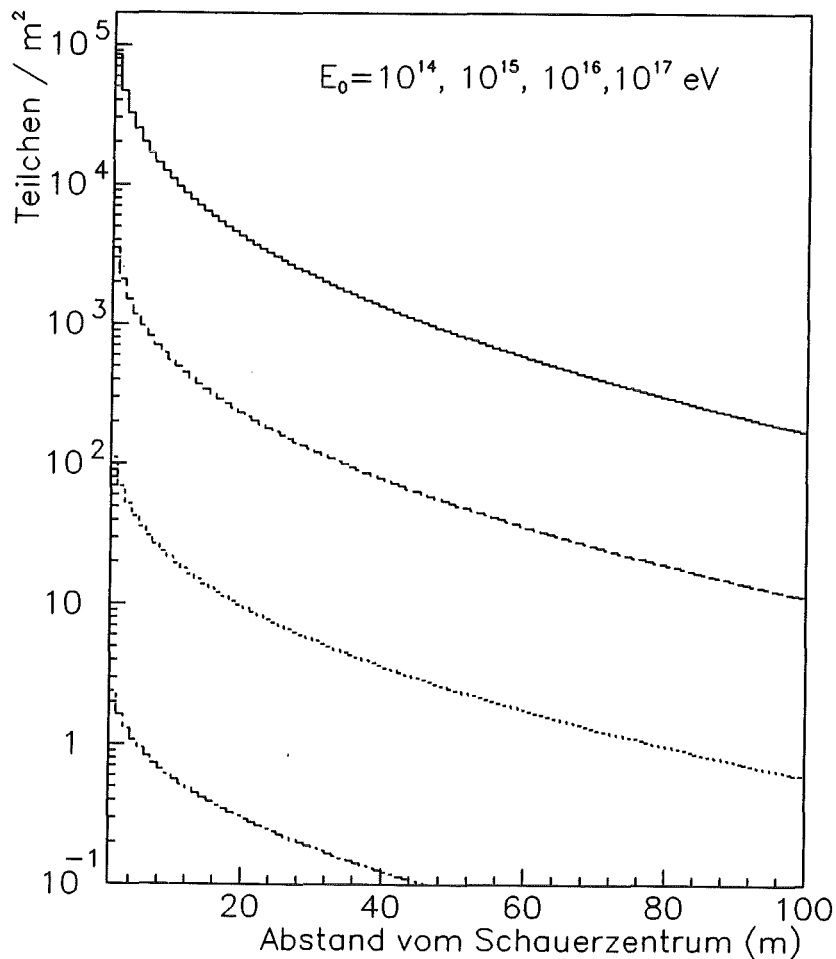


Abbildung 2.3: Ermittelte Teilchendichten auf Meereshöhe für verschiedene Primärenergien γ - induzierter Schauer aus Gl. 2.3 und der NKG-Formel

2.3 Die Struktur von Luftschauern

Im Vorfeld des KASCADE-Experiments wurden in der Kollaboration umfangreiche Simulationen von Luftschauern durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde das Programm CORSIKA [CAP90] entwickelt. Im Folgenden werden einige Ergebnisse dieser Rechnungen dargestellt, auch um die Struktur von Luftschauern zu verdeutlichen. Ein wichtiges Ergebnis dieser Rechnungen und vieler anderer Untersuchungen ist, daß Schauerparameter wie Größe und Alter starken Fluktuationen unterworfen sind. Deswegen müssen viele einzelne Schauer simuliert werden, um mittlere Schauerereigenschaften erkennen zu können. In Abb.2.4a ist die radiale Teilchendichte eines durch ein Proton von 10^{15} eV induzierten Schauers getrennt für die Photonen und Elektronen oberhalb einer Schwelle von 3 MeV dargestellt.

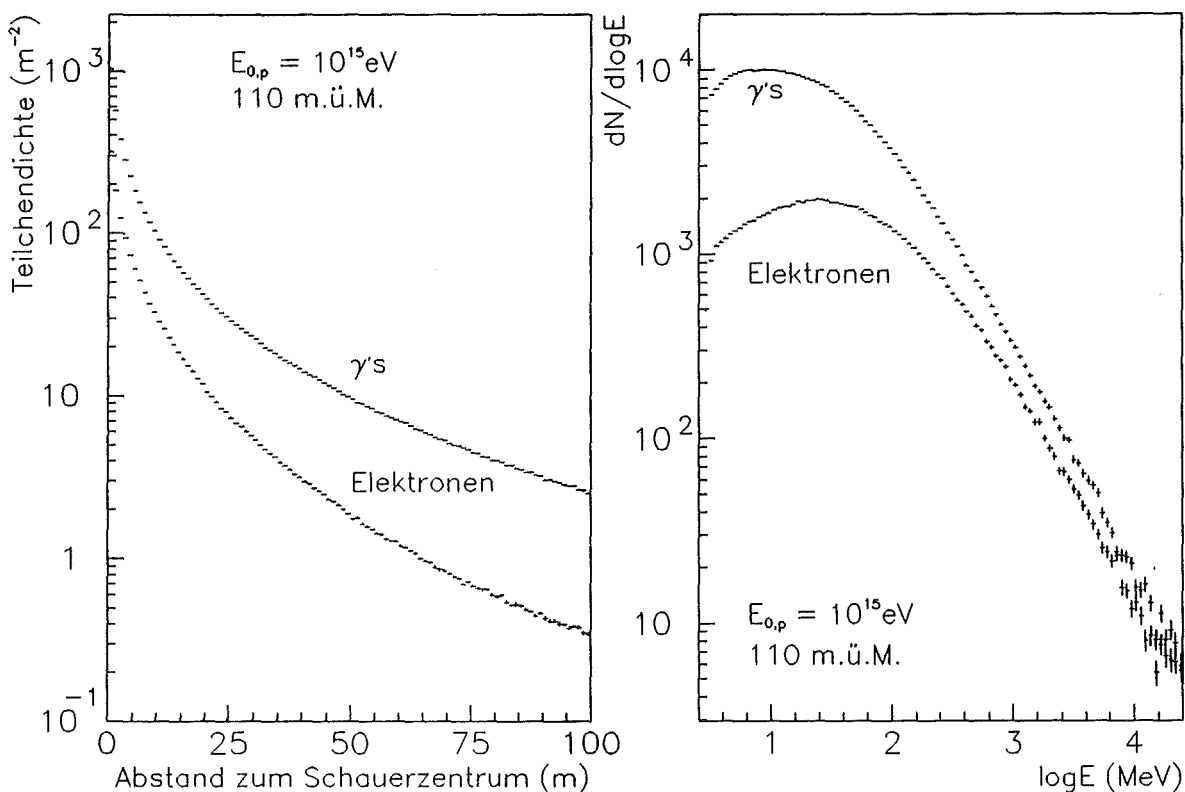


Abbildung 2.4: Radiale Teilchendichte und Energiespektren eines Proton induzierten Luftschauers einer Energie von 10^{15} eV

Zunächst fallen zwei charakteristische Merkmale auf: Der Anteil der Photonen ist

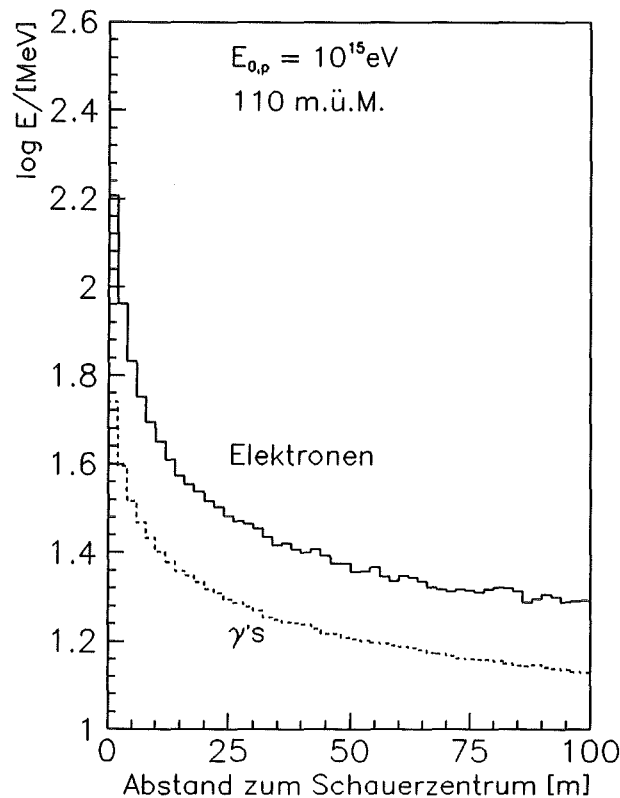


Abbildung 2.5: Mittelwert der Teilchenenergie in einem Proton induzierten Luftschauer einer Energie von 10^{15} eV

wesentlich größer als derjenige der Elektronen und die Teilchendichte fällt mit dem Abstand zur Schauerachse sehr stark ab. Im Zentrum treten sehr hohe Elektronendichten auf (mehr als 100 pro m^2), die bei einem Abstand von ca. 60 m auf ein Elektron pro m^2 zurückgehen. Die Energien der Teilchen zeigen eine breite Verteilung über mehrere Größenordnungen bis über 1 GeV (Abb.2.4b). Desweiteren liegt der Mittelwert der Energiespektren in der Nähe des Schauerzentrums höher und fällt zu größeren Abständen hin ab (Abb.2.5).

Besonders wichtig in Bezug auf Punktquellensuche ist die Zeitstruktur der Schauerfront. In Abb.2.6 ist die zeitliche Verteilung der Elektronen und Photonen in Bezug auf eine Ebene, die sich mit Lichtgeschwindigkeit in Schauerrichtung bewegt, für verschiedene Abstände zum Schauerzentrum aufgezeichnet. In der Nähe des Schauerzentrums ist die Verteilung sehr zeitscharf, bei etwa 100 m sind die Schauerpartikel um ca. 10 ns (Maximum der Zeitverteilung) verzögert. Schwierigkeiten

bei der Bestimmung der Schauereinfallsrichtung aus den gemessenen Ankunftszeiten ergeben sich dadurch, daß bei hohen Teilchendichten (Nähe der Schauerachse) vor allem das Teilchen aus der Schauerfront im Detektor gemessen wird, bei großen Abständen sind die Teilchendichten niedriger, die Zeitverteilung der Schauerteilchen ist viel breiter, es werden auch Zeiten von Teilchen tief innerhalb der Schauerscheibe gemessen.

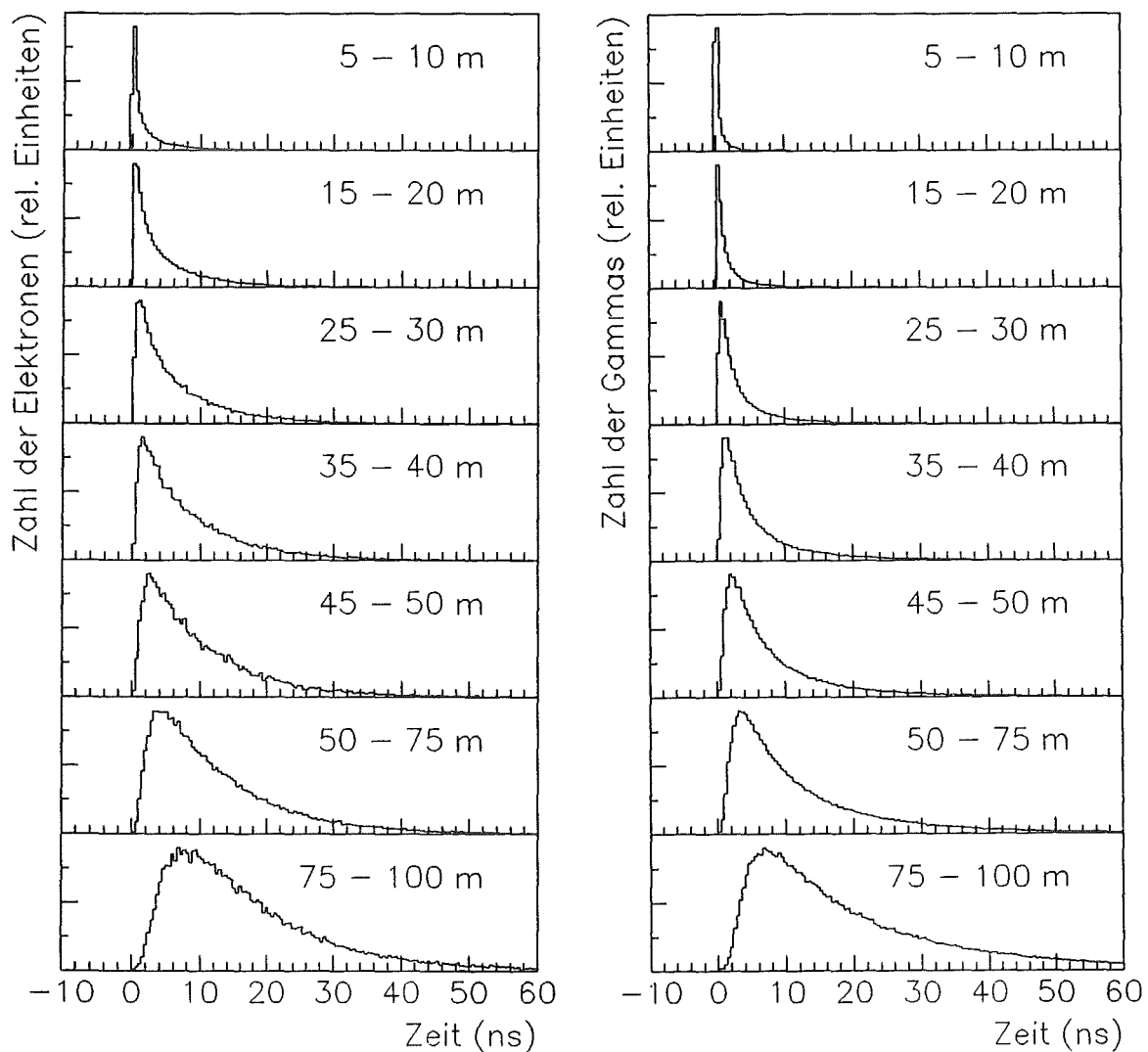


Abbildung 2.6: Zeitstruktur von Proton-induzierten Luftschauern von 10^{15} eV bei verschiedenen Abständen von der Schauerachse. (Simulation)

In Abb.2.7 ist die zeitliche Lage des Maximums der Spektren von Abb.2.6 getrennt für Elektronen und Gammas in Abhängigkeit des Abstandes von der Schauerachse aufgetragen. Photonen, welche die zahlenmäßig dominierende Komponente des Schauers darstellen, sind weniger verzögert und beinhalten eine bessere Zeitinformation als die Elektronen (Abb.2.6). Elektronen sind im Gegensatz zu Photonen der Mehrfachstreuung unterworfen, haben deshalb größere Wegstrecken zurückzulegen. Aus diesem Grund streuen ihre Ankunftszeiten in einem weiteren Bereich. Durch einen verbesserten Nachweis der Photonen sollte eine genauere Bestimmung der Schauerfront möglich sein.

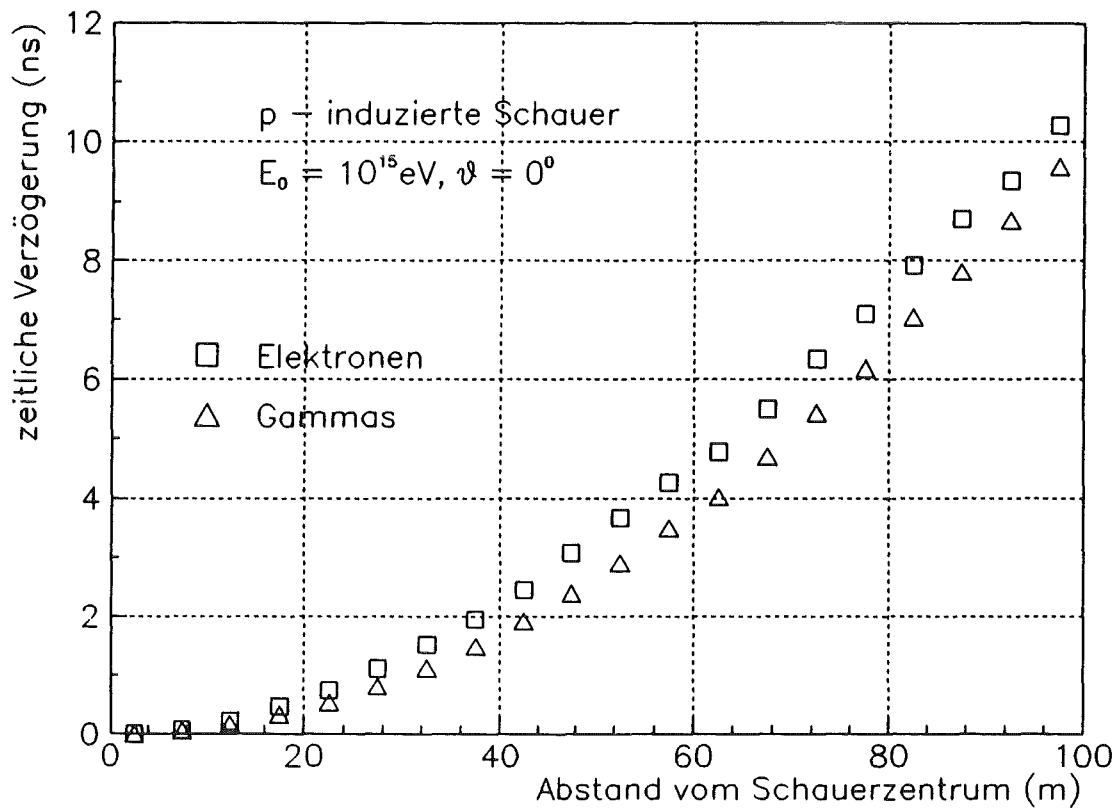


Abbildung 2.7: Verzögerung von Elektronen und Photonen eines 10^{15} eV p-induzierten Luftschauers gegenüber einer ebenen Schauerscheibe. (Simulation)

3 Das KASCADE - Experiment

Der Tatsache folgend, daß EAS hoher Energien auf dem Erdboden laterale Ausdehnungen bis zu einigen 100 m (bei höchsten Energien sogar viele km) haben, muß ein EAS - Detektor auch eine entsprechende Fläche überdecken. Am Kernforschungszentrum Karlsruhe wird in den nächsten Jahren ein Detektorsystem zur Untersuchung solcher Luftschauber aufgebaut. KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DETektor) besteht aus einem großflächigen Detektorfeld (Array) von $200 \times 250 \text{ m}^2$ für den Nachweis der elektromagnetischen und myonischen Komponente der EAS und aus einem zentralen Kalorimeter, welches die Aufgabe hat, die Hadronen und Myonen im Schauerzentrum nachzuweisen. Dadurch hat KASCADE die Möglichkeit, eine große Zahl charakteristischer Parameter jedes einzelnen Luftschaubers zu bestimmen [DOL90] [DAU90].

3.1 Physikalische Zielsetzungen

Das Hauptziel des Experimentes ist, oberhalb einer Energieschwelle von ca. $3 \cdot 10^{14} \text{ eV}$ die **chemische Zusammensetzung** der kosmischen Primärteilchen zu bestimmen. Diese Kenntnis ist aus folgenden Gründen interessant:

- Der Primärteilchenfluß der kosmischen Strahlung fällt über mehrere Dekaden in der Energie sehr steil ab. In der doppelt logarithmischen Darstellung von Abbildung 3.1 sind zwei Bereiche mit konstanter Steigung zu erkennen: Unterhalb von 1 PeV und oberhalb 10 PeV. In dem Energiebereich dazwischen ändert sich die Steigung. Diese Stelle wird allgemein als *Knie* bezeichnet. Der Grund für dieses Knie ist unbekannt. Die bisher veröffentlichten Messungen des Primärteilchenflusses in diesem Energiebereich sind widersprüchlich. Daher sind neue genauere Messungen erforderlich.
- Modelle der Beschleunigungsmechanismen kosmischer Teilchen können mit diesen Messungen überprüft werden. Stoßwellen, die durch Supernovae im interstellaren Medium ausgelöst werden, können für die Beschleunigung der Teilchen verantwortlich sein [AXF81][VOL87]. Mit diesem Mechanismus können

experimentelle Ergebnisse bis zu einigen 100 TeV reproduziert werden [LAG83]. Vor kurzer Zeit wurde eine Modifikation dieses Modells vorgeschlagen, die Beschleunigungen bis ca. 10 PeV erlaubt [VOL88]. In diesem Fall müßten die Teilchen von der Oberfläche roter Riesensterne stammen. Eine Änderung der chemischen Zusammensetzung wird hier erwartet.

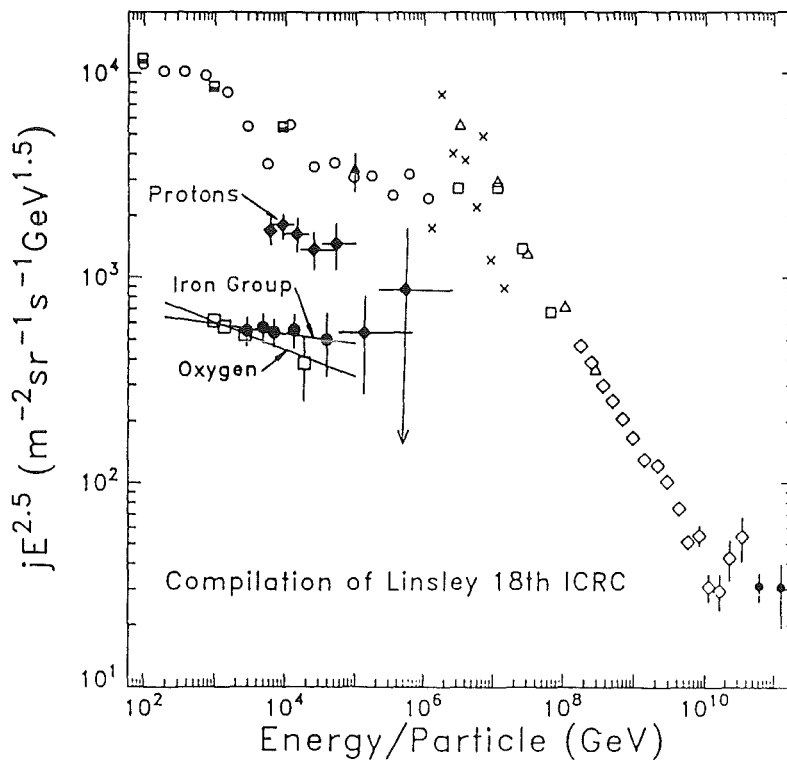


Abbildung 3.1: Differenzielles Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung zwischen 10^2 und 10^{11} GeV [LIN83].

Eine weitere Aufgabe des Arrays ist die Suche nach UHE Punktquellen. Vor einigen Jahren wurde von einer Gruppe der Universität Kiel eine Häufung von Luftschauern im PeV Bereich aus der Richtung der Röntgenquelle Cygnus X-3 gemessen [SAM83], die eine zeitliche Modulation mit der bekannten Röntgenperiode aufwies. Weitere Gruppen konnten diese Beobachtungen bestätigen [LLO83], [DIN88]. Eine Übersicht über die Beobachtungen von Cygnus X-3 befindet sich in dem Artikel von J.-M. Bonnet-Bideau und G. Chardin [BON88]. Jedoch gibt es auch Messungen,

die keine Strahlung aus Richtung dieser Quelle nachweisen konnten [CAS89]. Weitere interessante Quellen sind Herkules X-1 [DIN88A] und ein Objekt im Bereich des Krebs Nebels. In Abb.3.2 sind einige Punktquellenkandidaten in einer galaktischen Karte mit dem für KASCADE sichtbaren Bereich (bei Zenitwinkeln $\leq 30^\circ$) eingezeichnet.

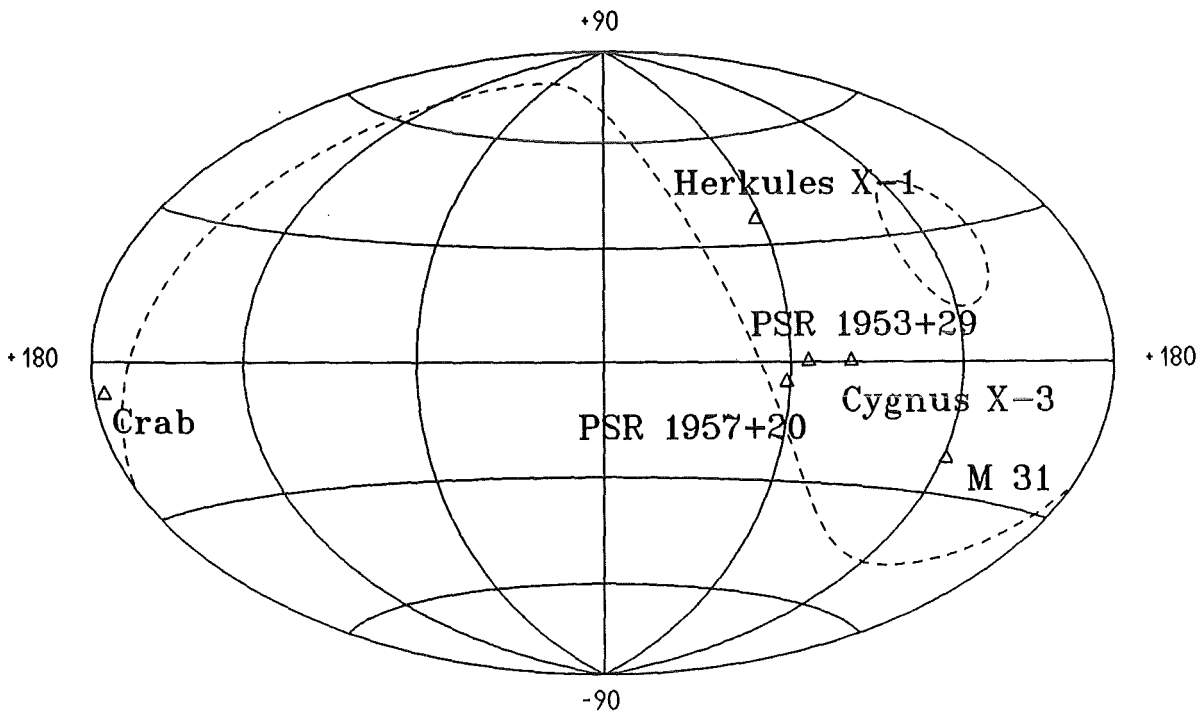


Abbildung 3.2: Galaktische Karte mit einigen Punktquellenkandidaten und der sichtbare Bereich für Zenitwinkel $\leq 30^\circ$ bei 49° N.

Diese beobachteten Ereignisse werden neutralen Primärteilchen zugeordnet, da geladene Teilchen von den interstellaren Magnetfeldern ($\sim 10^{-6}$ Gauss in der Galaxis) abgelenkt werden und so ihre ursprüngliche Richtungsinformation verlieren. Die einzigen Kandidaten unter den neutralen Teilchen, die dafür in Frage kommen, sind Photonen, da Neutronen auf ihrem langen Weg zerfallen würden und der Wirkungsquerschnitt von Neutrinos zu klein ist, um bei den Beobachtungen eine Rolle zu spielen. Allerdings steht dazu die Beobachtung der Kieler Gruppe im Widerspruch, daß die Schauer, die Cygnus X-3 zugeordnet wurden, ebenso viele Myonen enthielten, wie hadronische Schauer. Man erwartet für photoneninduzierte Schauer aber nur ein Zehntel der Myonenzahl. Eine Überprüfung dieser Beobachtungen mit KASCADE ist oberhalb 10^{15} eV mit sehr guter Qualität möglich.

Ein weiterer möglicher Aspekt des KASCADE Experiments ist die Überprüfung von Modellen der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung bei sehr hohen Energien (10^{16} eV), die mit heutigen Beschleunigeranlagen nicht zu erreichen sind.

3.2 Das Detektor Array

Das Detektor Array selbst soll folgende Aufgaben übernehmen:

1. Messung der Teilchenzahl der elektromagnetischen Komponente von EAS (Elektronen, Positronen und Photonen) und deren gemeinsamer Lateralverteilung.
2. Bestimmung der Zahl der Myonen außerhalb des Schauerkerns und deren Lateralverteilung.
3. Bestimmung der Einfallsrichtung des Primärteilchens durch Messung der Neigung der Schauerfront.
4. Rekonstruktion des Auftreffpunktes des Schauerzentrums am Erdboden.

Das Gesamtarray besteht aus 1200 Szintillationszählern für die e/γ -Komponente (siehe nächstes Kapitel), sowie 300 durch Absorberplatten abgeschirmte Detektoren für die Myonen [KRI91]. Jeweils vier e/γ - Detektoren und ein μ - Detektor sind in einer Meßstation untergebracht. Diese Stationen werden auf einer Gesamtfläche von 200×250 m² in einem rechtwinkligen Gitter angeordnet. 16 Stationen werden zu einer Untereinheit, im Folgenden *Cluster* genannt, zusammengefaßt. In umfangreichen Monte Carlo Simulationen [MAY91] wurde die Auslegung des Arrays optimiert. Angestrebt wird eine Flächenbelegung des Arrays mit Detektoren von 2%, was mit einem Abstand von 13 m zwischen zwei Stationen realisiert wird. Die untere Energieschwelle des Arrays wird ca. $3 \cdot 10^{14}$ eV betragen, da erst ab dieser Energie genügend Detektoren ansprechen, um eine gute Schauerrekonstruktion durchführen zu können. Da auf Meereshöhe im Mittel ca. sechsmal mehr Photonen als Elektronen am Erdboden ankommen, wird jeder e/γ - Detektor mit einer dünnen Bleifolie belegt, um die Detektoreffizienz für Photonen zu erhöhen (siehe Kap. 9).

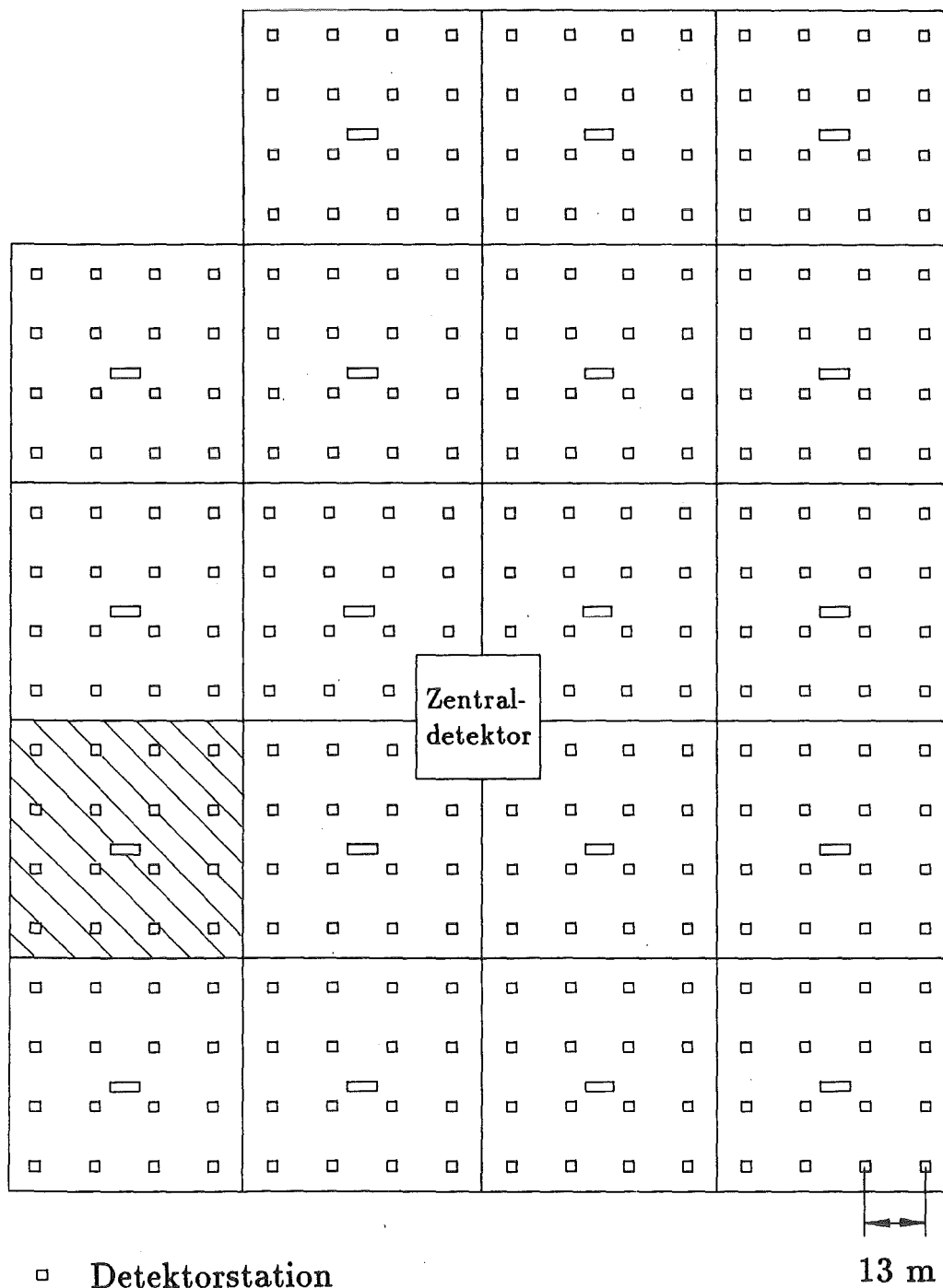


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des KASCADE - Experiments

Mit dem geplanten Array sollten Winkelauflösungen von 1° in der Nähe der Energieschwelle und $\leq 0.2^\circ$ bei Primärenergien $\geq 5 \cdot 10^{15}$ eV erreichbar sein. Diese Werte sind Ergebnisse der schon oben erwähnten Monte Carlo Simulation.

4 Der e/ γ - Detektor

4.1 Vorüberlegungen zur Konstruktion

Jeder Einzeldetektor hat die Aufgabe, sowohl die Ankunftszeit der Schauerfront als auch die Teilchendichte im Schauer an seiner jeweiligen Position zu messen. Vorrangige Kriterien bei der Konstruktion des Detektors sind:

- Die Zeitauflösung sollte besser als eine Nanosekunde sein. Dann ist der Fehler des Detektors bei der Messung der Teilchenankunftszeiten gegen die typischen Fluktuationen im Schauer vernachlässigbar.
- Der Detektor sollte eine gute Energieauflösung haben.
- Die Detektorfläche sollte groß gewählt werden, um die Wahrscheinlichkeit eines Teilchendurchgangs zu erhöhen.
- Da bei Primärenergien oberhalb 10^{16} eV Teilchendichten bis zu mehreren Tausend pro Quadratmeter in der Nähe des Schauerzentrums erwartet werden, sollte der Detektor einen hohen dynamischen Bereich überdecken.
- Der Detektor wird im Freien eingesetzt. Die Temperaturen variieren jahreszeitlich bedingt zwischen -20 und $+40^\circ\text{C}$. In diesem Temperaturbereich sollen sich die Eigenschaften des Detektors nicht ändern.
- Die Kosten pro Detektorfläche sollen niedrig sein.

Großflächige Szintillationsdetektoren sind in der Lage, alle diese Anforderungen zu erfüllen. Allerdings wird durch die Ansprüche an die Zeitauflösung die Detektorfläche begrenzt. Die wichtigsten Beschränkungen der effektiven Zeitauflösung sind durch die Neigung der Schauerfront beziehungsweise durch die Detektorgeometrie selbst gegeben.

a.) Bei Teilchen, die unter einem Zenitwinkel θ auf einen Szintillator der Kantenlänge d treffen, variieren allein aus geometrischen Gründen deren Ankunftszeiten. Bei einem Abstand a vom Ort des Teilchendurchgangs im Szintillator beträgt

die Differenz $\Delta t = a \cdot \sin\theta / (0.3m/ns)[ns]$. Nach Integration über die Fläche des Szintillators erhält man den Meßfehler $\sigma_t = 0.96 \cdot \sin\theta \cdot d^{3/2}$, der mit der Größe des Szintillators anwächst. Bei einem typischen Einfallswinkel von 30° und einer Kantenlänge von 1 m entspricht dies bereits einem Fehler von 0.48 ns, der auf 1.36 ns bei 2 m Kantenlänge anwächst. Somit ist eine Szintillatorfläche von 1 m^2 ein guter Kompromiß hinsichtlich geforderter Zeitauflösung und großer Detektorfläche.

b.) Die Zeitauflösung wird zusätzlich dadurch begrenzt, daß die Photonen unterschiedliche Wegstrecken vom Ort des Teilchendurchgangs zum Photomultiplier (PM) zurücklegen. Bei Szintillatorflächen von 1 m^2 und mehr ist eine Auslese an den Kanten nicht mehr geeignet, da hier Laufzeitunterschiede von mehreren Nanosekunden auftreten können. Besser ist es, die große Fläche des Szintillators aus einem Abstand, der größer als die halbe Kantenlänge ist, auszulesen. Die schlechte optische Kopplung von PM und Szintillator wird in Kauf genommen, um die Laufzeitunterschiede des Szintillationslichts zu minimieren. Um dies zu erreichen, muß der PM in möglichst großem Abstand h vom Szintillator montiert werden, wobei die Intensität der direkten Photonen mit h^{-2} abnimmt. Trifft ein Teilchen den Szintillator im Abstand a vom Detektormittelpunkt, so beträgt die Laufzeit der Photonen $t = (\sqrt{h^2 + a^2}) / (0.3m/ns)$. Bei einem Abstand von 0.6 m des PM's vom Szintillator beträgt der so verursachte Fehler 0.40 ns. Bei quadratischen Flächen wird dieser Fehler deutlich erhöht, da der mittlere Abstand des Teilchendurchgangs zur Szintillatormitte zunimmt. Aus diesem Grund fiel die Entscheidung zugunsten einer runden Szintillatorfläche.

Ein weiterer Vorteil der runden Geometrie ist eine bessere Uniformität des Detektors bezüglich der Lichtsammelleffektivität [BUL87], die bei quadratischen Szintillatoren wegen des kleineren Raumwinkels zur Ecke um 30-50% abfällt [BOH66][CLA78].

4.2 Das Szintillatormaterial

Die Anforderungen an ein Szintillatormaterial für die Verwendung in einem e/ γ -Detektor des KASCADE-Arrays sind:

a.) Hohe Lichtausbeute

- b.) Kurze Abklingzeit des Szintillationslichts
- c.) Temperaturunabhängigkeit der Szintillationseigenschaften zwischen -20 bis +40°C
- d.) Niedriger Preis

Diesen Ansprüchen genügen eine Reihe von organischen Plastik- und Flüssigszintillatoren mehr oder weniger gut. Zu allen Punkten wurden mehr als 25 Materialien getestet. Detaillierte Ergebnisse befinden sich im Anhang. Die Meßverfahren werden in der Diplomarbeit von Y.Wetzel ausführlich erläutert [WET91].

Einige der getesteten Szintillatoren verschiedener Hersteller sind für das KASCADE Experiment geeignet. Als bester in allen Kriterien erwies sich eindeutig die Flüssigkeit QZ801A, welche auch vom Preis noch attraktiv war. Deshalb wurden trotz der schwierigen Handhabung Flüssigszintillatoren zum Bau der Detektoren ausgewählt.

4.3 Photomultiplier - Auswahl

Eine Auswahl von geeigneten Photomultipliern (PM) für den zu untersuchenden Detektortyp ist sehr kritisch, da der PM sehr hohe Anforderungen zu erfüllen hat:

- a.) Große aktive Fläche
- b.) Kurze Signalanstiegszeiten ≤ 3 nsec
- c.) Geringe Variationen in der Durchlaufzeit ≤ 1 nsec
- d.) Abweichungen von der Linearität bis ≤ 2 % bei Anodenströmen über 100 mA
- e.) Hohe Photonennachweiswahrscheinlichkeit
- f.) Dunkelzählrate ≤ 3 kHz
- g.) Verstärkung von $\geq 3 \cdot 10^6$
- h.) Einzelphotoelektronenaufösung (single photoelectron resolution SER) mit einem Peak/Valley-Verhältnis von mindestens 2:1

Außerdem darf der PM wegen der großen Stückzahlen nicht zu teuer sein. Die Entscheidung fiel vorab auf Typen mit 70 mm Durchmesser (Tabelle 1), da die aktive Fläche des PM leicht durch einen Plexiglaslichtleiter, dessen Form später beschrieben wird, um einen Faktor 2 vergrößert werden kann. Die Erfahrungen des KARMEN-Experiments in Bezug auf das Preis/Leistungsverhältnis bei Photomultipliern wurden berücksichtigt [GEM88].

Röhre	XP3462	XP2312B	EMI9822	EMI9821	R4143
Dynoden	8	12	10	12	12
SER	ja	-	ja	ja	ja
typ. Verstärkung	$1 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$	$0.7 \cdot 10^5$	$6.7 \cdot 10^5$	$2.5 \cdot 10^6$
Linearität	200mA	250mA	130mA	130mA	200mA
Anstiegszeit	3.0ns	2.5ns	1.9ns	2.1ns	2.0ns

Tabelle 1: Herstellerangaben von Eigenschaften der getesteten PM's

Diese fünf PM's wurden in einigen Punkten getestet (Tab.2). Wegen der schlechten Energieauflösung wurde die XP2312 als nicht geeignet befunden. Der beste PM im Test ist der Typ EMI9822 wegen seiner überlegenen Zeitauflösung. Seine Einzelphotoelektronenauflösung (SER) reicht für dieses Experiment aus. Unsere Wahl fiel aufgrund der guten Auflösung und der hohen Linearität trotz des etwas schlechteren Zeitverhaltens bei einem akzeptablen Preis auf die XP3462 [GRI86][GEM88].

Die Röhren vom Typ XP3462 werden bei einer Spannung von 1.4 bis 1.8 kV betrieben. Die typische Verstärkung beträgt $1 \cdot 10^6$ mit einer Quantenausbeute von 27% bei 400 nm. Die hohe Verstärkung der ersten Dynode ergibt die angegebene gute Auflösung. Bei sehr hohen Teilchenzahlen, was gleichzeitig hohe Photonenzahlen und damit hohe Ströme an der Anode der Röhre bedeutet, bilden sich zwischen der letzten Dynode und der Anode Raumladungen aus. Die Röhre geht in die Sättigung. In diesem Zustand gibt es keinen linearen Zusammenhang zwischen Photonenzahl und Ladungsinhalt des Anodensignals. Um aber diese hohen Teilchenzahlen messen zu können wurde zusätzlich zum Anodensignal ein weiterer Abgriff an der fünften Dynode vorgesehen. Zwischen Anoden- und Dynodensignal wurde ein Faktor 60 in der Pulshöhe realisiert. Ein Entwurf des Spannungsteilers befindet sich im Anhang.

<i>Typ</i>	<i>No.</i>	<i>linear bis</i>	<i>Energie- auflösung</i>	<i>SER</i>	<i>P/V</i>	<i>Dunkelrate</i>
Valvo XP 3462	562	>200 mA	10.3%	65%	3.90	944 Hz
	7124	>200 mA	13.5%	71%	3.35	1147 Hz
	7137	>200 mA	12.5%	69%	3.23	1334 Hz
Thorn EMI 9821	18491	117.2 mA	8.5 %	80%	2.15	193 Hz
Thorn EMI 9822	8385	130.5 mA	14.2 %	-	-	1678 Hz
	8388	119.3 mA	11.4 %	81%	2.40	844 Hz
Hamamatsu R4143	ZG0339	116.4 mA	12.2 %	89%	1.48	859 Hz

Tabelle 2: Gemessene Eigenschaften einiger PM's. Die Meßverfahren werden in der Diplomarbeit von D. Haunschild näher beschrieben [HAU91]

4.4 Das Detektordesign

Parallel zu den Voruntersuchungen wurde versucht, sowohl rechnerisch als auch experimentell ein optimales Detektordesign zu erhalten. Optimiert wurden:

- die Effektivität der Lichtsammlung durch Wahl geeigneter Reflektoren und Lichtsammler
- die Uniformität des Detektors über dessen Fläche
- die Zeitauflösung und Laufzeitverschiebungen über die Fläche

4.4.1 Vorstudien am Prototyp

Um Erfahrungen mit einem derartigen Detektortyp zu sammeln, wurde ein Teststand in den vorgesehenen Detektorabmessungen gebaut, wobei der Abstand PM-Szintillator, die Szintillatordicke, Lichtsammeloptiken und Reflektormaterialien variiert werden konnten. Getriggert wurde der Detektor durch kosmische Myonen, die koinzident in zwei Szintillationsdetektoren (Paddel) nachgewiesen wurden. Die Entfernung zwischen beiden Paddeln betrug 30 cm, um den Raumwinkelbereich der

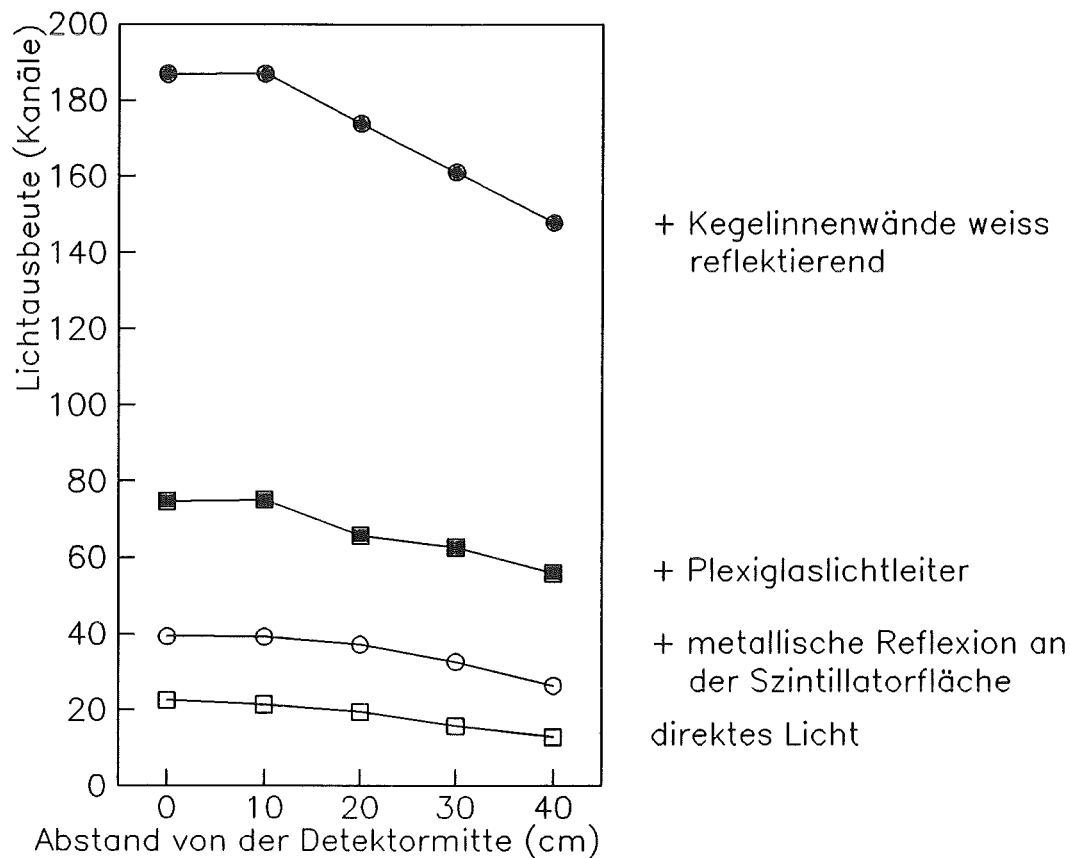


Abbildung 4.1: Ergebnisse der Prototypmessungen

einfallenden Teilchen zu begrenzen. Gemessene Parameter waren Lichtausbeute, Energieauflösung, Zeitauflösung und Zeitshift in Abhängigkeit der Paddelposition auf dem Szintillator. Zur Detektorzeitmessung wird folgende Methode benutzt: Ein Zeitsignal wird in dem Moment erzeugt, wenn die ansteigende Flanke des Anodensignals eine vorher definierte Schwelle übersteigt. Dadurch ist es möglich, die Ankunftszeit der ersten Photonen am PM zu messen. Diese Technik zur Zeitmessung wird später sowohl im Cluster als auch im Gesamtarray zur Anwendung kommen, um die Schauerfront, welche von den zuerst ankommenden Teilchen definiert wird, zu messen. Als guter Kompromiß erwies sich sehr schnell ein Abstand PM-Szintillator von 60 cm, da hier auch Photonen vom Rand des Detektors direkt im PM gesammelt werden können. Ebenfalls stellte sich im Laufe der Testmessungen heraus, daß 4 cm Szintillatordicke für die geforderte Qualität ausreichend sind. Diese Maße wurden daraufhin für alle weiteren Tests festgehalten. Die experimentellen Ergebnisse zeigt

die Abb.4.1.

Es zeigte sich, daß ein metallischer Reflektor unter dem Szintillator das für die Zeitmessung wichtige *schnelle* Licht um den Faktor 1.8, ein Lichtsammelkegel (wie im folgenden Abschnitt beschrieben) zusätzlich um den Faktor 2 vermehrt. Eine zusätzliche Erhöhung der Gesamtlichtmenge und damit eine Verbesserung der Energieauflösung gelang durch die Auskleidung des Detektors mit einem weißen Reflektorkegel. Im endgültigen Detektor wurde in einem letzten Optimierungsschritt die metallisch reflektierende Szintillatorwanne gegen eine Wanne ausgetauscht, die mit einem weißen Reflektor beschichtet war. Diese Maßnahme brachte einen weiteren Faktor 5 in der Gesamtlichtmenge (nicht im Bild dargestellt).

4.4.2 Lichtverfolgungsrechnungen

Parallel zu den Prototypmessungen wurde ein Monte-Carlo- Lichtverfolgungsprogramm, das auch zur Optimierung des KARMEN-Detektors [GEM90] verwendet wurde, auf die bestehende Geometrie angepaßt und Rechnungen mit verschiedenen Geometrien durchgeführt. Ebenfalls bietet das Programm die Möglichkeit, verschiedene Szintillator- und verschiedene lichtleitende Materialien wellenlängenabhängig zu testen, da alle optischen Eigenschaften dieser Materialien berücksichtigt werden. Hauptsächlich wurden mit dem Programm Simulationen von verschiedenen konischen Lichtsammlern aus Plexiglas, deren geometrische Abmessungen in einem weiten Bereich variiert wurden, gemacht, um ein optimales Design zu erhalten. Durch diese Lichtleiter kann die effektive aktive Fläche der verwendeten Photomultiplier um nahezu einen Faktor 2 vergrößert werden, was den Lichtsammeleigenschaften eines entsprechend größeren und damit viel teureren PM's entspricht. Der konische Lichtleiter wurde so optimiert, daß sich ein guter Kompromiß zwischen zugewonnener Lichtmenge und Uniformität der Lichtausbeute über der Detektorfläche ergab. Ebenfalls untersucht wurden die Abbildungseigenschaften des Konus auf die Fläche des PM's. Diese Eigenschaften haben einen Effekt auf den Erzeugungsort von Photoelektronen auf der Kathodenfläche des PM's und damit auch auf dessen Zeitverhalten, da jeder PM eine von dem Ort auf der Kathode abhängige Elektronendurchlaufzeit besitzt. In Abb.4.2 ist in Abhängigkeit des Kathodenradius die relative Zahl der Photonen für zwei unterschiedliche Plexiglaslichtleiter aufgetragen.

Die unterschiedlichen Kurven repräsentieren die verschiedenen Orte der Lichterzeugung im Szintillator. Ziel war eine homogene Ausleuchtung der Kathodenfläche nahezu unabhängig vom Ort der Lichterzeugung im Detektor.

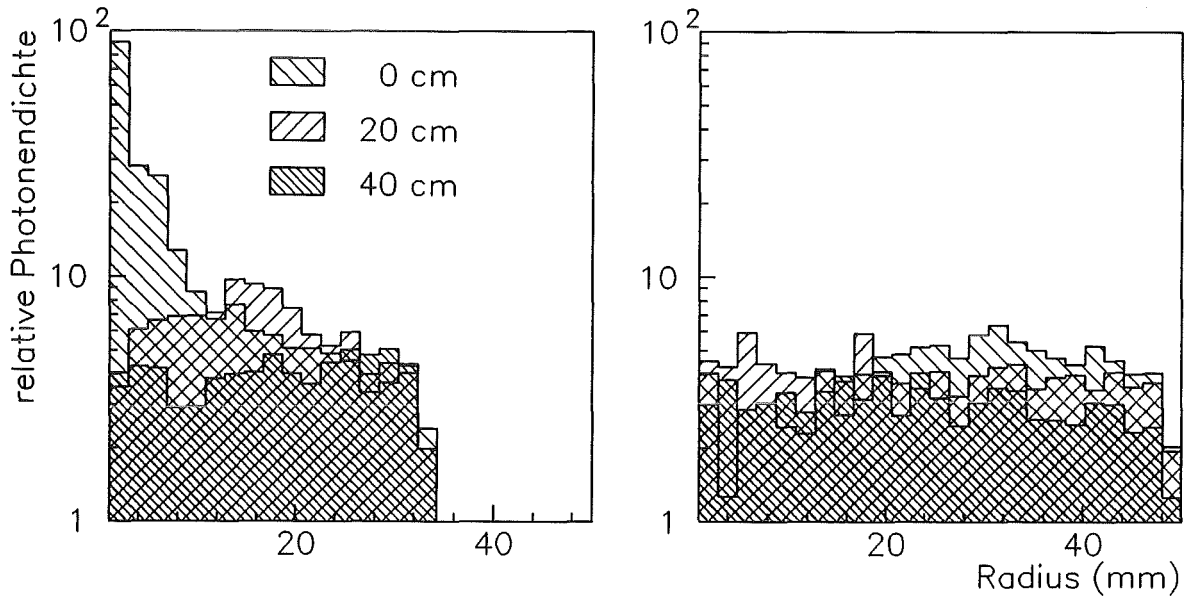


Abbildung 4.2: Relative Photonendichte in Abhängigkeit vom Kathodenradius für zwei verschiedene Plexiglaslichtleiter (r,h,R): a. (3.4 cm, 7.5 cm, 7.0 cm), b. (5.0 cm, 7.5 cm, 7.0 cm)

Bei Lichtleiter (a.) erhält man eine Häufung in der Mitte der Kathode für Teilchendurchgänge in der Mitte des Detektors. Nach außen hin nimmt dieses Verhalten ab. Bei Lichtleiter (b.) sind die Photonen unabhängig vom Ort des Teilchendurchgangs homogen auf der Kathode verteilt.

Aus diesen Gründen wurde ein Plexiglaskonus ausgewählt, dessen Fläche an der Kontaktstelle zum PM um einen Faktor 2.16 größer ist als die Fläche des PM's selbst, da hierdurch die Kathode sehr homogen von allen Detektorpositionen beleuchtet wird. Dafür wird ein Verlust an Photonen an der Kontaktfläche zum PM in Kauf genommen. Die endgültigen Maße des Lichtleiters sind:

- Höhe: $h = 7.5 \text{ cm}$
- großer Radius: $R = 7.0 \text{ cm}$
- kleiner Radius: $r = 5.0 \text{ cm}$
- Radius des PM's: $r' = 3.4 \text{ cm}$

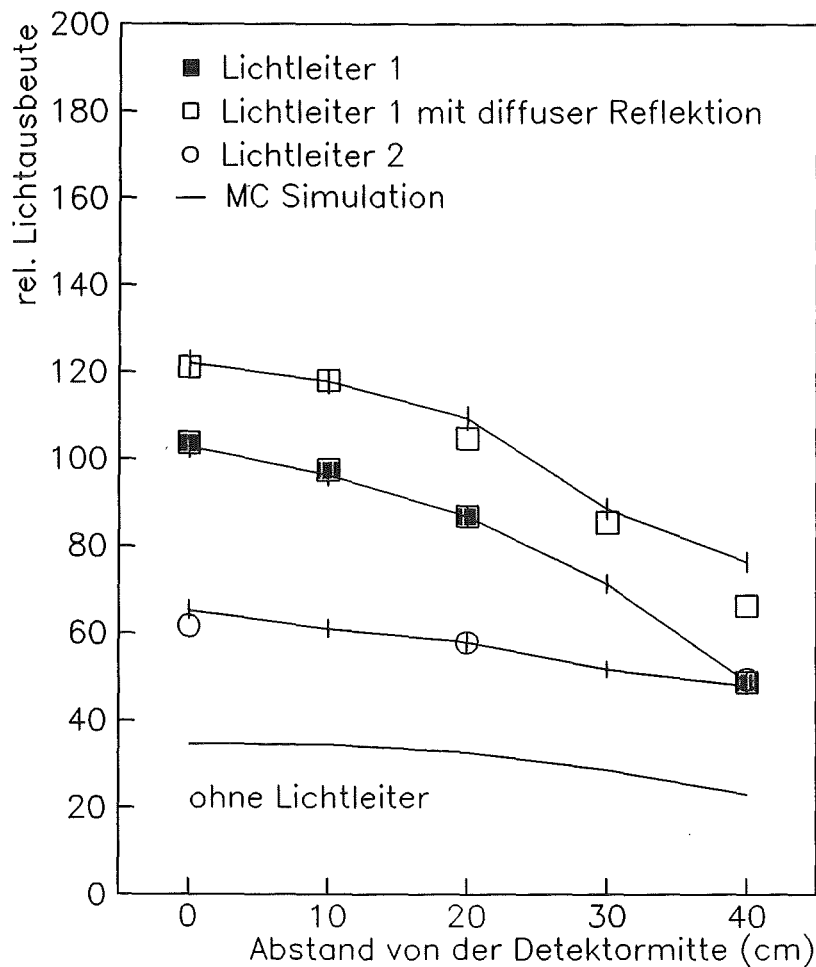
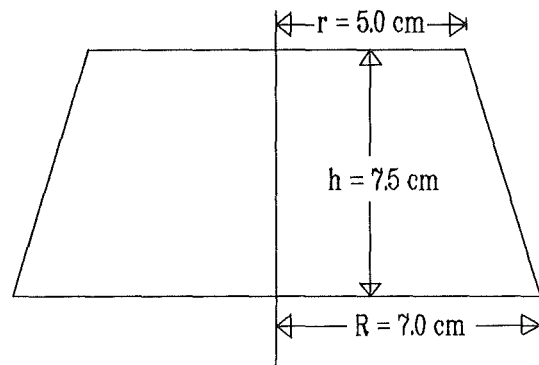


Abbildung 4.3: Monte-Carlo-Simulationen verschiedener Lichtleitergeometrien (Linien) im Vergleich mit experimentellen Ergebnissen (Messpunkte). Maße der Lichtleiter (r, h, R) : 1 (2.4 cm, 7.5 cm, 6.0 cm), 2 (5.0 cm, 7.5 cm, 7.0 cm)

In Abb.4.3 sind Rechnungen und Messungen verschiedener Lichtleitergeometrien aufgetragen. Man sieht, daß die Rechnungen mit der experimentellen Realität sehr

gut übereinstimmen. Dadurch war es möglich ohne Meßaufwand rechnerisch den optischen Aufbau zu optimieren.

4.5 Aufbau des Szintillationszählers

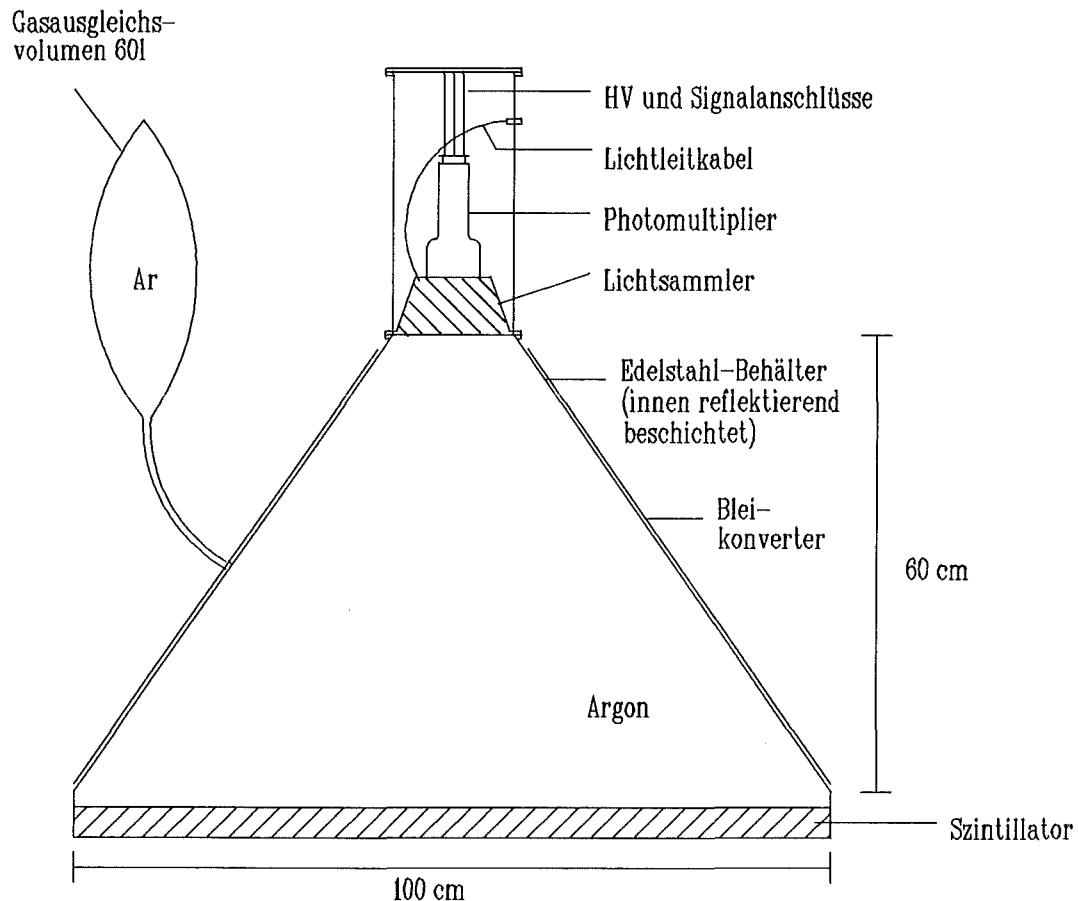


Abbildung 4.4: Schnitt durch den Szintillationsdetektor

Der e/γ Detektor ist folgendermaßen aufgebaut (siehe Abb.4.4): Er besteht aus einem innen mit einer weißen Reflektorfarbe beschichteten kegelförmigen Edelstahlbehälter, mit einem Innendurchmesser von 1 m. Die Behälter bestehen aus zwei Teilen, die industriell im Druckverfahren hergestellt werden. Die beiden Teile werden nach einer Reinigung mit Korund abgestrahlt, innen mit Reflektorfarbe beschichtet und danach verschweißt. Der Boden des Behälters ist mit 4 cm der Szintillatorflüssigkeit bedeckt. Der konusförmige Plexiglaslichtleiter sammelt in 60 cm

Abstand von der Flüssigkeit das Szintillationslicht und leitet es zum PM, der über eine Silikonölschicht angekoppelt ist. Gleichzeitig verschließt der Lichtleiter den Behälter luftdicht mit Hilfe eines Viton O-Rings. Um Druck- und Temperaturschwankungen auszugleichen, ist der Gasraum des Detektors über einen gesinterten Edelstahlblock, der als Lichtfalle dient, mit einem 60 l großen Gasausgleichssack aus Nylon verbunden. Um das Vergiften des Szintillators mit Sauerstoff, der die Szintillationseigenschaften verschlechtert, auszuschließen, ist der Gasraum des Detektors mit Argon gefüllt. Die PM-Lichtleitereinheit wurde lichtdicht mit einem Edelstahlrohr umgeben, das auf der Innenseite mit einer 0.2 mm dicken Mu-Metall Folie zur Abschirmung des Erdmagnetfelds beschichtet ist. Zur Einspeisung von Lichtpulsen zur Kalibrierung wurde ein Plexiglas-Lichtleitkabel direkt in den Lichtleitkonus eingeklebt. Zur Erhöhung der Detektoreffizienz wurde der Detektorkonus mit einer 4 mm dicken Bleifolie belegt. (siehe Kapitel 9)

Probleme

1. Der verwendete Szintillator besteht im Wesentlichen aus Diisopropylnaphtalin, einem hervorragenden Lösungsmittel. Ein Problem war deshalb, eine geeignete Reflektorfarbe zu finden, die von der Szintillatorflüssigkeit nicht angelöst wird. Dazu wurden umfangreiche Löslichkeitstests gemacht. Um die chemische Reaktionsgeschwindigkeit zu erhöhen und Langzeittests zu simulieren, wurden diese Versuche in einem Wärmeschrank bei 60°C ausgeführt. Mit den geeigneten Farben wurden dann Reflektivitätstests mit Hilfe eines Lasers [RAP91,EIT91] durchgeführt. Die besten Ergebnisse hinsichtlich Reflektivität und chemischer Stabilität zeigte ein handelsüblicher weißer seidenmatter Zweikomponentenlack auf Epoxid Harz Basis (GEOPHON EX).
2. Einem ähnlichen Haltbarkeitstest wurden auch Plexiglasmaterialien, aus denen der Lichtleitkegel gefertigt wird, unterzogen. Außerdem wurde ein Material ausgewählt, das im Bereich der maximalen Emission des Szintillators in der benötigten Dicke die höchste Transparenz zeigt. Die Wahl fiel hier auf das Plexiglasmaterial GS218 der Firma Röhm.
3. Nach halbjährigem Betrieb von vier Testdetektoren [VÖL90] im Freien während des Winterhalbjahrs 1990/91 wurde festgestellt, daß Szintillatorflüssigkeit am Plexiglaslichtleiter ankondensiert war. Während dieses Langzeitbetriebs wurde

die Lichtausbeute ständig überwacht. Eine Verschlechterung der Lichtausbeute und damit der Energieauflösung durch die Tröpfchen konnte nicht festgestellt werden.

4. Die Ankopplung des PM's an den Lichtleiter wird zur Zeit mit optisch transparentem Silikonöl gemacht. Dies hat jedoch den Nachteil, daß die Apparatur mit der Zeit verschmutzt, da dieses Öl sehr kriechfähig ist. Klebungen bei den erwarteten Temperaturdifferenzen sind kritisch, da Plexiglas und Quarzglas (Fenster des PM) unterschiedliche Ausdehnungskoeffizienten haben. Derzeit wird der Einsatz von optischen Klebern auf Silikonbasis getestet, die auch nach dem Vernetzen noch flexibel bleiben.

4.6 Messungen am Einzeldetektor

4.6.1 Einteilchenspektrum

Der Gesamtfluß an Elektronen und Myonen der kosmischen Strahlung beträgt auf Meereshöhe etwa $150 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Dieser kontinuierliche Teilchenfluß erzeugt im Szintillator das folgende Energieverlustspektrum (Abb.4.5):

Der mittlere Energieverlust geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie wird durch die bekannte Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Bei relativistischen Teilchen ist der mittlere Energieverlust praktisch unabhängig von der Energie des Teilchens und beträgt für das verwendete Szintillatormaterial ca. 1.9 MeV/cm . Die Fluktuationen des Energieverlusts bei dünnen Absorbern werden durch eine Landauverteilung [LAN44] beschrieben. Zu einer zusätzlichen Verbreiterung des Spektrums tragen noch folgende Effekte bei:

1. Da die Teilchen unterschiedliche Einfallswinkel haben, durchlaufen sie unterschiedlich lange Wegstrecken im Szintillator.
2. Nichtuniformitäten der Lichtausbeute, bedingt durch die Detektorgeometrie und Lichtsammlung.

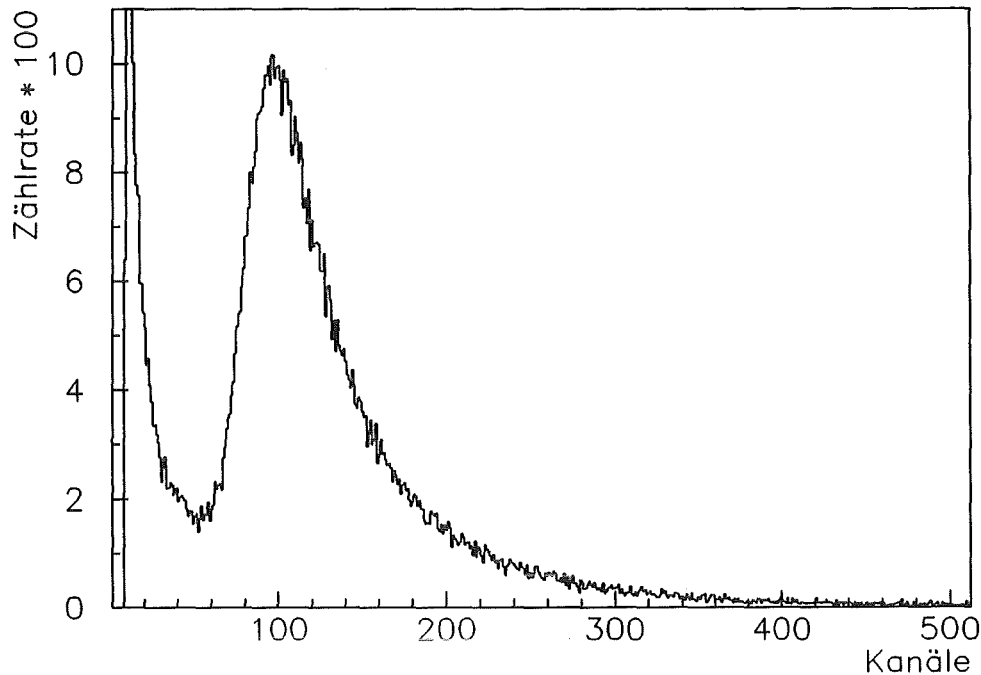


Abbildung 4.5: Pulshöhenspektrum des frei laufenden Szintillationszählers

3. Statistische Schwankungen der Zahl der Photoelektronen, die pro nachgewiesenem Teilchen aus der Photokathode herausgelöst werden, und der Sekundärelektronenemission aus den Dynoden des PM's.

Ereignisse durch γ -Untergrund, Rauschen in der Röhre und der Elektronik, sowie Teilchendurchgänge am Rand des Szintillators liegen bei kleinen Pulshöhen und führen hier zu einem Anstieg der Zählrate. Ereignisse, bei denen mehr als zwei Teilchen gleichzeitig im Detektor nachgewiesen werden, liegen rechts vom Maximum der Verteilung und führen dort zu einer minimalen Erhöhung des Spektrums. Alle diese Effekte führen zu der in Abb.4.5 gezeigten Form des Pulshöhenspektrums.

4.6.2 Uniformität der Detektorantwort

Um die Uniformität des Detektors zu messen, wurde ein Teststand (siehe Abb.4.6) aufgebaut. Benutzt wurde eine 3-er Koinzidenzschaltung, in der gleichzeitige Signale von Detektor 1 und beiden Paddeldetektoren gefordert wurden.

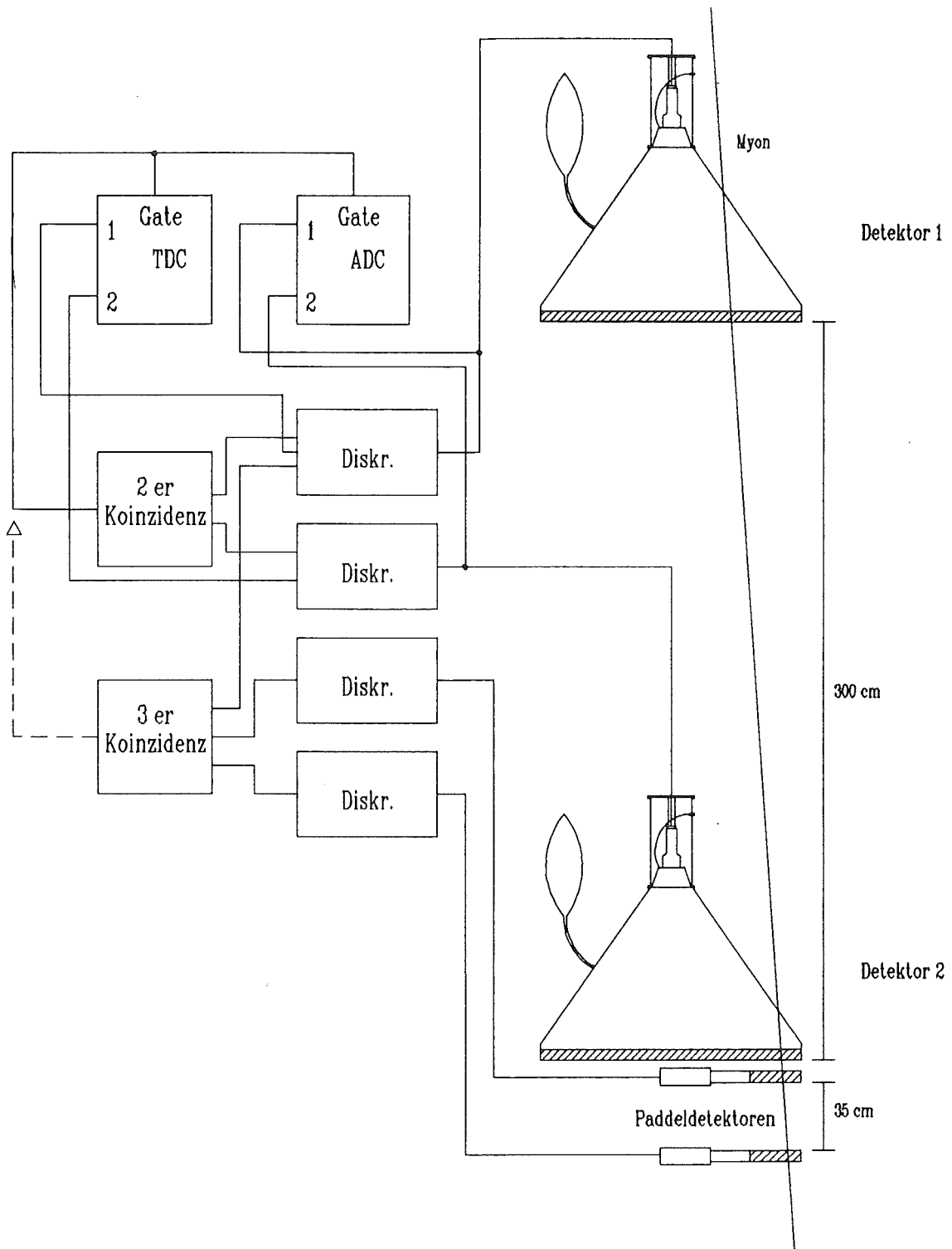


Abbildung 4.6: Testaufbau zur Messung der Detektoruniformität und der Detektoraufösungen

Mit dem dargestellten Paddelteleskop wurden verschiedene Positionen des Szintillators ausgewählt. Es wurden die Flugzeiten der Teilchen zwischen Detektor 1 und Detektor 2 gemessen sowie die integrierte Ladung des Anodensignals von Detektor 2. Die Resultate sind in Abb.4.7 dargestellt.

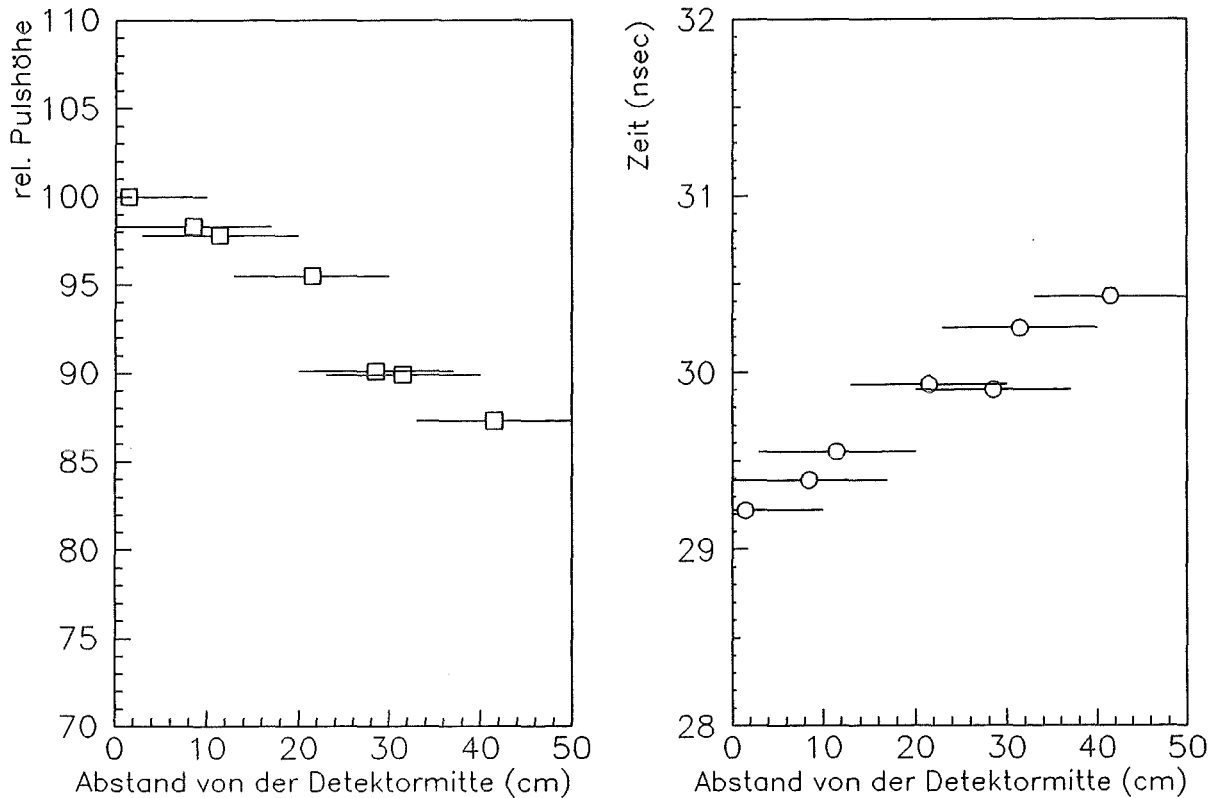


Abbildung 4.7: Uniformität des Detektors hinsichtlich der Lichtausbeute (a) und des Zeitpunktes des Triggersignals (b).

Wie erwartet fällt die Lichtausbeute des Detektors zum Rand hin ab, wobei der gemessene Unterschied für diese Detektorgeometrie sehr gering ist. Auch die Verschiebung des Zeitsignals liegt im erwarteten Bereich. In Abb.4.8 ist diese Zeitverschiebung gegen die effektive Detektorfläche (Kreisringe) aufgetragen. Man sieht, daß der Rand des Detektors bei der Messung der Teilchenankunftszeiten dominiert.

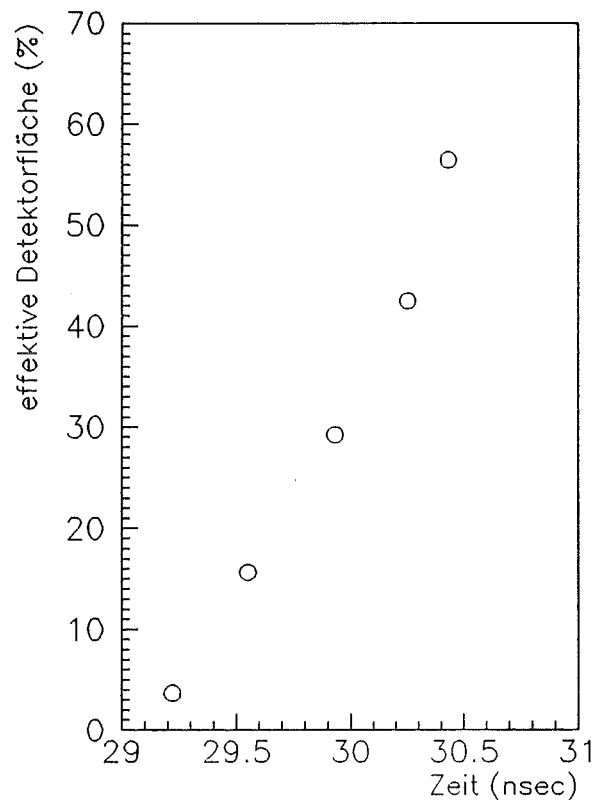


Abbildung 4.8: Zeitverschiebungen über die Detektorfläche.

4.6.3 Zeit- und Energieauflösung des Detektors

Zur Bestimmung der Energie- und Zeitauflösung des Detektors wurde im Aufbau in Abb.4.6 die dargestellte 2-er Koinzidenz gefordert, die beiden Detektoren 1 und 2 müssen hier koinzidente Signale liefern. Der Abstand der beiden Detektoren wurde sehr groß gewählt, um Wegunterschiede, bedingt durch die endlichen geometrischen Abmessungen des Experiments, klein zu halten. Aufgenommen wurden die Flugzeit zwischen beiden Detektoren und beide Energiesignale. In Abb.4.9 sind die Ergebnisse der Messung dargestellt.

Um die Auflösung des Energiespektrums zu bestimmen, wurde eine theoretische Landauverteilung errechnet, in der alle zulässigen Teilcheneinfallswinkel, die Detektorgeometrie und die Eigenschaften des Szintillatormaterials eingingen. Um die Detektoreigenschaften anzupassen wurde diese Landauverteilung mit einer Gaußfunk-

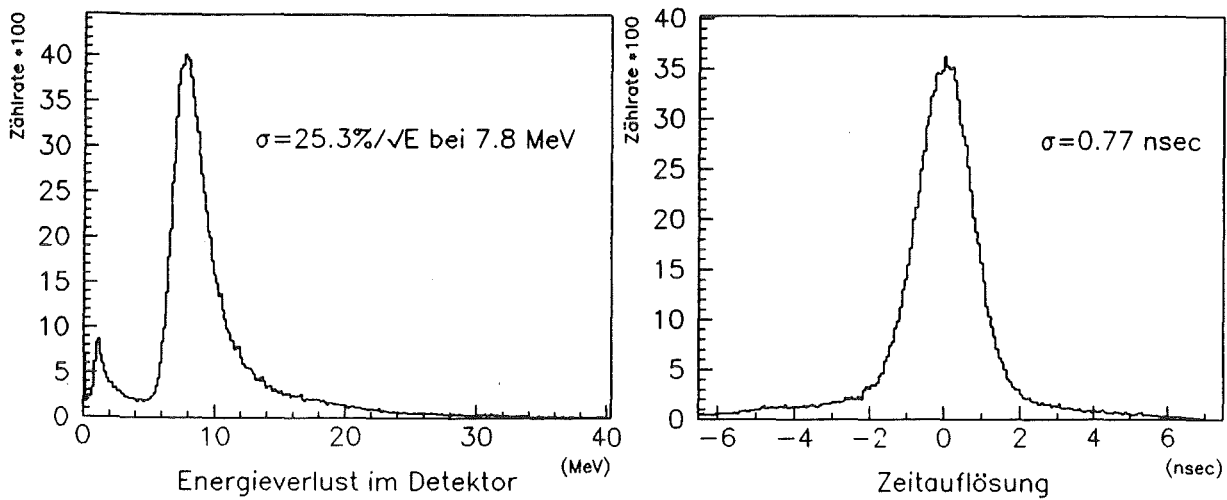


Abbildung 4.9: Energieverlustspektrum und Zeitspektrum

tion gefaltet, und so das experimentelle Spektrum gefittet. Freie Parameter des Fits waren die Breite und die Norm der Gaußfunktion. Die errechnete Breite entspricht der Detektoraufloesung und ergab sich zu $\sigma = 25.3\%/\sqrt{E}$ bei einem wahrscheinlichsten Energieverlust von $E = 7.8$ MeV. Die Zeitaufloesung ergab sich aus einem Gaußfit an das Zeitspektrum zu $\sigma = 0.77$ ns.

4.6.4 Cerenkov-Licht im Lichtleiter

Wenn ein geladenes Teilchen nicht nur den Szintillator, sondern auch den Lichtleiter trifft, kann bei der Zeitmessung ein unerwünschter Störeffekt entstehen. In diesem Fall wird zusätzlich zum Szintillationslicht Cerenkovlicht im Lichtleiter erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit für einen Teilchendurchgang durch den Lichtsammler beträgt 2% aller Ereignisse. Der Lichtsammler besteht aus Plexiglas des Typs GS218 der Firma Röhm und hat einen Brechungsindex von $n = 1.506$ bei 400 nm. Relativistische, geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit $\beta > n^{-1}$ und einer Ladungszahl z emittieren im dielektrischen Medium Cerenkov-Photonen. Die Anzahl d^2N der Photonen, die pro Frequenzintervall $d\nu$ und Wegstrecke dx unter einem Winkel θ_c emittiert werden, ist gegeben durch:

$$d^2 N = \frac{2\pi\alpha z^2}{c} \sin^2 \theta_c d\nu dx \quad (4.1)$$

mit $\sin^2 \theta_c = 1 - n^{-2}\beta^{-2}$ und $\alpha = 1/137$ (Feinstrukturkonstante).

Im sichtbaren Licht werden somit ca. 500 Photonen/ $\sin^2 \theta_c/cm$ erzeugt. In den PM gelangen allerdings nur die an der Lichtleitergrenzfläche reflektierten Photonen, ca. 4% [HEC74]. Um diesen Effekt zu messen, wurde die Messung von Kapitel 4.6.2 mit zentraler Position der Paddeldetektoren wiederholt, wobei aus Detektor 2 der Flüssigszintillator entfernt wurde. Die gemessenen Zeit und Energiespektren sind in Abb.4.10 dargestellt.

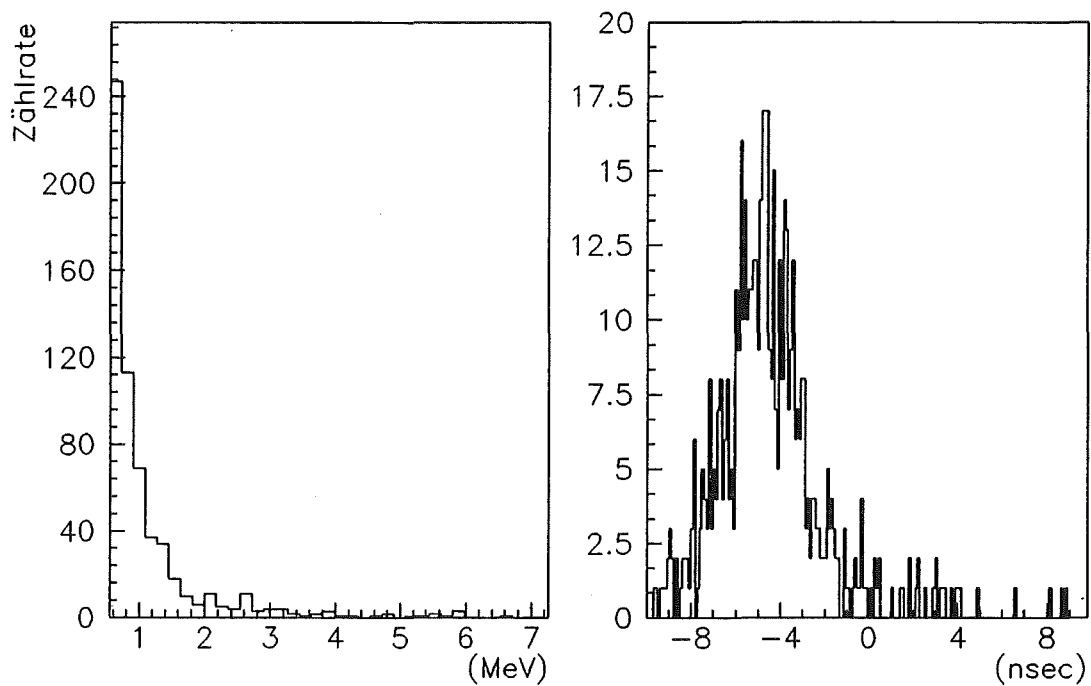


Abbildung 4.10: Energie und Zeitspektren, erzeugt vom Cerenkovlicht im Lichtleiter von Detektor 2. Der Zeitnullpunkt im rechten Spektrum entspricht dem Zeitschwerpunkt des Szintillatorsignals.

Die Verschiebung des Schwerpunkts im Zeitspektrum zu negativen Werten entsteht

dadurch, daß das direkt erzeugte Cerenkovlicht nur die kurze Strecke von 7 cm im Lichtleiter zurücklegen muß, während das Szintillatorlicht erst ca. 2.2 ns später erzeugt wird, was der Flugzeit der geladenen Teilchen zwischen Lichtleiter und Szintillator entspricht. Auch wird es nicht prompt erzeugt. Diese Verzögerung beruht im wesentlichen auf der Anregungsverzögerung und der Zerfallszeit der angeregten Zustände beim Szintillationsprozeß. Desweiteren kommt noch die Photonenflugzeit vom Szintillator zum Lichtleiter von ebenfalls ca. 2.2 ns hinzu. Als Zeitdifferenz zwischen Cerenkov- und Szintillatorsignal wird 4.8 ns beobachtet, was sich mit den groben Abschätzungen deckt. Wird der Detektor von nur einem Teilchen getroffen, beträgt die Wahrscheinlichkeit für ein zu frühes Zeitsignal durch das Cerenkovlicht 2%. In der Nähe des Schauerzentrums, wo die Teilchendichte ansteigt steigt ebenfalls die Wahrscheinlichkeit für diese zu frühen Signale um $2\% \cdot N_{\text{Teilchen}}$ (konservative Abschätzung unter der Annahme, daß alle Teilchen gleichzeitig den Detektor unter 0° treffen) an. Der Fehler durch diese frühen Zeitsignale ist im Bereich hoher Teilchendichten nicht vernachlässigbar. In diesem Bereich werden systematisch kürzere Zeiten gemessen. Welche Auswirkungen dies auf die Rekonstruktion der Schauerfront und damit auf die Winkelbestimmung von Schauern hat, muß noch genauer untersucht und quantifiziert werden.

5 Das Prototyp Cluster

Von Oktober 1990 bis Januar 1991 wurde auf dem für das KASCADE-Array vorgesehenen Gelände das 1. Cluster aufgebaut und zu Testzwecken in Betrieb genommen. Die Lage dieses Clusters im Gesamtarray kann aus Abb.3.3 entnommen werden.

5.1 Die Detektorstation

Vier der in Kap. 4 beschriebenen e/γ -Detektoren und ein Detektor für die Myon-Komponente [KRI91] von Luftschauern sind in einer Detektorstation zusammengefaßt. Jeweils zwei Detektoren pro Station (B und D) werden mit einer 4 mm dicken Bleischicht belegt. Die vier e/γ -Detektoren stehen auf einer $200 \times 200 \text{ cm}^2$ großen Absorberplatte bestehend aus 10 cm Blei und 4 cm Eisen, welches wegen seiner mechanischen Stabilität als Trägerplatte dient. Insgesamt entspricht dies einer Dicke von 20 Strahlungslängen. Die Genauigkeit der Ausrichtung der Absorberplatte zur Waagrechten innerhalb einer Station beträgt $\pm 1 \text{ mm}$. Darunter befindet sich der Myon-Detektor, der aus vier $90 \times 90 \times 3 \text{ cm}^3$ großen Plastikszintillatorplatten besteht. Die Szintillatoren werden mit Hilfe grüner Wellenlängenschieberstäbe (Abmessungen $88 \times 1 \times 3 \text{ cm}^3$), die über einen 1 mm weiten Luftspalt angekoppelt wurden, von allen vier Seiten durch insgesamt vier PM's ausgelesen. Jeweils drei Stäbe werden mit Hilfe eines Plexiglaslichtleiters auf einen PM abgebildet. Die ganze Detektor/Absorber-Einheit steht auf einer $250 \times 240 \times 10 \text{ cm}^3$ großen Betonplatte, die auf vier Betonpfeilern etwa 50 cm über dem Boden liegt. Eine Holzhütte schließlich dient als Schutz vor Witterungseinflüssen. Durch mehrere Öffnungen in den Hüttenwänden wird eine Konvektionskühlung bei hohen Außentemperaturen ermöglicht. Außer zwei wasserdichten Metallboxen, in denen die Verbindung von Signal- bzw. Hochspannungskabeln zu den einzelnen Detektoren vorgenommen wird, befinden sich keine weiteren Installationen in den Hütten. Elektronik und Hochspannungsversorgung befinden sich zentral für jedes Cluster in einem gesonderten Elektronikcontainer. In Abb.5.1 ist ein Schnitt durch eine Detektorstation und eine Aufsicht dargestellt.

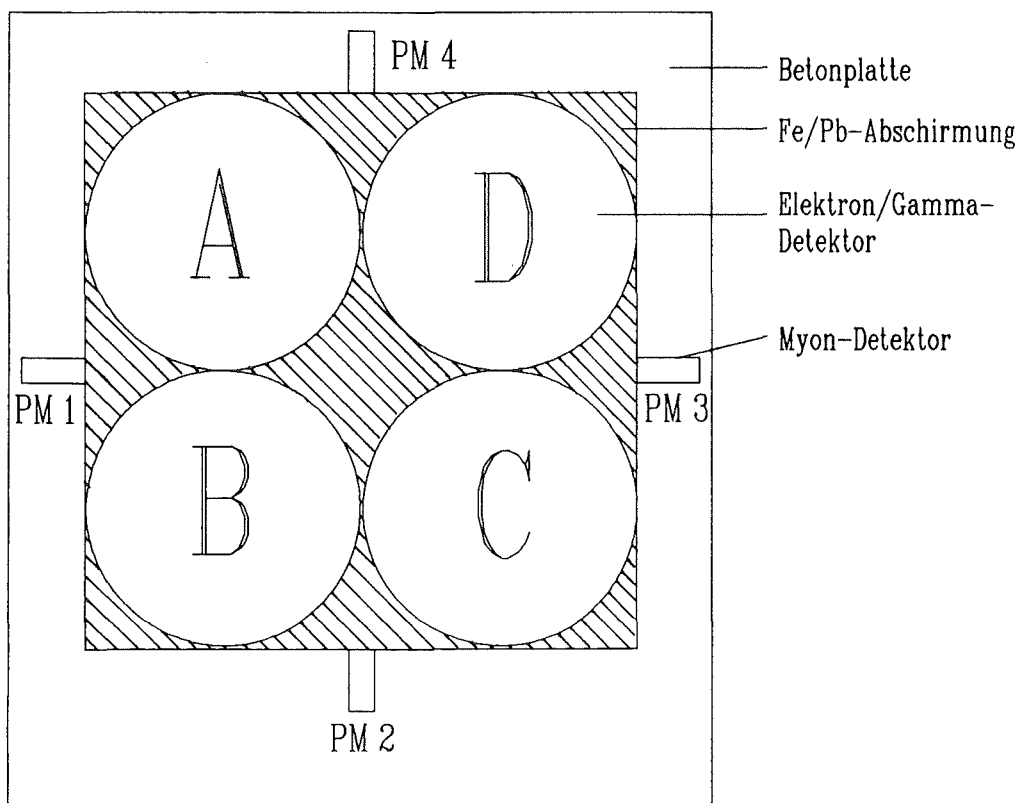
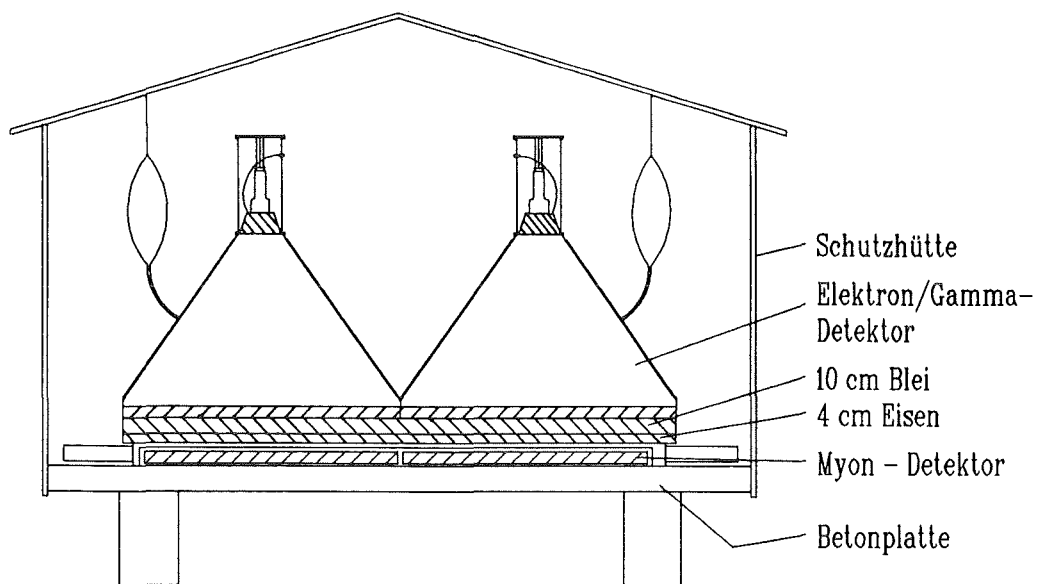


Abbildung 5.1: Schnitt durch eine Detektorstation

5.2 Clusteraufbau und Struktur

In einem quadratischen Raster von insgesamt 39 m Kantenlänge wurden 16 Detektorstationen verteilt. Der Abstand zwischen den einzelnen Stationen beträgt 13 ± 0.03 m (siehe Abb.5.2). Die vertikale Position der Betonplatten variiert um maximal ± 2 cm.

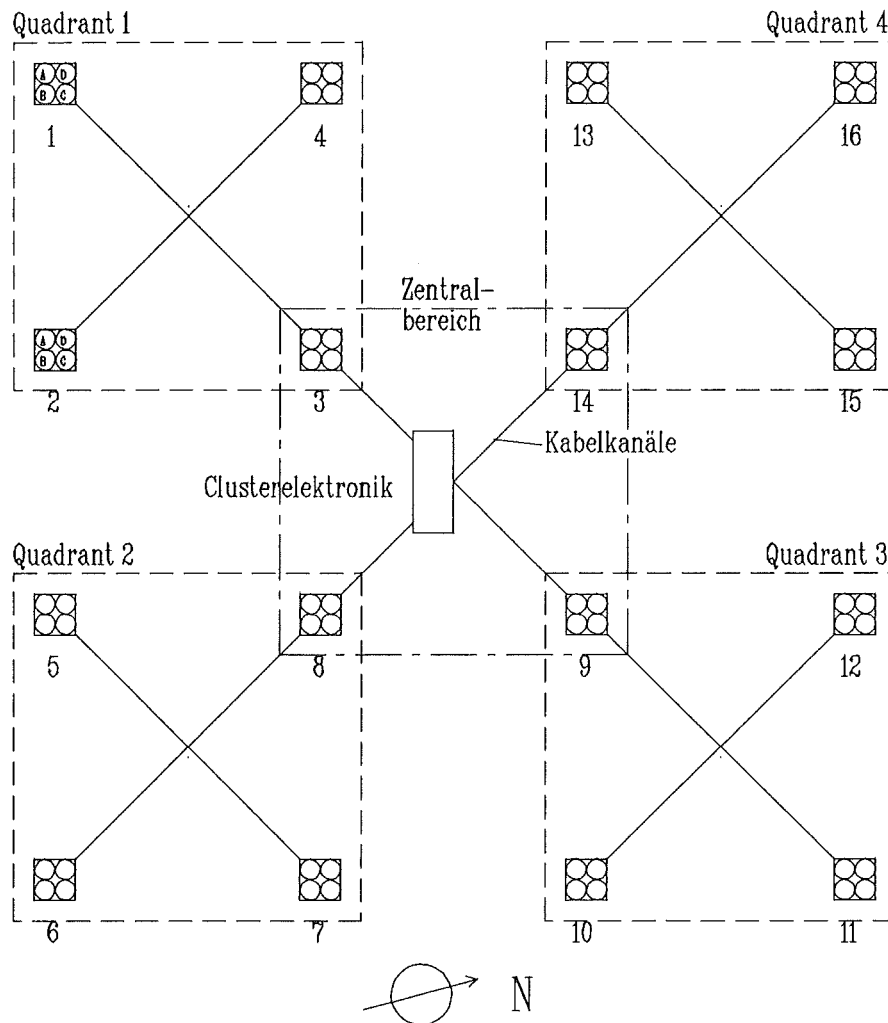


Abbildung 5.2: Plan des Prototypclusters. Die Verbindungslinien zwischen den einzelnen Stationen stellen Kabelkanäle dar.

In einer klimatisierten zentralen Station (*Clusterelektronik*) befinden sich die Spannungsversorgung, die Experimentelektronik und ein Computer zur Datenaufnahme. Alle Signal- und Hochspannungskabel sind in Kabelkanälen 50-60 cm tief im Boden

verlegt (in der Abb.5.2 sind die Kabelkanäle durch die durchgezogenen Verbindungslinien angedeutet), um temperaturabhängige Laufzeitdifferenzen klein zu halten. Zu jeder Station führen 12 Kabel:

- 1× Hochspannung für e/γ -Detektoren (RG 59, 75Ω)
- 1× Hochspannung für μ -Detektoren (RG 59, 75Ω)
- 4× Signalkabel für e/γ -Detektoren (RG 58, 50Ω)
- 4× Signalkabel für μ -Detektoren (RG 58, 50Ω)
- 1× Signalkabel für einen Dynodenausgang eines e/γ -Detektors (RG 58, 50Ω)
- 1× Ersatzkabel (RG 58, 50Ω)

Alle Kabel sind auf 33.25 m abgelängt, um kabelbedingte Laufzeitdifferenzen zu vermeiden. In jeder Station werden diese Kabel in wasserdichten Metallkästchen mit den Detektorkabeln (3 m) verbunden. In der Clusterelektronik enden alle Signalkabel auf einer Steckerplatte, die Hochspannungskabel enden direkt an einer 32 Kanal Hochspannungsversorgung (Typ CAEN SY-127). Um Kabel und Hochspannungskanäle zu sparen, wurden je 4 PM mit einer Hochspannungsversorgung betrieben, was bedeutet, daß alle PM vor dem Einbau einem Test unterzogen werden mußten, um zumindest jeweils 4 Röhren mit ähnlichen Eigenschaften in einer Station mit einer Hochspannungsversorgung betreiben zu können. Trotz dieser Quartettbildung mußte ein für jeden PM spezifischer Vorwiderstand in den HV-Verteiler eingebaut werden. Beginnend mit einem errechneten Startwert wurden aus Eichmessungen (siehe Kapitel 5.3) die endgültigen Widerstandswerte ermittelt. Die Diskrepanzen zwischen der Rechnung und den Eichmessungen ergaben sich aus den Fertigungstoleranzen beim Bau von 64 Detektoren (verschiedene Qualitäten der PM-Lichtleiterankopplung, Beschichtung mit Reflektorfarbe, Szintillatorfüllungen, Spannungsteilertoleranzen).

5.3 Energieeichmessungen

Während des Betriebs müssen die Detektoren ständig überwacht werden, um Ausfälle und Qualitätsänderungen (Verschlechterung der Szintillationseigenschaften, Verstärkungsänderungen des PM's, etc.) zu bemerken. Aus diesem Grund wurde ein Eichexperiment aufgebaut, mit dessen Hilfe die Energiespektren aller Detektoren in kurzer Zeit aufgenommen werden konnten. Dabei wurde die Tatsache ausgenutzt, daß in jeder Station ein e/γ -Detektor direkt über einer Szintillatorplatte des Myon-Detektors steht. Fordert man eine Koinzidenz zwischen dem e/γ -Detektor und den beiden PM's, welche die darunterliegende Platte des μ -Detektors auslesen, erhält man nahezu untergrundfreie Energieverlustspektren (Landauspektren), deren Lage und Halbwertsbreite Informationen über die Qualität der Detektoren enthalten. In der Praxis werden jeweils 4 Stationen gleichzeitig gemessen. In Abb.5.3 ist die Schaltung der Experimentelektronik skizziert.

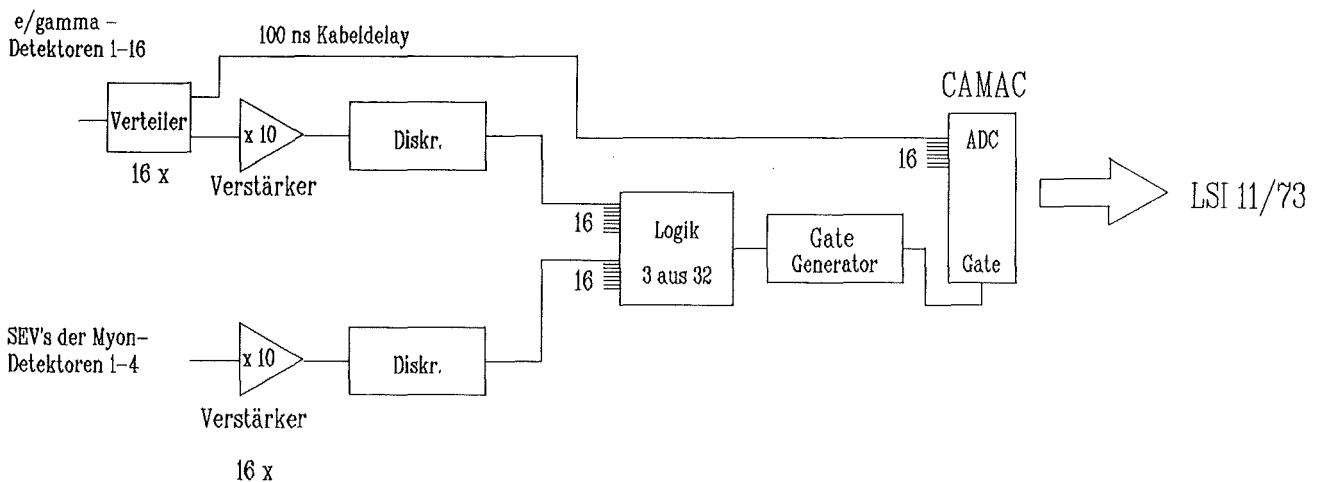


Abbildung 5.3: Blockschaltbild für das Eichexperiment

Von insgesamt 32 PM's gehen die Diskriminatorsignale auf eine Logik, die nur dann die Konversion des ADC startet, wenn genau 3 PM's ein Signal geliefert haben. Die Koinzidenzrate beträgt ca. 2 kHz. Um das Datenaufnahmesystem nicht zu überfordern wurde diese Rate um einen Faktor 10 untersetzt. Somit war es möglich, 1/4 der Detektoren des Clusters gleichzeitig zu messen. Aufgenommen wurden die Energiesignale der 16 e/γ -Detektoren. Man erhält 16 Landau-Spektren, deren Halbwerts-

breite (FWHM) und Lage des Maximums durch einen Fit mit einer angenäherten Landaufunktion bestimmt wurden [MOY55]:

$$f(x) = C \cdot e^{-\frac{1}{2}(x+e^{-x})} \quad (5.1)$$

mit

$$x = \frac{x' - x_0}{\sigma}$$

Dabei bedeutet: C = Normierungsfaktor, x' = Kanal, x_0 = Lage des Landaupeaks und σ = Spreizfaktor des Spektrums.

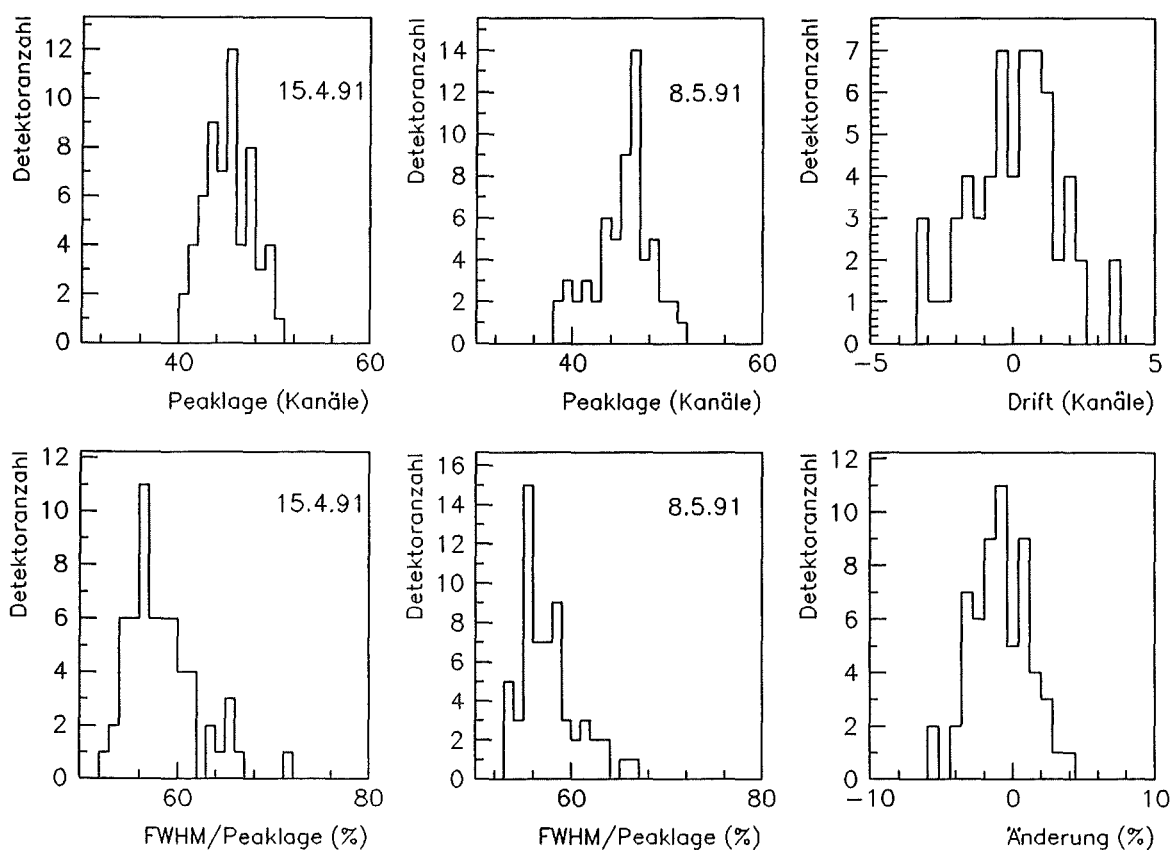


Abbildung 5.4: Lage der Landaumaxima und Kanaldriften, sowie Auflösungen und Auflösungsänderungen von Eichmessungen in dreiwöchigem Abstand

In Abb.5.4 sind die Ergebnisse einer Eichung aller Detektoren in dreiwöchigem Abstand aufgetragen. Der Schwerpunkt der Kanallagen blieb konstant (Kanal 45.1), die Halbwertsbreiten änderten sich ebenfalls kaum.

Eine entsprechende Vergleichsmessung wurde zusätzlich bei unterschiedlichen Lufttemperaturen (0.7°C und 28.5°C) durchgeführt [WET91], wobei ebenfalls nur sehr geringe Änderungen festgestellt werden konnten. Der Schwerpunkt der Kanallagen änderte seine Lage um 1.3%. Das läßt erwarten, daß alle Detektoren auch über längere Zeit und in einem großen Temperaturbereich stabil laufen, so daß sich keine Probleme hinsichtlich des Betriebes im Freien erkennen lassen.

5.4 Elektronikaufbau für Messungen an Luftschauern

Speziell auf das KASCADE-Experiment zugeschnittene Front-End Elektronik befinden sich noch im Entwicklungsstadium. Für die ersten Messungen des Prototyp Clusters wurde deshalb eine Meß- und Ausleseelektronik aus handelsüblichen Modulen (NIM und CAMAC) aufgebaut. (siehe Abb.5.5).

Verwendete Abkürzungen:

HV Hochspannungsversorgung

Diskr. Diskriminator

OR Logisches ODER

Gate Gen. Gate Generator: Erzeugt ein logisches Signal einstellbarer Weite.

Delay Gen. Delay Generator: Erzeugt ein logisches Signal einstellbarer Verzögerungszeit.

ADC Analog Digital Converter: Digitalisiert ein analoges Signal.

TDC Time Digital Converter: Digitalisiert eine Zeitdifferenz.

LAM Look At Me: Signal, das den Computer auffordert, alle ADC's und TDC's auszulesen.

Clear Logisches Signal, das den Inhalt des ADC oder TDC löscht.

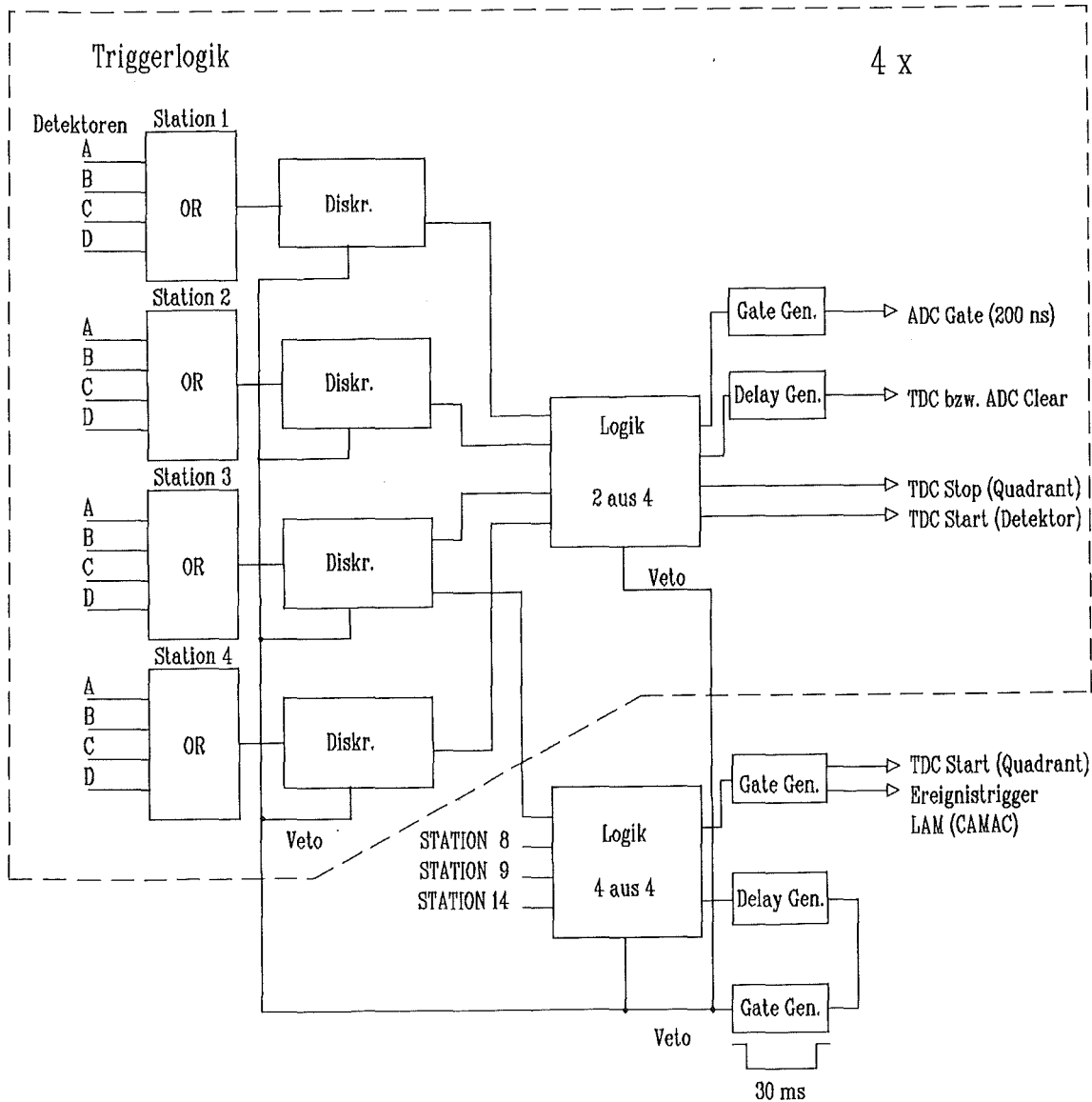
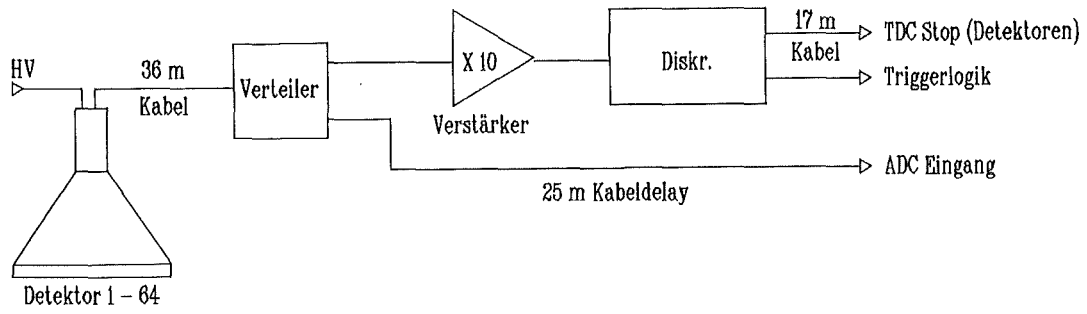


Abbildung 5.5: Elektronikblockschaltbild für das Luftschauexperiment

Die Elektronik besteht aus zwei Teilen:

- Der Detektorteil (existiert $64\times$):

Das Anodensignal des PM wird nach den 36 m Kabel in einem 50Ω Verteiler in einen Zeit/Trigger-Zweig und einen Energiezweig aufgeteilt. Im Zeitzweig wird das Signal um einen Faktor 10 linear verstärkt und auf einen schnellen Diskriminator gegeben. Falls das Signal eine Schwelle von etwa 100 mV (entsprechend 3-5 Photoelektronen) übersteigt, wird es in ein 100 ns breites logisches Signal umgewandelt. Dieses logische Signal wird einmal mit 17 m Kabel (entsprechend 85 ns) verzögert und stoppt die Detektorzeitmessung, die von der Triggerlogik gestartet wurde. Zum zweiten wird dieses Signal in die Triggerlogik selbst eingespeist. Das Signal des Energiezweigs wird mit 25 m Kabel (entsprechend 125 ns) verzögert und auf den Eingang eines ADC (Analog Digital Converter) gegeben.

- Die zweistufige Triggerlogik:

Die logischen Signale der Detektoren A-D einer Station werden mit einem logischen Oder (OR) verknüpft und dessen Ausgangssignal mit einem Diskriminator aufbereitet. Jeweils vier solche Signale (entspricht vier Stationen = 1 Quadrant (siehe Abb.5.2)) werden in einer '2 aus 4 - Logik' verknüpft. Hier wird eine Koinzidenz aus mindestens zwei der vier Eingangssignale gefordert. Ist diese Bedingung erfüllt, werden mehrere Aktionen gestartet:

1. Beginn der Integration der Detektorsignale im ADC in einem 200 ns weiten Fenster und deren Digitalisierung.
2. Start der Zeitmessung der Detektoren dieses Quadranten.
3. Stop der Zeitmessung des Quadranten, der von dem Ereignistrigger gestartet wurde.
4. Ein weiterer Ausgang der Logik wird verzögert, mit einem Diskriminator aufbereitet (nicht eingezeichnet) und auf den *Fast Clear Eingang* des TDC und ADC gegeben, um die schon digitalisierten Signale zu löschen, falls der Ereignistrigger nicht angesprochen hat.

Als Ereignistrigger wird die '4 aus 4 - Logik' bezeichnet, deren Eingänge von der Stationen 3, 8, 9 und 14 (den inneren vier Stationen) belegt werden. Die Ausgänge dieser Logik haben wieder mehrere Funktionen zu erfüllen:

1. Den Start der Zeitmessung der einzelnen Quadranten.

2. Signal an den Computer, alle ADC's und TDC's auszulesen (LAM)
3. Ein Veto - Signal von 30 ms Breite (\geq Auslesetotzeit) zu erzeugen, welches die Experimentelektronik während des Auslesevorgangs stoppt und das *Fast Clear* der CAMAC Module verhindert.

5.5 Die Datenerfassung

Die Meßwerterfassungselektronik ist in einem CAMAC Überrahmen untergebracht. CAMAC ist ein Standardbus, der für kernphysikalische Experimente entwickelt wurde. Mit einem Rechner des Typs LSI11/73 (DEC) wurden die ADC's und TDC's ausgelesen. Da das CAMAC System in der vorliegenden Konfiguration Messungen mit nur max. 128 Parameter erlaubt, wurden die Messungen in zwei Varianten durchgeführt. Dabei wurden jeweils folgende Parameter auf Magnetband aufgezeichnet:

Variante 1:

- Detektorimpulshöhen 1 - 64
- Detektorzeiten 1 - 32 (entweder alle Detektoren A und C oder alle Detektoren B und D) gegen den jeweiligen Quadrantentrigger
- Quadrantenzeiten 1 - 4 gegen den Ereignistrigger

Variante 2:

- 32 Summensignale der Impulshöhen (jeweils Detektor A+C und B+D)
- Detektorzeiten 1 - 64 gegen den jeweiligen Quadrantentrigger
- Quadrantenzeiten 1 - 4 gegen den Ereignistrigger

Im nächsten Kapitel werden die Auswerteverfahren dieser Messungen und deren Ergebnisse vorgestellt.

6 Messungen an Luftschauern

Ziel der Messungen war es, die neu entwickelten e/γ -Detektoren in realen Luftschauern zu testen und anhand von Luftschaueremessungen den Einfluß des 4 mm dicken Bleikonverters auf die Qualität der Winkelrekonstruktion experimentell zu bestimmen.

Mit dem Prototyp-Cluster und der beschriebenen Elektronik wurden insgesamt ca. 500.000 Luftschauerereignisse aufgenommen. Zur Auswertung benutzt wurde das Programmpaket OFFCAM [PLI91] und das in Kap. 7 beschriebene Rekonstruktionsprogramm, mit dessen Hilfe aus den bearbeiteten Ereignislisten Schauerparameter errechnet werden konnten. Wie bereits beschrieben, wurden folgende zwei Experimentkonfigurationen gewählt:

Konfiguration 1: Alle 64 Detektorimpulshöhen und 32 Zeitinformationen der Detektoren ohne Bleikonverter bzw. in einem getrennten Run 32 Zeitinformationen der mit 4 mm Blei belegten Detektoren wurden auf eine Liste geschrieben. Als Bedingung für ein Schauerereignis wurde gefordert, daß mindestens ein Detektor in jeder der vier zentralen Stationen angesprochen hatte.

Konfiguration 2: In jeder Station wurden die Energiesignale der Detektoren A und C bzw. B und D in der Experimentelektronik aufaddiert. Damit wurden hier 32 Energiesignale und alle 64 Detektorzeiten aufgenommen. Die Triggerbedingung war identisch mit der bei Konfiguration 1.

6.1 Kalibration der Detektorzeiten

Systematische Fehler in der Messung der relativen Ankunftszeit eines Schauerteilchens im e/γ - Detektor werden vor allem durch folgende Komponenten der Signallstrecke verursacht.

1. *Laufzeit im PM:* Die Elektronenlaufzeit im XP3462 beträgt bei 1650 V (bei der gewählten Spannungsteilerschaltung) nach Herstellerangabe ca. 40 ns. Diese

Zeitspanne ist von der Hochspannung abhängig, die Änderung beträgt ca. 1.0 ns/100V. Die angelegten Hochspannungen variieren um 400 V.

2. *Laufzeit im Signalkabel:* Die Signalkabel sind zwar alle auf insgesamt 36.25 m abgelängt, der Fehler kann jedoch einige Zentimeter betragen. Mit einer Signallaufzeit von 5 ns/m liegt dieser Fehler im Bereich von 500 ps.
3. *Andere Komponenten:* Andere Verursacher unterschiedlicher Zeitverzögerungen sind Diskriminatoren (< 10 ns), Verzögerungsleitungen (17 m Kabel), etliche kürzere Verbindungskabel, und der TDC selbst. Alle diese Komponenten können nicht ausgetauscht werden, ohne daß dadurch die Signallaufzeit verändert würde. Alle diese Komponenten unterliegen relativ zueinander keinen Schwankungen, da sie unter gleichen Bedingungen eingesetzt werden.

Damit ist jede gemessene Detektorzeit mit einem konstanten Zeitoffset versehen, der für die Korrektur der Meßdaten bestimmt werden muß.

Bestimmung der Zeitkorrekturen mit einem lasergestützten Kalibrationssystem

Zur Bestimmung dieser Zeitoffsets wurde ein Zeitkalibrationssystem [BAU90], ähnlich einem System für das Luftschauserarray auf dem Mt. Norikura [NIS89], aufgebaut. Das Herzstück dieses Systems ist ein gepulster N_2 -Laser, dessen UV - Laserpulse ($\lambda = 337.1$ nm) mit einer Breite von 3 ns durch ein Farbstoff-Laser Modul mit einstellbarer Wellenlänge von 360 - 720 nm geschickt werden. Da der Szintillator ein Emissionsmaximum bei 420 nm (siehe Anhang) aufweist, welches auch nahe am Maximum der Quanteneffizienz des PM's ist, wurde der Dye auf diese Wellenlänge eingestellt. Das Laserlicht wird durch einen halbdurchlässigen Spiegel in zwei Teile geteilt. Der reflektierte Teil wird auf eine schnelle PIN-Diode geschickt und deren Signal als Zeitreferenz benutzt. Der transmittierte Teil wird in einem Lichtverteiler in 37 gebündelte optische Quarzfasern (100 cm lang) aufgeteilt. Im Anschluß daran durchläuft der Laserpuls ein 40 m langes Außenkabel, das eine Quarzfaser mit einem Kerndurchmesser von 100 μm enthält. Aus Gründen der besseren Handhabung schließt sich innerhalb der Detektorstation ein 2 m langes flexibles Innenkabel an, das den gleichen Fasertyp enthält. Das freie Ende dieses Innenkabels wird über eine selbstgefertigte Steckerkupplung am e/γ -Detektor angekoppelt. Im Detektor

(Abb.4.4) wird der Laserpuls über ein Plexiglaskabel von 40 cm und 1 mm Durchmesser in den Lichtleiter eingespeist. Benutzt wird das reflektierte Licht von der Grenzfläche Lichtleitkonus - Detektorgasraum, welches nur ca. 10% des eingespeisten Laserlichts ausmacht. Eine ausführliche Beschreibung der Laseranlage befindet sich in der Diplomarbeit von F. Bauer [BAU91]. Zur Zeit der in dieser Arbeit beschriebenen Messungen an Luftschauern war das System leider noch im Aufbau, weshalb Laserkalibrationsdaten noch nicht zur Verfügung standen. Deshalb wurde ein Verfahren entwickelt, das eine Zeitkalibration mit Luftschauerereignissen ermöglicht.

Ein Verfahren zur Korrektur der Detektorzeiten unter Benutzung von Luftschauern

Eine weitere Möglichkeit, die schon erwähnten Zeitoffsets zu bestimmen, wird in diesem Unterkapitel beschrieben. Bei diesem Verfahren werden Luftschauer verwendet, wobei man allerdings voraussetzt, daß die Schauerfront durch eine Ebene angenähert werden kann. Die Idee dabei ist, aus allen Zeitdifferenzen zwischen einzelnen Detektoren und ihren nächsten Nachbarn, den relativen Zeitoffset jedes Detektors zu seinen Nachbarn zu bestimmen. Daraus können durch eine Ausgleichsrechnung die Zeitoffsets aller Detektoren gegen einen festen Zeitpunkt bestimmt werden, mit denen die Detektoren korrigiert werden müssen.

Bildet man die Differenz der gemessenen Teilchenankunftszeiten zweier Detektoren i und j

$$\Delta T = T_i - T_j \quad (6.1)$$

und trägt diese für viele Schauerereignisse in ein Spektrum ein, so erhält man eine Verteilung, deren Breite vom Abstand beider Detektoren abhängt und deren Schwerpunkt einem Zenitwinkel von 0° entspricht. Die Verschiebung des Schwerpunktes gibt den relativen Zeitfehler zwischen beiden Detektoren an. Für zwei Abstände (13 m entspricht dem Abstand zweier Stationen, 1.46 m entspricht dem Abstand zweier Detektoren innerhalb einer Station, die sich diagonal gegenüberstehen) sind diese Zeitdifferenzspektren in Abb.6.1 aufgetragen.

Da im aufgebauten Cluster die Hälfte der Detektoren (jeweils B und D) mit einem Bleikonverter versehen sind und die Daten für die Detektorgruppen (A und C) bzw. (B und D) getrennt ausgewertet werden, wurden auch beide Detektorgruppen ge-

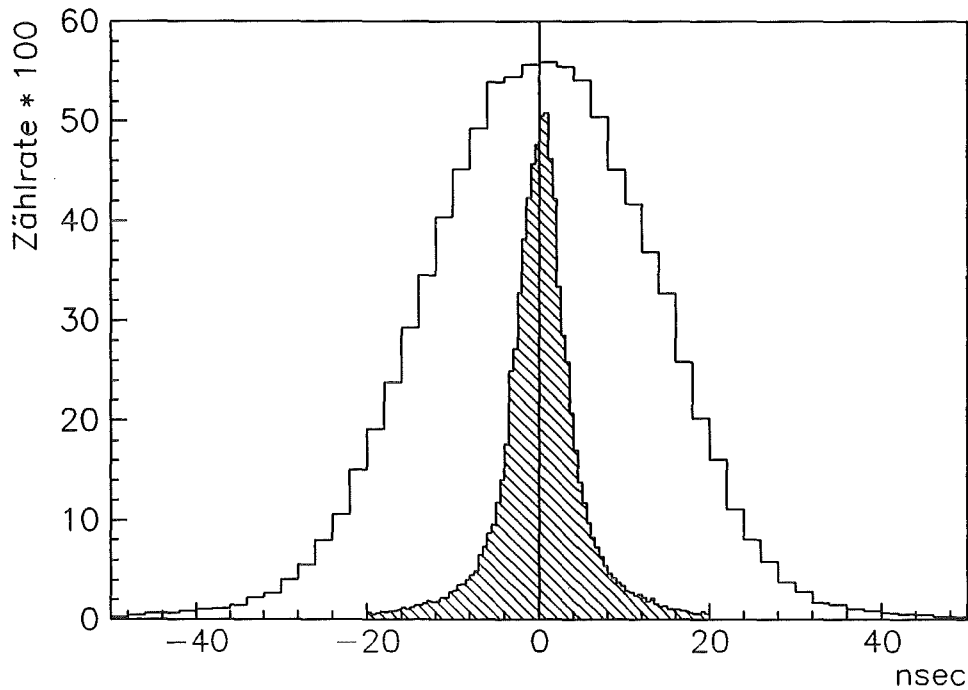


Abbildung 6.1: Zeitdifferenzen zweier Detektoren in 13 m beziehungsweise 1.46 m Abstand

trennt kalibriert. Als Beispiel wird die Kalibration der Detektoren ohne Konverter beschrieben.

Schritt 1: Zur Korrektur aller Detektorzeiten des Clusters wurden alle Zeitdifferenzen zwischen benachbarten Detektoren A, welche einen Abstand von 13 m haben aufgetragen. Man erhält in dem quadratischen Gitter 24 Spektren. Zusätzlich wurden für jede der 16 Stationen Zeitdifferenzspektren der Detektoren A-C aufgebaut.

Schritt 2: Nun werden quadrantenweise alle Detektoren A auf den Detektor A korrigiert, der sich in einer der vier zentralen Detektorstationen (Station 3, 8, 9, 14) befindet (Abb.6.2). Für die beiden direkt benachbarten Stationen gilt:

$$\Delta T_{j,Korr.} = T_i - T_j \quad (6.2)$$

Für die übrige Station wird ein Mittelwert aus beiden möglichen Wegen gebildet. Es gilt:

$$\Delta T_{k,Korr.} = ((T_i - T_{j1}) + (T_{j1} - T_k) + (T_i - T_{j2}) + (T_{j2} - T_k))/2 \quad (6.3)$$

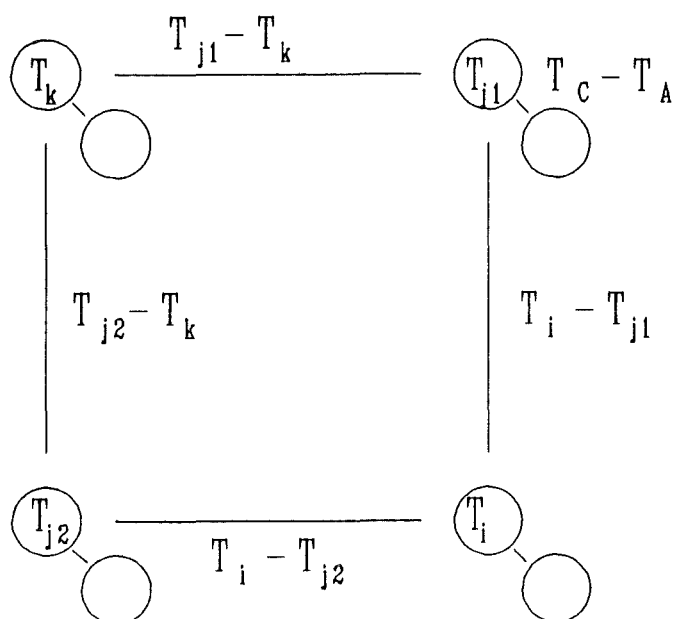


Abbildung 6.2: Korrektur in einem Quadrant

Schritt 3: In diesem Schritt werden die Quadranten 2 bis 4 auf Quadrant 1 korrigiert. Die Korrektur der Quadranten 2 und 4 werden gemäß Gleichung 6.2, die Korrektur von Quadrant 3 gemäß Gleichung 6.3 durchgeführt.

Schritt 4: Als letzter Schritt werden die Detektoren C innerhalb jeder Station auf die Detektoren A korrigiert.

$$\Delta T_{C,Korr.} = T_C - T_A + \Delta T_x \quad (6.4)$$

ΔT_x beinhaltet die in Schritt 1-3 berechneten Korrekturen. Als Kontrolle wurden alle Zeitdifferenzspektren der korrigierten Detektorzeiten nochmals aufgebaut und deren Schwerpunkte bestimmt. In Abb.6.3 sind die Schwerpunkte vor und nach der Korrektur aufgetragen.

Damit sind alle Detektorzeiten relativ zu Detektor 3A (bzw. für die mit Blei belegten Detektoren relativ zu Detektor 3B) korrigiert. Die Auswahl dieser Referenzdetektoren erfolgte willkürlich. Ein kleiner Nachteil dieser Korrekturmethode ist, daß man sehr viele *kleine* Schauer aufzeichnen und auswerten muß (Meßzeit ≥ 2 Tage bei der zu Beginn des Kapitels angegebenen Triggerbedingung), um statistisch genügend Sicherheit für die Korrekturen zu haben. Kurzzeitige Detektorzeitschwankungen sind damit nicht feststellbar.

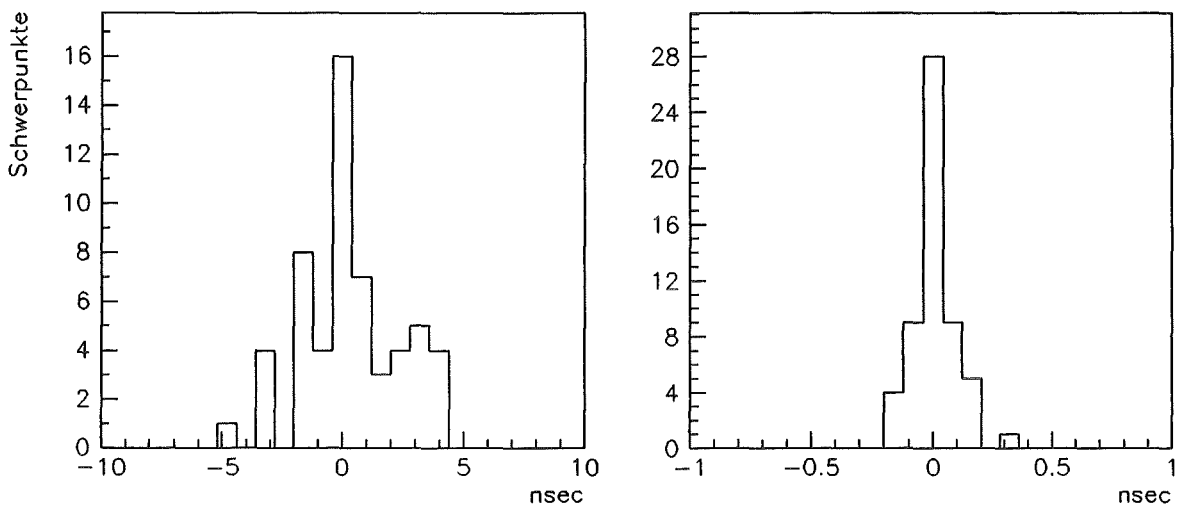


Abbildung 6.3: Schwerpunkte der Differenzspektren vor und nach der Korrektur. Die Zeitskala ist nach der Korrektur um den Faktor 10 gedehnt dargestellt.

Durch die geringe Arrayfläche und zusätzlich verstärkt durch den zentralen Trigger sind die nachgewiesenen Schauer nicht gleichmäßig über der Fläche verteilt, sondern konzentrieren sich in der Clustermittte. Die inneren Detektoren haben deshalb auch in Schauern höhere Zählraten als weiter außen liegende. Aus diesem Grund gibt es schwer abschätzbare systematische Verschiebungen der Schwerpunkte der Zeitdifferenzspektren, die hauptsächlich von weiter außen liegenden Stationen aufgespannt werden. Luftschauer, deren Zentren sehr nahe am Clusterzentrum auftreffen, erfüllen häufiger die geforderte Triggerbedingung als solche, die in einer größeren Entfernung auftreffen. Dies gilt hauptsächlich für *kleine* Schauer, die nur in der Nähe des Clusters oder innerhalb nachgewiesen werden können. Falls die Schauerfront einer Ebene entsprechen würde, wäre dies allein kein Problem, da der Effekt aus dieser ungleichmäßigen Schauerverteilung durch die unterschiedlichen Einfallswinkel ausgeglichen werden würde. Entscheidend ist die Krümmung der Schauerfront, die nur in Verbindung mit dieser Schauerverteilung die schon angesprochene Verschiebung der Schwerpunkte in den Zeitdifferenzspektren bewirkt. Diese Verschiebung kann abhängig von der Entfernung Detektor - Arraymitte bis zu 1 ns betragen. Der genaue Fehler kann nicht exakt bestimmt werden, da die Position der Schauerzentren von Schauern wegen der begrenzten Größe des Arrays nicht bestimmt werden

kann. Um diesen Fehler klein zu halten, wurden nur solche Schauer in die Korrektur mit einbezogen, die nach der Schauerreduktion (Kap. 6.3) übrig bleiben und deren Schauerzentren außerhalb des Clusters liegen. Dadurch kann der systematische Fehler begrenzt werden.

Diese Systematik ist sehr deutlich zu sehen, wenn man den Abstand der Detektorzeiten zur gefitteten Ebene aufträgt (Abb.6.4).

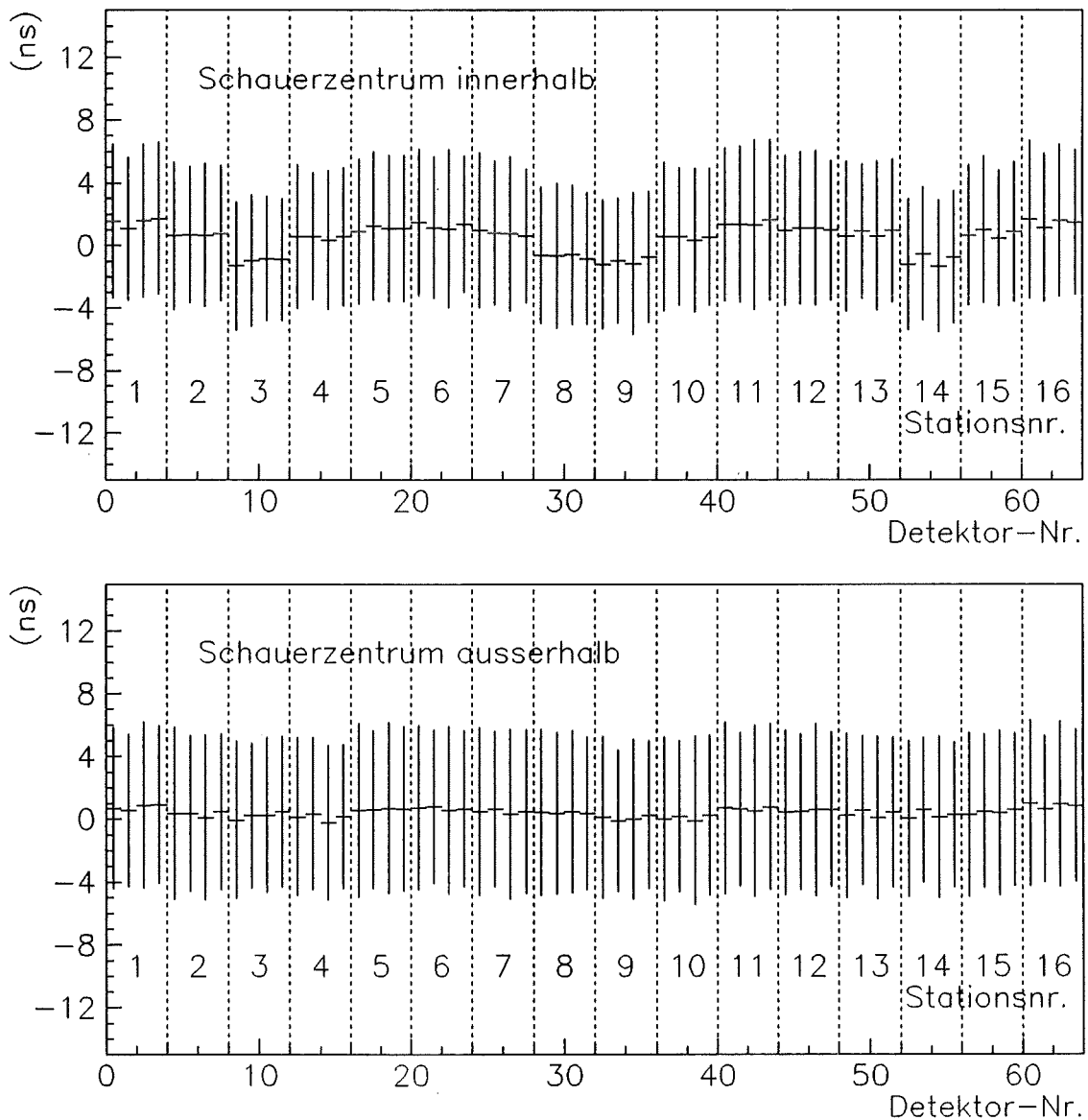


Abbildung 6.4: Abstand der Detektorzeiten von der gefitteten Ebene in Nanosekunden.

Die zentralen Detektorstationen 3, 8, 9 und 14 definieren das Schauerereignis, da mit ihnen in der Experimentelektronik der Ereignistrigger aufgebaut wurde (Kapitel 5.4). Die Detektoren dieser Stationen sind durch ihre Sonderstellung in der Detektorliste eines jeden Schauerereignisses vorhanden und dominieren deshalb auch den Ebenenfit. Daraus resultieren die eher bei kleinen negativen Werten liegenden Zeitoffsets. Die in gegensätzlicher Weise ausgezeichneten Detektorstationen 1, 6, 11 und 16 haben weniger oft bei Schauern angesprochen. Sie befinden sich an den Ecken des Clusters, sind am weitesten vom Clusterzentrum entfernt und haben die größten zeitlichen Abstände von bis zu 2 ns (oberes Bild) zur Ebene. Diese Struktur ist für Schauer, deren Zentren im Cluster liegen, noch sehr ausgeprägt. Liegen die Schauerzentren außerhalb, wird die Struktur schwächer.

Bei großflächigen Detektorarrays mit nicht zentrierter Triggerbedingung tritt dieser systematische Fehler nur in den Randbereichen des Arrays auf. Eine Kalibrationsmethode die unabhängig von Luftschauern arbeitet ist deshalb wichtig, um diesen systematischen Fehler bestimmen und damit korrigieren zu können. Die beschriebene Methode eignet sich jedoch gut, um ein bereits kalibriertes Array auf die zeitliche Konstanz der Delays hin überwachen zu können.

6.2 Datenkorrektur und Reduktion

Da die Nullpunkte in allen ADC's von Null verschieden waren, mußten alle Energieparameter korrigiert werden, indem jeder Energiewert um den Wert des Nullpunktes verschoben wurde. Auf eine Verstärkungskorrektur wurde verzichtet, da alle Detektoren nach dem Abgleich bis auf ca. 5% gleiche Signale liefern (siehe Abb.5.4).

Nicht alle Schauerereignisse, die im Experiment aufgenommen wurden können auch ausgewertet werden. Durch die schon erwähnte Triggerbedingung, die nicht sehr restriktiv gewählt wurde, wurden auch sehr kleine Schauer, bei denen nur wenige Detektoren angesprochen hatten und deshalb schwer auszuwerten sind, aufgezeichnet. Da in der Experimentelektronik der Ereignistrigger unabhängig vom Quadrantentrigger verdrahtet ist, kann es vorkommen, daß in einem aufgezeichneten Ereignis die Detektordaten eines oder mehrerer Quadranten in der Liste fehlen, da der Luftschauer zwar die Forderung des Ereignistriggers erfüllt hat, nicht aber die des

Quadrantentrigger, und deshalb alle Signale in diesem Quadrant nicht konvertiert wurden.

Deshalb wurden im nächsten Schritt Bedingungen gesetzt, um die auswertbaren Schauerereignisse herauszufiltern. Im folgenden sind diese Schnittbedingungen aufgeführt, die an ein Schauerereignis gestellt wurden:

- Einzelne Detektoren, deren Pulshöhen kleiner als 25% des Energieverlusts eines minimal ionisierten Teilchens waren, wurden aus der Ereignisliste gestrichen.
- Signale aller vier zentralen Stationen müssen in der Liste vorhanden sein. Dies bedeutet, daß alle vier Quadranten angesprochen haben. Diese Forderung entspricht genau dem in der Elektronik verdrahteten Ereignistrigger.
- Eine weitere Einschränkung war die Forderung nach mindestens vier angesprochenen Detektoren in einem Quadrant, um Schauer, die nur kleine Detektormultiplizitäten beinhalten und deshalb nicht auszuwerten sind, zu verwerfen.

Nach diesen Schritten blieben somit ca. 170.000 Schauerereignisse übrig, die im folgenden untersucht werden konnten.

7 Schauerrekonstruktion

In diesem Kapitel werden die verwendeten Verfahren vorgestellt, um vor allem die Richtung der gemessenen Luftschaer zu bestimmen. Andere Parameter wie die Position des Schauerzentrums und die Lateralverteilung können mit dem Cluster nicht oder nur sehr ungenau bestimmt werden. Die Fläche des Clusters ist gegen die Fläche des gesamten Luftschauers sehr klein. Wie in Simulationsrechnungen gezeigt wird (siehe nächstes Kapitel) fallen bei den gewählten Bedingungen nur 21% aller Schauerzentren ins Array. Trotzdem wurde versucht durch einfache Verfahren zu entscheiden, ob ein Schauerzentrum innerhalb des Arrays liegt oder nicht. Wie im Kapitel 9 gezeigt wird ist diese Unterscheidung für die Interpretation der Ergebnisse wichtig. Benutzt wurde das Schauerrekonstruktionsprogramm REX [MAY90], in dem alle relevanten Schauerparameter berechnet werden können. Folgende Rekonstruktionsverfahren sind im Programm enthalten:

7.1 Schauerrichtung

Die Standardmethode zur Bestimmung der Schauerrichtung besteht in der Anpassung einer idealisierten dreidimensionalen Oberfläche der Schauerfront an den gemessenen Satz von Teilchenankunftszeiten. In Abb.7.1 ist das erwähnte Meßprinzip graphisch dargestellt.

Es wird ausgenutzt, daß sich die Schauerteilchen in einer dünnen Scheibe konzentrieren, die in erster Näherung als Ebene betrachtet werden kann. Die Teilchendichte fällt mit zunehmendem Abstand stark ab, während die Dicke der Schauerscheibe zunimmt. Aus Simulationen und Messungen [ALL89] ist nun bekannt, daß die Schauerfront der Oberfläche eines Konus mit einer mittleren Steigung von ca. 10 ns/100m entspricht, was einem Winkel von 2° entspricht (siehe Kap. 2.3 Abb. 2.7). Das bedeutet, daß die Anpassung einer Ebene nur gute Ergebnisse für Schauer liefern kann, deren Zentrum das Array nahe dessen Mitte getroffen hat. Bei Schauern mit Zentrumspositionen nahe des Array Randes muß diese Methode einen systematischen Fehler in dieser Größenordnung von 2° liefern.

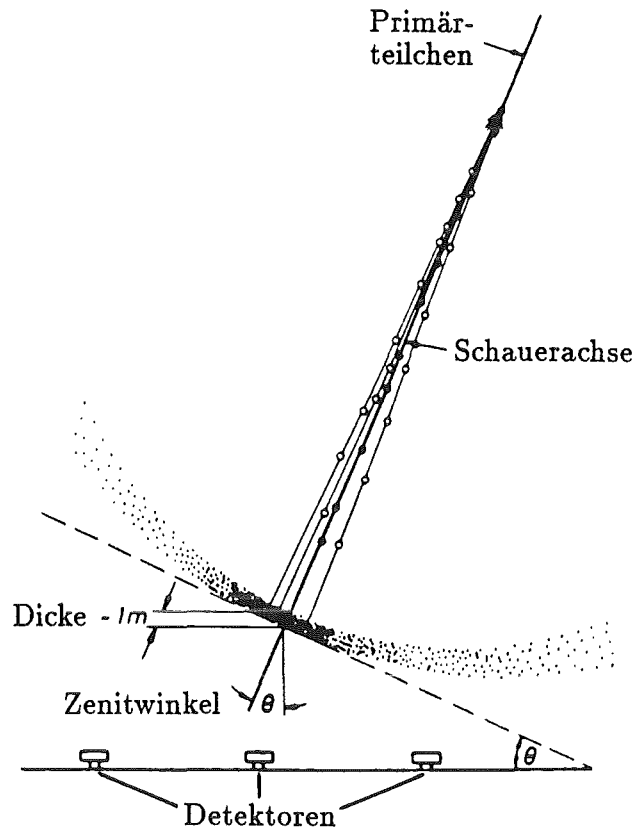


Abbildung 7.1: Methode zur Bestimmung der Schauerrichtung durch Messung der Ankunftszeiten der Teilchen der Schauerfront.

Anpassen einer Ebene

An die Ankunftszeiten der Einzeldetektoren wird eine Ebene angepaßt. Wenn (x_i, y_i, z_i) die Positionskoordinaten des i -ten Detektors, l, m, n die Richtungskosinusse der Schauerachse sind und t_i die Zeit ist, zu der das Detektorsignal die Nachweisschwelle überschritten hat, dann gilt:

$$lx_i + my_i + nz_i + c(t_i - t_0) = 0 \quad (7.1)$$

mit $l^2 + m^2 + n^2 = 1$. t_0 ist die Referenzzeit und c ist die Lichtgeschwindigkeit. Die zu minimierende Funktion lautet somit:

$$\Psi^2 = \sum_i \omega_i \{lx_i + my_i + nz_i + c(t_i - t_0)\}^2 \quad (7.2)$$

Die Summation läuft über alle Detektoren, die ein Signal abgegeben haben. ω_i ist das Gewicht des i -ten Detektors, welches als $\sqrt{\epsilon_i}$ genommen wird, ϵ_i ist die Größe des Energiesignals des i -ten Detektors. Dies sollten Detektoren mit frühen Zeitmarken, die von Teilchen nahe der Schauerfront kommen, favorisieren. Im Vergleich dazu wurde die Auswertung mit Detektorgewichten von 1 wiederholt. (siehe Kapitel 9) Eine bessere Näherung wäre die Anpassung einer konischen Oberfläche an die gemessenen Zeiten. Die zu minimierende Funktion lautet hier:

$$\Psi^2 = \sum_i \omega_i \{lx_i + my_i + nz_i + c(t_i - kr_i)\}^2 \quad (7.3)$$

Dabei ist r_i der Abstand vom Schauerzentrum und k der Konuswinkel, welcher ebenfalls ein freier Fitparameter ist. Das heißt, für diese Anpassung muß die Position des Schauerzentrums bekannt sein. Da eine Positionsbestimmung mit dem Prototyp-Cluster nur sehr grob möglich ist, kommt diese Methode nicht zur Anwendung.

7.2 Bestimmung der Schauerposition

Durch eine einfache Methode ist es möglich zumindest zu entscheiden, ob das Schauerzentrum innerhalb des Clusters liegt oder außerhalb. Dabei wird ausgenutzt, daß die höchsten Teilchendichten und damit auch die Detektoren mit den höchsten Amplituden sich im Zentrum des Schauers befinden. Es wird also nach dem Detektor gesucht, der die größte Teilchenzahl gemessen hat. Liegt dieser Detektor auf dem Clusterrand, ist die Wahrscheinlichkeit sehr hoch, daß sich das Schauerzentrum nicht innerhalb des Cluster befindet. Die Position des Schauers selbst erhält man durch eine Bestimmung des Schwerpunkts der gemessenen Detektoramplituden auf der Clusterfläche. In die Berechnung gehen der Detektor mit der höchsten Amplitude, sowie dessen acht nächste Nachbarn ein. Diese Berechnung funktioniert allerdings nur für Schauer, deren Zentrum innerhalb des Clusters liegt.

7.3 Rekonstruktion der Lateralverteilung

Eine gute Beschreibung der lateralen Elektronendichte im Bereich einiger Meter bis einiger 100 m liefert die schon beschriebene Nishimura-Kamata-Greisen (NKG) Formel [GRE56][KAM58], die eine Funktion der Schauergröße (N_e) und des Schaueralterparameters (s) ist. Ein Fit dieser Funktion an die gemessenen Elektronendichten ergibt die Position des Schauerzentrums, Schauergröße und Alter in einem Schritt.

Die Startwerte des Fits für die Position und Einfallsrichtung der Schauer erhält man aus der Schwerpunktbestimmung bzw. aus dem Ebenenfit. Danach werden die Pulshöhen einzeln daraufhin korrigiert, daß sie bei schrägen Schauern wegen der effektiv größeren Dicke des Szintillators in Abhängigkeit des Schauereinfallswinkels höher sind. An dieser Stelle werden auch die Effekte einer dünnen Bleifolie durch die Funktion LECF (Lateral Energy Correction Function) korrigiert. Diese Funktion stammt aus einer Arraysimulationsrechnung [MAY91]. Mit dieser Winkelkorrektur und der LECF Funktion erhält man aus den Energieverlusten ϵ_i die Teilchenzahl N_{e_i} des i -ten Detektors:

$$N_{e_i} = \text{Int}\left(\frac{\epsilon_i \cos \theta}{LECF(r)} + 0.5\right) \quad (7.4)$$

θ ist der Zenitwinkel der Schauerrichtung.

Hat man jetzt die Elektronenzahl für jeden Detektor bestimmt, wird ein Log-Likelihood Fit auf die Daten angewandt. Folgende Funktion wird unter Verwendung der Poisson-Statistik minimiert:

$$f = - \sum_{i=1}^{N_{e_i}} \log \frac{a^{N_{e_i}} \exp -a}{N_{e_i}!} \quad (7.5)$$

a ist hier die schon erwähnte NKG Formel (siehe Gleichung 2.5).

Bei den begrenzten Abmessungen des Prototypclusters des KASCADE-Arrays und der geringen Anzahl von Detektorstationen, die als Stützstellen in den Fit eingehen, ist es nur sehr grob möglich, die Lateralverteilung zu bestimmen.

7.4 Das Rekonstruktionsprogramm

In dem angegebenen Programm werden die Parameter eines EAS in mehreren Schritten errechnet, wobei in jedem Schritt alle Parameter bestimmt werden. Die Rekonstruktionsmethoden werden von Schritt zu Schritt verfeinert, wobei Startwerte für die Fits aus dem vorigen Schritt entnommen werden.

Den Schauerwinkel erhält man aus der schon beschriebenen Ebenenanpassung. Die Position des Schauerzentrums über die in 7.2 beschriebene Methode in Verbindung mit einer Schwerpunktsbestimmung. Aus einem Einparameterfit einer NKG Funktion erhält man N_e , wobei die Position des Schauerzentrums festgehalten wird. Der Altersparameter s wird auf einen typischen Wert 1.2 gesetzt.

In weiteren Programmschritten hat man die Möglichkeit, den Einfallswinkel des Schauers aus einer Konusanpassung zu ermitteln. Die Schauerposition muß dafür genau bekannt sein. Schauerzentrum, N_e und s erhält man aus einem Mehrparameter-NKG-Fit (Fitparameter sind die Schauerzentrumskoordinaten, sowie N_e und s). Da aber wegen den begrenzten Abmessungen des Clusters eine *genaue* Schauerpositionsbestimmung nicht möglich ist und die Anzahl der Detektorstationen als Stützstellen für den Fit zu gering ist, wurde auf die Berechnung dieser weiteren Schritte bei der Auswertung verzichtet.

8 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Auswertung vorgestellt, auf welche der Bleikonverter keinen Einfluß hat. Um abschätzen zu können, welche Schauergrößen im Array nachgewiesen werden und wie die Verteilung der Position der Schauerzentren aussieht, wurde ein einfaches Monte-Carlo Programm geschrieben. Folgende Annahmen gehen in die Berechnungen ein:

- Der Fluß der Primärteilchen nimmt bei Energien $> 10^{14}$ eV mit $E^{-2.85}$ ab [ALL89].
- Die longitudinale Schauerentwicklung wird nach Gleichung 2.3 berechnet.
- Der Azimut ϕ wird gleichverteilt variiert ($-\pi \leq \phi \leq +\pi$)
- Der Zenitwinkel θ wird mit dem effektiven Raumwinkel des Clusters gewichtet variiert ($0 \leq \theta \leq \pi/3$).
- Die Dichte der durchquerten Luftschicht wird über die barometrische Höhenformel errechnet:

$$\rho(h) = \rho_0 \exp -\frac{h}{\kappa} \quad (8.1)$$

mit $\rho_0 = 0.001205 \frac{g}{cm^3}$ und $\kappa = mg/KT = 856946$ cm

- Die Lateralverteilung N_e erhält man über die NKG - Formel. (Gleichung 2.5)
- Für jeden Detektor wird eine Teilchenzahl $N_{e,Det}$ bestimmt und danach entschieden, ob der Schauer die Triggerbedingung erfüllt.
- Das Energiespektrum der Elektronen im Schauer und die Detektoreigenschaften gehen aus Vereinfachungsgründen nicht ein.

Die Ergebnisse dieser Simulation sind in Abb.8.1 dargestellt. Die untere Schwelle des Clusters bei den angegebenen Triggerbedingungen liegt bei 10^{14} eV, bei ca. 10^{15} eV liegt das Maximum, zu größeren Energien hin nimmt das Spektrum stark ab. Dies entspricht Schauergrößen von $N_e > 3000$ mit einem Maximum bei ca. 30000. Nur ca. 21% aller Schauerzentren liegen im Cluster und können mit der in Kap. 7.2 beschriebenen Methode bestimmt werden. Schauer mit kleinen Teilchenzahlen sind in der Nähe des Clusters konzentriert, große Schauer mit bis zu 300 m Entfernung

können noch nachgewiesen werden. Weitere Ergebnisse werden in den nächsten Abschnitten im Vergleich zu den Messungen vorgestellt.

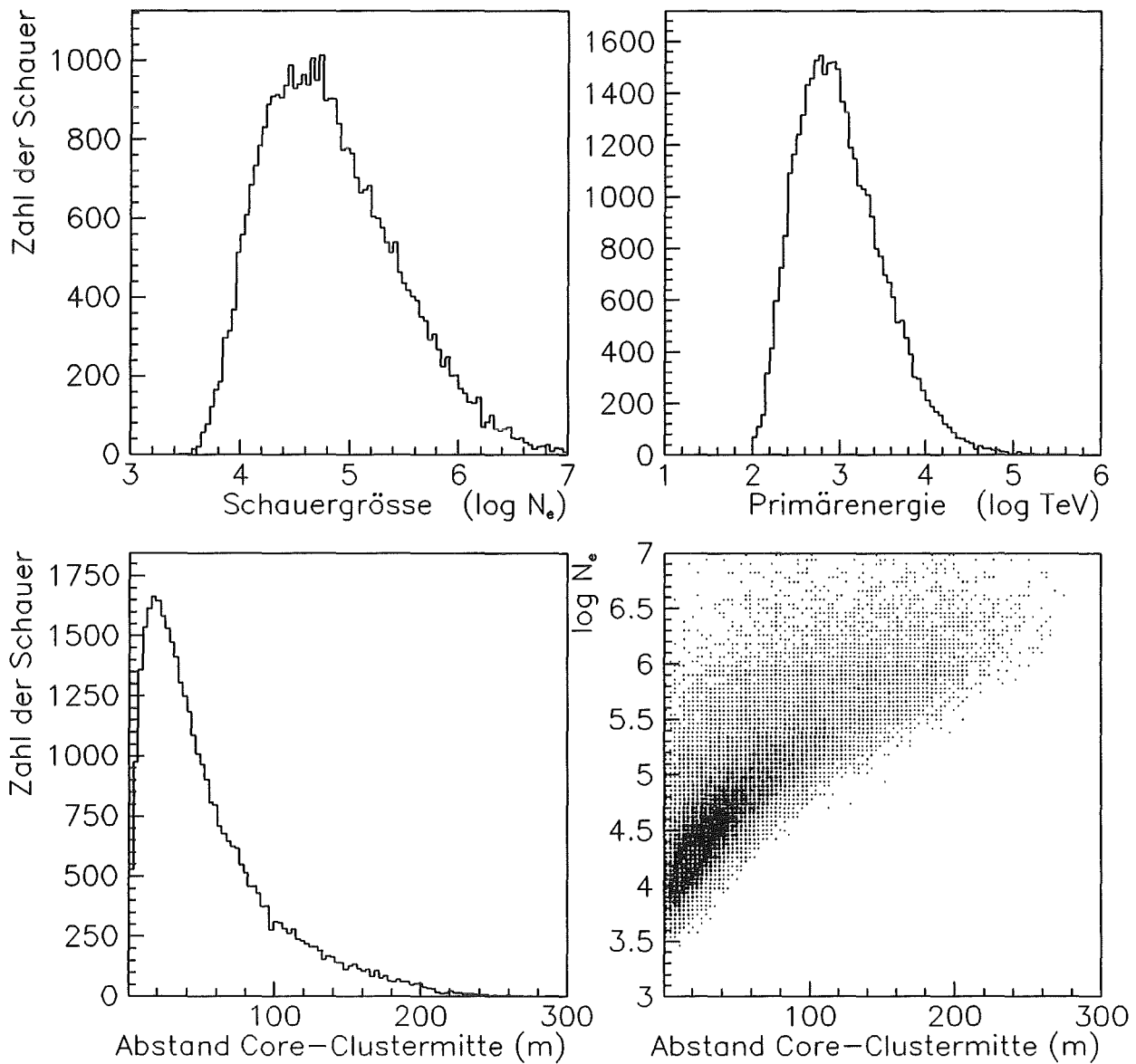


Abbildung 8.1: Ergebnisse einer einfachen Monte-Carlo Schauersimulation

8.1 Detektormultiplizitäten

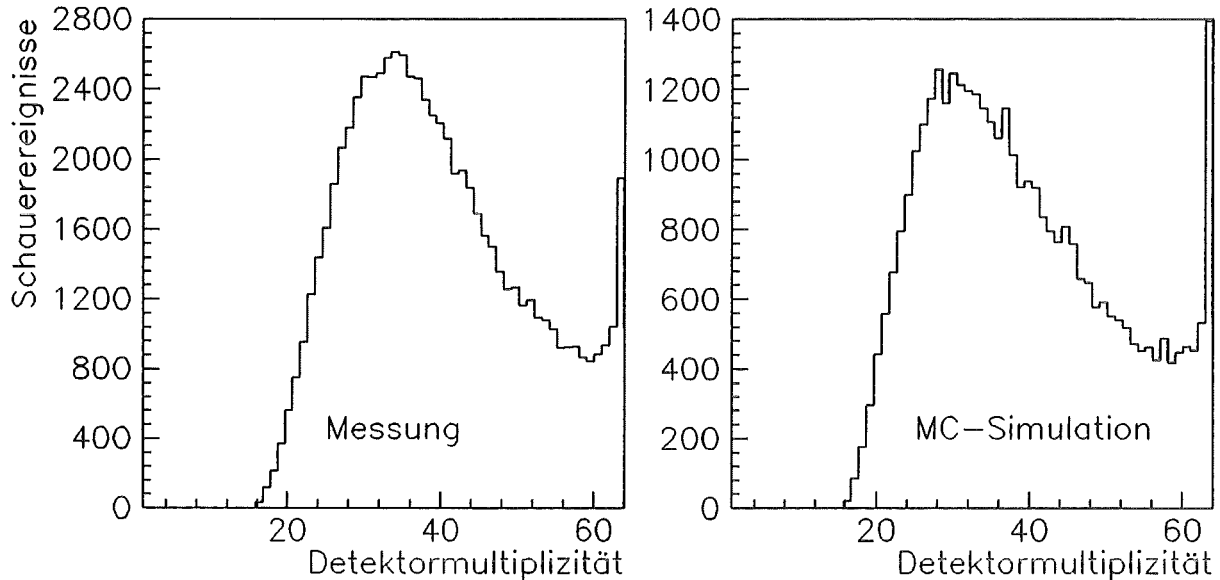


Abbildung 8.2: Detektormultiplizitäten bei Messung 1 im Vergleich zu den Ergebnissen der Simulationsrechnung

Mit der schon beschriebenen Triggerbedingung erhält man die in Abb.8.2 dargestellte Verteilung der Detektormultiplizitäten für gemessene Luftschauer. Die *kleinsten* Schauer erzeugten eine Multiplizität von 16 Detektoren, was die Minimalforderung der Triggerbedingung war. Zu höheren Multiplizitäten steigt die Verteilung an. Teilchen von Schauern niedriger Energien werden stärker in der Atmosphäre absorbiert. Dieser Effekt wird noch dadurch verstärkt, daß bei größeren Einfallswinkeln die zu durchquerende Atmosphäre dicker und somit die Teilchenabsorption größer wird. Dieses Verhalten wird von der Simulation reproduziert und hat auch Einfluß auf die Detektormultiplizitäten. Bei einer Multiplizität von 35 Detektoren gibt es ein Maximum, zu höheren Detektorzahlen fällt die Verteilung ab. Die abfallende Flanke der Multiplizitätsverteilung wird dominiert von dem stark abfallenden Teilchenfluß zu hohen Energien hin. Daß die Multiplizität wieder ansteigt ist der endlichen Clustergröße zuzuschreiben, da auch *größere* Luftschauer ($E > 1 \cdot 10^{15}$ eV) nur mit maximal 64 Detektoren nachgewiesen werden können. Deren Triggerrate beträgt einige Schauer pro Minute. Trotz der vielen vereinfachenden Annahmen zeigt das Ergebnis der Simulationsrechnung einen sehr ähnlichen Verlauf.

8.2 Winkelverteilung der Schauer

Paßt man an die Teilchenankunftszeiten eine Ebene an und bestimmt aus der Lage dieser Ebene im Raum den Zenit- und Azimutwinkel jedes einzelnen Schauerereignisses, erhält man die in Abbildung 8.3 dargestellte Winkelverteilungen.

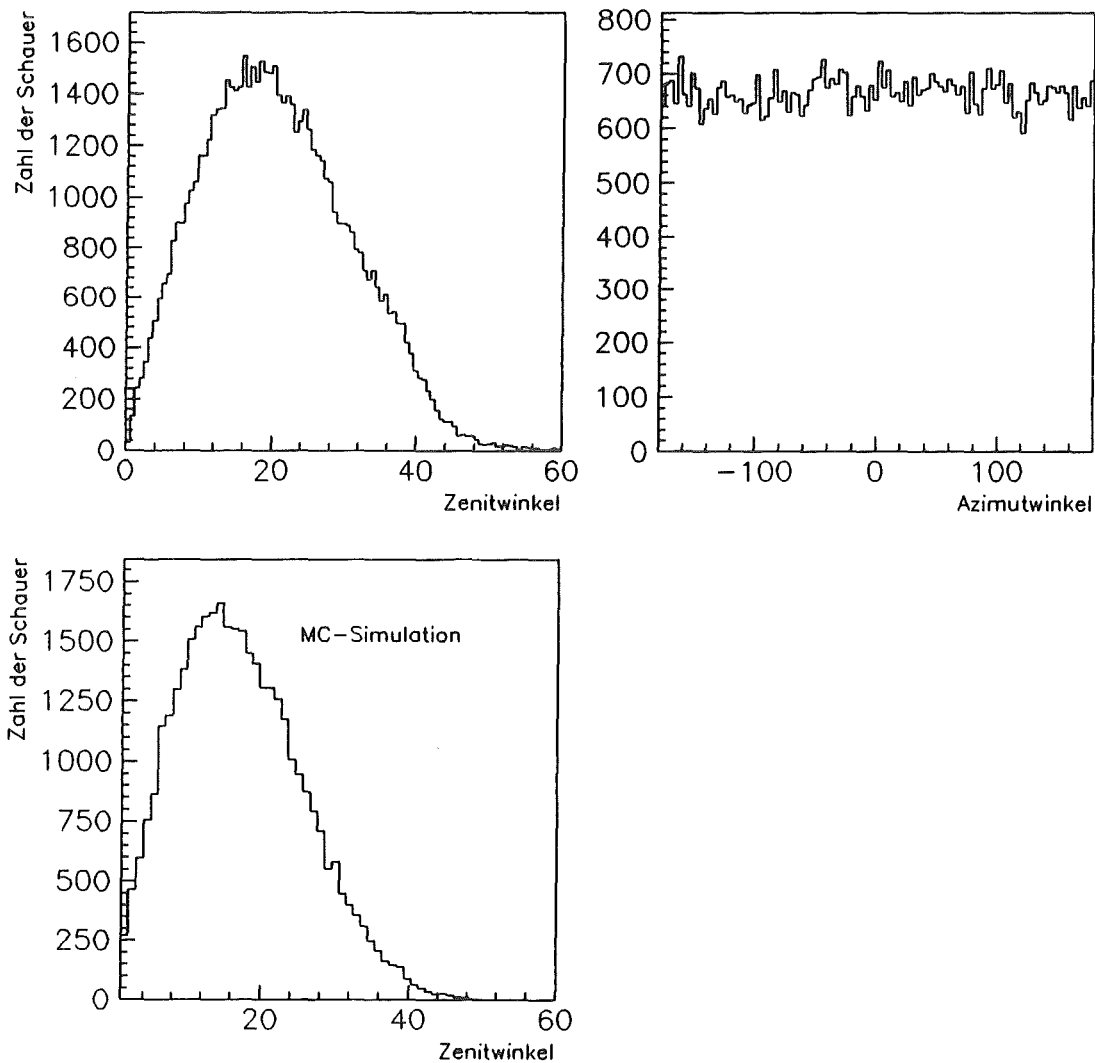


Abbildung 8.3: Zenit- und Azimutwinkelverteilungen ermittelt durch Anpassen einer Ebene an die Schauerfronten.

Das Maximum der Zenitwinkelverteilung liegt bei ca. 17° , wenn man alle Schauer berücksichtigt, welche die Triggerbedingungen erfüllen. Bei kleinen Zenitwinkeln ist der betrachtete Raumwinkel sehr klein, daher der Abfall gegen 0° . Bei größeren Zenitwinkeln sterben die *kleinen* Schauer aus, zusätzlich nimmt, wie schon erwähnt der Fluß zu hohen Energien steil ab. Die Azimutverteilung ist erwartungsgemäß flach, was bedeutet, daß die Luftschauer isotrop einfallen. Auch bei der Winkelverteilung zeigt das Ergebnis der Simulationsrechnung einen ähnlichen Verlauf.

Da die Schauerscheibe eher einer gekrümmten Fläche als einer Ebene entspricht, ist jede Winkelbestimmung mit einem systematischen Fehler behaftet, der bis zu 2° im Zenitwinkel betragen kann. Dies entspricht einer Abweichung der Schauerfront von einer Ebene von 10 ns bei 100 m Abstand vom Schauerzentrum. Der Fehler verschwindet nur, wenn sich das Schauerzentrum in der Mitte des Clusters befindet. Der Schauer liegt dann symmetrisch im Cluster. Hier ist eine Ebene eine gute Näherung. Da aber eine Positionsbestimmung bei den kleinen Abmessungen des Clusters sehr schwierig ist (siehe nächster Abschnitt), kann eine Korrektur dieses Fehlers nicht durchgeführt werden.

8.3 Position des Schauerzentrums

Mit Hilfe der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Methode wurden alle Schauer ausgewertet und in zwei Kategorien eingeteilt.

- a. Schauerzentren liegen innerhalb des Clusters. 23% aller gemessenen Ereignisse erfüllen diese Bedingung.
- b. Schauerzentren liegen außerhalb des Clusters.

Um nachzuprüfen, wie sicher dieses Entscheidungskriterium ist, wurde mit simulierten Schauern, deren Zentrumspositionen bekannt waren, das Auswerteverfahren wiederholt. Dazu wurde das Array-Simulationsprogramm GEX [MAY90] durch einen Programmteil erweitert, der eine Parametrisierung bereits simulierter Luftschauer enthält. Eine kurze Beschreibung dieses Programms befindet sich im Anhang. Damit war es möglich, die Detektorantworten des Clusters auf eine große Zahl

von Luftschauer zu simulieren. Variiert wurden die Primärenergie, der Einfallswinkel und der Ort des Schauerzentrums. Zwei unterschiedliche Datensätze wurden erzeugt: (a.) Schauerzentren innerhalb des Clusters und (b.) Schauerzentren außerhalb des Clusters in einem Quadrat mit 160 m Kantenlänge mit dem Cluster als Mittelpunkt. Die so erhaltenen Datensätze wurden im Anschluß mit der selben Methode wie die gemessenen Schauer ausgewertet. In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse der Simulationsrechnung aufgelistet:

	korrekt interpretierte Schauerzentren	falsch interpretierte Schauerzentren
Clusterfläche $39m \times 39m$	53%	47%
$160m \times 160m$ ohne Clusterfläche	93%	7%

Die hohe Fehlerrate bei der Interpretation von Schauern auf der Clusterfläche kommt daher, daß Schauer, die in die Nähe des Clusterrandes fallen, häufig die Bedingung (Kap. 7.2) nicht erfüllen und falsch interpretiert werden. Faßt man die Ergebnisse der Simulation zusammen ergeben sich folgende Gesamtfehlerraten für in der Auswertung bestimmte Schauerzentren.

Schauerzentren liegen:	korrekt interpretierte Schauerzentren	falsch interpretierte Schauerzentren
innerhalb des Clusters	70%	30%
außerhalb des Clusters	85%	15%

Diese Fehler sollen nur als untere Grenze angesehen werden, da in die Rechnung doch einige Vereinfachungen eingehen.

8.4 Verteilung der Schauergößen

Für diejenigen Schauer, deren Schauerzentren im Array liegen, wurde versucht, die Lateralverteilung N_e zu bestimmen. An diese Schauerereignisse wurde die NKG-Funktion angepaßt wobei die Schauerposition festgehalten wurde. Weiterhin wurde der Altersparameter auf den typischen Wert von $s=1.2$ festgesetzt. Als Ergebnis erhält man die in Abb.8.4 dargestellte Verteilung für die Schauergößen.

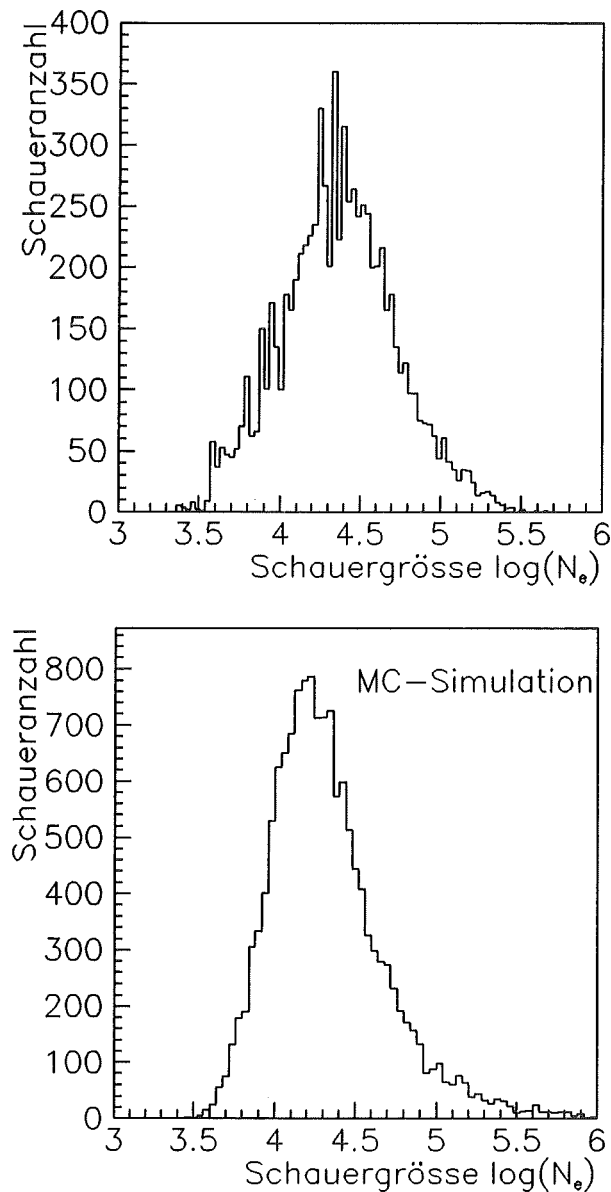


Abbildung 8.4: Schauergößen für zentrale Schauer aus einem 1- Parameter NKG-Fit an die Meßdaten im Vergleich zur Simulation.

Schon aus dieser sehr groben Schauergrößenbestimmung kann man einen Eindruck von den Schauern bekommen, die im Cluster nachgewiesen werden. Die Schwelle liegt hiernach bei $N_e \sim 3000$ bei einem Maximum der Schauergröße von $N_e \sim 25000$. Dies wird grob durch die einfache MC-Simulation (siehe Abb.8.4) bestätigt.

9 Einfluß eines Bleikonverters

Von einigen neueren Arbeiten ist bekannt, daß ein dünner Bleikonverter, der auf jeden Detektor gelegt wird, Verbesserungen in Bezug auf das Zeitverhalten und damit auf die Winkelauflösung eines Luftschauser-Arrays, das mit konventionellen Szintillationsdetektoren arbeitet, bewirkt [LIN87]. Dies hat folgende Ursachen:

1. Niederenergetische Elektronen (≤ 30 MeV) werden absorbiert und tragen zum Signal nichts mehr bei.
2. Hochenergetische Elektronen produzieren durch Kaskadenbildung im Blei ein höheres Signal.
3. Hochenergetische Photonen mit gutem Zeitverhalten werden in $e^+ e^-$ Paare konvertiert, und ergeben einen zusätzlichen Beitrag zum Detektorsignal.

In Abb.9.1 sind berechnete Energieverteilungen für im Detektor nachgewiesene Teilchen eines γ -induzierten Luftschausers (Primärenergie $E_0 = 10^{14}$ eV) bei verschiedenen Konverterdicken aufgetragen. Ohne Konverter werden praktisch alle Elektronen nachgewiesen. Ein Anteil von ca. 25% aller Signale kommt von den Photonen, was von der geringen Nachweiswahrscheinlichkeit des Szintillators für γ -Quanten und dem große γ -e Verhältnis von ca. 6:1 herrührt. Wird der Detektor mit Blei belegt, geht die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen hauptsächlich niedriger Energien zurück, für γ 's steigt sie drastisch an (von 6% auf ca. 50%), in der Summe beider Teilchensorten steigt die Nachweiseffizienz. Da die höher energetischen Elektronen und γ -Quanten sich nahe der Schauserfront bewegen, gewinnt man durch deren verbesserten Nachweis genauere Zeitinformationen und damit eine bessere Winkelrekonstruktion. Zusätzliche Vorteile für das Zeitverhalten der Detektoren ergeben sich aus der Erhöhung der Einzelsignale, wodurch Fluktuationen in der Zeitmessung, bedingt durch die Pulsform an der PM-Anode, reduziert werden.

Diese Verbesserungen wurden in jüngster Vergangenheit im Experiment nachgewiesen. Messungen mit dem GREX Array in Haverah Park [BLO88] ergaben eine Verbesserung in der Winkelauflösung von 60% und eine Erniedrigung der Triggerschwelle von 30% bei einer Konverterdicke von 9 mm. Die Untersuchungen mit

einem Prototyp Array des CASA Experiments [GIB88] ergab eine 30%ige Verbesserung der Zeitauflösung und eine 20%ige Erniedrigung der Triggerschwelle bei einer Bleidicke von 5-6 mm.

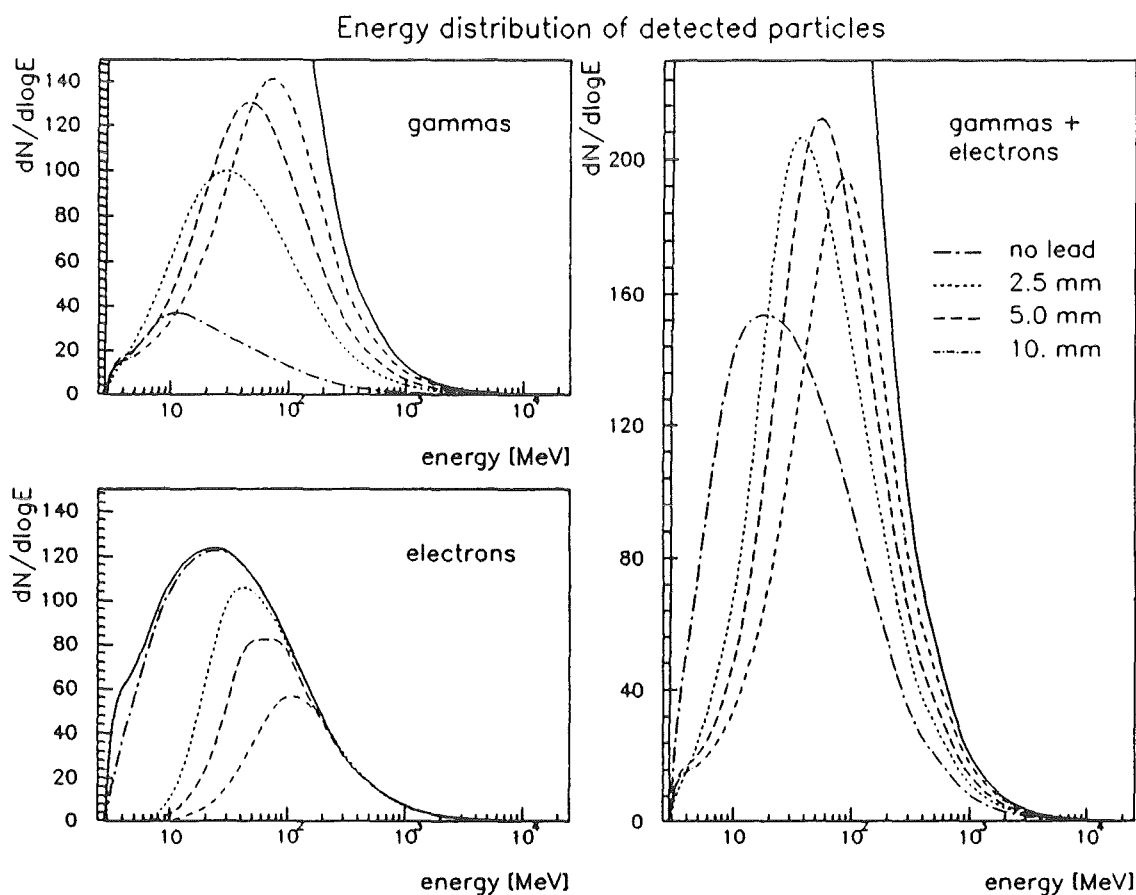


Abbildung 9.1: Energieverteilung nachgewiesener Elektronen und Photonen eines γ -induzierten Luftschauers mit einer Primärenergie von 10^{14} eV als Funktion der Bleikonverterdicke. Die durchgezogene Linie zeigt das Primärspektrum. Verschiedene Konverterdicken werden dargestellt durch: Punktierte Linie - kein Blei; gestrichelte Linie - 2.5 mm; kurz gestrichelte Linie 5 mm; strichpunktierte Linie 10 mm. (Entnommen aus [MAY90])

Im folgenden werden die Auswirkungen eines Bleikonverters für die Messung mit dem Prototypcluster dargestellt. Aus vorausgegangenen Simulationsrechnungen [MAY90A] ergab sich eine für diese Detektorgeometrie optimale Konverterdicke von 4 mm.

9.1 Energieverlustspektren

Trägt man die Energieinformationen aller e/γ -Detektoren in ein Spektrum ein, erhält man die in Abb.9.2 dargestellte Verteilung für die beiden schon erwähnten Experimentkonfigurationen.

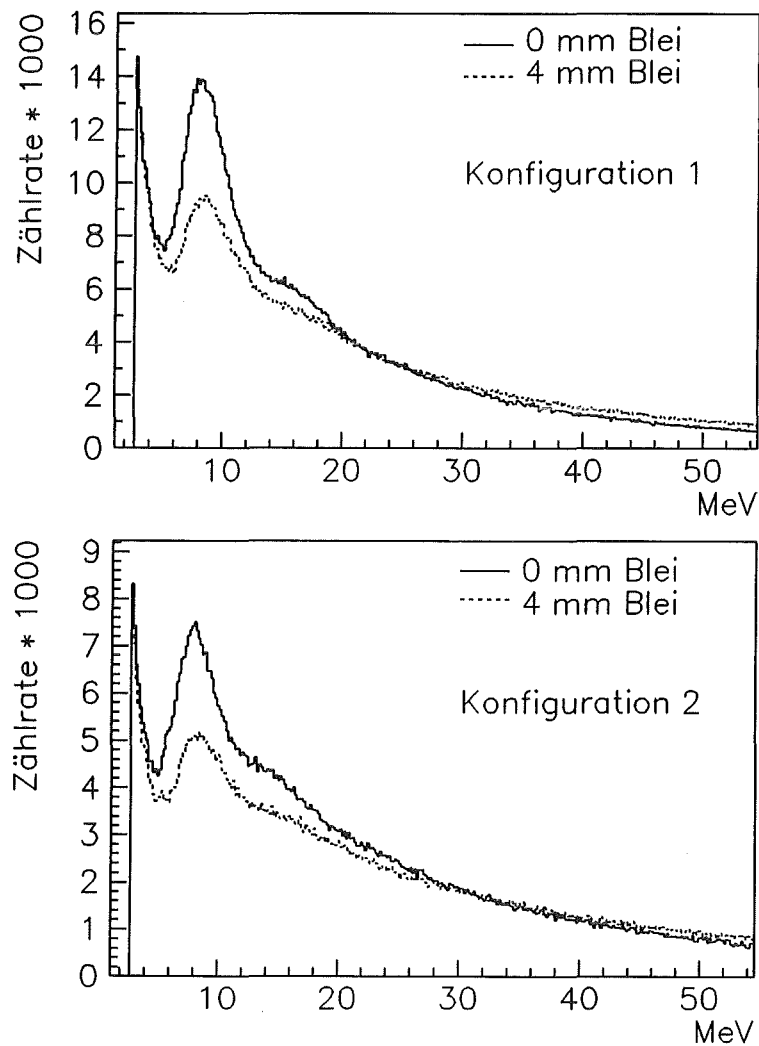


Abbildung 9.2: Deponierte Energie nachgewiesener Schauerteilchen in den e/γ -Detektoren für die Experimentkonfigurationen 1 und 2. Die Spektren mit und ohne Bleikonverter wurden von den selben Schauern erzeugt, die Zählraten sind direkt vergleichbar.

In Kurve 1 ist bei ca. 7.5 MeV deutlich eine Spitze zu erkennen, die dem Energieverlust eines Teilchens entspricht. Die Schulter bei ca. 15 MeV wird durch den Nachweis zweier Teilchen im Detektor verursacht. Weitere ausgezeichnete Bereiche sind im Spektrum nicht zu erkennen, da durch die endliche Detektoraufösung und vor allem durch die Landauverteilung des Energieverlusts alle anderen Strukturen verschmiert werden. Durch Addition jeweils zweier Detektoren in der Elektronik wird die effektive Detektorfläche verdoppelt und damit die Wahrscheinlichkeit von Mehrteilchenereignissen erhöht. (siehe Kurve 2).

An den gestrichelten Kurven erkennt man den Einfluß eines dünnen Bleikonverters. Teilchen niedriger Energie können im Konverter absorbiert werden. Dafür werden mehr Photonen nachgewiesen. Hochenergetische Teilchen schauern im Konverter auf und deponieren mehr Energie im Szintillator. Aus diesen Gründen gibt es im gestrichelten Spektrum weniger Einträge im Einteilchenbereich, dafür mehr im Bereich höherer Energieverluste. Auf die Gesamtzahl der Einträge bei der niedrigen Schwelle von ca. 2.0 MeV wirkt sich der Konverter nicht aus. Dagegen steigt mit Blei der Mittelwert der deponierten Energie um 10.6%. Dieser Wert gilt allerdings nur für Einträge innerhalb des Meßbereiches. Ein Teil des Impulshöhenspektrums liegt außerhalb des Meßbereichs und kann nicht in die Berechnung eingehen. Dies bedeutet, daß der angegebene Anstieg des Mittelwerts nur eine untere Grenze sein kann.

9.2 Detektormultiplizitäten

Bei den verwendeten tiefen Energieschwellen hat das Blei keinen Einfluß auf die Ansprechwahrscheinlichkeit des Clusters. Das Verhältnis der Detektormultiplizitäten des mit Blei belegten Unterarrays gegen das Unterarray ohne Bleikonverter liegt bei 1, wie in Abb.9.3a zu sehen ist. Dies entspricht auch den Ergebnissen der Simulationsrechnungen [MAY91A], die in unserer Gruppe gemacht worden sind.

Erhöht man die Energieschwellen, verschiebt sich das Verhältnis zugunsten des mit Blei belegten Arrays bei höheren Detektorzahlen. Niederenergetische Ereignisse im Detektor fallen unter die Schwelle, was sich bei den Detektoren mit Konverter stärker auswirkt (Abb.9.3b-d).

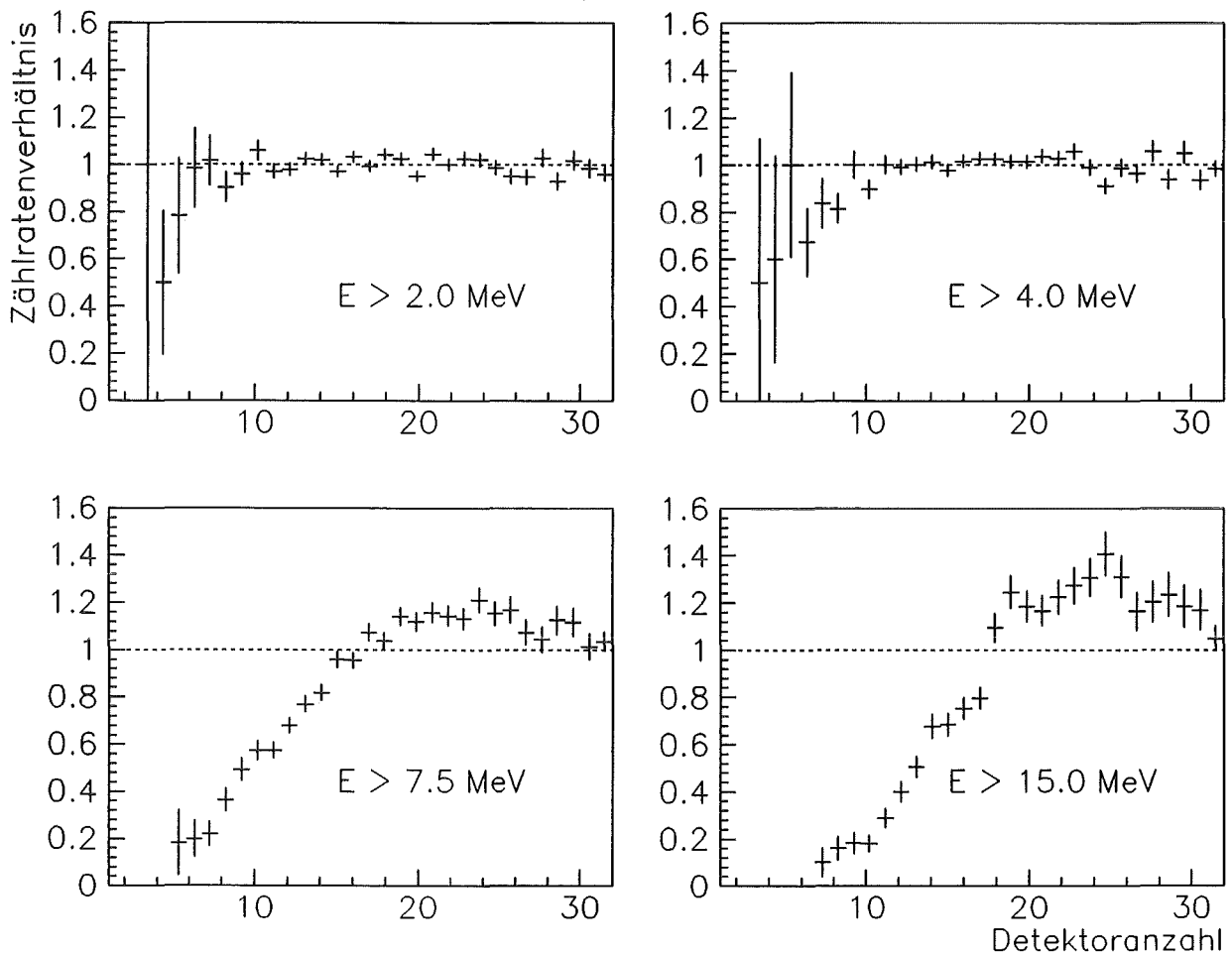


Abbildung 9.3: Verhältnis der Multiplizitäten der Detektoren *mit/ohne Bleikonverter* bei verschiedenen Energieschwellen. (Messung)

Dieses Ergebnis entspricht nicht ganz den Ergebnissen des CASA Experiments, die eine Erhöhung der Triggerrate um 40% und eine Erniedrigung der Energieschwelle um 20% bei Benutzung eines Bleikonverters beobachten [GIB88]. Allerdings steht das CASA Array auf 1460 m Höhe, was bedeutet, daß das Energiespektrum der Elektronen und Photonen bedeutend härter ist. Die Ergebnisse sind somit nicht direkt vergleichbar.

9.3 Zeitverhalten

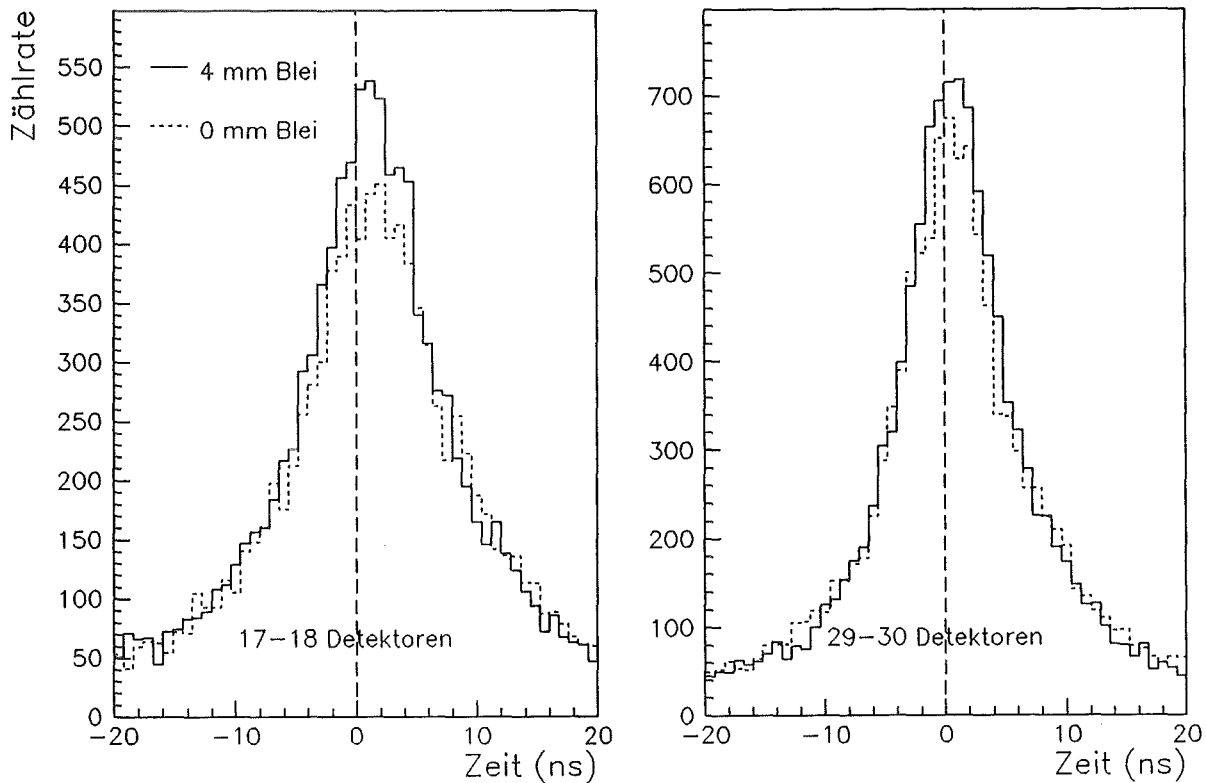


Abbildung 9.4: Tripletverteilungen mit und ohne Bleikonverter bei einer Detektormultiplizität von 17 - 18 und 29 - 30 Detektoren.

Einen ersten Hinweis auf den Einfluß des Bleikonverters auf das Zeitverhalten der Detektoren erhält man, wenn man die Schauerdaten in der folgenden Weise auswertet. Unter der einfachen Annahme, daß eine Schauerfront durch eine Ebene angepaßt werden kann, kann man folgende Zeitdifferenzen dreier auf einer Linie im Abstand von 13 m stehenden Detektoren bilden:

$$\Delta t = t_{i+1} + t_{i-1} - 2 \cdot t_i \quad (9.1)$$

Trägt man alle möglichen Δt 's von allen aufgenommenen Schauern in ein Spektrum ein, erhält man die in Abb.9.4 dargestellte Verteilung. Die Breite der Verteilung

dieser *Zeittriplets* beinhaltet die Array- und Detektoreigenschaften sowie die Schau-
erfluktuationen selbst.

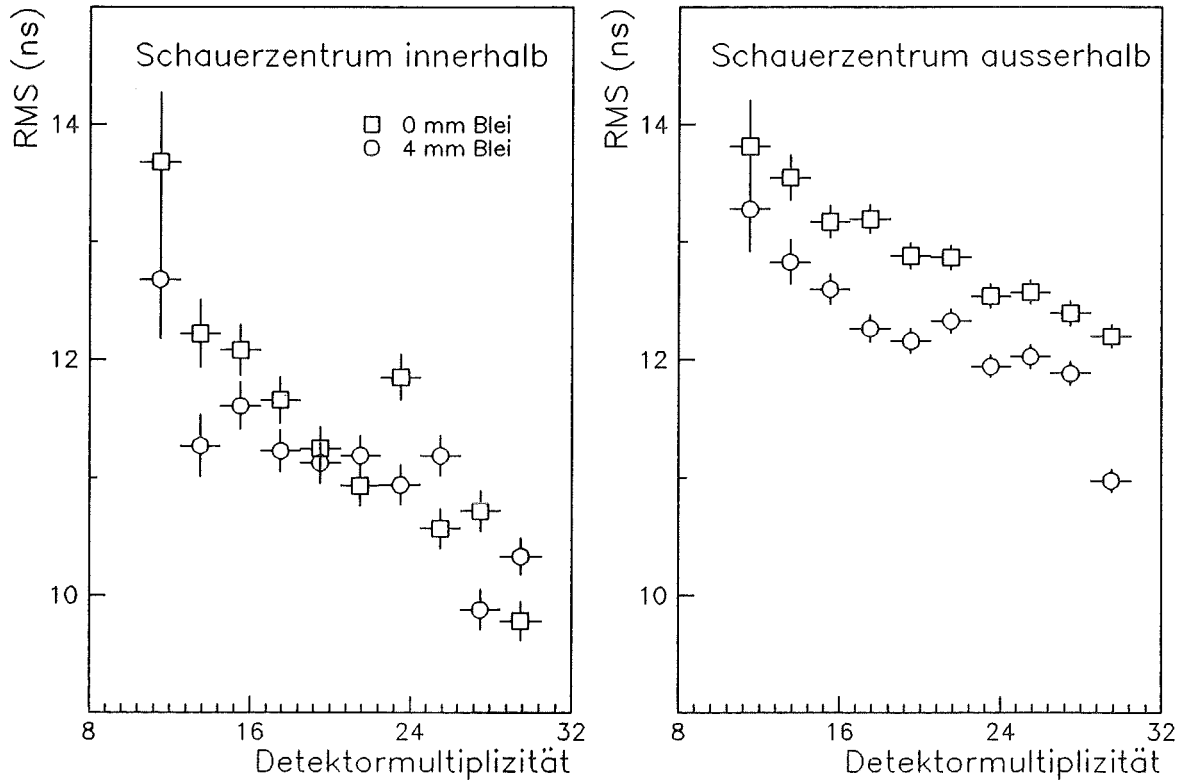


Abbildung 9.5: Auflösungen in RMS der Tripletverteilungen getrennt für Schauer innerhalb und außerhalb des Clusters

Man erwartet unter der schon erwähnten Annahme einer ebenen Schauerfront, symmetrische Zeitverteilungen mit einem Schwerpunkt bei 0 ns. Die Verschiebung des Schwerpunktes deutet darauf hin, daß eine Ebene keine sehr gute Beschreibung einer Schauerfront darstellt. Besser wäre eine sphärische Annäherung. Abb.9.5 zeigt die Breite der Tripletverteilungen als Funktion der Detektormultiplizitäten. In beiden Schaubildern nimmt die Breite der Verteilungen mit steigender Detektormultiplizität ab. Sprechen viele Detektoren an, befindet sich das Cluster zumindest in der Nähe des Schauerzentrums bzw. hat das Cluster einen Schauer mit einer hohen Teilchenzahl gemessen. In beiden Fällen ist die Teilchendichte im Cluster hoch, die Schauerfront ist gut definiert. Sprechen im Gegensatz dazu wenige Detektoren an, ist im Cluster die Teilchendichte niedrig, die Schauerfront ist schlechter definiert. Auch

Teilchen tief innerhalb der Schauerscheibe können ein Zeitsignal machen. Durch Auflegen von 4 mm Blei wird die Tripletauflösung bei allen Detektormultiplizitäten um bis zu 10% besser, wobei dieser Vorteil für Schauer mit Zentren im Cluster kaum zu sehen ist und bei hohen Detektormultiplizitäten sogar verschwindet. In diesem Fall sind die Teilchendichten so hoch, daß der Bleikonverter keine Vorteile mehr bringt.

9.4 Winkelauflösung des Prototyp-Clusters

Bei der Bestimmung der Winkelauflösung eines Array-Detektors für kosmische Teilchen mit einer Energie von mehr als 10^{14} eV stößt man auf das Problem, daß man keine Referenzquelle hat, deren absolute Position bekannt ist. Es existiert damit keine 'Eichquelle', die zur Bestimmung der Winkelauflösung des Detektors benutzt werden könnte. Eine Möglichkeit besteht darin, die Abschattung der Primärstrahlung durch den Mond auszunutzen, um die Winkelauflösung eines Detektorarrays zu bestimmen [KAR91], [HEI88]. Allerdings muß dafür die Auflösung des Arrays besser als $< 0.5^\circ$ betragen, was dem Durchmesser des Mondes entspricht. In unseren Breiten erreicht der Mond nur eine maximale Höhe von 66° . Das bedeutet, daß diese Abschattung nur für hochenergetische Schauer ($E_0 \geq 10^{15}$ eV) beobachtet werden kann. Werden für die Analyse nur Schauer aus einem Winkelbereich von $\pm 5^\circ$ um den Mond benutzt, ist eine Meßzeit von 1 1/2 Jahren notwendig. Dies entspricht einer Zahl von ca. 9000 Schauern mit Energien größer 10^{15} eV in dem angegebenen Winkelbereich [WET91].

Die folgende Methode wurde benutzt, um die Winkelauflösung des Prototypclusters zu bestimmen. Dazu wurde das Cluster in der Auswertung in vier Teile unterteilt. Jeweils ein Detektor jeder Station (z.B. alle Detektoren A) wurde herausgegriffen. Auf diese Weise konnten unabhängige Messungen desselben Schauerereignisses mit jeweils bis zu 16 Detektoren durchgeführt werden. Mit jedem *Untersarray* wurde der Zenit- und Azimutwinkel aller auswertbaren Schauer durch einen Ebenenfit bestimmt, wobei nur Ereignisse mit 8 oder mehr aktiven Detektoren und mehr für die Winkelbestimmung herangezogen wurden. Zusätzlich wurde mit der schon beschriebenen Methode unterschieden, ob die Schauerzentren innerhalb oder außerhalb des Clusters liegen. Beide Fälle wurden getrennt ausgewertet. Die errechneten Winkel

zweier *Unterarrays* für dasselbe Ereignis werden aufgrund der endlichen Winkelauflösung unterschiedlich sein. Dieser mittlere Winkelunterschied, im folgenden als Winkelfehler bezeichnet, ist ein Maß für die Winkelauflösung der beiden *Unterarrays*. Bei der Bestimmung dieses Winkelfehlers wurden diejenigen Ereignisse verworfen, bei denen die Detektormultiplizität in beiden *Unterarrays* für das selbe Ereignis um mehr als zwei Detektoren verschieden war, es sollen nur Ereignisse mit ähnlicher

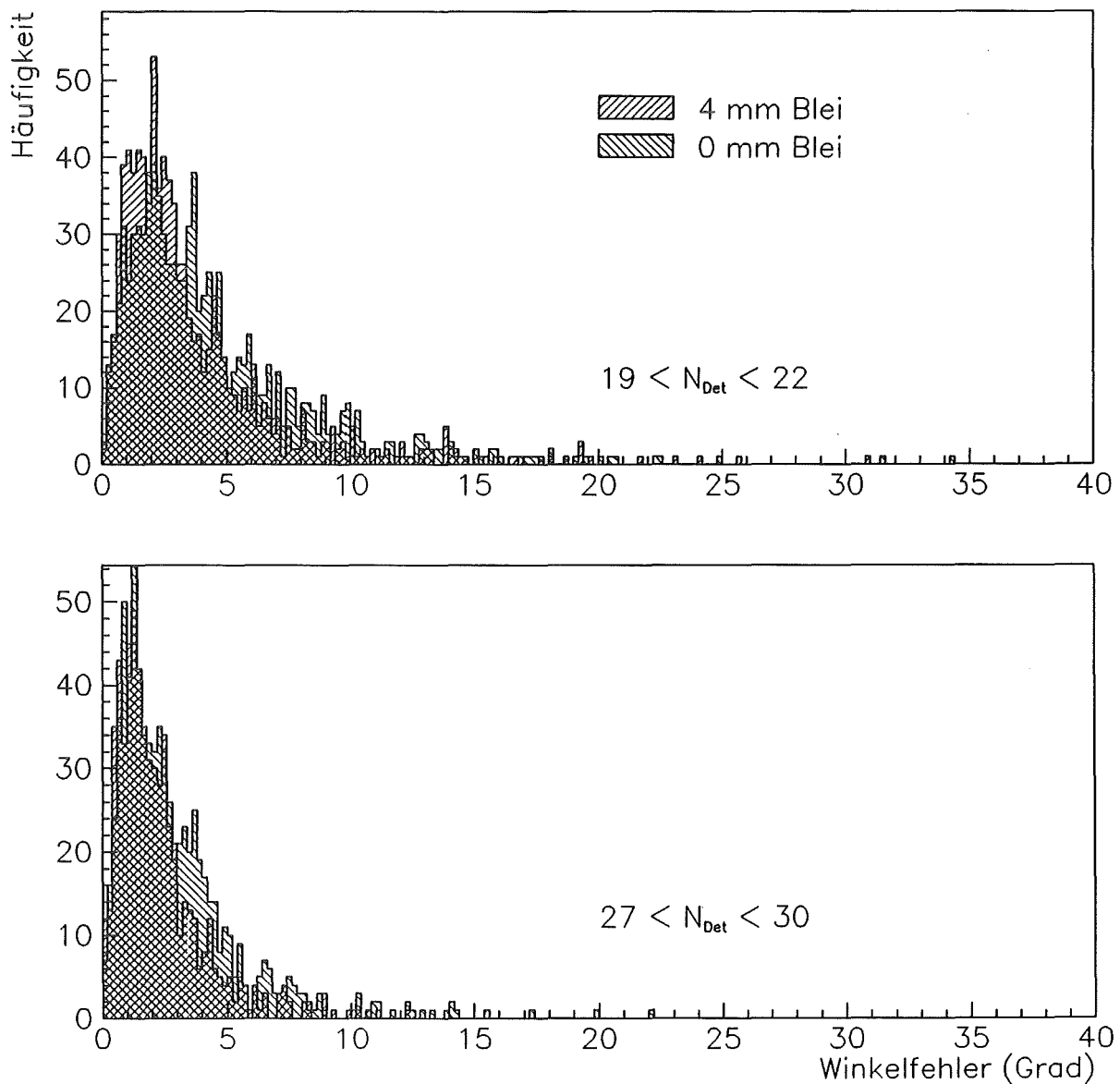


Abbildung 9.6: Winkelfehler für zwei Detektormultiplizitäten.

statistischer Genauigkeit verglichen werden. In Abb.9.6 sind für zwei Detektormultiplizitäten die Winkelfehler aufgetragen. Als Winkelauflösung wird der Winkelfehlerbereich $0^\circ - \Delta\Theta$ bezeichnet, in dem 62% bzw. 90% aller Ereignisse liegen.

In Abb.9.7 sind die so ermittelten Winkelauflösungen in Abhängigkeit von der Detektormultiplizitäten (Summe beider Unterarrays) aufgetragen, wobei unterschieden wird, ob die Schauerzentren innerhalb oder außerhalb des Clusters liegen. Das Gewicht, mit dem die Detektoren in die Winkelbestimmung eingehen, wurde in dieser Auswertung für alle Detektoren auf 1 festgelegt.

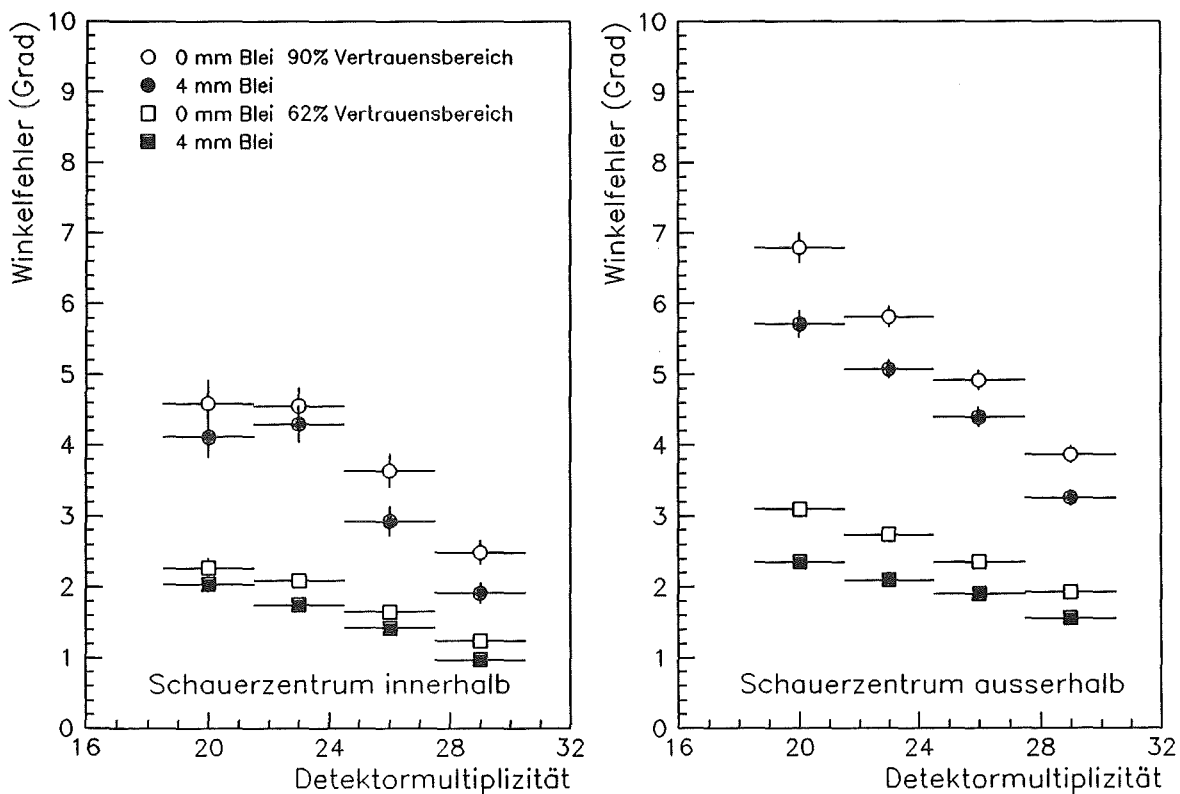


Abbildung 9.7: Winkelauflösungen in Abhängigkeit der Detektormultiplizitäten.
Gewicht der Detektoren gleich 1.

Die Fehler in y-Richtung sind rein statistischer Natur, die Fehlerbalken in x-Richtung bezeichnen den Bereich von Detektormultiplizitäten, der für den jeweiligen Datenpunkt zusammengefaßt wurde.

In Richtung hoher Detektorzahlen verbessert sich die Winkelauflösung für ein Un-

terarray bis auf 1.4° . Bei Schauern, deren Zentrum im Cluster liegt, gibt es keinen großen Unterschied zwischen dem mit Blei belegten Array und dem Array ohne Bleikonverter vor allem bei hohen Detektormultiplizitäten, die ein grobes Maß für die Schauergröße darstellen. Ein Grund dafür sind die hohen Teilchendichten bzw. hohen Teilchenenergien in der Nähe des Schauerzentrums, wodurch die Schauerfront selbst sehr gut definiert ist. Ein Bleikonverter bringt hier analog zu Kap.9.3 kaum noch Vorteile. Betrachtet man Schauer, deren Zentrum außerhalb liegt, verbessert sich die Winkelauflösung durch die 4 mm Bleiauflage um bis zu 30%. Die Abhängigkeit von der Detektormultiplizität ist hier viel steiler und die Winkelauflösung selbst etwas schlechter. Bei diesen Schauern wird nur ein begrenzter Ausschnitt des kompletten Ereignisses durch das Array abgedeckt, welcher nicht das Schauerzentrum enthält. Hier ist die Schauerfront nicht mehr so scharf definiert, die Energien der einzelnen Teilchen sind niedriger, so daß einerseits die Winkelauflösung insgesamt etwas schlechter, andererseits der Einfluß des Bleikonverters deutlicher sichtbar wird.

Werden die Detektoren unterschiedlich nach ihrer gemessenen Teilchenzahl mit $\sqrt{N_e}$ gewichtet ergibt sich Abbildung 9.8. In beiden Diagrammen werden die Winkelauflösungen bei allen Detektorzahlen verbessert, erreicht werden bei großen Schauern innerhalb des Clusters 1.2° . Durch die unterschiedliche Gewichtung, gehen diejenigen Detektoren stärker in die Winkelberechnung ein, die höhere Teilchenzahlen gemessen haben. Diese Detektoren befinden sich näher am Schauerzentrum. Hier ist auch die Schauerfront besser definiert. (siehe Abb. 2.6).

Da in der Endausbaustufe von KASCADE etwa 1200 e/γ -Detektoren betrieben werden, wurde untersucht, ob die Zeitmessung aller Detektoren zur Winkelrekonstruktion notwendig ist, oder ob es ausreicht, aus jeder Meßstation die Zeit des jeweiligen ersten Detektors aufzunehmen. Dazu wurden in der Auswertung die Schauerwinkel mit zwei größeren *Unterarrays*, bestehend aus je 32 Detektoren (Detektoren A und B bzw. C und D je Station) bestimmt und daraus die Winkelauflösung berechnet.

Im Vergleich dazu wurde die gleiche Auswertung wiederholt mit dem Unterschied, daß jetzt nur der Detektor mit dem frühesten Signal in einer Station in die Winkelbewertung einging, falls mehr als ein Detektor pro Station angesprochen hat. Es ergaben sich nur minimale Unterschiede zur Auswertung aller Detektoren. Es zeigen sich praktisch keine Qualitätsunterschiede bezüglich der Winkelbestimmung. Eine

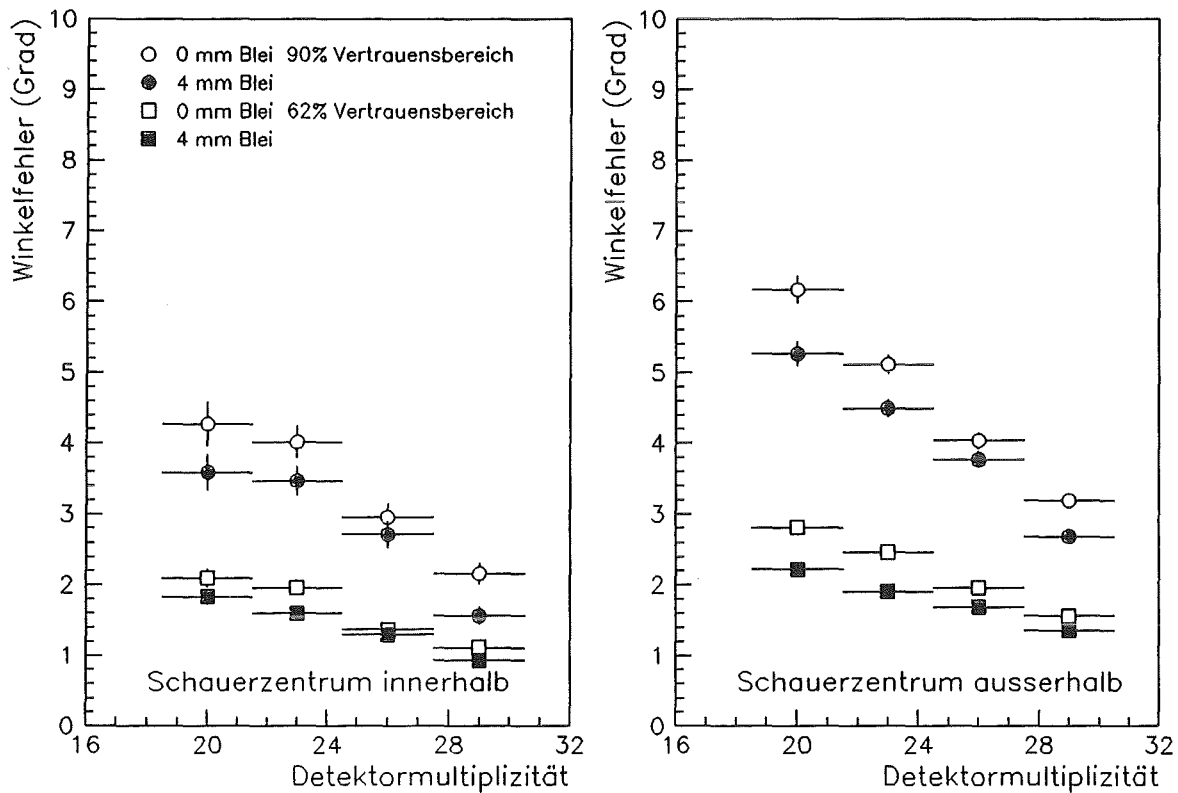


Abbildung 9.8: Winkelaufösungen in Abhängigkeit der Detektormultiplizitäten.
Gewicht der Detektoren gleich $\sqrt{N_e}$

sehr geringe Tendenz zu besseren Winkelaufösungen ist erkennbar, wenn man nur den ersten Detektor pro Meßstation benutzt.

9.5 Vergleich mit MC - Simulation

Zum Abschluß wurden die Meßdaten mit Monte Carlo Simulationen [MAY91] verglichen. Dazu wurden bereits simulierte Datensätze, die für das ganze KASCADE Array erstellt wurden, in insgesamt 20 Cluster eingeteilt und die Daten für jedes Cluster mit dem gleichen Verfahren wie bei der Messung ausgewertet. Alle Schauerzentren waren in die Mitte des Arrays gelegt worden, so daß die Cluster verschiedene Abstände vom Zentrum hatten. Unabhängig von der Detektormultiplizität wurden

die Winkelauflösungen bestimmt. Das Ergebnis ist in der folgenden Abbildung dargestellt. Ergebnisse von Clustern ähnlicher Abstände wurden zusammengefaßt.

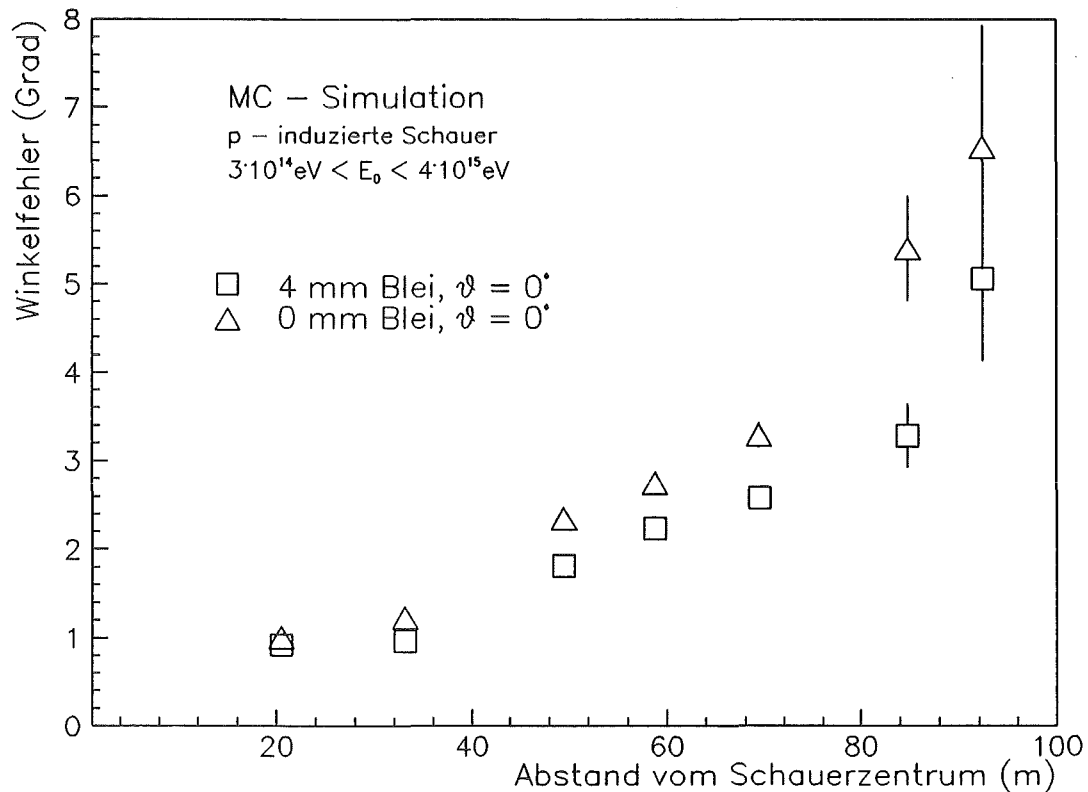


Abbildung 9.9: Winkelfehler eines Clusters bei verschiedenen Abständen vom Schauerzentrum. Der Vertrauensbereich ist 62%.

Auch hier erkennt man, daß in der Nähe des Schauerzentrums ein Bleikonverter kaum Vorteile bringt. Bei größeren Abständen verbessert sich die Qualität der Winkelbestimmung um 20 - 30%. Auch die Absolutwerte der Winkelfehler liegen in der gleichen Größenordnung wie bei der Messung. Da die Vorteile des Konverters eher bei großen Abständen zu Buche schlagen, kann man auch verstehen, warum sowohl bei den Messungen mit dem GREX-Array, als auch bei den Array-Simulationen von H. J. Mayer größere Effekte eines Bleikonverters festgestellt wurden. Es gibt einfach mehr Detektoren in größeren Abständen, als in der Nähe des Schauerzentrums. Mit einem Cluster kann jedoch nur ein kleiner Ausschnitt eines Luftschauers gemessen werden.

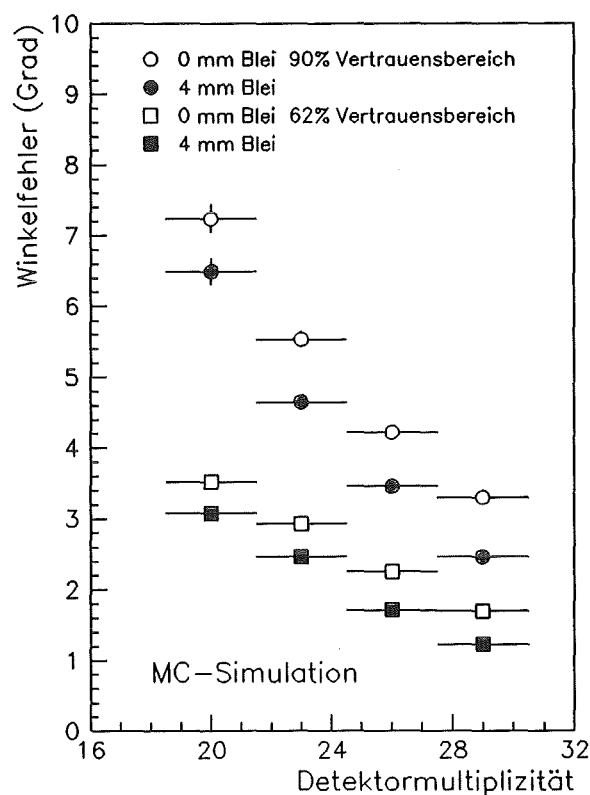


Abbildung 9.10: Winkelaufösungen in Abhängigkeit der Detektormultiplizitäten.
Die Schauerzentren befinden sich außerhalb des Clusters.

Um direkt mit den Messergebnissen vergleichen zu können wurden die einzelnen Cluster abhängig vom Abstand zu den Schauerzentren gewichtet. Cluster in größeren Abständen bekommen größeres Gewicht, da sich in größeren Abständen vom Schauerzentrum mehr Detektoren befinden als in der Nähe des Zentrums. Die Daten wurden wie in Abb.9.7 bzw. 9.8 zusammengefasst und in Abhängigkeit von der Detektormultiplizität aufgetragen. Das Ergebnis zeigt Abb.9.10

Die Winkelfehler liegen auch hier im selben Bereich, wie in der Messung, auch der Verlauf der Meßpunkte wird von der Simulation reproduziert.

9.6 Schlußfolgerungen

Die Erfahrungen bei der Entwicklung der Detektoren und dem Einsatz in einem Prototyp Array haben gezeigt, daß großflächige Szintillationsdetektoren des beschriebenen Typs hervorragend für den Betrieb in einem großen Luftschauerarray geeignet sind. Durch Optimierung des Detektordesigns konnte die Qualität des Detektors auf sehr gute Werte betreffend Zeit- und Energieauflösung gesteigert werden. Diese Eigenschaften werden auch über lange Zeit beim Betrieb *im Freien* erhalten. Trotz der geringen Abmessungen des Prototyp Arrays von $39 \times 39 \text{ m}^2$ konnten Winkelrekonstruktionen unter verschiedenen Randbedingungen durchgeführt werden. Die Ergebnisse sind, wie schon mehrfach diskutiert, zwar mit großen Fehlern behaftet, lassen aber dennoch Aussagen über die Nachweisqualität eines Detektorarrays bezüglich der elektromagnetischen Komponente von Luftschauern zu. Wichtig war vor allem die experimentelle Überprüfung der Ergebnisse von Simulationsrechnungen des Gesamtarrays, die im Vorfeld gemacht worden sind.

- Eine Winkelbestimmung der Schauerachse ist im Prototypcluster mit einer Genauigkeit von bis zu 1.2° für ein *Unterarray* von 16 Detektoren möglich. Für das ganze Cluster ergibt sich daraus eine Winkelauflösung von bis zu 0.6° . Ein 4 mm dicker Bleikonverter verbessert die Winkelauflösung des Clusters signifikant um bis zu ca. 30% vor allem bei *kleinen* Schauern nahe der Energieschwelle. Simulationsrechnungen bestätigen diese Ergebnisse für das Prototyp Cluster. Winkelauflösungen von 0.2° [MAY90] mit dem ganzen KASCADE - Array bei Primärenergien von $E_0 > 10^{15} \text{ eV}$ scheinen erreichbar zu sein.
- Einsparungen in der Experimentelektronik sind möglich, da es genügt, das Zeitsignal des schnellsten Detektors in einer Meßstation aufzunehmen, ohne die Qualität der Winkelbestimmung zu verschlechtern.
- Ebenfalls wichtig ist eine unterschiedliche Gewichtung der Detektoren, die zur Winkelmessung beitragen. Die Verbesserung der Winkelauflösung eines Arrays, wenn man die Detektoren in der Auswertung mit einem Gewicht von $\sqrt{N_e}$ versieht, wurde gezeigt.
- Weitergehende Schauerrekonstruktionen wie genaue Schauerposition und Lateralverteilung waren wegen der kleinen Arrayfläche noch nicht möglich.

Trotzdem bleiben noch einige Fragen offen, die erst mit einem großflächigeren Array beantwortet werden können: Genauere Rekonstruktionsverfahren können getestet werden. Welche Gewichtung der Detektoren für die Winkelbestimmung des Schauers ist sinnvoll? Die Genauigkeit der Positionsbestimmung kann experimentell untersucht werden. Auch für die genaue Bestimmung der Schauergroße und des Schaueralters ist eine größere Arrayfläche notwendig.

A Anhang A

A.1 Der Flüssigszintillator

Im folgenden werden einige Ergebnisse von Vergleichsmessungen verschiedener Flüssigszintillatoren und die Eigenschaften des Typs QZ801A an Hand von Abbildungen aufgeführt. Die Beschreibung der Testaufbauten befinden sich in der Diplomarbeit von Y. Wetzel [WET91]

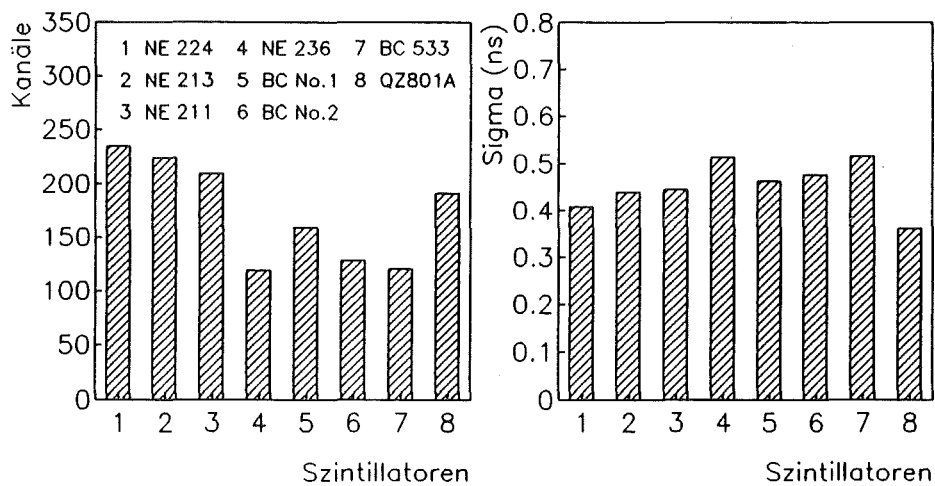


Abbildung A.1: Ergebnisse von relativen Vergleichsmessungen verschiedener organischer Flüssigszintillatoren in Bezug auf Lichtausbeute und Zeitauflösung

Aus diesen drei Messungen ergab sich, daß die Flüssigkeit QZ801A die beste Wahl unter den untersuchten Flüssigszintillatoren war, da sie neben der geforderten Temperaturunabhängigkeit (Abb.A.2) eine hohe Lichtausbeute und die beste Zeitauflösung im Vergleich zu den anderen Flüssigkeiten besitzt.

Im folgenden ist das Emissionsspektrum und die Abschwächungslänge aufgetragen. Der Szintillator besitzt zwei Emissionsmaxima (400 und 420 nm). Dies bedingt die Wahl des Lichtleitermaterials. Handelsübliches Plexiglas (Qualität GS233 von Röhm) hat in der verwendeten Dicke von 7.5 cm bei 400 nm noch eine Transparenz von ca. 60%, die sehr steil zu kürzeren Wellenlängen abfällt. Aus diesem Grund fiel

die Entscheidung zugunsten des Materials GS218 (Röhm) welches eine verbesserte Transparenz (95 - 97%) bei Wellenlängen unter 400 nm besitzt.

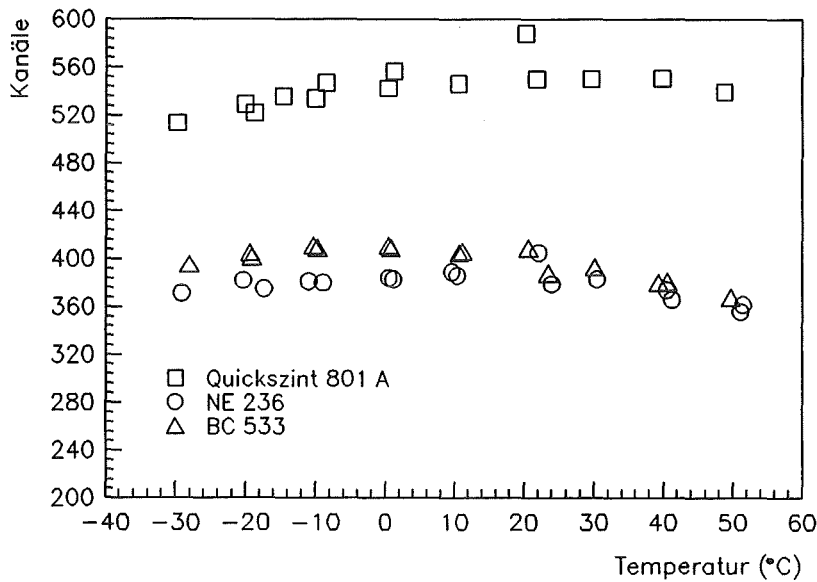


Abbildung A.2: Temperaturabhängigkeit der Lichtausbeute dreier Flüssigszintillatoren

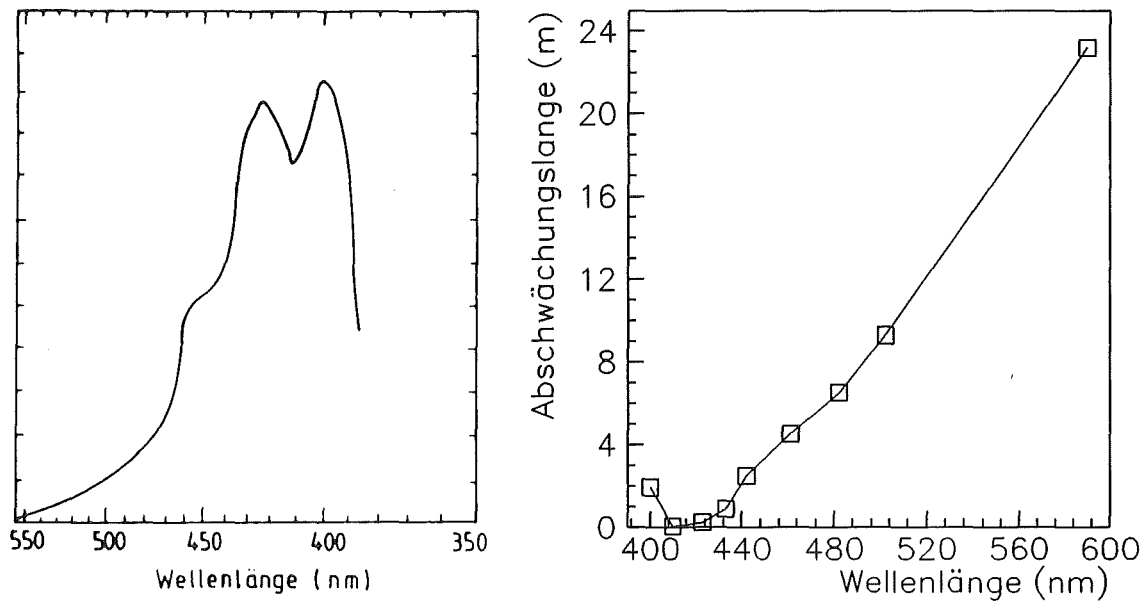


Abbildung A.3: Emissionsspektrum (Herstellerangabe) und gemessene Abschwächungslängen von QZ801A [WOL91]

Im Bereich der maximalen Emission ist die Transparenz des Szintillators selbst sehr klein. Die Abschwächungslängen liegen zwischen 2 m (bei 400 nm) und 4 cm (bei 410 nm). Da das Szintillatorlicht in der schon beschriebenen Weise ausgelesen wird, ist eine hohe Abschwächungslänge im Meterbereich nicht notwendig.

Hier noch einige Herstellerangaben zu QZ801A:

Lichtausbeute	~ 80% Anthrazen
Abklingzeit	~ 2.5 ns
Wellenlänge	400 / 420 nm (siehe Abb.A.3)
Dichte	0.98 - 0.99 bei 15°C
Brechungsindex	1.56 - 1.57 bei 25°C
Chemische Zus. (H/C)	1.1
Lösungsmittel	Diisopropylnaphtalin
Flammpunkt	> 130° C

Von einem Prototyp des Neutrinodetektors KARMEN [GEM90] befinden sich noch etwa 8000 Liter Flüssigszintillator zur freien Verfügung in einem Tank. Die Bestandteile dieses Szintillators sind: 75% Paraffin dickflüssig, 25% Pseudocumol (1-2-4 Trimethylbenzol) und 2 g/l PMP (1-Phenyl-3-Metisyl-2-Pyrazolin) als eigentlicher Szintillator. In umfangreichen Tests wurde dieser Szintillator auf seine Eignung für den Einsatz in den e/γ -Detektoren des KASCADE-Arrays untersucht [WET91]. Es zeigte sich, daß eine modifizierte Mischung bestehend aus 65% Paraffin, 35% Pseudocumol und 3 g/l PMP gute Eigenschaften liefert. Allerdings werden 25% mehr Szintillator benötigt, um die gleichen Lichtausbeuten wie QZ801A zu erreichen.

A.2 Der Photomultiplier

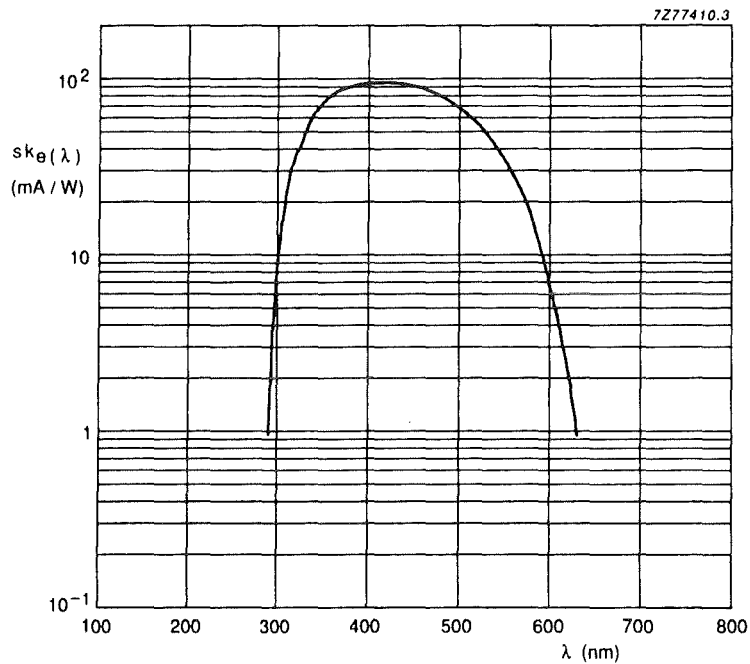


Abbildung A.4: Spektrale Sensitivität des verwendeten Photomultipliers XP3462 [VAL90]

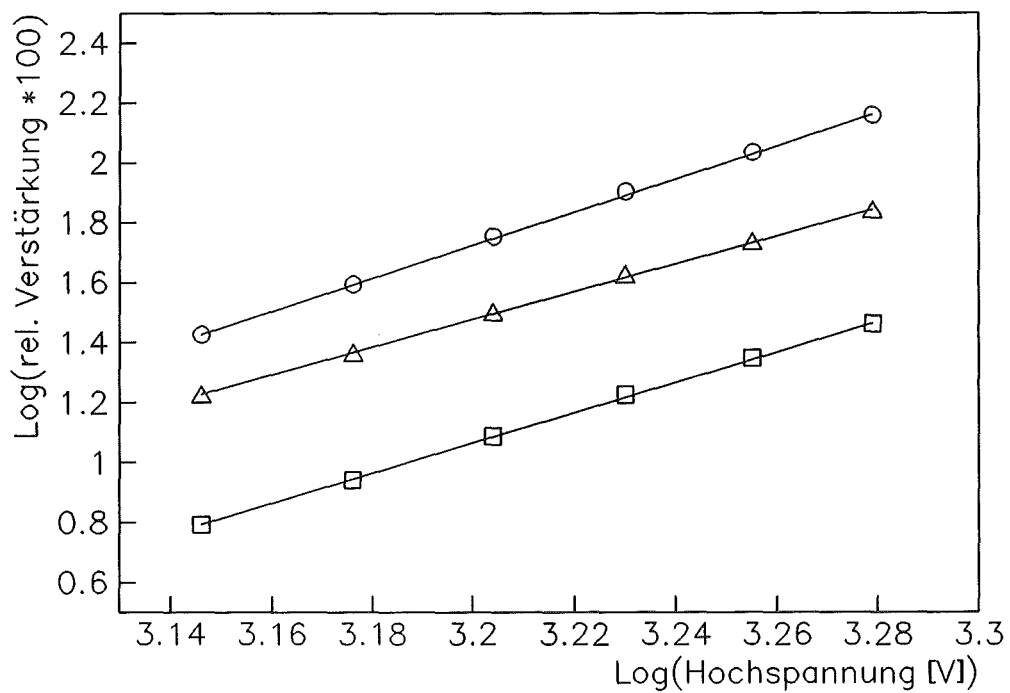


Abbildung A.5: Steilheit der Multipliierverstärkung [HAU91]

In Abb.A.4 ist die spektrale Sensitivität aufgetragen. Sie hat ein Maximum bei ca. 420 nm. Das Maximum fällt mit dem Emissionsmaximum des Szintillators zusammen. Für drei Röhren des verwendeten Photomultipliertyps XP3462 sind in Abb.A.5 die Änderung der Verstärkung über der Hochspannung (Steilheit) aufgetragen. Bis auf einen Offset, der auf unterschiedlichen Verstärkungen, bedingt durch die Fertigungstoleranzen, beruht, zeigen alle PM's gleiches Verhalten. Dadurch ist es möglich vier PM's mit einer Hochspannungsversorgung zu betreiben. Die Hochspannung jeder Röhre wird mit Hilfe eines Vorwiderstandes eingestellt.

Im folgenden Bild ist das Einzelphotoelektronenspektrum der verwendeten Röhre aufgetragen. Eingezeichnet ist zusätzlich die SER (single photoelectron resolution) und das Peak/Valley Verhältnis, welche die hohe Qualität der Röhre bezüglich ihrer Energieauflösung dokumentieren.

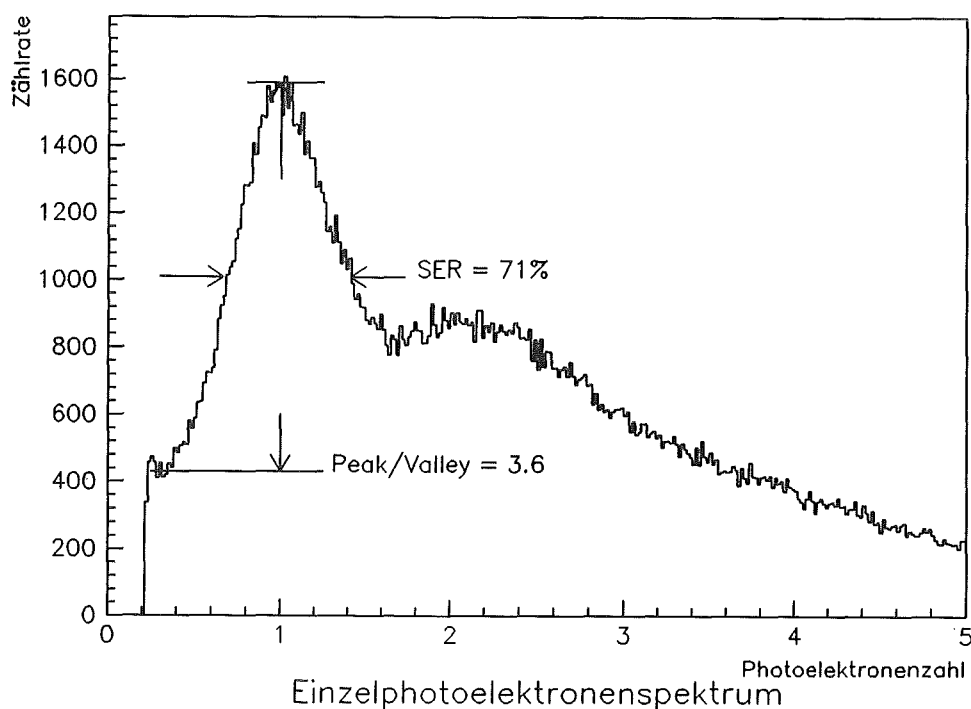


Abbildung A.6: Einzelphotoelektronenspektrum XP3462 [HAU91]

Die aktuelle Version des Spannungsteilers für den im Prototypcluster verwendeten Photomultiplier XP3462 ist in der folgenden Abbildung dargestellt:

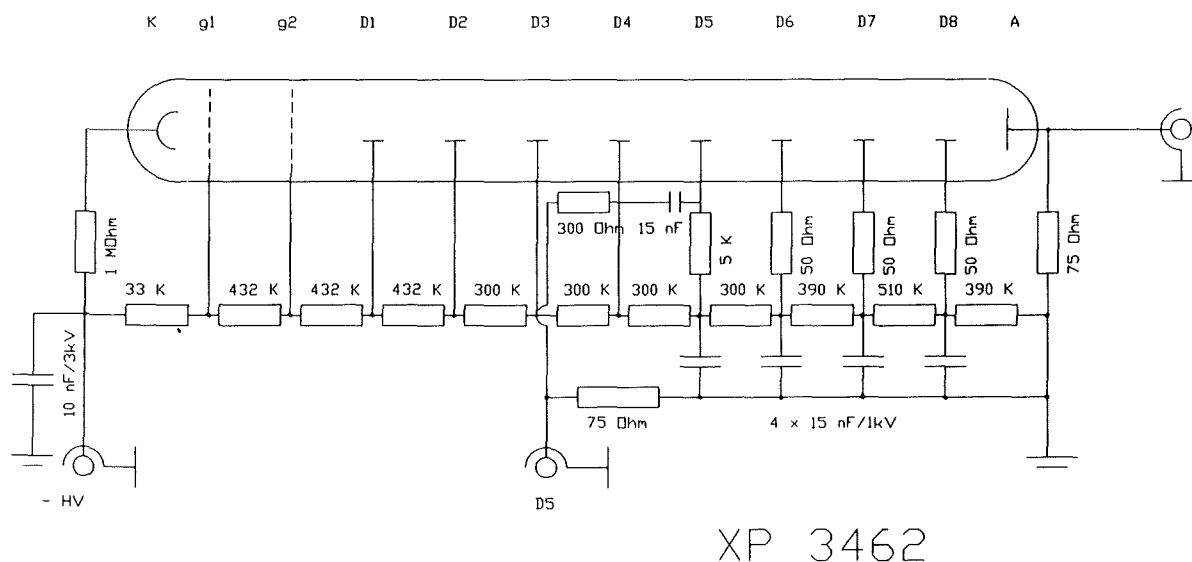


Abbildung A.7: Spannungsteiler für den Photomultiplier XP3462

Beim Aufbau weiterer Cluster wird allerdings nicht die hier beschriebene Röhre verwendet, sondern der Typ 9822 des Herstellers EMI eingesetzt. Diese Röhre ist wie schon in Kapitel 4.3 beschrieben von ihren Eigenschaften besser für den Einsatz in den e/γ -Detektoren geeignet. Grund dafür ist die günstige Preisentwicklung für diesen Typ im ersten Halbjahr 1991. Parallel dazu wird bei VALVO eine neue Röhre entwickelt, die genau den Anforderungen des KASCADE Experiments entsprechen soll.

B Anhang B

B.1 Schauerparametrisierung

Zur Entwicklung und Untersuchung von Verfahren zur Rekonstruktion von Schauerparametern ist es notwendig, einen großen Satz simulierter Luftschauer und deren simulierter Detektorantwort des KASCADE Arrays, in Abhängigkeit des Einfallswinkels, der Position des Schauerzentrums und der Schauergröße zu haben. Mit den vorhandenen Programmen CORSIKA (Schauersimulationsprogramm) [CAP90] und dem Array-Simulationsprogramm GEX [MAY89] ist die Herstellung der auswertbaren Datensätze in Bezug auf die benötigte Rechenzeit viel zu aufwendig. Deshalb wurde ein Verfahren entwickelt, das mit Hilfe geeigneter Parametrisierungen bereits gerechneter Schauer und der Detektorantwort in der Lage ist, die notwendigen Datensätze schnell in großer Zahl bereitzustellen. Als Datenmaterial wurden γ induzierte Schauer verschiedener Primärenergien von 10^{14} bis $5 \cdot 10^{15}$ eV genommen, die mit Hilfe des GEANT3 Pakets [BRU85] simuliert worden sind, sowie simulierte Detektorantwortspektren auf Elektronen und γ 's der Energien 3 MeV bis 3 GeV. Parametrisiert wurden:

- Die laterale Elektronenzahl pro Detektor wurde aus der NKG-Formel entnommen. (siehe Gleichung 2.5)
- Die Zahl der γ -Quanten pro Detektor ergab sich aus der Parametrisierung des e/γ -Verhältnisses. Dazu wurden die Verhältnisse der Teilchendichten der Elektronen (N_e) und Photonen (N_g) (vergleiche Abb. 2.4a) in Abhängigkeit zum Abstand zum Schauerzentrum gebildet. An diese Verteilung wurde folgende Funktion angepaßt:

$$F(r) = P_1 + P_2 \cdot r + P_3 \cdot r^{-P_4} \quad (\text{B.1})$$

$F(r)$ = Teilchendichteverhältnis N_g/N_e bei einem Coreabstand r
 P_1 bis P_4 sind die ermittelten Fitparameter.

Daraus ergibt sich die Zahl der Photonen pro Detektor:

$$N_g(r) = F(r) \cdot N_e(r) \quad (\text{B.2})$$

- Aus beiden ermittelten Teilchenzahlen wurde durch Würfeln innerhalb der Poisson-Verteilung 'realistische', experimentnahe Teilchenzahlen pro Detektor ermittelt.

$$f(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \quad \text{Poisson-Verteilung} \quad (\text{B.3})$$

$$\sum_{k=0}^{\infty} f(k) = 1 \quad (\text{B.4})$$

mit λ = Mittelwert der Teilchenzahl pro Detektor

Dies wurde für Elektronen und Photonen getrennt gemacht.

- Energieverteilungen von Elektronen und Gamma - Quanten wurden in Abhängigkeit des Abstandes vom Schauerzentrum parametrisiert. Dazu wurde die Verteilung in viele Einzelverteilungen alle 2 m Abstand vom Schauerzentrum aufgeteilt und mit einem Polynom 6. Grades gefitted. Die ermittelten Fitparameter gehen als Tabelle ins Programm ein.
- Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors in Abhängigkeit der Teilchenart und der Teilchenenergie wurde parametrisiert. Hierfür wurden die Ergebnisse der Detektoreffizienzen in Abhängigkeit der Teilchenenergie aus der im Vorfeld gemachten Arraysimulation [MAY90] als Datensatz im Programm implementiert. Zwischenwerte werden durch Interpolation errechnet.
- Die Detektorantworten wurden getrennt für γ -Quanten und Elektronen (mit und ohne Bleikonverter) parametrisiert. Dazu wurden Pulshöhenspektren für sieben Energien (3, 10, 30, 100, 300, 1000, 3000 MeV) in einer Simulation des Einzeldetektors erzeugt. An diese Spektren wurde versucht eine allgemeine Funktion anzupassen. Ein Problem dabei war die doch sehr unterschiedliche Form der Spektren in Abhängigkeit der Energie, der Teilchenart und des Bleikonverters. Das beste Ergebnis wurde mit einer Funktion erreicht, die aus einer Summe aus bis zu 13 Gaußfunktionen besteht. Die Gaußfunktion lautet:

$$\Phi(x) = Norm \cdot \exp \frac{(x - a)^2}{2b^2} \quad (\text{B.5})$$

Hierbei wurden die Mittelwerte a und die Breiten b der einzelnen Gaußfunktionen festgehalten. Variiert wurden die Normierungsfaktoren. Einige Pulshöhenspektren mit ihrer angepaßten Funktionen sind in Abb.B.1 aufgetragen.

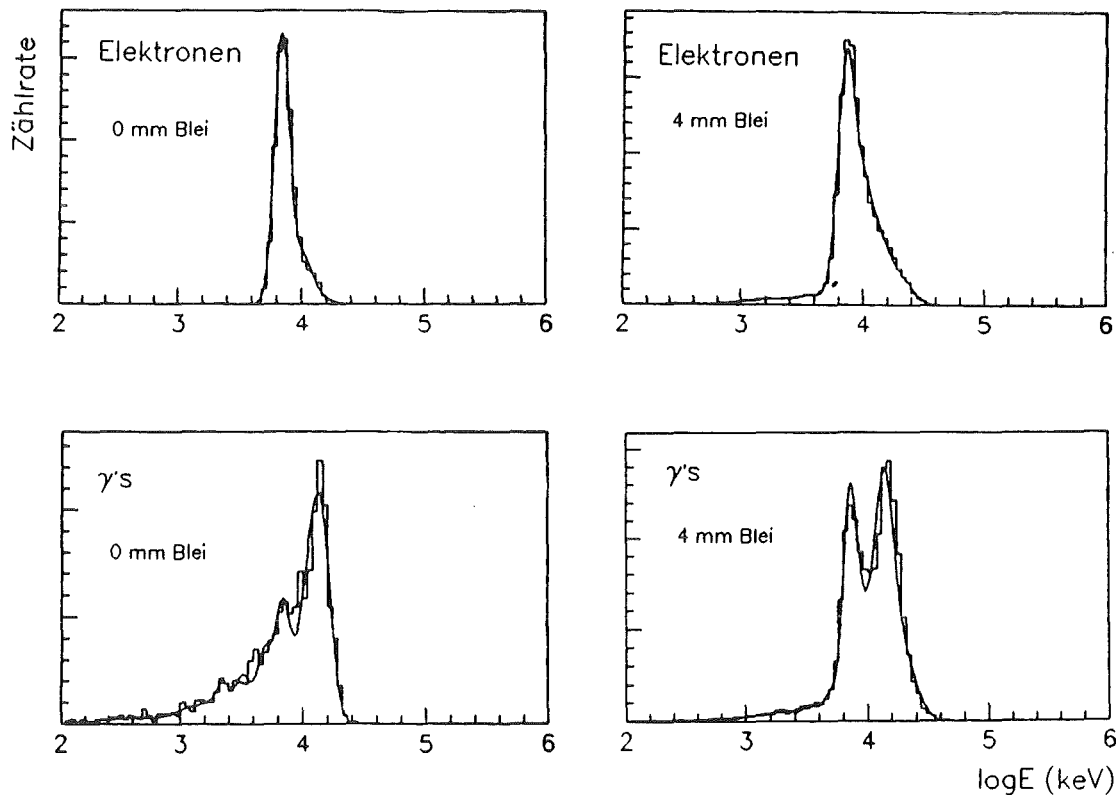


Abbildung B.1: Simulierte Detektorpulshöhenspektren mit angepaßter Funktion.
Die simulierten Teilchen sind 100 MeV Elektronen bzw. γ 's.

- Die Zeitverteilung simulierter Rohschauer wurde in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum parametrisiert. Dazu wurden die Ankunftszeiten der Elektronen und Photonen getrennt in Zeitspektren einsortiert, wobei der Abstand von der Schauerachse in 10 m breite Bins bis 200 m unterteilt wurde. Man erhält also für beide Teilchensorten jeweils 20 Spektren. An jedes dieser Spektren wurde folgende Funktion angepaßt:

$$f(t) = \frac{\tan \frac{\pi}{2} \cdot t^{1/P_2}}{P_1} \quad (\text{B.6})$$

Die ermittelten Parameter P_1 und P_2 aller Spektren gehen als Tabelle in das Programm ein. Für jedes im Detektor nachgewiesene Elektron und Photon wird nun über diese Parametrisierung eine Ankunftszeit ermittelt und in ein Spektrum eingetragen. Der früheste Eintrag wird als Detektorzeit genommen.

- Die endliche Zeitauflösung des Detektors wurde durch Verschmierung dieser Detektorzeit mit einer Gaußfunktion realisiert. Die Breite der Gaußfunktion entspricht der gemessenen Zeitauflösung des Detektors von 0.77 ns.

Mit Hilfe dieser Programmiererweiterung können sehr viel schneller Datenlisten angelegt werden, welche den der durchsimulierten CORSIKA-Schauer, bzw. den späteren Meßdaten entsprechen.

C Literaturverzeichnis

Literatur

- [ALL75] O. C. Allkofer.: *Introduction to Cosmic Radiation*,
Verlag Karl Thiemig, München, 1975
- [ALL89] O. C. Allkofer et al.: HEGRA - Proposal. *Das HEGRA - Projekt, eine
Luftschauer-Apparatur zum Nachweis ultrahochenergetischer Punktquellen*
- [AXF81] W. I. Axford: Origin of Cosmic Rays, IAU Symp. No. 94, G. Setti, G.
Spada and A. Wolfendale eds., Reidel 1981, S. 339ff
- [BAU90] F. Bauer et al.: KfK report 4875, Kernforschungszentrum Karlsruhe, S.94
(1990)
- [BAU91] F. Bauer, Diplomarbeit in Vorbereitung
Universität Karlsruhe 1991
- [BLO88] S. D. Bloomer et al.: *Improving the angular resolution of an ultra-high-
energy gamma-ray telescope by addition of thin lead sheets above its detec-
tors*
J. Phys. G: Nucl. Phys. 14 (1988) 645-656
- [BOH66] E. Böhm et al.: *Energie und Kurzzaufauflösungsvermögen eines 1 m² Szin-
tillationszählers*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 40 (1966) 73-76
- [BON88] J.M. Bonnet-Bidaut, G. Chardin: *Cygnus X-3, a critical review*
Physics Reports 170, No.6 (1988) 325-404
- [BOT91] M. Bott-Bodenhausen et al.: *Messung der Winkelaufauflösung des HEGRA
- Detektors*
DPG Frühjahrstagung 1991 Teilchenphysik, T136
- [BRU85] R. Brun et al.: *The GEANT3 Electromagnetic Shower Program and a
Comparison with the EGS3 Code*,
CERN - Data Handling Division, DD/85/1, März 1985

- [BRU87] R. Brun et al.: *GEANT3*,
CERN - Data Handling Division, DD/EE/84-1, September 1987
- [BUL87] S. Bultena et al.: *Development of low cost liquid scintillator counters for cosmic ray experiments*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A260 (1987) 247-253
- [CAP90] J. N. Capdevielle et al. : *Air shower simulations for KASCADE*
Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf., Adelaide, 1990, HE 7.3-3
- [CAS89] G. L. Cassiday et al. : *Search for γ Rays above 10^{14} eV from Cygnus X-3 during the June and July 1989 Radio Outburst*
Phys. Rev. Lett. Vol.63, No. 21 (1989), S. 2329-2332
- [CLA78] R.W.Clay und A.G.Gregory: *Light collection from a one square metre scintillator for cosmic ray work*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 153 (1978) 467-471
- [COC56] G. Cocconi: *Extensive Air Showers*
Handbuch der Physik XLVI 1/2, Springer (Berlin 1956), 215ff.
- [DAU90] K. Daumiller et al.: *The detector array of the KASCADE Project*
Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf., Adelaide, 1990, HE 7.3-1
- [DIN88] B. L. Dingus et al.: *Search for signals from Cygnus X-3 at energies above 50 TeV*
Phys. Rev. Letters, Vol. 60, Nr. 18 (1988) 1785-1788
- [DIN88A] B. L. Dingus et al.: *Ultrahigh-energy pulsed emission from Hercules X-1 with anomalous air-shower muon production*
Phys. Rev. Letters, Vol. 61, Nr. 17 (1988) 1906-1909
- [DOL90] P. Doll et al.: *The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE*,
KfK 4686 (1990)
P. Doll et al.: *The KASCADE Project*
Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf., Adelaide, 1990, HE 7.3-4
- [EIT91] K. Eitel, Diplomarbeit *Untersuchung organischer Flüssigszintillatoren auf spektrale Abschwächung, Lichtausbeute und Pulse Shape-Verhalten*,
Universität Karlsruhe 1991

- [ENG90] J. Engler et al.: *The central detector of KASCADE*
Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf., Adelaide, 1990, HE 7.3-2
- [FER49] E. Fermi: *On the origin of the cosmic radiation*
Phys. Rev. Vol.75 No.8 (1949) S. 1169-1174
- [GEM88] H. Gemmeke et al.: *Properties of a new photomultiplier optimized to good time and energy resolution for scintillation counting*
IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 35, No. 1., Feb. 1988, 377-381
- [GEM90] H. Gemmeke et al.: *The High Resolution Neutrino Kalorimeter KARMEN*
Nuclear Instruments and Methods in Phys. Res., A264(1990) S. 490-495
- [GIB88] K. G. Gibbs: *The Chikago air shower array*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A264 (1988) 67-73
- [GRE56] K. Greisen, Prog. Cosmic-ray Physics, Vol. III,
edited by J. G. Wilson, Amsterdam: North Holland Publishing 1956
- [GRI86] A. Grimm, Diplomarbeit *Photovervielfacher für den Szintillationsdetektor KARMEN 1*; Universität Karlsruhe 1986
- [HAU91] D. Haunschild, Diplomarbeit *Auswahl und Test von Photoröhren, sowie Kalibration von Szintillationsdetektoren für das Luftschauerexperiment KASCADE*; Universität Karlsruhe 1991
- [HEC74] E. Hecht, A. Zajak: *Optics*
Addison-Wesley Publishing Company, (1974) 4. Aufl.
- [HEI89] J. Heintze et al.: *Cosmic ray tracking - a new approach to high energy γ -Astronomy*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A277 (1989) 29-41
- [HES11] V. F. Hess: *Über die Absorption der γ -Strahlung in der Atmosphäre*,
Physikalische Zeitschrift 12(1911) 998
- [KAM58] K. Kamata und J. Nishimura: *The lateral and the angular structure functions of electron showers*,
Prog. Theor. Phys. Japan 6, Suppl., (1958) S. 93
- [KAR91] A. Karle, DPG Verhandl. (IV) 26, T136 (1991)

- [KRI91] W. Kriegleder, Dissertation in Vorbereitung
Universität Karlsruhe 1991
- [LAG83] P. O. Lagage und C. J. Cesarsky, *Astron. Astrophys.* 125 (1983) S. 249
- [LAN44] L. Landau: *On the energy loss of fast particles by ionisation*
Jou. Phys. USSR 8 (1944) S. 201
- [LIN83] J. Linsley, 18th ICRC, Bangalore, 12 (1983) S. 135
- [LIN87] J. Linsley, Proc. 20th ICRC, Moskau, 2 (1987) S. 442
- [LLO83] J. Lloyd et al.: *Observation of γ rays $> 10^{15}$ eV from Cygnus X-3*
Nature Vol. 305 (1983) 784-787
- [LUN87] N. Lund, Proc. 20th ICRC, Moskau 1987, 8, 45
- [MAY90] H. J. Mayer: *On the benefits of a thin lead shield for the performance of an extended air shower array,*
*Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*294 (1990) 651-662
- [MAY91] H. J. Mayer: *A monte carlo study of the reconstruction accuracy of shower parameters for the KASCADE extended air shower array*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (1991 angenommen)
- [MAY91A] H. J. Mayer, private Mitteilungen 1991
- [MEY81] P. Meyer: *Origin of Cosmic Rays*, IAU Symp. No. 94, G. Setti, G. Spada and A. Wolfendale eds., Reidel 1981, S. 7ff
- [MOY55] J. E. Moyal, *Phil. Mag.* 46, (1955) 263
- [NIS89] M. Nishizawa et al.: *A monitoring System of the fast-timing scintillation counters used for detection of air showers*
*Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*285 (1989) 532-539
- [PLI91] P. Plischke, private Mitteilungen 1991
- [RAP91] J. Rapp, Diplomarbeit *Messung spektraler Abschwächlängen und absoluter Lichtausbeuten von organischen Flüssigszintillatoren,*
Universität Karlsruhe 1991

- [SA83A] M. Samorsky and W. Stamm, 18th ICRC, Bangalore,
11(1983) 244
- [SAM83] M. Samorsky and W. Stamm, Ap. J. 268(1983) L17
- [SIM83] J. A. Simpson, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33 (1983) 323
- [VAL90] Valvo Datenbuch Photoervielfacher 1990
- [VOL87] H. J. Völk, Proc. 20th ICRC, Moskau 1987, 7, 157
- [VOL88] H. J. Völk, P. L. Biermann, Astrophys. J. 333 (1988) L65
- [VOL90] G. Völker et al.: KfK report 4875, Kernforschungszentrum Karlsruhe, S.68
(1990)
- [WET91] Y. Wetzel, Diplomarbeit *Vorstudien zur Suche nach Punktquellen kosmi-
scher Strahlung mit dem KASCADE-Array*,
Universität Karlsruhe 1991
- [WOL90] J. Wolf, Diplomarbeit *Optische Eigenschaften organischer Flüssigszintil-
latoren*,
Universität Karlsruhe 1990