



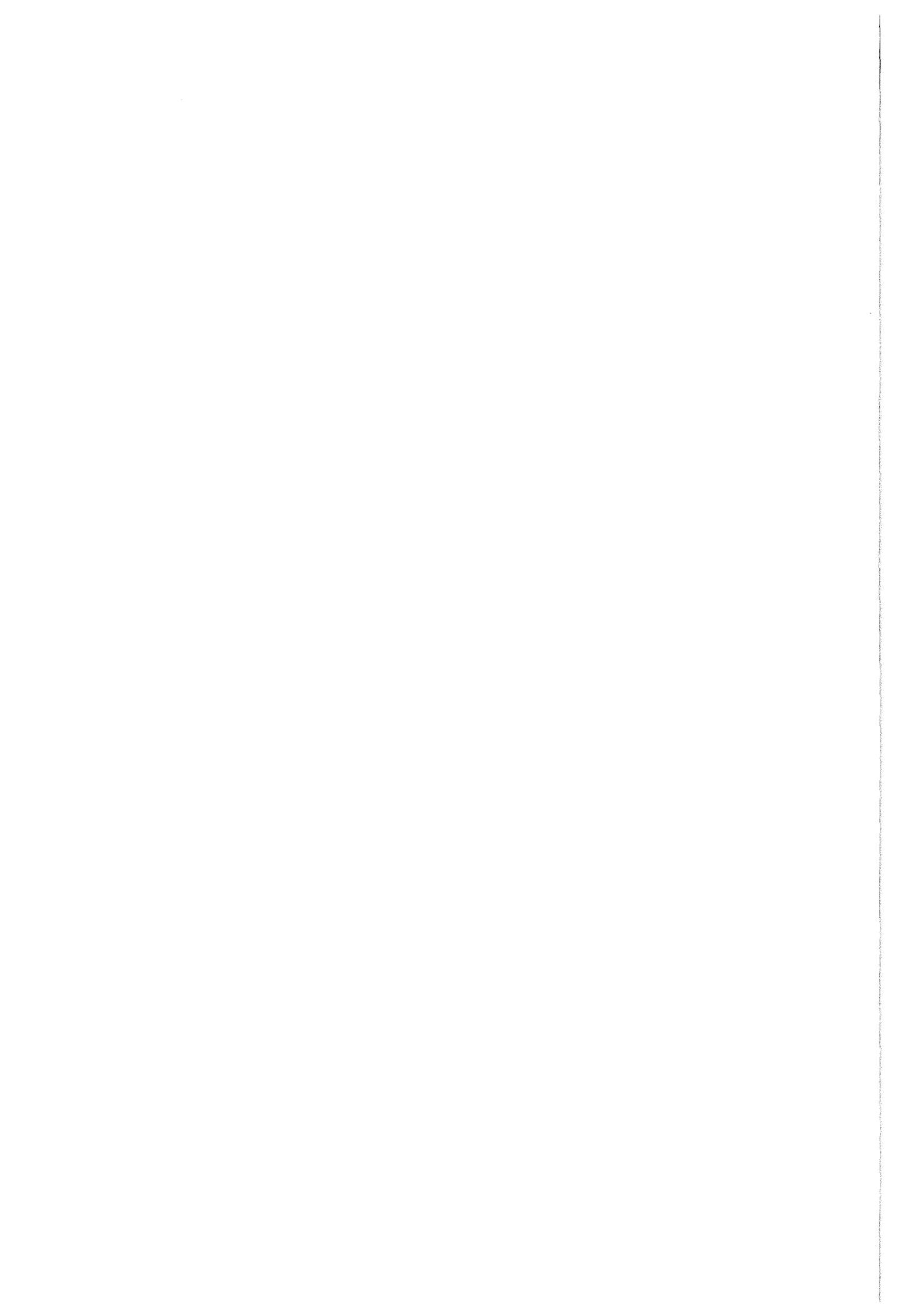
Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5971B

**Experimentelle Untersuchungen
der Eigenschaften der
Szintillationsdetektoren des
KASCADE-Zentraldetektors
und ihre Kalibration im
Gesamtsystem**

F. Feßler
Institut für Kernphysik

August 1997



Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5971 B

**Experimentelle Untersuchungen
der Eigenschaften der Szintillationsdetektoren
des KASCADE-Zentraldetektors und ihre
Kalibration im Gesamtsystem**

F. Feßler

Institut für Kernphysik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1997

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe
Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)
ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Ein Detektorsystem aus 456 Plastikszintillationszählern in der dritten Ebene („Triggerebene“) des Eisen-Sampling-Kalorimeters des KASCADE-Experimentes liefert das zur Datenauslese der TMS-Flüssigionisations- und der Vieldraht-Proportional-Kammern erforderliche externe Triggersignal und bietet darüber hinaus die Möglichkeit, die relativen Ankunftszeiten von Myonen mit Energien oberhalb von 0,4 GeV und aufgeschauerten Hadronen mit großem Energiedeposit im Bereich des Zentraldetektors zu vermessen.

Die Eigenschaften der hierzu verwendeten Szintillatoren werden hinsichtlich der Uniformität der Detektorantwort sowie der Zeitauflösung bei Verwendung unterschiedlicher Techniken zur Zeitsignalabnahme exemplarisch an einem Triggerdetektor untersucht. Die Auswertung der mit Hilfe eines Teleskopexperimentes aufgenommenen Meßreihen bestätigt die durch das speziell gewählte Layout der Detektormodule angestrebte Homogenität der Energiemessung und rechtfertigt den Einsatz von „Leading-Edge“ Diskriminatoren zur Zeitsignalabnahme.

Weiterhin wird die Langzeitstabilität der Detektormodule überwacht sowie ihre Energie- und Zeitkalibration im Gesamtsystem durchgeführt, wobei insbesondere bezüglich der Zeiteichung verschiedene Verfahren vorgestellt und in mehreren Messungen auf ihre Eignung überprüft werden.

Abstract

Experimental investigation of the properties of the scintillation detectors of the KASCADE central detector and their calibration in the total system

A detector system consisting of 456 plastic scintillation counters placed in the third layer of the iron sampling calorimeter of the KASCADE experiment is used as external trigger for the tetramethylsilane ionization chambers and the multiwire proportional chambers. In addition it allows the measurement of relative arrival times of muons with energies above 0.4 GeV and interacting hadrons giving high energy deposits.

The properties of the detectors are studied with respect to the uniformity of the detector response as well as to the time resolution using different methods for the signal readout. The analysis of data measured by a telescope experiment demonstrates the homogeneity of the detector response, achieved by means of the chosen layout and justifies the use of "leading edge" discriminators for the signal readout.

Moreover, the long-term stability of the detector modules is controlled and their energy- and time- calibration within the total system is investigated and applied. Especially for the time calibration different methods are introduced and their properties are analysed in several measurements.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Das KASCADE Experiment	10
2.1	Die Triggerebene des KASCADE-Zentraldetektors	15
2.1.1	Das Detektorprinzip	16
2.1.2	Die Detektoren der Triggerebene	17
3	Untersuchung der Detektoreigenschaften	22
3.1	Der Aufbau des Teleskopexperimentes	22
3.2	Die Elektronik des Teleskopexperimentes	26
3.3	Die Datenaufnahme	27
3.4	Untersuchung der Ortsabhängigkeit der Energiemessung	29
3.4.1	Der Energieverlust im Szintillator	29
3.4.2	Analyse der gemessenen ADC-Spektren	30
3.5	Die Zeitauflösung des Detektors	35
4	Die Elektronik der Triggerebene	44
4.1	Aufgaben der Triggerelektronik	44
4.2	Die Transputersteuerung der Triggerelektronik	45
4.3	Der Aufbau der Triggerelektronik	46
4.3.1	Die Baugruppen	46
4.3.2	Die Datenwege	49
4.4	Die Zeitmessung	51
4.4.1	Erkennung von myonischen und hadronischen Ereignissen	51
4.4.2	Die Triggererzeugung	52
4.4.3	Die Bestimmung der Teilchenankunftszeiten	53
4.5	Die Messung des Energiedeposits	55
4.6	Monitorspektren	56
4.6.1	Impulshöhenspektrum zur Einstellung der Myonschwelle und zur Energiekalibrierung	57

4.6.2	Inkohärentes und kohärentes TDC-Spektrum	59
4.7	Der Pulsgenerator	61
4.8	Die Temperaturregelung	63
5	Energieeichung und Untersuchung der Langzeitstabilität der Detektormodule der Triggerebene	65
5.1	Der Abgleich der ADC-Spektren der einzelnen Detektoren	65
5.2	Die Energiekalibrierung der Triggerelektronik	65
5.3	Untersuchung der Langzeitstabilität der Detektoren	66
5.4	Analyse der möglichen Ursachen für die Abnahme der Signalverstärkungen	70
5.4.1	Stichprobenartige Wiederholung der ursprünglichen Testmessungen einzelner Detektoren	71
5.4.2	Analyse der relativen Breiten der an die ADC-Spektren angepaßten Landauverteilungen	71
5.4.3	Überprüfung des optischen Kontaktes zwischen Wellenlängenschie- berstab und Photomultiplier	72
5.4.4	Magnetfeldmessung	73
5.4.5	Analyse des Verstärkungsverhaltens der Photomultiplier bei unter- schiedlicher Beanspruchung	73
6	Die Zeitkalibrierung der Triggerelektronik	76
6.1	Methoden der Zeitkalibrierung	76
6.1.1	Die Zeitkalibrierung mit Hilfe der Leuchtdioden	77
6.1.2	Die Zeitkalibrierung mit Hilfe eines zusätzlichen Referenzdetektors	78
6.2	Auswertung der Zeitkalibration	83
6.2.1	Vergleich der Reproduzierbarkeit beider Kalibrationsverfahren .	83
6.2.2	Auswertung der Myonkalibration	84
6.2.3	Einfluß der örtlichen Lage des Referenzdetektors auf die Myonkalibration	86
6.3	Überprüfung der Zeitkalibration mit Hilfe von Schauerdaten	88

7 Zusammenfassung und Ausblick

90

Literaturverzeichnis

93

1 Einführung

Erste Untersuchungen auf dem Gebiet der Höhenstrahlung fanden bereits im Jahre 1901 statt, als festgestellt wurde, daß trockene Luft in einem vollkommen abgeschlossenen Raum auch dann noch schwach ionisiert wird, wenn darin enthaltene geringe Mengen radioaktiver Stoffe bereits vollständig zerfallen sind. Umgibt man den abgeschlossenen Behälter mit einem Bleipanzer von 2,5 cm Dicke vermindert sich die Ionisation beträchtlich, verschwindet jedoch nicht ganz. Dieses Ergebnis führte zu dem Schluß, daß zumindest ein Teil der Ionisation im Inneren des Behälters auf einer Strahlung beruht, die in der Lage sein muß, dicke Stoffschichten zu durchdringen. Zunächst wurden als Quelle dieser Strahlung radioaktive Stoffe vermutet, die immer in der Erde vorhanden sind [1].

Den ersten zweifelsfreien Nachweis für die Existenz hochenergetischer aus dem Weltall stammender Teilchen fand V. F. Hess im Jahre 1912, als er während seiner Ballonaufstiege infolge der unterschiedlichen Ionisierung des Gases innerhalb eines isolierten Elektrometers eine sich mit seiner Flughöhe ändernde Radioaktivität der Luft feststellte [2]. Hierbei beobachtete er zunächst eine Abnahme der Ionisation mit zunehmender Höhe bis etwa 800 m. Nach Durchlaufen eines flachen Minimums stieg diese jedoch wieder an und war bei 4500 m schließlich doppelt so hoch wie am Erdboden.

Kurz nach Ende des ersten Weltkrieges konnte nachgewiesen werden, daß die primäre kosmische Strahlung aus geladenen Teilchen besteht. Messungen der Strahlungsintensität auf der Erdoberfläche ergaben große Intensitäten an den magnetischen Erdpolen, kleine hingegen am Äquator. Während sich die geladenen Teilchen entlang der Feldlinien ungestört fortbewegen können und somit in der Nähe der Pole tief in die Atmosphäre eindringen, müssen sie sich am Äquator senkrecht zum Erdmagnetfeld bewegen, um die Erdoberfläche zu erreichen. Da sie hierbei jedoch abgelenkt werden, gelangen nur die energiereichen Teilchen auf den Erdboden. Aufgrund der Abhängigkeit der Strahlungsintensität von der geomagnetischen Breite konnte auf den steilen Abfall des Spektrums der Primärteilchen mit wachsender Energie geschlossen werden.

Anfang der 30er Jahre bestätigten die mit Hilfe neu entwickelter Geiger-Müller-Zählrohre durchgeführten Messungen die von Hess nachgewiesene sekundäre kosmische Strahlung. In der Folgezeit führte der durch das Interesse an der Höhenstrahlung eingeleitete Fortschritt im Bereich des Detektorbaus auch zu der Entdeckung zahlreicher, von der

Theorie bereits postulierter, „neuer“ Teilchen. Beispiele hierfür sind das von P.A.M. Dirac vorhergesagte und von C.D. Anderson 1932 [3] unter Einsatz von Nebelkammern gefundene Positron sowie der experimentelle Nachweis der Existenz des von H. Yukawa geforderten Pions durch G.P.S. Occialini und C.F. Powell 1947 [4]. Auch das Myon konnte bereits 1936 beobachtet werden [5], wurde zunächst jedoch fälschlicherweise als das gesuchte Yukawa-Teilchen identifiziert.

Während die weiterführenden Erkenntnisse auf dem Gebiet der Teilchenphysik seit den 60er Jahren aus Experimenten mit Teilchenbeschleunigern gewonnen werden, wendet sich die Erforschung der Höhenstrahlung seitdem astrophysikalischen Fragestellungen zu. Von besonderem Interesse sind dabei die Bestimmung des Ursprungs der kosmischen Strahlung, ihre Energieverteilung, ihre chemische Zusammensetzung sowie ihre Anisotropie.

Die Herkunft der Primärteilchen und ihre Beschleunigungsmechanismen lassen sich bislang nur bis zu Energien von etwa 10^{15} bis 10^{16} eV erklären [6]. Nach einem von E. Fermi [7] erstmals beschriebenen Prozeß können geladene Teilchen durch Vielfachwechselwirkung mit Stoßwellen sukzessiv an Energie gewinnen. Auslöser dieser Stoßwellen sind Supernovaexplosionen, wie sie innerhalb eines Jahrhunderts mehrmals in unserer Galaxie auftreten. Da der Beschleunigungsprozeß jedoch sehr langsam verläuft und die Stoßwellen im Laufe der Zeit Energie verlieren, enden die somit erreichbaren Energien bei den oben aufgeführten Grenzen. Das beschleunigte Teilchen muß hierbei nicht aus dem explodierenden Stern, sondern kann auch bereits vorbeschleunigt aus einer älteren Quelle stammen.

Die höchsten bisher gemessenen Energien der kosmischen Strahlung liegen jedoch oberhalb von 10^{20} eV [8]. Das Spektrum der hochenergetischen Teilchen folgt zunächst über mehrere Dekaden einer stark abfallenden Potenzfunktion mit einem konstanten Exponenten von etwa -2,7. Zwischen 10^{15} eV und 10^{16} eV besitzt es einen Knick, in der Literatur als „Knie“ bezeichnet, an den sich ein noch steilerer Abfall mit konstantem Index von $\approx -3,0$ über weitere drei Dekaden anschließt. Eine Abflachung des Spektrums gegen Ende der Energieskala bei etwa 10^{20} eV deutet auf den von Greisen, Zatsepin und Kuzmin vorausgesagten „Cutoff“ hin, welcher durch die Photoproduktion von Pionen bei der Wechselwirkung hochenergetischer kosmischer Teilchen mit den Quanten der $2,7^\circ$ K-Hintergrundstrahlung entsteht [9].

Die Schwierigkeit, Aufschlüsse über den Ursprung der hochenergetischen Höhenstrahlung zu erlangen, resultiert aus der Existenz interstellarer Magnetfelder in der Milchstraße. Obwohl diese nur etwa ein Hunderttausendstel des Erdmagnetfeldes betragen und somit sehr schwach sind, genügen sie, um geladene Teilchen aufgrund der großen Entfernungen in der Galaxie stark abzulenken. Da die Felder darüber hinaus eine komplizierte und unregelmäßige räumliche Struktur besitzen, lassen sich die Bahnen der Teilchen nicht zurückverfolgen. Diese haben somit ihre ursprünglichen Richtungsinformationen verloren, und die geladene kosmische Strahlung besitzt in Erdnähe eine nahezu vollständige Isotropie ihrer Einfallrichtung. Die Erforschung der Höhenstrahlung ist daher auf indirekte Schlüsse angewiesen, indem sie versucht, durch Messungen des Energiespektrums und der Zusammensetzung der primären Strahlung Aussagen über deren Herkunft zu treffen. Da ihre integrale Intensität jedoch mit jeder Größenordnung in der Energie um etwa den Faktor hundert abnimmt, und die Transportmöglichkeiten von Detektoren auf Ballons, Satelliten oder Raumgleitern durch Gewicht und Größe begrenzt sind, läßt sich die Art der Höhenstrahlung durch direkte Messungen der Primärteilchen nur bis zu Energien von einigen 10^{14} eV bestimmen [10, 11,12]. Der überwiegende Anteil der kosmischen Strahlung wird hier von vollständig ionisierten Atomkernen dominiert, deren chemisches Spektrum von leichten (p, He) über mittelschwere (C,N,O) bis hin zu schweren Kernen (Fe) reicht, wobei die Anzahl der schweren Kerne jedoch geringer als jene der leichten ist. Der Vergleich der solaren mit den kosmischen Elementhäufigkeiten weist einen übereinstimmenden gerade - ungerade Effekt auf, d.h. Kerne mit gerader Ladungszahl sind häufiger vorhanden als solche mit ungerader Ladungszahl. Darüber hinaus unterscheiden sich beide Systeme jedoch in ihrer Zusammensetzung; so ist das Vorkommen der zwei leichtesten Kerne im Sonnensystem größer als in der kosmischen Strahlung, während es sich bei den Elementen Lithium, Berillium und Bor sowie den unmittelbar vor dem Eisen liegenden Elementen gerade umgekehrt verhält. Erklären läßt sich dies durch Spallationsprozesse der Kerne an der interstellaren Materie auf dem Weg ins Sonnensystem. Einen weitaus geringeren Beitrag zum gesamten Spektrum liefern hochenergetische Photonen ($< 0,1\%$) und Elektronen ($< 1\%$).

Noch keine zuverlässigen Angaben, weder in theoretischer noch in experimenteller Hinsicht, besitzt man über primäre Teilchen, deren Energien oberhalb des Knies angesiedelt sind. Als mögliche Herkunftsorte werden hier auch außergalaktische Quellen wie Ausbrüche

aktiver Galaxienkerne angeführt [13]. Bezüglich ihrer Beschleunigungsmechanismen existieren ebenfalls vielfältige Theorien, da sich diese zumeist nach der Art der Quelle richten. Ein Beispiel hierfür ist die Beschleunigung von Elektronen und Positronen am Schock eines Pulsarwindes auf so hohe Energien, daß ihre Synchrotronstrahlung im Radio- bis Röntgenbereich liegt.

Der Transport der hochenergetischen Teilchen wird mit Hilfe von Diffusionsmodellen („leaky-box“-Modellen) beschrieben [14], welche die magnetische Steifigkeit ($\sim p/Z$, Impuls pro Ladung) der Teilchen, Wechselwirkungen mit interstellarer Materie, Störungen durch inhomogene Feldkonfigurationen und Streuungen an magnetohydrodynamischen Wellen (z.B. Alfvén-Wellen) berücksichtigen. Diese Mechanismen bewirken Energieverluste durch Ionisation sowie Energiegewinnung durch Turbulenzen in den Magnetfeldern.

Ausgedehnte Luftschauer

Um weitere Kenntnisse über die Natur der Höhenstrahlung [15] oberhalb der direkt zugänglichen Energien von etwa 10^{14} eV zu erhalten, ist man auf erdgebundene Messungen angewiesen. Hierbei ergibt sich jedoch als erschwerender Aspekt, daß die gesamte Erdatmosphäre zwischen Primärteilchen und Meßstation liegt. Bei ihrem Eintritt in die Atmosphäre lösen die hochenergetischen kosmischen Teilchen in einer Höhe von etwa 20 km bis 100 km durch nukleare Wechselwirkungen mit den Atomkernen der Luft ausgedehnte Luftschauer (**Extensive Air Shower, EAS**) aus, die auf der Erdoberfläche nachweisbar sind [16,17]. Ein Teil der kinetischen Energie der Primärteilchen geht hierbei in die Erzeugung neuer hadronischer, teilweise instabiler Sekundärteilchen (p, n, K, π) über. Da diese selbst wiederum genügend Energie besitzen, um bei weiteren Wechselwirkungen neue Teilchen zu erzeugen, wächst ihre Zahl in der Atmosphäre lawinenartig an, bis die Energien so klein werden, daß die auftretenden Ionisationsverluste gegenüber der Erzeugung neuer Teilchen überwiegen. Die Eindringtiefe eines EAS in die Erdatmosphäre hängt hierbei wesentlich von der Energie des Primärteilchens ab. Bei Energien unterhalb von 10^{13} eV erreichen nur wenige koinzidente Teilchen die Meereshöhe. Der Schauer ist bereits ausgestorben. Bei Primärteilchenenergien oberhalb von 10^{16} eV kann ein EAS hingegen auf Meereshöhe aus einigen Millionen Sekundärteilchen bestehen. Während er hier einen Durchmesser von einigen hun-

dert Metern besitzt, beträgt seine Dicke nur etwa 10 m. Um auf die Masse des Primärteilchens zu schließen, ist es erforderlich, die verschiedenen Komponenten des Luftschauers hinreichend genau zu erfassen. Da aufgrund seiner großen Ausdehnung nicht alle Teilchen auf Beobachtungsniveau registriert werden können, muß man sich auf stichprobenartige Messungen der Verteilung der Teilchen mit einer üblicherweise regelmäßigen Anordnung von Detektoren (Array) beschränken.

Die Bestandteile der von Atomkernen ausgelösten Luftschauer lassen sich in 4 Gruppen einteilen (Abb.1).

- Die **hadronische** Komponente setzt sich aus den bei Kernstößen erzeugten Kernfragmenten, Baryonen (Protonen, Neutronen, Hyperonen, etc.) und Mesonen (Pionen, Kaonen, etc.) zusammen. Aufgrund der kleinen Transversal- gegenüber den Longitudinalimpulsen bilden die Hadronen den Schauerkern eines ausgedehnten Luftschauers und bleiben eng, im allgemeinen mit Abständen von weniger als 10 m, um die Achse des Primärteilchens konzentriert. Ihre Energie und ihre Zahl nehmen mit zunehmender Entfernung von der Schauerachse schnell ab.
- Der Zerfall der neutralen, kurzlebigen Pionen in hochenergetische Photonen ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) bildet den Ausgangspunkt alternierend auftretender Prozesse von Paarbildung ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) und Bremsstrahlung und somit den Beginn einer elektromagnetischen Kaskade in der Atmosphäre. Mit ungefähr 10^5 Teilchen bei einer Primärenergie von 10^{15} eV stellt diese **elektromagnetische** Komponente hinsichtlich der Teilchenmultiplizität den Hauptteil eines EAS dar. Ihre laterale Verteilung beträgt auf Meereshöhe ungefähr 100 m. Ebenfalls von großer Bedeutung bei der Beobachtung von Luftschauern ist die Emission von Fluoreszenz- und Cerenkov-Licht, das im wesentlichen durch die elektromagnetische Schauerkomponente erzeugt wird. Die hierdurch induzierten Energieverluste sind gering und wirken sich daher nicht auf die Schauerentwicklung aus. Während das Fluoreszenzlicht überwiegend von angeregten Stickstoffmolekülen stammt und praktisch isotrop abgestrahlt wird, emittieren hochenergetische Elektronen in der Atmosphäre stark um ihre Bewegungsrichtung fokussiertes Cerenkov-Licht.

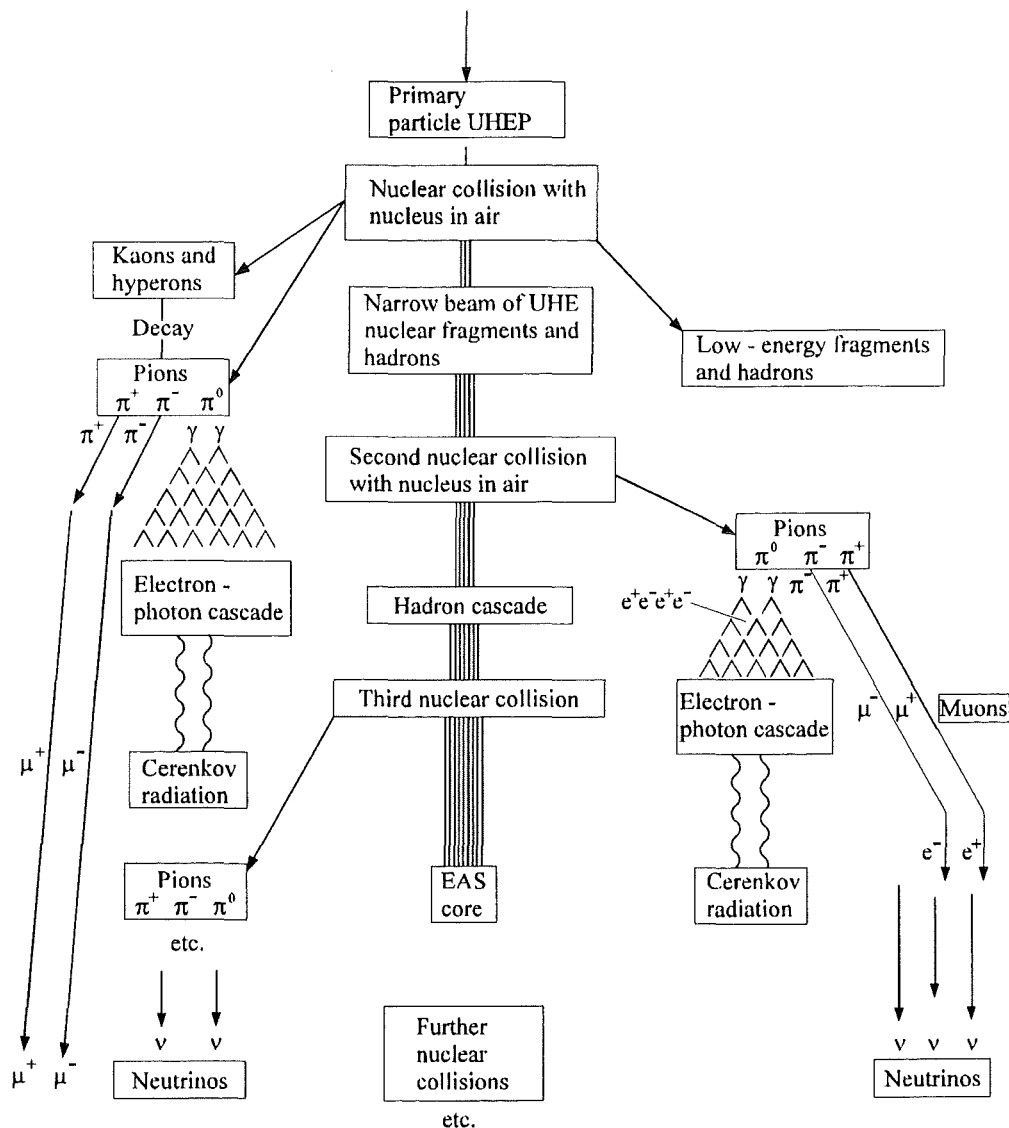


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers

- Aus dem Zerfall der geladenen Mesonen, für die hier nur ihre wichtigsten Zerfallskanäle aufgeführt sind,

$$\pi^+ (\pi^-) \rightarrow \mu^+ (\mu^-) + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu), \quad K^+ (K^-) \rightarrow \mu^+ (\mu^-) + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu), \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$$

erhält der EAS seine **myonische** Komponente. Pionen und Kaonen werden bevorzugt mit kleinen Winkeln zur Richtung des Primärteilchens erzeugt. Die meisten Myonen

entstehen somit trotz deren relativistischer Zerfallslängen im Abstand von wenigen Metern zur Schauerachse. Da die leptonischen Myonen nur der elektroschwachen Wechselwirkung unterliegen und aufgrund ihrer hohen Masse nur geringe Energieverluste durch Bremsstrahlung erleiden, können sie die Erdatmosphäre nahezu wechselwirkungsfrei durchdringen. Die Myonlateralverteilung wird somit im wesentlichen durch die Winkelverteilung der Myonen bei ihrer Produktion und durch ihre Produktionshöhe bestimmt. Ein kleiner Transversalimpuls, den sie dort erhalten, führt am Erdboden zu großen Entfernungen von der Schauerachse.

- Die **Neutrinos** entstehen bei der Produktion und dem Zerfall der Myonen in der Atmosphäre. Sie lassen sich jedoch aufgrund der sehr kleinen Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung mit Materie und dem hohen Untergrund an Myonen nur in Unterwasser- oder Untergrundexperimenten nachweisen.

Experimentelle Techniken

Das Ziel von Luftschauerexperimenten ist es, mittels Messung und Korrelation von Beobachtungsgrößen aus einer oder mehrerer dieser vier Komponenten Aufschlüsse über die Energieverteilung, die Richtung und die Natur der Höhenstrahlung zu erhalten. Den direktesten Zugang zu Energie und Einfallsrichtung eines primären Teilchens eröffnet hierbei aufgrund der dominierenden Teilchenzahl die elektromagnetische Komponente. Aus ihrer Lateralverteilung und Ankunftszeitstruktur kann durch die Anpassung einer gegebenen Form der Schauerfront die Einfallsrichtung des Schauers und somit auch die des einfallenden Primärteilchens bestimmt werden (Abb. 2). Seine Energie E_0 läßt sich ebenfalls mit Hilfe der elektromagnetischen Lateralverteilung abschätzen.

Eine übliche Methode zur Ermittlung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung ist die Bestimmung des Verhältnisses der Myonenzahl zur Elektronenzahl N_μ / N_e eines Luftschauers auf Beobachtungsniveau. Faßt man im Rahmen des Superpositionsprinzips den Schauer eines ^{56}Fe -Kerns mit der Primärenergie E_0 als Überlagerung von 56 nukleoninduzierten Schauern der Primärenergie $E_0/56$ auf, so besitzt dessen hadronische Komponente mehr Teilchen mit durchschnittlich geringerer Energie als die eines von einem Proton der Energie E_0 erzeugten Schauers. Da die Multiplizität der Pionproduktion etwa

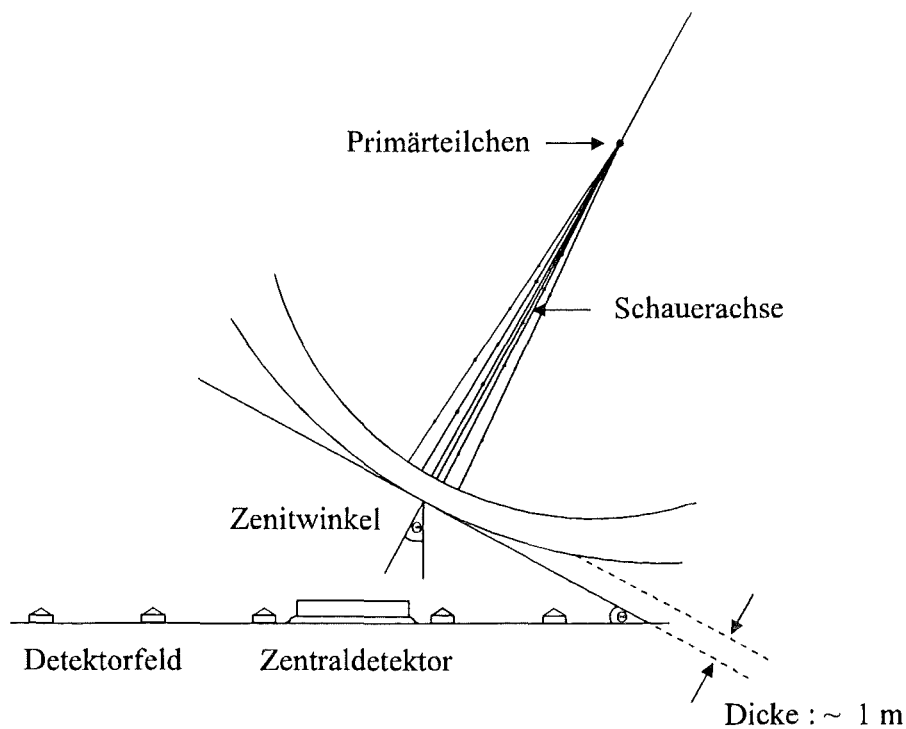


Abbildung 2: Schematische Darstellung einer Schauerfront

logarithmisch mit der Energie wächst, beinhalten die von schweren Kernen ausgelösten Schauer eine höhere Myonenzahl als die von Protonen gleicher Primärenergie induzierten. Die longitudinale Entwicklung eines EAS wird im wesentlichen von der Energie pro Nukleon bestimmt. Nimmt diese zu, so vergrößert sich die Eindringtiefe des Schauers in die Atmosphäre, und die Ausbildung des Maximums erfolgt näher an der Erdoberfläche. Ein protoninduzierter Schauer der Primärenergie E_0 weist somit auf Meereshöhe eine weitaus größere Elektronenzahl auf als der durch einen schwereren Atomkern ausgelöste Schauer gleicher Energie, dessen elektromagnetische Subschauer nach Erreichen ihres Maximums rasch aussterben. Beide Schauertypen besitzen darüber hinaus unterschiedliche Lateralverteilungen, da diese mit abnehmender Energie des Nukleons flacher werden.

Ein weiterer Ansatz, etwas über die Masse des Primärteilchens zu erfahren, liegt in der Messung der Zeitstruktur innerhalb eines Schauers. Hierbei gewinnt man gegenüber der in erster Linie aus der transversalen Entwicklung resultierenden Lateralverteilung auch Informationen aus der longitudinalen Entwicklung [18,19]. Da sich die Teilchen eines Schauers

nahezu mit Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre bewegen, besitzt die auf Meereshöhe auftreffende Schauerscheibe im Zentrum nur eine geringe zeitliche Dispersion von 10 ns, welche bei größeren Abständen zum Schauerkerne zunimmt [20]. Insbesondere die Zeitstruktur der Myonen spiegelt, bedingt durch deren praktisch ungestörte Ausbreitung, ein Abbild der Kaskadenentwicklung wider und kann, wie Simulationsrechnungen zeigen, als Parameter zur Massenbestimmung des Primärteilchens verwendet werden [21].

Die Auslegung des KASCADE (KArlsruhe Shower Core and Array DEtector) Experimentes wurde so gewählt, daß sie eine erdgebundene Messung der Energieverteilung sowie die Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich des Knies (10^{14} eV bis 10^{17} eV) ermöglicht [22]. Das großflächige Detektorarray und der zentrale Hadron- und Myondetektor erlauben die simultane Erfassung von drei der vier Komponenten eines ausgedehnten Luftschauers. Durch multidimensionale Analysen möchte man auf die Eigenschaften der primären Teilchen schließen [23].

Ein für die Auslese der von Myonkammern und Hadronkalorimeter aufgenommenen Daten wesentlicher Bestandteil des Experimentes ist die sogenannte Triggerebene des Zentraldetektors. Sie liefert den für beide Detektorsysteme erforderlichen schnellen Trigger und bietet darüber hinaus mittels ihrer 456 Plastikszintillatoren eine weitere Möglichkeit zur Messung der Ankunftszeiten und Multiplizitäten von Myonen und Hadronen. In der hier vorgestellten Arbeit werden die Eigenschaften der in der Triggerebene eingesetzten Szintillationsdetektoren hinsichtlich der Ortsabhängigkeit der Energiemessung und der Zeitauflösung bei Verwendung unterschiedlicher Techniken zur Zeitsignalabnahme in einem Teleskopexperiment exemplarisch an einem Triggerdetektor untersucht. Neben der Installation der Szintillatoren in den Zentraldetektor und ihrer Bestückung mit einer an der Universität Tübingen eigens hierfür entwickelten Ausleseelektronik [24,25] werden die Verstärkungen der einzelnen Detektoren in mehreren Iterationsschritten durch entsprechende Variationen der Versorgungsspannungen und der Vorwiderstände in den Hochspannungszuleitungen der jeweiligen Photomultiplier aufeinander abgeglichen. Zu den weiteren Aufgaben gehören die Überwachung der Langzeitstabilität der Detektormodule sowie die Durchführung ihrer Energie- und Zeitkalibration im Gesamtsystem, wobei insbesondere hinsichtlich der Zeiteichung verschiedene Verfahren vorgestellt und in mehreren Messungen auf ihre Verwendbarkeit überprüft werden.

2 Das KASCADE Experiment

Das Experiment KASCADE [22] befindet sich auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe (8° östlicher Länge, 49° nördlicher Breite) in einer Höhe von 110 m über dem Meeresspiegel. Es ist so konzipiert, daß es mit Hilfe seiner komplexen Anordnung unterschiedlicher Detektorsysteme die Möglichkeit bietet sowohl die myonische, die elektromagnetische als auch die hadronische Komponente einzelner Schauer zu messen. Der experimentelle Aufbau umfaßte in seiner ursprünglichen Planung zwei Elemente: ein großflächiges Detektorarray von $200 \cdot 200 \text{ m}^2$ und einen in der Mitte dieses Feldes positionierten Zentraldetektor ($16 \cdot 20 \text{ m}^2$). Zur Zeit wird KASCADE durch den Bau eines nördlich des Zentraldetektors gelegenen $48 \cdot 5,4 \cdot 2,4 \text{ m}^3$ großen Myontunnel erweitert (Abb. 3).

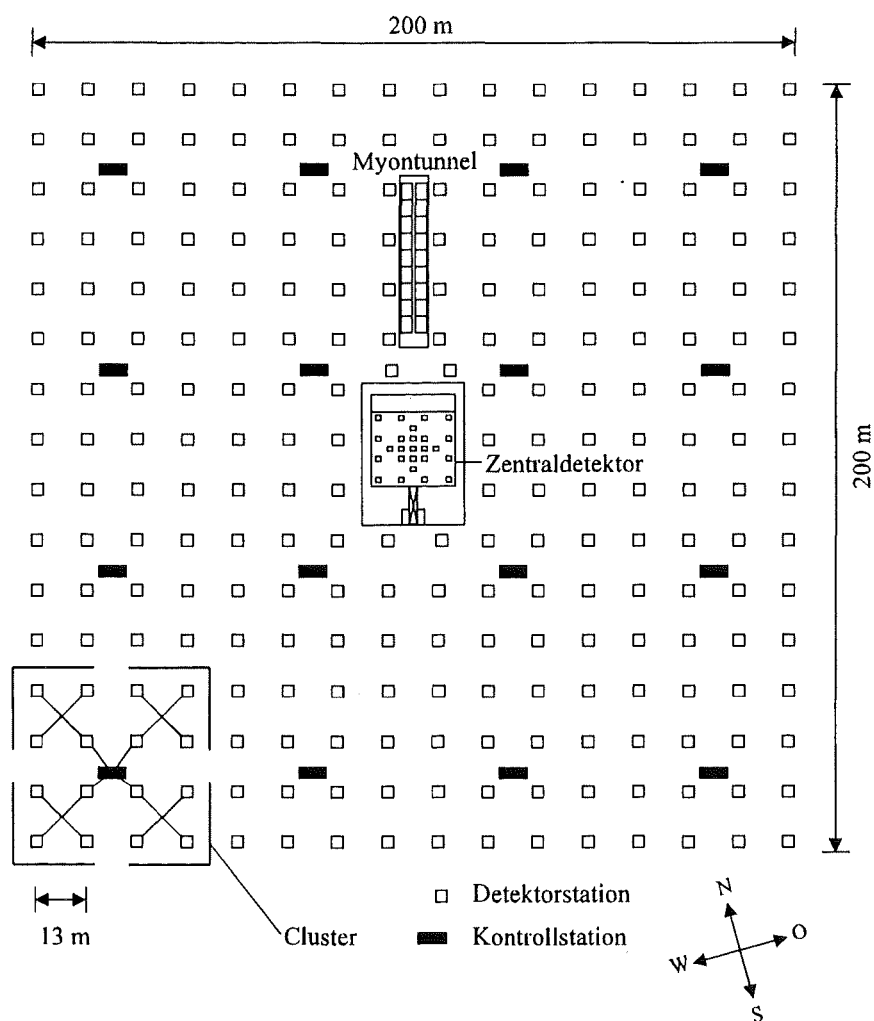


Abbildung 3: Auslegung des KASCADE-Experimentes

Das Array

Das Array umfaßt 252 Detektorstationen, die auf einem quadratischen Raster mit einem Gitterabstand von jeweils 13 m angeordnet sind. Sechzehn (bzw. im Zentrum des Feldes 15) von ihnen bilden einen autonomen Cluster, der von einer gemeinsamen Kontrollstation überwacht wird. Jede Detektorstation beinhaltet bei vollem Ausbau vier e/γ - Detektoren mit einer sensitiven Fläche von jeweils $0,785 \text{ m}^2$. Die Detektoren bestehen aus einem kegelförmigen, an der Innenseite mit weißer Reflektorfarbe beschichteten Edelstahlbehälter, dessen Basisdurchmesser 1 m beträgt. Er ist mit 38 l eines organischen Flüssigszintillators gefüllt, die in einer Aluminiumwanne eine 4,8 cm dicke Schicht bilden. An der Spitze des Kegels sind ein Lichtsammler und ein Photomultiplier angebracht. Durch dieses Design erreicht der Detektor eine Zeitauflösung von $\sigma_t = 0,77 \text{ ns}$. Sein dynamischer Bereich umfaßt bis zu 2000 minimal ionisierende Teilchen, und die Energieauflösung beträgt $\sigma_E = 25,3 \% / \sqrt{E}$ [26]. Die vier e/γ -Detektoren befinden sich auf einer $200 \cdot 200 \text{ cm}^2$ großen Absorberplatte, die aus 10 cm dickem Blei und 4 cm dickem Eisen besteht. Sie dient einerseits als mechanische Trägerplatte, andererseits als Abschirmung des unter ihr positionierten Myondetektors vor der elektromagnetischen Schauerkomponente. Ihre Dicke entspricht in etwa 20 Strahlungslängen, so daß sich Myonen ab einer Energie von ungefähr 0,3 GeV nachweisen lassen. Den Myondetektor selbst bilden vier $90 \cdot 90 \cdot 3,0 \text{ cm}^3$ große Plastikszintillatorplatten, die durch Wellenlängenschieberstäbe getrennt und umrahmt sind. Jeweils drei Stäbe werden mit Hilfe eines T-förmigen Plexiglaslichtleiters auf einen der vier an den Seiten angeordneten Photomultiplier abgebildet und dort ausgelesen. Die Energieauflösung der Myondetektoren beträgt $\sigma_E = 32 \% / \sqrt{E}$, ihre Zeitauflösung $\sigma_t = 2,9 \text{ ns}$ [27]. Aufgabe des Detektorarrays ist die Messung der Lateralverteilungen der Elektronen und der Myonen sowie die Aufnahme der relativen Ankunftszeiten der Teilchen innerhalb eines Schauers. Aus den unterschiedlichen Ankunftszeiten der elektromagnetischen Teilchen läßt sich dann die Einfallsrichtung des Schauers und die Lage seines Zentrums ermitteln.

In der momentanen Ausbaustufe des Arrays besitzen die Detektorstationen der inneren vier Cluster noch keine Myondetektoren, während bei den äußeren zwölf Clustern nur zwei der vier e/γ - Detektoren vorhanden sind. Die sensitive Fläche für den Myonnachweis beträgt zur Zeit 1,55 %, während die insgesamt 624 e/γ -Detektoren im gesamten Array eine Flächenbelegung von 1,22 % ergeben.

Der Myontunnel

Anders als in den Detektoren des Arrays werden die Myonen hier mit Hilfe von „Streamer-tubes“ orts aufgelöst erfaßt, wodurch sich ihre Spuren rekonstruieren und infolge dessen ihre Richtungen genau bestimmen lassen. Die Streamerkammern besitzen eine Fläche von $4 \cdot 2 \text{ m}^2$ und befinden sich zwischen zwei Lagen von Auslesestreifen. Jeweils drei Lagen solcher Detektoren ergeben eines der 16 Teleskope, die in ihrer Gesamtheit gemeinsam mit den senkrecht stehenden Kammern der Seitenwände eine aktive Fläche von 144 m^2 bilden. Nach oben besitzt der sich im Aufbau befindende 48 m lange und 5,4 m breite Myontunnel durch Erde, Eisen und Beton eine Abschirmung von 18 Strahlungslängen, so daß die Energieschwelle für senkrecht einfallende Myonen bei etwa 0,8 GeV liegt.

Der Zentraldetektor

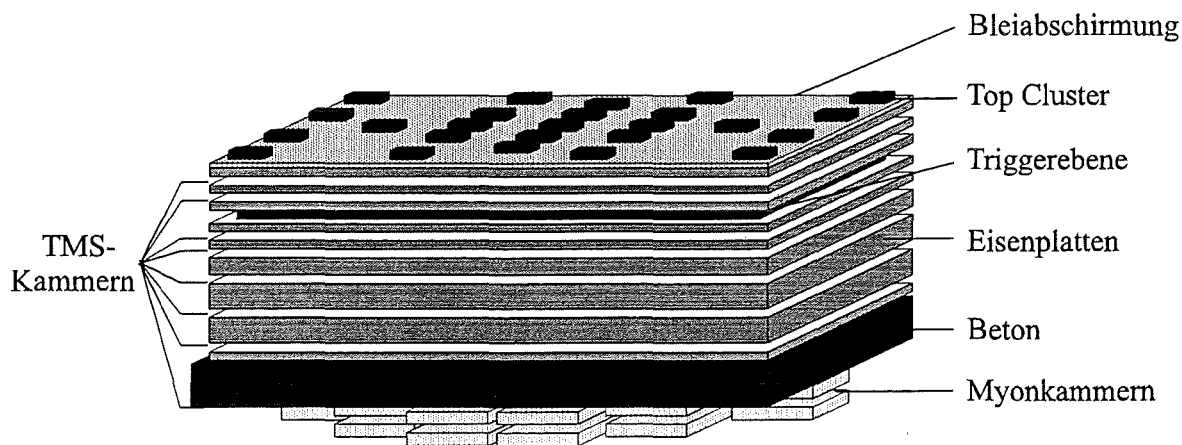


Abbildung 4: Schematischer Aufbau des KASCADE Zentraldetektors

Der Zentraldetektor beinhaltet vier weitere Detektorsysteme (Abb. 4). Hauptbestandteil ist ein aus acht aktiven Detektorlagen aufgebautes Sampling-Kalorimeter [28], dessen passiver Absorber von ebenfalls acht mit zunehmender Tiefe dicker werdenden Eisenlagen ($\sim 3800 \text{ t}$) und einer 80 cm dicken Betonschicht oberhalb der untersten aktiven Lage gebildet wird. Infolge dieser elf nuklearen Wechselwirkungslängen können Hadronen mit Energien bis zu

etwa 10 TeV gestoppt werden. Als Detektoren dienen hier zum ersten Male in großem Umfang Flüssigionisationskammern, deren wichtigste Eigenschaft ihr großer dynamischer Bereich ist. Jede dieser Kammern besteht aus vier getrennten Elektrodenplatten ($25 \cdot 25 \cdot 0,1 \text{ cm}^3$), die mit Hilfe von Keramikisolatoren (Al_2O_3) in einem 1 cm flachen, quadratischen Edelstahlgehäuse befestigt sind. Um eine große Beweglichkeit der freien Elektronen verbunden mit einer hohen Ladungsausbeute zu erreichen, werden die Kammern mit Tetramethylsilan (TMS, $\text{Si}(\text{CH}_3)_4$) gefüllt. Zur Bestückung der acht aktiven Lagen sind insgesamt 10.000 solcher Kammern vorgesehen, so daß das Kalorimeter die Möglichkeit bietet, den gesamten hadronischen Kern zentral auftreffender Luftschauer zu vermessen. Dies beinhaltet die Bestimmung der Zahl der Hadronen, ihre Energie und ihre Position sowie ihre Richtung.

Die Myonkammern

An der Decke des Zentraldetektorkellers sind unterhalb der gesamten Abschirmung 32 großflächige, ortsempfindliche Vieldraht-Proportionalkammern in zwei Lagen zu je 16 Detektoren im Abstand von 38 cm in gleicher Anordnung übereinander aufgehängt. Aufgrund der Übernahme ihres mechanischen Teiles aus einem älteren Experiment existieren drei verschiedene Kammertypen, die sich jedoch lediglich in ihren Abmessungen, nicht aber in ihrem Aufbau unterscheiden. Sie bestehen alle aus einem 16 mm dicken Gasvolumen, welches durch einen Kunststoffrahmen gebildet und oben und unten durch Deckplatten verschlossen wird. In der Mitte dieses Gasvolumens befinden sich jeweils 12 mm voneinander entfernt längsverlaufende Anodendrähte. Zur besseren Fokussierung des elektrischen Feldes und um ein Übersprechen benachbarter Anoden zu verhindern, sind in ihren Zwischenräumen sowie an den Seiten parallel gespannte Potentialdrähte befestigt [29]. Als Kathoden arbeiten 10,6 mm breite Kupferstreifen, die im Abstand von 2 mm auf die Innenseiten der Deckplatten aufgeklebt und gegenüber den Anoden um $\pm 34^\circ$ gedreht sind. Der Durchstoßort eines minimal ionisierenden Teilchens ergibt sich somit als Schnittpunkt aus oberer Kathode, Anode und unterer Kathode [30]. Die Kammern werden von einem Gasgemisch aus Argon und Methan durchströmt und besitzen eine sensitive Fläche von zweimal 131 m^2 . Dies ergibt eine Flächenbelegung von 41 % des gesamten Kellers. Mit Hilfe der Vieldraht-Proportionalkammern läßt sich die myonische Komponente eines ausgedehnten Luftschauers unterhalb

des hadronischen Kalorimeters bei einer Energieschwelle von 2 GeV vermessen. Hierzu gehört die Ermittlung der Myondichte im Kern des Schauers sowie eine Orts- und Richtungsbestimmung der Myonen, indem ihre Spuren rekonstruiert werden. Die aus dem vertikalen Abstand der beiden Lagen und der Ortsauflösung der Kammern berechnete Winkelauflösung beträgt für Myonen, die in zwei übereinanderliegenden Kammern nachgewiesen werden, ca. $1,5^\circ$.

Das Top-Cluster

Das Top-Cluster wird von 25 auf dem Dach des Zentralkalorimeters ausgelegten Detektorstationen gebildet, wodurch sich eine auf das gesamte Detektorfeld bezogene sensitive Fläche von 7,1 % ergibt [31]. Die hierbei verwendeten, aus jeweils zwei Szintillationszählern bestehenden Module, entsprechen in ihrem Aufbau exakt jenen der Triggerebene (vgl. Abschnitt 2.1.2). Um eine möglichst niedrige Energieschwelle bei den angestrebten Messungen zu erreichen, sind die Detektoren ohne Abschirmung installiert. Lediglich 5 cm Styropor, eine 2 cm dicke Sperrholzplatte und eine Kunststoffplane dienen als Schutz gegen Witterungseinflüsse. Die Aufnahme der deponierten Energien sowie der Ankunftszeiten der elektromagnetischen Komponente niederenergetischer Schauer, deren Zentren sich innerhalb des Top-Clusters befinden, schließt die durch das Zentralkalorimeter bedingte Lücke des Detektorarrays und bietet aufgrund der niederen Schwelle in der Primärenergie die Möglichkeit, den Anschluß an die Satelliten- und Ballonexperimente herzustellen. Weiterhin kann das Top-Cluster zur Erzeugung von Triggersignalen für den Zentraldetektor benutzt werden. [32].

Die Triggerebene

Die dritte Ebene des Zentraldetektors ist mit 456 Plastikszintillatoren bestückt, die ein vom Detektorarray und vom Top-Cluster unabhängiges Triggersignal zur rechtzeitigen Datenauslese der Flüssigionsisations- und der Vieldraht-Proportional-Kammern liefern. Zusätzlich bildet die Triggerebene ein weiteres Detektorsystem zur Messung der Ankunftszeiten und Multiplizitäten von Myonen und Hadronen im Bereich des Zentralkalorimeters.

2.1 Die Triggerebene des KASCADE-Zentraldetektors

Hochenergetische Elektronen oder Photonen der elektromagnetischen Komponente eines Luftschauers können in einem Absorbermaterial (hier: Blei, Eisen) durch Bremsstrahlung und Paarbildung einen lokalen elektromagnetischen Schauer erzeugen, der abhängig von seiner ursprünglichen Energie nach einigen Wechselwirkungslängen abgeklungen ist. Eine solche lokale Kaskade sollte, um ein unerwünschtes Ansprechen der Triggerebene möglichst auszuschließen, unterhalb des Absorbermaterials ausgestorben und somit nicht mehr nachweisbar sein. Da hierfür eine genügend dicke Abschirmung oberhalb der Detektoren benötigt wird, stellt die Triggerebene die dritte Ebene des Zentraldetektors dar (29 Strahlungslängen). Außerdem bietet sie so die Möglichkeit die Ankunftszeiten von Myonen mit Energien oberhalb von 0,4 GeV und aufgeschauerten Hadronen mit großem Energiedeposit im Zentraldetektor zu messen, da sie diese aufgrund der fortgeschrittenen Schauerentwicklung unterhalb des Blei- und drei Lagen des Eisenabsorbers deutlich voneinander unterscheiden kann. Sehr hochenergetische Primärteilchen führen in dem von KASCADE angestrebten Energiebereich zu Schauern, die im Kern besonders hohe Teilchendichten aufweisen [33]. Um auch hier noch einzelne Myonen oder Hadronen nachzuweisen, besitzt die Triggerebene eine feine Segmentierung aus 456 Szintillationszählern.

Die Planung und Entwicklung des Layouts der „Triggerdetektoren“ wurde durch die folgenden Randbedingungen bestimmt [34]:

- Anpassung der Detektormodule an das durch die Einbauvorrichtungen der TMS-Flüsigionisationskammern vorgegebene, horizontale Raster
- Geringe zulässige Bauhöhe der Detektormodule (unter 120 mm) zur Gewährleistung einer kompakten Bauweise des Zentraldetektors
- Diskriminierung gegen einen infolge der leichten Radioaktivität der Absorberplatten des Zentraldetektors erhöhten Strahlungsuntergrund (Eisen mit geringem ^{60}Co -Gehalt)

Wichtige Anhaltspunkte für die Auswahl der verwendeten Materialien und Photomultiplier lieferten die bereits früher entwickelten Myondetektoren des Arrays.

2.1.1 Das Detektorprinzip

Die Schauererkennung benötigt, da sie die koinzidente Detektion mehrerer Teilchen aus der Schauerfront als Merkmal verwendet, zeitauflösende Detektoren. Im Falle der Triggerebene beträgt das Zeitintervall, in dem mehrere Zähler ansprechen müssen, etwa 80 ns, so daß die hieraus resultierenden Anforderungen an die Detektoren nicht allzu hoch sind [24]. Da die Zeitstruktur einer Schauerfront darüber hinaus jedoch wichtige Informationen über die Art des Primärteilchens enthält und man diese sehr genau vermessen möchte, werden in der Triggerebene Detektoren verwendet, die eine weitaus bessere Zeitauflösung besitzen, als zur Erzeugung des Triggersignals notwendig wäre. Aufgrund ihrer sehr kurzen Ansprechzeiten genügen Plastikszintillatoren diesen Ansprüchen besonders gut (vgl. [35]). Ein solcher Szintillationszähler besteht aus einer festen, transparenten, organischen Trägersubstanz, zumeist Polystyrol oder Polyvinyltoluol, in die kleine Mengen szintillierender Materials, aufgebaut aus komplizierten organischen Molekülen (beispielsweise Diphenyloxazol (PPO)) eingelagert sind. Der Strahlungsnachweis beruht auf der Wechselwirkung der Atome dieser Materialien mit ionisierenden Teilchen. Beim Durchgang durch den Szintillator geben die Teilchen Energie an die Atome des Grundmaterials ab, wodurch diese angeregt oder ionisiert werden. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit wird die Energie dann auf die Atome der Szintillationssubstanz übertragen, die bei ihrer Rückkehr in den Grundzustand Lichtquanten mit Frequenzen, welche zumeist im ultravioletten Bereich liegen, emittieren (Fluoreszenz). Da das Licht im Material selbst jedoch sehr schnell wieder absorbiert werden kann, ist häufig eine zusätzliche Substanz eingebracht, welche das UV-Licht absorbiert und Licht im sichtbaren Bereich (blau) emittiert („Stokes-Shift“), wodurch sich die Transparenz des Szintillators infolge der verringerten Eigenabsorption deutlich erhöht. Die Anzahl der emittierten Photonen ist dabei der im Szintillator deponierten Energie direkt proportional, und die Abklingzeit beträgt oft nur wenige Nanosekunden. Zum Nachweis der Photonen dienen Photovervielfacherröhren (Photomultiplier (PM)). Da die Lichtausbeute eines Szintillationszählers im wesentlichen vom Verhältnis der Austritts- zur Eintrittsfläche an den Übergangsstellen des Lichtes abhängt, wird hier eine Geometrie gewählt, bei der ein Wellenlängenschieberstab das kurzwellige Licht des Szintillators absorbiert und isotrop gelbgrünes Fluoreszenzlicht emittiert, welches durch Totalreflexion zum Eintrittsfenster des Photomultipliers gelangt. Hierdurch läßt sich eine deutliche Verbesserung dieses Verhältnisses

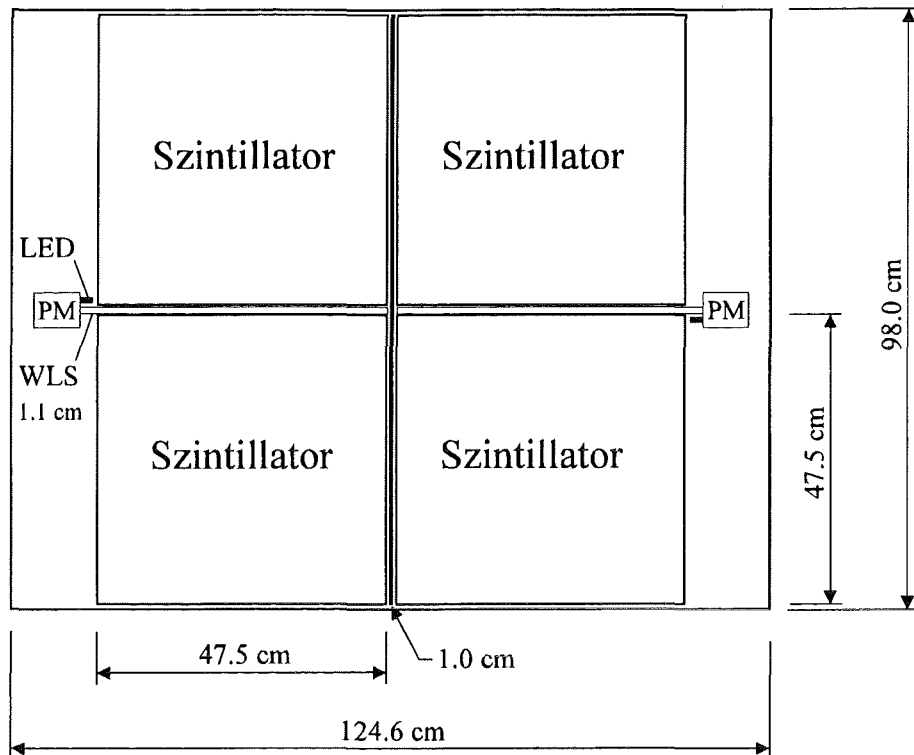
erreichen, so daß die Abschwächung durch den Wellenlängenschieberstab sowie die Verschiebung zu größeren Wellenlängen hin kompensiert und eine gute Lichtausbeute gewährleistet wird.

Die hinter dem Fenster des Photomultipliers befindliche Photokathode emittiert beim Auftreffen des Lichtes Elektronen (Photoeffekt), die in einem System von Elektroden, sogenannten Dynoden, beschleunigt und durch Sekundäremission vervielfacht werden. Die Potentialdifferenzen zwischen den Dynoden erzeugt ein Spannungsteilersystem. An der Anode wird das so entstandene Ladungssignal, das dem an der Kathode nachgewiesenen Licht proportional ist, schließlich abgegriffen. Die Verstärkung von Photokathode zu Anode liegt, abhängig von der Anzahl der Dynoden und der angelegten Hochspannung, typischerweise zwischen 10^6 und 10^8 [36].

2.1.2 Die Detektoren der Triggerebene

Jedes der 228 Module der Triggerebene ist aus zwei optisch voneinander getrennten identischen Szintillationsdetektoren aufgebaut, die sich in einem lichtdichten Gehäuse aus 1,5 mm dickem Aluminium der Abmessungen $124,6 \cdot 98,0 \cdot 8,5 \text{ cm}^3$ befinden (vgl. Abb. 5).

Der einzelne Detektor [37] besteht aus zwei $47,5 \cdot 47,5 \cdot 3,0 \text{ cm}^3$ großen hochglanzpolierten Szintillatorplatten des Materials NE 114 (Polyvinyltoluol mit szintillierendem Farbstoff). Diese werden über einen gemeinsamen, im Abstand von jeweils 0,5 mm zwischen ihnen liegenden Wellenlängenschieberstab ($49,2 \cdot 1,1 \cdot 3,0 \text{ cm}^3$) aus NE 174 (ebenfalls auf der Basis von Polyvinyltoluol) und einen an dessen Stirnseite angekoppelten zehnstufigen 1,5"-Photomultiplier des Typs EMI 9902 KSB25FL ausgelesen. Den optischen Kontakt zwischen diesen beiden Detektorelementen stellt ein, in optisches Fett eingebettetes, Silikonplättchen her (vgl. Abb. 6). Das beim Durchdringen ionisierender Strahlung im Detektor entstehende Szintillationslicht breitet sich im Szintillatorvolumen zunächst isotrop aus und wird an den Randflächen reflektiert, so daß nur ein geringer Teil den Photomultiplier direkt erreicht. Um die Lichtverluste bei Reflexionen unter kleinen Winkeln so gering wie möglich zu halten, sind die Szintillatorplatten vollständig bis auf jene Seite, an welcher der Wellenlängenschieberstab anliegt, lose in Aluminiumfolie eingeschlagen. Es ergeben sich glatte, hochglanzpolierte Oberflächen mit angrenzenden Luftschichten, welche die Totalreflexion an den Oberflächen begünstigen und einen Teil des aus dem Volumen austretenden Lichtes



WLS = Wellenlängenschieberstab PM = Photomultiplier LED = Leuchtdiode

Abbildung 5: Schematischer Aufbau einer Szintillator-Detektorbox

durch metallische Reflexion dem Detektor und somit dem Photomultiplier wieder zuführen. Zusätzlich ist die dem Wellenlängenschieberstab gegenüberliegende Außenseite der Platte mit weißer Dispersionsfarbe bestrichen, so daß Licht, das unter steileren Winkeln als dem Grenzwinkel der Totalreflexion auf diese Fläche trifft und somit für den Nachweis größtenteils verloren wäre, dort diffus reflektiert wird. Insbesondere für Licht, das im hinteren, dem Wellenlängenschieberstab entfernten Teil des Szintillators entsteht und diese Außenseite sehr häufig unter solch steilen Winkeln erreicht, sollte sich diese Maßnahme als sehr nützlich erweisen. Bei der diffusen Reflexion erfolgt die Emission des Lichtes proportional zu $\cos \phi$, wobei ϕ der Winkel zwischen der Flächennormalen des Reflektors und der Reflexionsrichtung des Lichtes ist. Der überwiegende Teil des Lichtes wird somit senkrecht zur Reflektorfläche abgestrahlt, wodurch sich in gewissem Maße eine Bündelung in Richtung des Wellenlängenschieberstabes ergibt. Allerdings unterliegt Licht, das eigentlich totalreflektiert

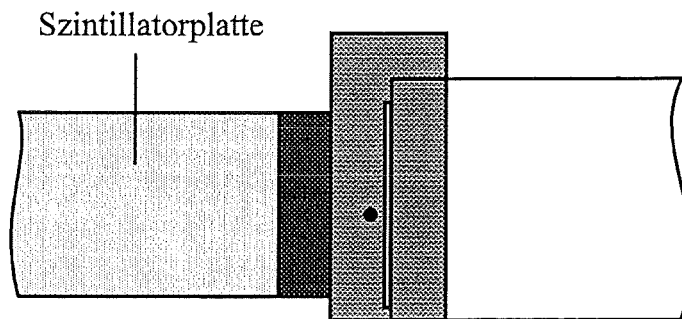
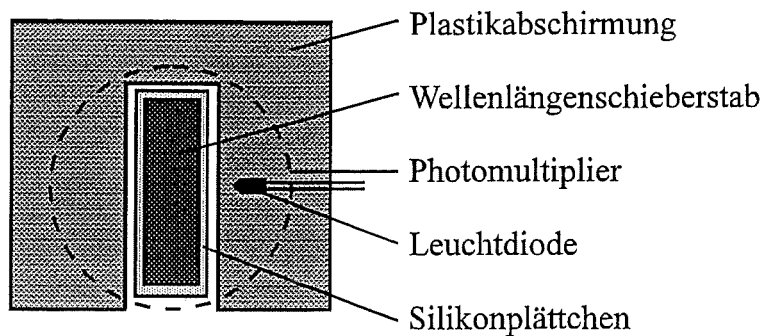


Abbildung 6: Schematische Darstellung der optischen Ankopplung des Wellenlängenschieberstabes an den Photomultiplier, a): Frontansicht, b): Seitenansicht

würde, ebenfalls der diffusen Streuung und geht daher für den schnellen Nachweis teilweise verloren.

Auch der Wellenlängenschieberstab ist, um Lichtverluste zu vermeiden, an seiner Ober- und Unterseite mit Aluminiumfolie bedeckt und an seinem dem Photomultiplier gegenüberliegenden Ende mit weißer Dispersionsfarbe bestrichen. Direkt vor dem Eintrittsfenster jedes Photomultipliers befindet sich neben dem Wellenlängenschieberstab eine Leuchtdiode zur Zeitkalibration (vgl. Abb. 6). Die beiden Leuchtdioden eines Detektormodules sind ohne Vorwiderstände parallel geschaltet und können von einem externen Pulsgenerator mit einstellbaren Spannungen über eine gemeinsame Signalleitung angesteuert werden (vgl. Abschnitt 4.7). Die Kabel für die LED- und Anodensignale besitzen einen Wellenwiderstand von 50Ω und für alle Triggerdetektoren eine Länge von über 30 m, woraus sich eine nicht zu vernachlässigende Dispersion der Signale ergibt.

Um auszuschließen, daß Tageslicht auf die Photokathoden gelangt, sind die Detektoren in der Aluminiumbox durch eine schwarze Folie abgedeckt. Da in der Triggerebene jeweils zwei Detektormodule, d.h. insgesamt vier Photomultiplier von einem Hochspannungskanal versorgt werden, sind diese Zähler mit Platten ähnlicher Lichtausbeute und Photomultiplier möglichst gleicher Verstärkung bestückt. Verbleibende Unterschiede in der Verstärkung der einzelnen Detektoren werden mit Hilfe individueller Vorwiderstände in den Hochspannungszuleitungen der jeweiligen Photomultiplier ausgeglichen.

Die Anordnung der 228 Module in der dritten Ebene des Zentraldetektors sowie ihre Abmessungen und Abstände zueinander sind in Abbildung 7 schematisch dargestellt. Die 19 in Nord-Süd-Richtung verlaufenden Reihen der Triggerebene werden von jeweils 12 hinter-

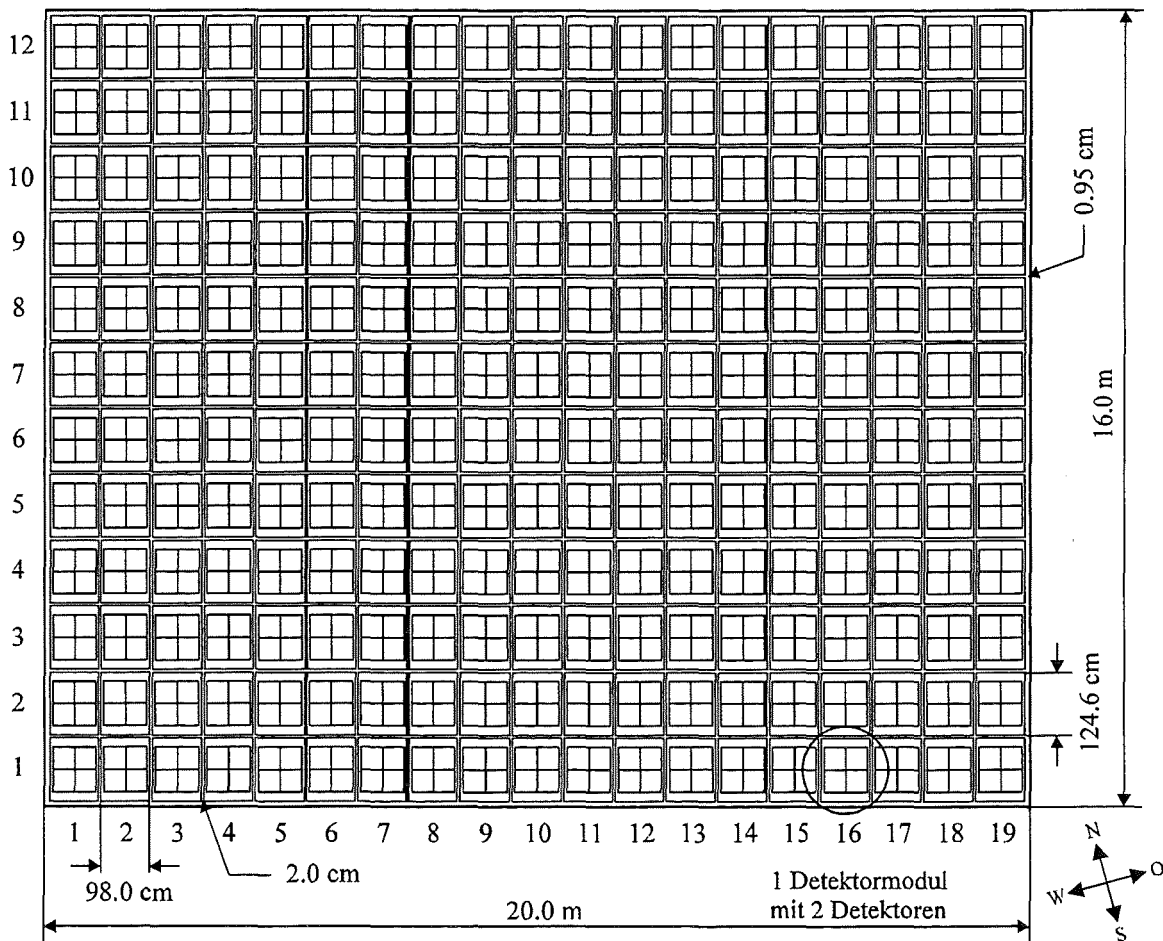


Abbildung 7: Schematische Aufsicht auf die Lage der Szintillationsdetektoren in der Triggerebene des Zentraldetektors

einander liegenden Detektorboxen à zwei Szintillationszählern gebildet, woraus sich eine sensitive Gesamtfläche von $205,77 \text{ m}^2$ und eine Flächenbelegung von 64 % im Bereich des Kalorimeters ergibt.

Die eigens für diese Detektoren entwickelte Elektronik [24,25] (vgl. Kapitel 4) bietet, neben der Bereitstellung eines schnellen Triggers sowie der automatischen Überwachung und Zeitkalibrierung der Szintillationszähler, auch die Möglichkeit, deponierte Energien und Ankunftszeiten von Myonen sowie von aufgeschauerten Hadronen zu messen.

3 Untersuchung der Detektoreigenschaften

Um die Proportionalität zwischen der in einem Szintillator deponierten Energie und dem Anodensignal des Photomultipliers zu gewährleisten, sollte die Nachweiswahrscheinlichkeit für Szintillationslicht an der Photokathode möglichst unabhängig vom Ort der Entstehung im Material sein. Mit Hilfe der in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Gestaltung der Detektormodule wurde unter Berücksichtigung der vorgegebenen Randbedingungen versucht, die Szintillatoren, insbesondere in bezug auf die Uniformität der Detektorantwort, zu optimieren. Aufgabe des hier vorgestellten Testexperimentes ist es, exemplarisch an einer Szintillatorplatte zu untersuchen, inwieweit die angestrebten Ziele hinsichtlich der Homogenität der Energiemessung realisiert werden konnten. Gleichzeitig soll die Zeitauflösung des Detektors unter Verwendung zweier verschiedener Techniken zur Zeitsignalabnahme ermittelt werden.

3.1 Der Aufbau des Teleskopexperimentes

Zur Überprüfung der Uniformität der Detektorantwort wird der in Abbildung 8 dargestellte Teststand aufgebaut. Er besteht aus einem Teleskopsystem bei dem koinzidente Signale des zu analysierenden Detektors (1) sowie beider Paddelszintillatoren gefordert werden. Die Auslegung des Zählers (1) entspricht der eines Einzeldetektors der Triggerebene des KASCADE-Experimentes, wobei hier nur die zu untersuchende Hälfte des Detektors mit einer Szintillatorplatte bestückt ist. Den verbleibenden Raum nimmt, um die Stabilität der Anordnung aufrecht zu erhalten, eine ebenfalls $47,5 \cdot 47,5 \cdot 3,0 \text{ cm}^3$ große Holzplatte ein. Darüber hinaus wird der gesamte Detektor entgegen seiner ursprünglichen Einbauart um 90° gedreht in das Aluminiumgehäuse eingefügt (vgl. Abb. 9), so daß das kleine Paddel in geeigneter Weise auf den Szintillator aufgelegt werden kann. Eine lichtdicht montierte schwarze Abdeckfolie ersetzt schließlich den Deckel der Aluminiumbox.

Um auch geringe Unterschiede in der Detektorantwort zu erkennen, muß der Meßort auf der zu untersuchenden Szintillatorplatte (1) möglichst genau definiert sein. Die gesamte Fläche wird daher in 25 Quadrate von jeweils $9,5 \cdot 9,5 \text{ cm}^2$ eingeteilt (Abb.9), die ein kleines Paddel (Plastikszintillator) exakt dieser Größe ($9,5 \cdot 9,5 \cdot 2,0 \text{ cm}^3$) nacheinander zur Messung auswählt. Da die Anordnung durch Myonen aus der kosmischen Strahlung getriggert wird, deren zu erwartende Zählrate bezogen auf den gesamten Detektor (1) bei etwa 30 Hz

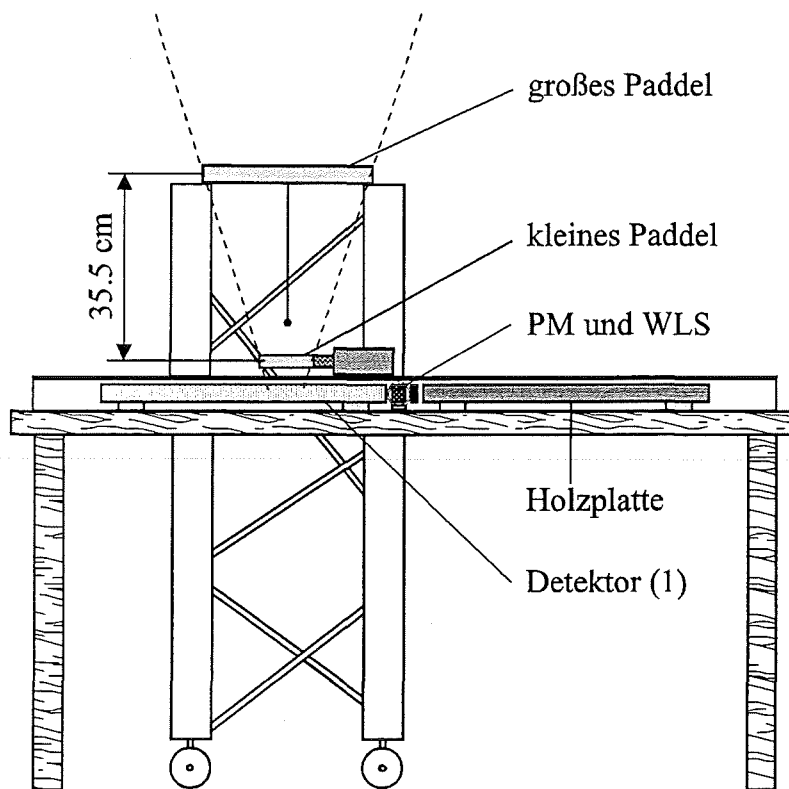


Abbildung 8: Testaufbau zur Messung der Detektoruniformität und der Zeitauflösung (Teleskop)

bis 35 Hz liegt, darf die sensitive Fläche nicht zu klein sein, um trotz begrenzter Meßdauer eine sinnvolle Statistik zu erhalten. Der kleine Paddelszintillator stellt hierbei einen guten Kompromiß zwischen Zählrate, Zeit- und Ortsauflösung dar. Seine Fläche ist dennoch so groß, daß unterschiedliche Lichtlaufzeiten innerhalb des Szintillators zu einer Unsicherheit im Triggersignal und somit zu Ungenauigkeiten in seiner Zeitauflösung führen können. In die Messung der Zeitauflösung gehen die Laufzeiten in Richtung Photomultiplier ein. Da diese Wege größtenteils parallel zu den seitlichen Szintillatorkanten verlaufen, wird das Licht bei paralleler bzw. antiparalleler Anordnung des kleinen Paddels zum Detektor (1) dem Photomultiplier zumeist in gleicher bzw. entgegengesetzter Richtung wie im Detektor (1) zugeführt. Somit addieren bzw. subtrahieren sich die Laufzeiten im Paddelszintillator und im ausgewählten Quadrat des Detektors (1) auf unterschiedliche Weise, wodurch die Laufzeitdifferenzen voneinander abhängig und das Resultat beeinträchtigt werden könnte. Sie lassen sich jedoch weitestgehend entkoppeln, indem der kleine Szintillator während der

gesamten Messung orthogonal zur hauptsächlichen Laufrichtung des Lichtes im Detektor (1) ausgerichtet wird [38] (Abb. 9).

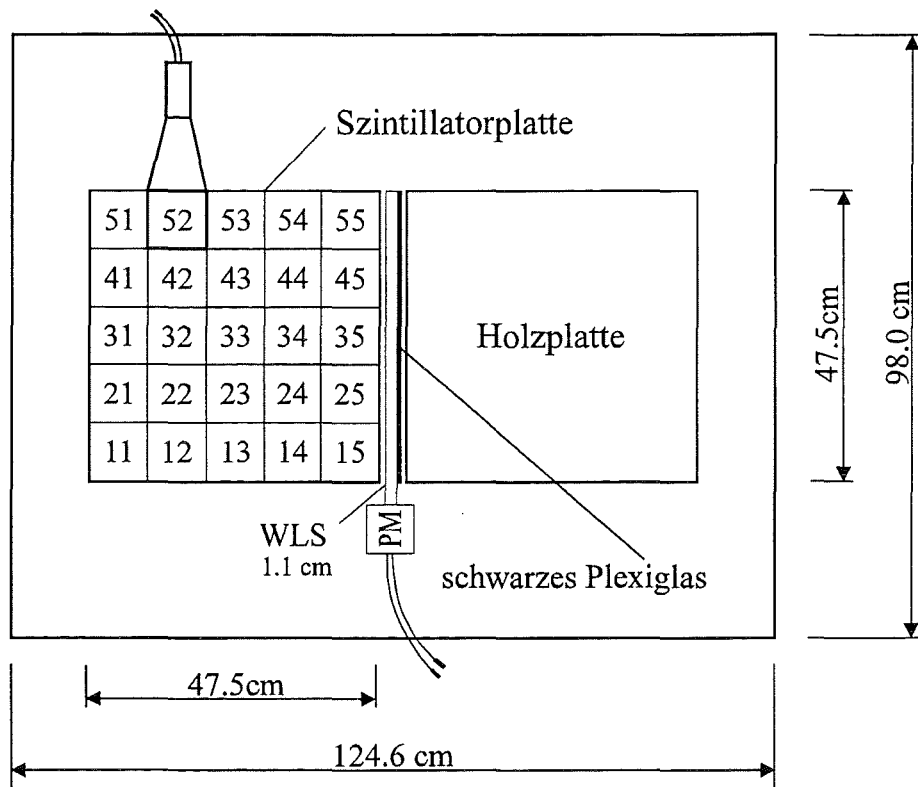


Abbildung 9: Schematischer Aufbau des Test Detektors

Eine Versuchsanordnung, bei der nur das kleine Paddel auf den zu untersuchenden Detektor (1) gelegt wird, besitzt jedoch den Nachteil, daß auch sehr schräg einfallende Teilchen nachgewiesen, und somit das Ergebnis aufgrund der ungenau definierten Fläche deutlich verfälscht wird. Zu einer wesentlichen Verbesserung führt der hier verwendete Teleskopaufbau aus drei übereinander angeordneten Detektoren in Koinzidenz (vgl. Abb. 8). Als oberster Zähler dient ein $28,4 \cdot 29,8 \cdot 2,8 \text{ cm}^3$ großer Plastikszintillator, welcher den Raumwinkel, aus dem die Teilchen auf den zu analysierenden Detektor (1) auftreffen, festlegt. Vor jeder Messung der einzelnen Rastersegmente wird die Versuchsanordnung jeweils so ausgerichtet, daß die Mittelpunkte der Flächen der beiden Paddelszintillatoren und des ausgewählten Quadrates exakt untereinander liegen.

In Abbildung 10a und 11 sind die durch das Teleskopexperiment erfassbaren Winkelbereiche dargestellt. Die angeführten Ergebnisse resultieren aus einer Monte-Carlo-Simulation, als deren Eingangsparameter eine isotrope Azimutwinkelverteilung sowie ein zu $\cos^3\theta \cdot \sin\theta$ proportionales Zenitwinkelspektrum $dN/(d\theta \cdot dA \cdot dI)$ angenommen werden. Der Exponent $n = 2$ der $\cos^n\theta$ -Verteilung beinhaltet hierbei die Anpassung an experimentelle Daten [39], während der sich reduzierende Anteil der senkrechten Fläche und der Ausschnitt aus dem Raumwinkelement als zusätzlichen Beitrag $\cos\theta \cdot \sin\theta \, d\theta$ liefern.

Der gewählte Teleskopaufbau schränkt den Zenitwinkel, aus welchem ankommende Teilchen nachweisbar sind, auf einen Bereich zwischen 0° und $37,5^\circ$ ein.

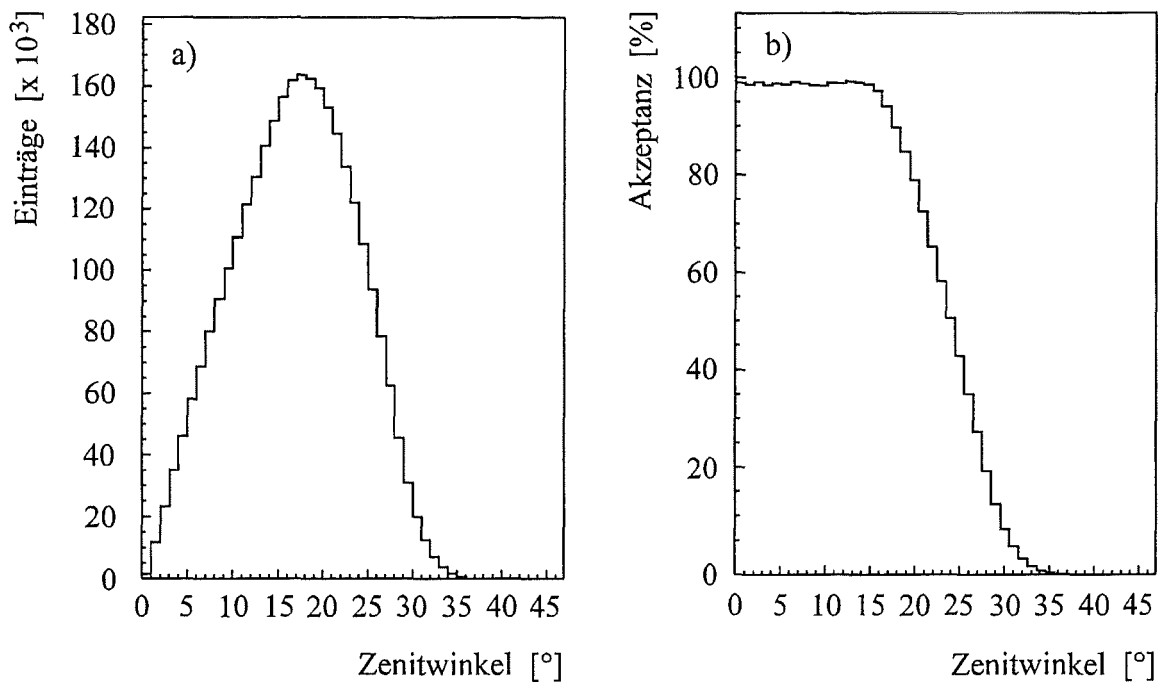


Abbildung 10: a): Erfassbares Zenitwinkelspektrum $dN/(d\theta \cdot dA \cdot dI)$, b): geometrische Akzeptanz in Abhängigkeit vom Zenitwinkel

Abbildung 10b zeigt die hinsichtlich des Zenitwinkelbereiches ermittelte geometrische Akzeptanz, zu deren Bestimmung das resultierende Winkelspektrum durch das Eingangswinkelspektrum geteilt wird.

Die erhaltene Azimutwinkelverteilung ergibt sich aus der Geometrie der verwendeten Detektoren. Die auftretenden Maxima entsprechen den Winkeln der Flächendiagonalen, während die infolge der Rechteckform des obersten Paddels paarweise verschiedenen Minima die Richtungen der Mittellinien widerspiegeln. Hierbei können die kleineren Werte den kürzeren, die größeren den längeren Strecken zugeordnet werden.

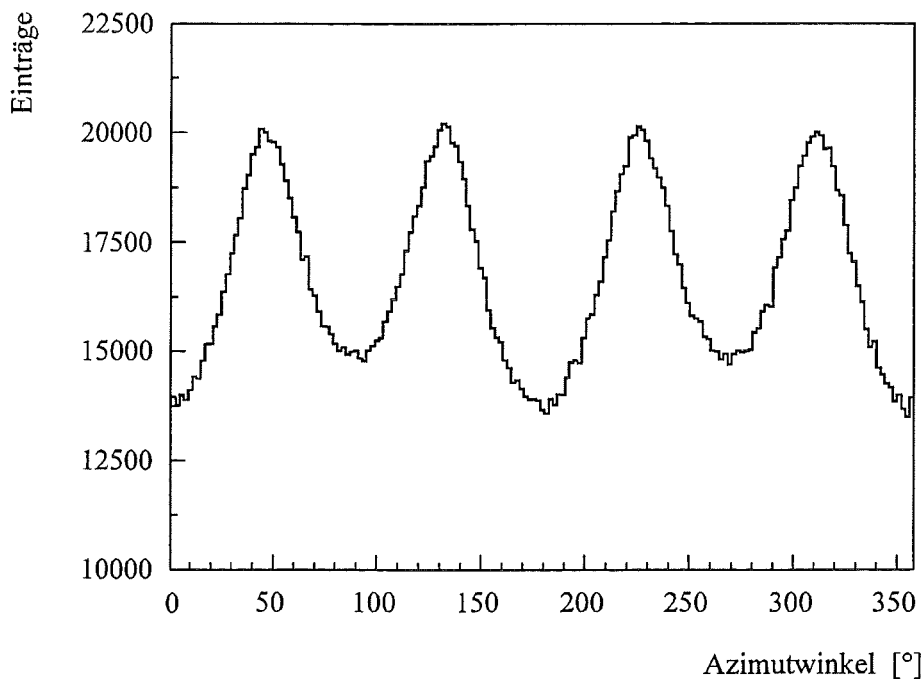


Abbildung 11: Durch das Teleskopexperiment erfassbares Azimutwinkelspektrum

3.2 Die Elektronik des Teleskopexperimentes

Abbildung 12 zeigt den ausführlichen Schaltplan der aus handelsüblichen Modulen (NIM, CAMAC) aufgebauten Meß- und Ausleseelektronik des Teleskopexperimentes. Das Anodensignal des Photomultipliers des zu untersuchenden Detektors (1) wird zunächst passiv gesplittet und in einen Energie- sowie einen gemeinsamen Zeit- und Triggerzweig aufgeteilt. Während das Energiesignal über ein Kabel verzögert direkt auf den Eingang eines ladungsintegrierenden „Analog Digital Converter“ (ADC „LE CROY 2249A“) mit einer Integrationszeit von 80 ns gegeben wird, wandelt ein „Constant Fraction Discriminator“ (CFD,

„ORTEC CF 8000“) im Zeit- und Triggerzweig das gesplittete Anodensignal des Photomultipliers in ein logisches Signal der Weite 50 ns um. Dieses wird einerseits auf den Eingang C einer Koinzidenzeinheit gelegt und andererseits, nach einer zusätzlichen Verzögerung (Kabel), als Stoppsignal der Detektorzeitmessung auf einen „Time Digital Converter“ (TDC „LE CROY 2228A“) geführt. Die Zeitauflösung des TDC beträgt hierbei 100 ps/Kanal. Die Anodensignale der Photomultiplier der beiden Paddelszintillatoren werden ebenfalls mit Hilfe zweier „Constant Fraction“ Diskriminatoren („ORTEC CF 8000“) in logische Signale umgewandelt und auf zwei weitere Eingänge der bereits erwähnten Koinzidenzeinheit gegeben, deren Ausgangssignal den Ereignistrigger bildet. Das logische Signal des kleinen Paddels liefert darüber hinaus das Startsignal der Zeitmessung. Schließlich registrieren vier unabhängige Zähler sowohl die koinzidenten Ereignisse aller drei Detektoren als auch die Anzahl der von jedem einzelnen Szintillator nachgewiesenen Teilchen.

Mit einem zusätzlich in die Versuchsanordnung aufgenommenen temperaturabhängigen Widerstand werden über einen spannungssensitiven „Analog Digital Converter“ (ADC „LE CROY 2259B“) die Schwankungen der Raumtemperatur während einer Meßperiode aufgezeichnet.

3.3 Die Datenaufnahme

Die zentrale Einheit der Datenaufnahme bildet ein PC 486DX2-66, der über einen „Crate Controller 1331 Turbo“ der Firma Struck auf die für die Digitalisierung der Energie- und Zeitsignale verantwortlichen CAMAC Module zugreift. Der Ereignistrigger wird auf ein „Fast Gate“ geführt, welches das Gatesignal der Integration der Detektorsignale für die Energiemessung liefert und die Auslese der Module gegen weitere Trigger verriegelt. Zur Steuerung der CAMAC Hardware und zur Datenaufnahme dient das Programm MYDAS [40]. Es bietet die Möglichkeit, verschiedene CAMAC-Module in variabler Konfiguration einzusetzen, und erlaubt dem Benutzer den Ablauf der Messung über eine grafikorientierte Oberfläche interaktiv zu verfolgen und zu steuern. Die aufgenommenen Daten werden zunächst auf die Festplatte des PC geschrieben und von dort auf eine Workstation übertragen. Zur graphischen Darstellung der Ergebnisse sowie zur Datenverwaltung wird auf vorhandene Routinen der CERN-Software HBOOK [41] und PAW [42] zurückgegriffen.

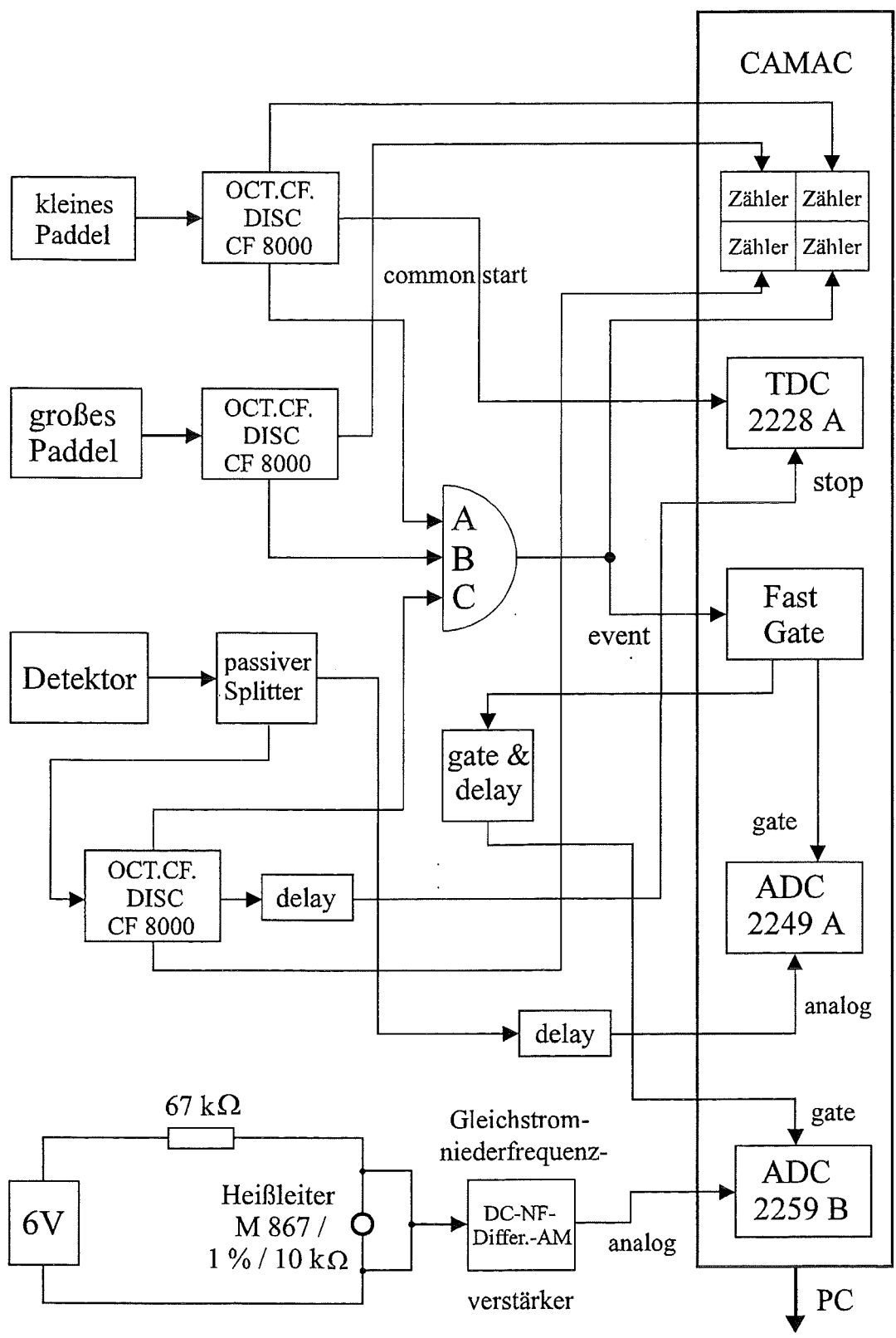


Abbildung 12: Schaltplan der Elektronik des Teleskopexperimentes

3.4 Untersuchung der Ortsabhängigkeit der Energiemessung

Zur Untersuchung der Ortsabhängigkeit der Energiemessung werden in zwei unmittelbar aufeinanderfolgenden kompletten Meßreihen die ADC-Spektren aller 25 Quadrate der Szintillatorplatte aufgenommen, wobei die Reihenfolge der nacheinander zur Messung ausgewählten Felder jeweils identisch ist. Die Meßdauer für ein einzelnes Quadrat beträgt 24 Stunden. In diesem Zeitraum erfüllen ca. 31.000 Ereignisse die Triggerbedingung. In Abbildung 13 ist als Beispiel das ADC-Spektrum des Feldes 33 dargestellt. Die über die Heißleiterschaltung ermittelten Temperaturen liegen in einem Bereich zwischen 19° C und 24° C.

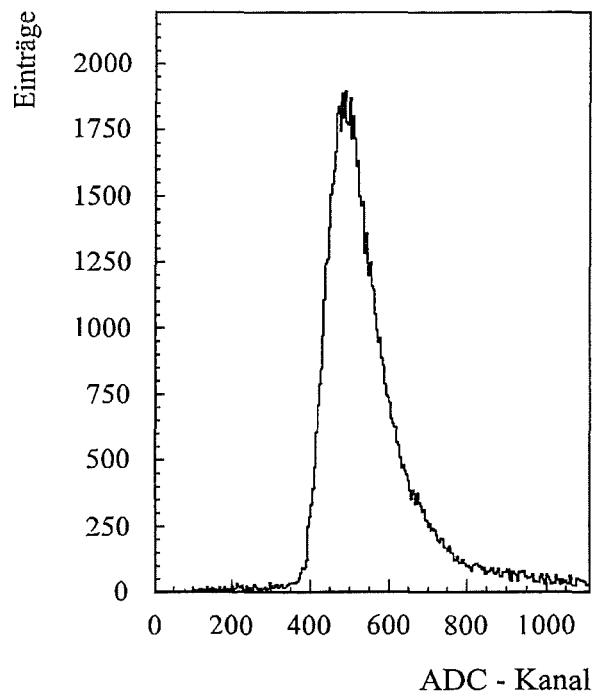


Abbildung 13: ADC-Spektrum des Feldes 33

3.4.1 Der Energieverlust im Szintillator

Der Elementarprozeß des Abbremsens geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie wird mit Hilfe der bekannten Bethe-Bloch-Formel beschrieben [43], die den Energieverlust dE auf einer Wegstrecke dx angibt.

Bei relativistischen Teilchen ist dieser nur schwach von der Primärenergie abhängig und wird im wesentlichen von der chemischen Zusammensetzung des verwendeten Absorbers bestimmt. Für das in der Triggerebene eingesetzte Szintillatormaterial (NE 114) beträgt der wahrscheinlichste Energieverlust gemäß Herstellerangaben 1,9 MeV/cm. Seine statistischen Fluktuationen werden durch die Theorie von Vavilov erklärt, die für den Grenzfall dicker Absorber eine Gauß-, für den Grenzfall dünner Schichten eine Landauverteilung vorhersagt [44]. Letztere ist eine asymmetrische Verteilung mit einem langen Ausläufer zu hohen Energieverlusten hin, die von Landau zum ersten Male beschrieben wurde [45]. In der hier vorgestellten Messung tragen darüber hinaus folgende Effekte zu einer zusätzlichen Verbreiterung des ADC-Spektrums (vgl. Abb. 13) bei:

- Die auf den Detektor treffenden Teilchen durchlaufen aufgrund ihrer variierenden Einfallswinkel verschieden lange Wege im Szintillator, wodurch sie dort unterschiedlich viel Energie deponieren.
- Die Energieauflösung kleiner Signale wird durch statistische Schwankungen der Zahl der Photoelektronen, die pro nachgewiesenem Teilchen aus der Photokathode herausgelöst werden, und der Sekundärelektronenemission in den Dynoden des Photomultipliers verschlechtert.
- Neben der Eigenabsorption des Szintillatorlichtes führen Reflexionsverluste und Inhomogenitäten des Szintillatormaterials zu einer Ortsabhängigkeit der Detektorantwort.

Die Gesamtheit dieser Effekte kann durch eine Faltung von Gauß-, Landau-, und Poissonverteilungen berücksichtigt werden. Da die Erfahrung jedoch zeigt, daß die Verwendung einer genäherten einfachen Landauverteilung gleichwertige Ergebnisse liefert, wird hier an jedes der aufgenommenen ADC-Spektren eine reine Landaufunktion angepaßt.

3.4.2 Analyse der aufgenommenen ADC-Spektren

Die Auswertung der gemessenen ADC-Spektren erfolgt in drei Stufen, wobei für jedes der erfaßten Spektren der mit Hilfe der angepaßten Landauverteilung errechnete wahrschein-

lichste Energiedeposit (in ADC-Kanälen ausgelesen) registriert wird.

- Zunächst gehen alle Ereignisse einer Messung in die Analyse ein (a).
- Um eine Abhängigkeit der zu ermittelnden Ergebnisse von den Schwankungen der Raumtemperatur weitgehend auszuschließen, werden in einem zweiten Schritt aus der Gesamtheit aller Ereignisse einer Messung nur jene herausgefiltert, die einem mittleren Temperaturfenster von 20,9° C bis 22,8° C zuzuordnen sind (b).
- Schließlich wird das für jede Messung aufgenommene Temperaturintervall in eine obere (c1) und untere (c2) Temperaturhälfte aufgeteilt und die registrierten Ereignisse je nach ihrer Zugehörigkeit in zwei getrennte ADC-Spektren einsortiert.

Die Resultate dieser drei Untersuchungen sind in den nachstehenden Tabellen (1 und 2) dargestellt, wobei die 2. Spalte jeweils den für die gesamte Szintillatorplatte errechneten Mittelwert des wahrscheinlichsten Energiedeposits, in ADC-Kanälen angegeben, enthält, während in der 3. und 4. Spalte die größte obere und untere Abweichung eines Einzelfeldes von dem zugehörigen Mittelwert aufgeführt ist.

1. Meßreihe

	Mittelwert in ADC-Kanälen	maximale obere Abweichung eines Einzelfeldes	maximale untere Abweichung eines Einzelfeldes
a	491,2 (± 0,47)	4,4 %	3,0 %
b	488,5 (± 0,64)	4,3 %	3,6 %
c1	492,8 (± 0,64)	4,5 %	3,2 %
c2	487,4 (± 0,67)	4,8 %	3,2 %

Tabelle 1: Ergebnisse des wahrscheinlichsten Energiedeposits in der Szintillatorplatte

2. Meßreihe

	Mittelwert in ADC-Kanälen	maximale obere Abweichung eines Einzelfeldes	maximale untere Abweichung eines Einzelfeldes
a	481,1 ($\pm 0,47$)	4,7 %	4,2 %
b	478,5 ($\pm 0,61$)	4,5 %	4,4 %
c1	482,8 ($\pm 0,61$)	4,6 %	4,2 %
c2	477,2 ($\pm 0,68$)	4,9 %	4,3 %

Tabelle 2: Ergebnisse des wahrscheinlichsten Energiedeposits in der Szintillatorplatte

Die in den Tabellen angegebenen Resultate lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Die gefundenen Ergebnisse weichen von dem für die gesamte Szintillatorplatte errechneten Mittelwert des wahrscheinlichsten Energiedeposits für das gewählte Temperaturfenster von 20,9° C bis 22,8° C um maximal $\pm 4,5$ % ab.
- Zwischen der ersten und der zweiten aufgenommenen Meßreihe ist ein Rückgang in der Verstärkung um etwa 2 % zu erkennen.
- In beiden durchgeführten Meßreihen liegt der aus den ADC-Spektren der oberen Temperaturhälften bestimmte Mittelwert des wahrscheinlichsten Energiedeposits um etwa 1,1 % über dem aus den ADC-Spektren der unteren Temperaturhälften erhaltenen Mittelwert.

In Abbildung 14 ist die mit Hilfe der angepaßten Landauverteilung ermittelte Lage des wahrscheinlichsten ADC-Wertes für jedes der 25 Felder der Szintillatorplatte aufgetragen. Die dargestellten Resultate beziehen sich auf das ausgewählte Temperaturfenster von 20,9° C bis 22,8° C. Die Grafik verdeutlicht, daß die in der ersten Meßreihe auftretenden Abstände der Lagen der wahrscheinlichsten ADC-Werte zueinander in der zweiten Meßreihe bestätigt werden, wobei jedoch bei allen Feldern der bereits erwähnte Rückgang der Signalverstärkung um etwa 2 % festzustellen ist.

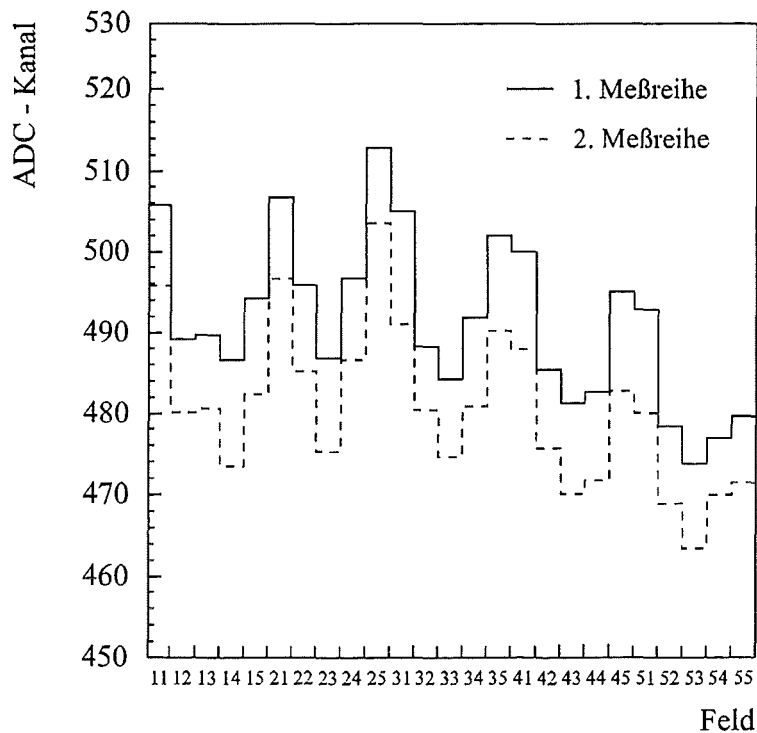


Abbildung 14: Lage des wahrscheinlichsten ADC-Wertes für die einzelnen Felder der Szintillatorplatte

Abbildung 15 zeigt für jedes der 25 Felder der Szintillatorplatte ortsabhängig die aus der angepaßten Landauverteilung erhaltene Lage des wahrscheinlichsten ADC-Wertes, wobei alle Ergebnisse auf die höchste hierbei ermittelte Lage normiert sind. Ein großes Quadrat entspricht somit einer hohen Lage des wahrscheinlichsten ADC-Wertes. Erwartungsgemäß ergeben sich diese für die Felder in der Nähe des Photomultipliers und des Wellenlängenschieberstabes, da von hier ein großer Anteil des Szintillationslichtes, ohne allzu vielen Reflexionen und damit Intensitätsverlusten unterworfen zu sein, auf relativ kurzen Wegen zur Photokathode gelangt. Während die Felder in der Mitte der Szintillatorplatte die niedrigsten Lagen des wahrscheinlichsten ADC-Wertes aufweisen, macht sich für die dem Wellenlängenschieberstab gegenüberliegende Hälfte des Szintillators das Bestreichen der dortigen Plattenaußenkante mit weißer Dispersionsfarbe und die hierdurch erreichte diffuse Reflexion des Lichtes, in Form hoher Lagen des wahrscheinlichsten ADC-Wertes deutlich bemerkbar.

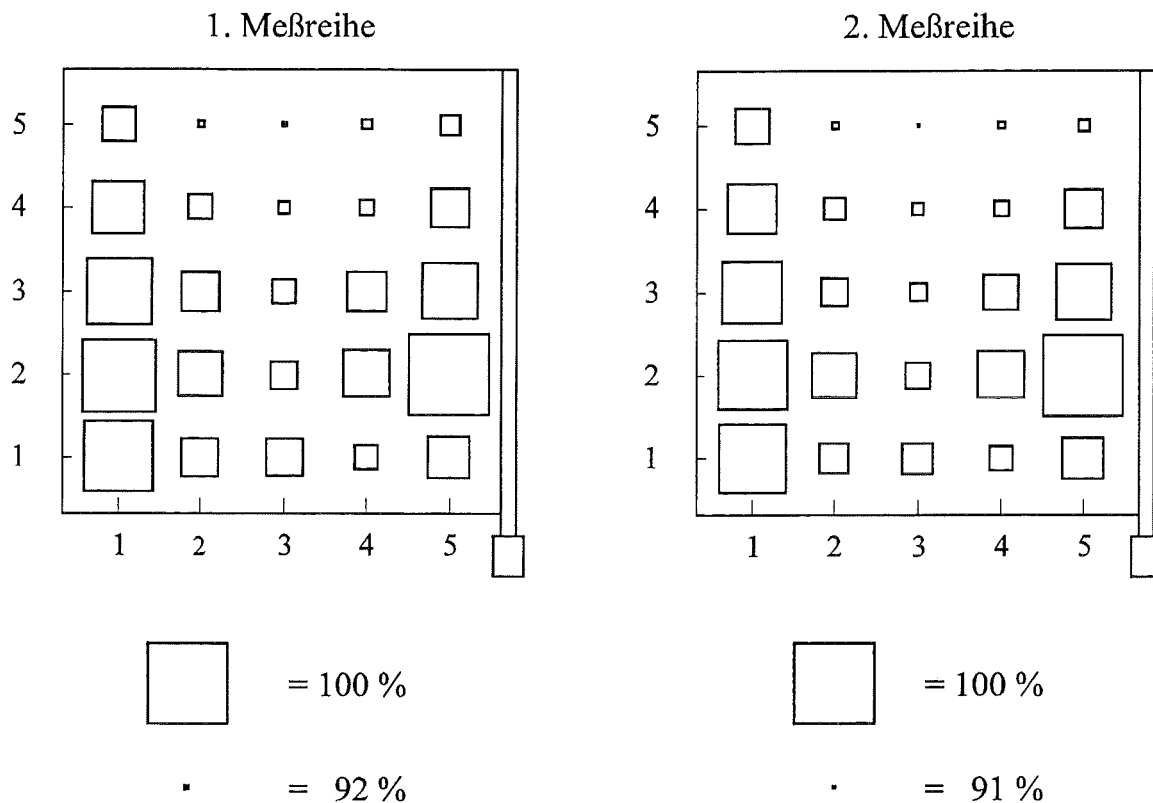


Abbildung 15: Lage des wahrscheinlichsten ADC-Wertes für die einzelnen Felder der Szintillatorplatte; die Größe eines Quadrates spiegelt hierbei die Höhe der Lage des wahrscheinlichsten ADC-Wertes wider.

Analyse der Form der ADC-Spektren

Die Formen der aufgenommenen ADC-Spektren lassen sich abhängig von ihrem Meßort auf der zu untersuchenden Szintillatorplatte in drei verschiedene Gruppen einteilen, für die jeweils ein Beispiel in Abbildung 16 dargestellt ist. Die Grafik zeigt, daß die Felder an den Ecken der Szintillatorplatte die größte Anzahl kleiner Energiedeposite aufweisen, da hier schräg einfallende Teilchen die Möglichkeit besitzen, den Szintillator über zwei Außenkanten zu verlassen, ohne ihn vollständig durchlaufen zu haben. Eine solche Gelegenheit bietet sich für die Felder am Plattenrand nur in Form einer Außenkante, so daß ihre ADC-Spektren weniger kleine Energiedeposite als die der Eckpositionen, aber immer noch deutlich mehr als die Spektren der übrigen Felder in der Plattenmitte enthalten.

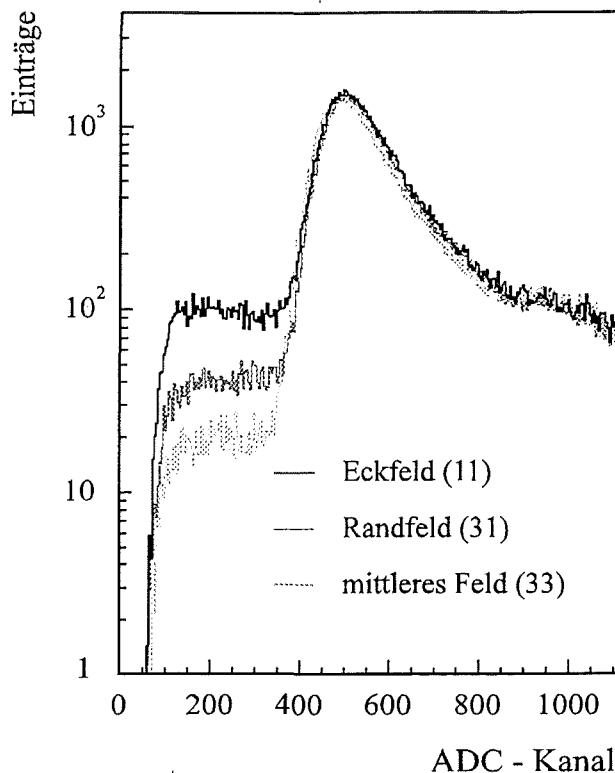


Abbildung 16: ADC-Spektren der Felder 11, 31 und 33 in logarithmischer Auftragung

Eine weiterhin vorgenommene Analyse der relativen Breiten, der an die ADC-Spektren angepaßten Landauf Funktionen, ergibt für alle 25 Felder der Szintillatorplatte nahezu übereinstimmende Resultate, welche durch die zweite aufgenommene Meßreihe bestätigt werden.

Das Ergebnis der insgesamt durchgeführten Untersuchungen zeigt, daß die durch das gewählte Layout der Triggerdetektoren angestrebte geringe Ortsabhängigkeit der Energiemessung sehr gut realisiert werden konnte.

3.5 Die Zeitauflösung des Detektors

Die Zeitauflösung des Detektors ist im wesentlichen durch seine Geometrie bestimmt, wobei die Form des Anodensignales des Photomultipliers vom Ort des Energiedeposits abhängig ist. Zur Ermittlung der Zeitauflösung werden in den oben angeführten Meßreihen neben den ADC-Spektren und den Temperaturverläufen auch die jedem Feld zugehörigen

Zeitspektren aufgenommen, indem die Zeitdifferenzen zwischen dem kleinen Paddel und dem zu analysierenden Detektor erfaßt werden.

In der Triggerebene erfolgt die Zeitsignalabnahme aus Kostengründen mit Hilfe von „Leading-Edge“-Diskriminatoren (LED). Um auch deren Eigenschaften untersuchen zu können, wird in einer weiteren Meßreihe anstelle des „Constant-Fraction“-Diskriminators ein solches LED-Modul zur Bildung des Zeitsignales benutzt. In Abbildung 17 ist der Schaltplan der hierbei verwendeten Meß- und Ausleseelektronik dargestellt, wobei der Diskriminator aus einem Komparator besteht, der die ankommenden Signale mit einer eingestellten Schwelle vergleicht. Der Zeitpunkt der Erzeugung eines Ausgangssignales ist von der Amplitude und der Anstiegszeit des Eingangssignales abhängig. Es treten insbesondere dann Zeitungenauigkeiten auf, wenn die Signalhöhe und die eingestellte Schwelle sehr ähnlich sind („walk“) [46,47].

Im Gegensatz dazu gleicht der in den vorangegangenen Meßreihen eingesetzte „Constant-Fraction“-Diskriminator verschiedene Pulshöhen der Eingangssignale aus, so daß das Ausgangssignal nur noch von unterschiedlichen Signalanstiegen abhängig ist. Ein Teil des im Diskriminator geteilten Eingangspulses wird nach Verzögerung und Inversion zum abgeschwächten, unverzögerten Signal addiert, wodurch das beim Nulldurchgang des so entstehenden bipolaren Pulses generierte Ausgangssignal immer beim gleichen, konstanten Bruchteil der Amplitude des Eingangssignales gewonnen wird. Bei dem hier benutzten „Constant-Fraction“-Diskriminator („ORTEC CF 8000“) beträgt dieser Bruchteil ca. 20 %.

Zur Zeiteichnung sowie zur Untersuchung der Linearität des verwendeten „Time Digital Converter“ (TDC „LE CROY 2228 A) wird das auf diesen gegebene Stoppsignal nacheinander über verschieden lange Kabel verzögert und die Schwerpunktslage der an das jeweilige TDC-Spektrum angepaßten Gaußfunktion, in TDC-Kanälen ausgelesen, registriert. Die Bestimmung der einzelnen Kabellängen erfolgt anschließend mit Hilfe von Lissajous-Figuren, indem die zur Realisierung einer Phasenverschiebung von 180° erforderlichen Frequenzen in zugehörige Zeiten (ns) umgerechnet werden.

Die in Abbildung 18a dargestellten Ergebnisse bestätigen die sehr gute Linearität des eingesetzten TDC in dem vermessenen Bereich und geben gleichzeitig, in Form der Steigung der eingezeichneten Gerade ($m = 12,49 \text{ 1/ns}$), den Umrechnungsquotienten von TDC-Kanälen in Nanosekunden an.

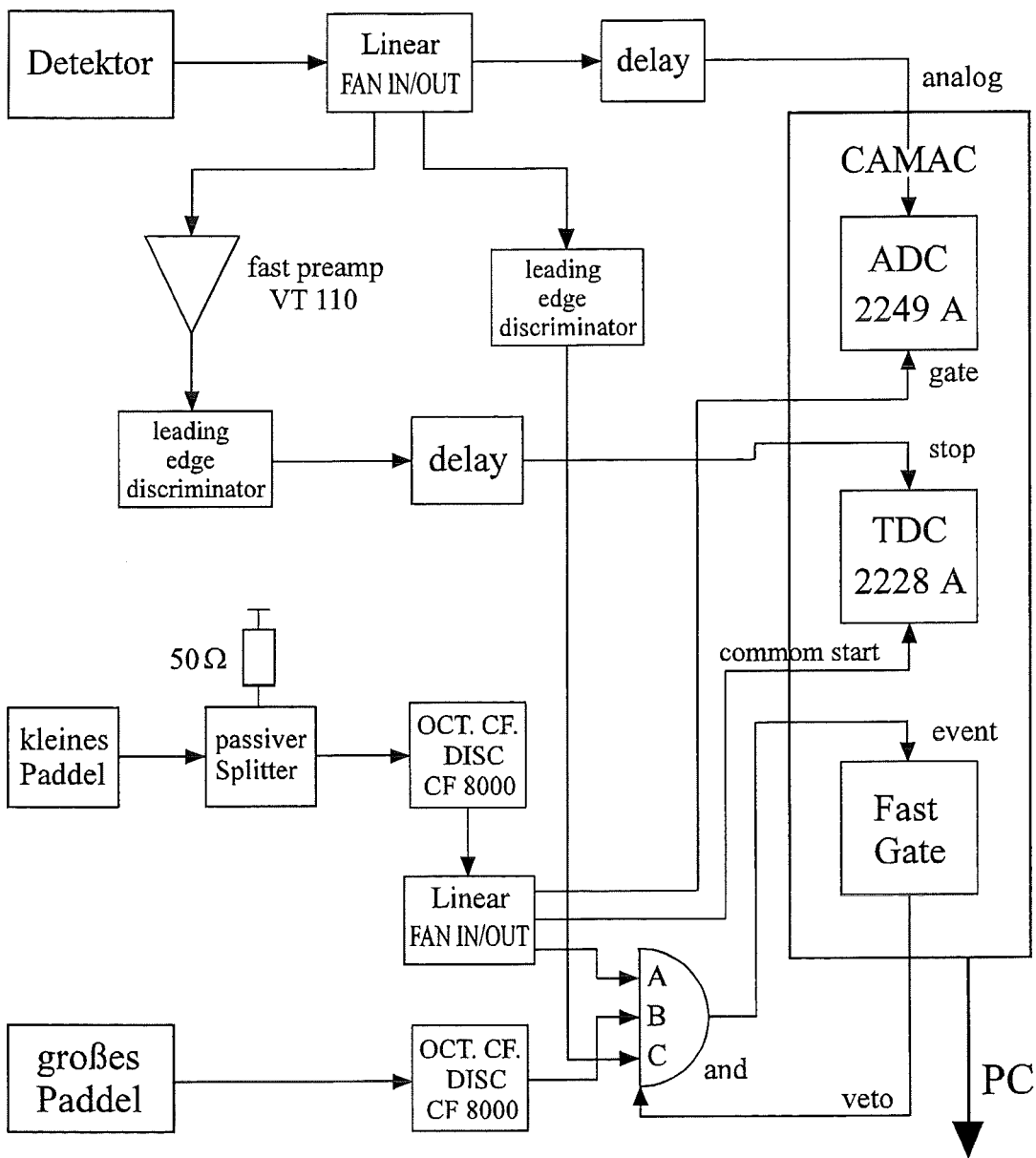


Abbildung 17: Schematischer Schaltplan des Teleskopexperimentes zur Messung der Zeitauflösung des Detektors bei Verwendung eines „Leading-Edge“-Diskriminators zur Zeitsignalabnahme

Zur Analyse der Zeitspektren der einzelnen Felder wird an jedes der aufgenommenen TDC-Spektren eine Gaußfunktion angepaßt (vgl. Abb. 18b).

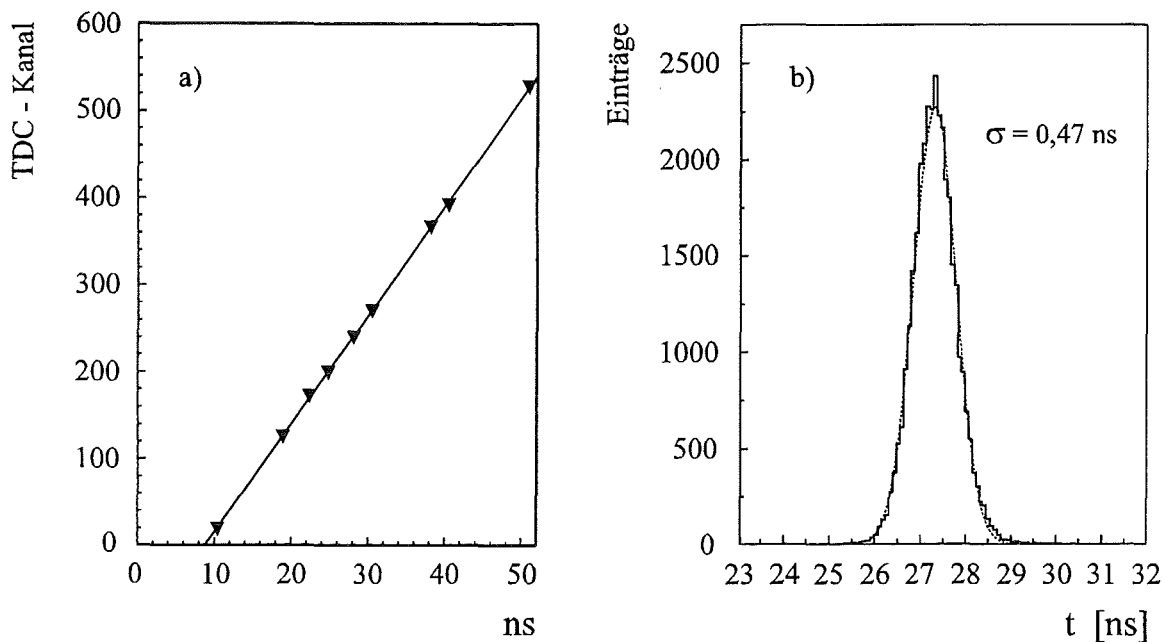


Abbildung 18: a): Darstellung der Linearität des geeichten TDC, die Fehlerbalken sind in den eingezeichneten Dreiecken enthalten b): Zeitspektrum des Feldes 41

Abbildung 19 zeigt die auf das Feld 15 bezogenen Differenzen der Schwerpunktlagen der Gaußverteilungen der einzelnen Felder bei Verwendung des „Constant-Fraction“-Diskriminators (CFD) zur Bildung des Zeitsignales. Die ermittelten Differenzen entsprechen dabei den jeweiligen mittleren Lichtlaufzeiten. Da die Generation des logischen Ausgangssignales des CFD erst bei der 0,2-fachen Amplitude des Eingangssignales erfolgt, beeinflusst neben dem auf direktem Wege zum Photomultiplier gelangenden Licht zusätzlich stets ein Teil des indirekten Lichtes den Auslösezeitpunkt des Triggervorganges. Hierdurch wird das Ausgangssignal des CFD für die Felder in der Nähe des Photomultipliers später generiert, als wenn das direkte Licht alleine diesen Zeitpunkt bestimmen würde. Für die vom Photomultiplier weiter entfernt liegenden Felder sind die Laufzeitunterschiede zwischen direktem und indirektem Licht hingegen deutlich geringer, so daß hier keine wesentlichen Verschiebungen der Auslösezeitpunkte auftreten. Die Laufzeitdifferenzen zwischen dem direkten Licht der Quadrate nahe dem Photomultiplier und dem der weiter entfernt liegenden Felder werden somit weitgehend ausgeglichen, und es ergeben sich verhältnismäßig kleine Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Quadraten.

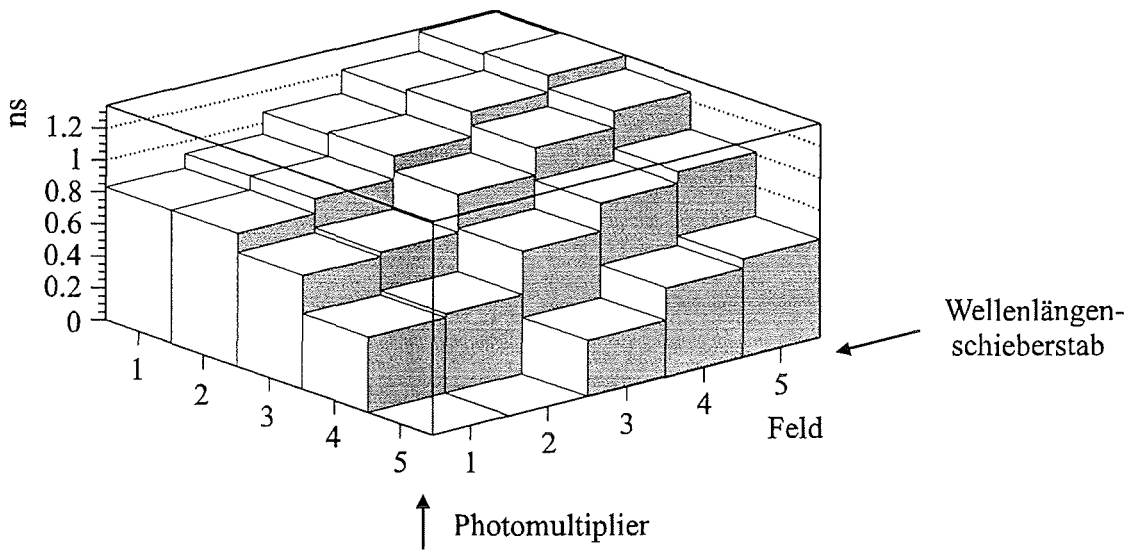


Abbildung 19: Auf das Feld 15 bezogene Laufzeitdifferenzen bei Verwendung eines CFD zur Zeitsignalabnahme

Die bei Einsatz eines „Leading-Edge“-Diskriminators erhaltenen Resultate der auf das Feld 15 bezogenen Laufzeitdifferenzen sind in Abbildung 20 dargestellt.

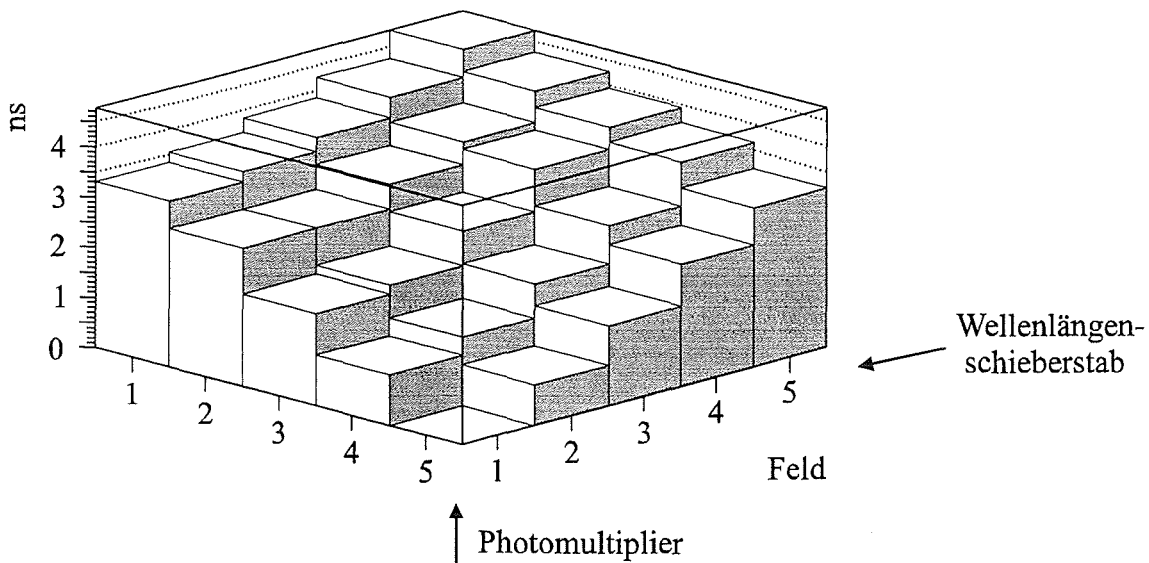


Abbildung 20: Auf das Feld 15 bezogene Laufzeitdifferenzen bei Verwendung eines „Leading-Edge“-Diskriminators zur Zeitsignalabnahme

Abbildung 21 zeigt die Werte der Standardabweichungen der an die jeweiligen Zeitspektren angepaßten Gaußverteilungen. Sie stellen ein Maß für die Zeitauflösung der einzelnen Felder dar.

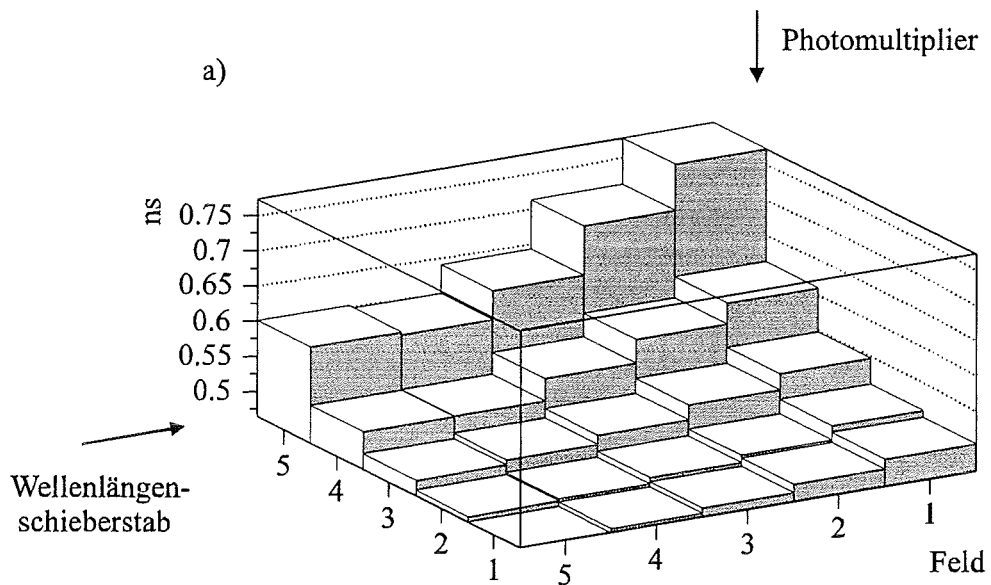


Abbildung 21: a): Ergebnisse der Zeitauflösung der einzelnen Felder bei Verwendung eines CFD zur Zeitsignalabnahme

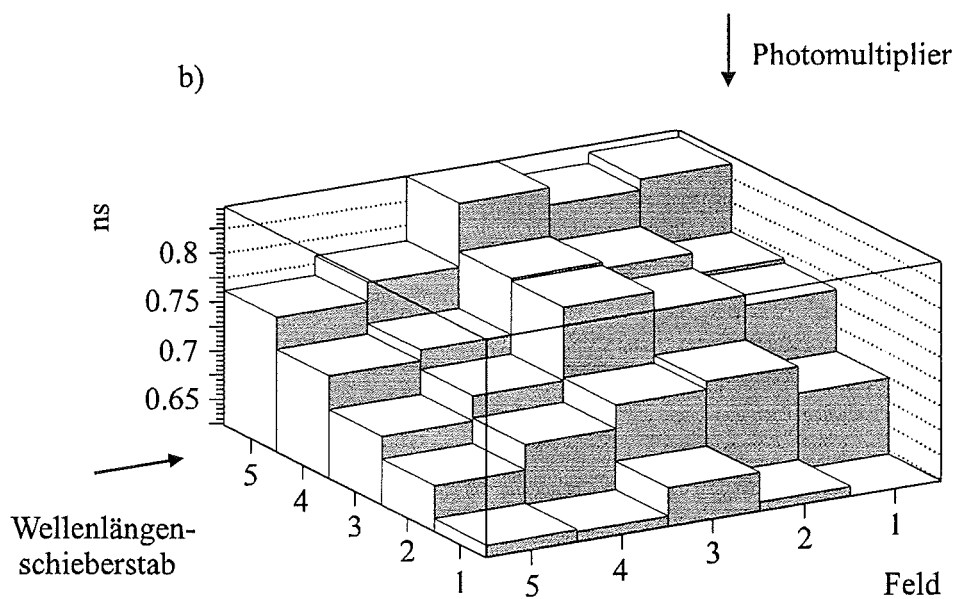


Abbildung 21: b): Ergebnisse der Zeitauflösung der einzelnen Felder bei Verwendung eines „Leading-Edge“-Diskriminators zur Zeitsignalabnahme

Die gefundenen Ergebnisse liegen je nach Quadrat zwischen $\sigma = 0,46$ ns und $\sigma = 0,76$ ns, sofern ein CFD zur Erzeugung des Zeitsignales benutzt wird, sowie zwischen $\sigma = 0,64$ ns und $\sigma = 0,86$ ns bei Einsatz eines LED. Erwartungsgemäß weisen, bei Verwendung eines CFD zur Zeitsignalabnahme, die Felder in der Nähe des Photomultipliers die höchsten Standardabweichungen auf. Hier sind die Laufzeitunterschiede des für ein einzelnes Quadrat aufgesammelten Lichtes am größten, während für die weiter entfernt liegenden Felder die Lichtlaufwege eines einzelnen Rastersegmentes nahezu gleiche Längen besitzen.

Um Aufschluß zu erhalten, ob auch Teilchen, die den Wellenlängenschieberstab (WLS) treffen, durch das Detektorsystem nachweisbar sind, wird nach Herausnahme der Szintillatorplatte das Zeitspektrum des WLS aufgenommen, wobei das kleine Paddel direkt neben dem ursprünglichen Feld 25 auf dem WLS angeordnet ist. Abbildung 22a zeigt zusätzlich zu diesem Spektrum das Zeitspektrum des unmittelbar neben dem WLS liegenden Feldes 25. In Abbildung 22b ist stellvertretend für die 20 Quadrate, die nicht an den WLS angrenzen, das Zeitspektrum des Feldes 41 dargestellt. In allen drei Messungen dient ein „Constant-Fraction“-Diskriminator zur Zeitsignalabnahme.

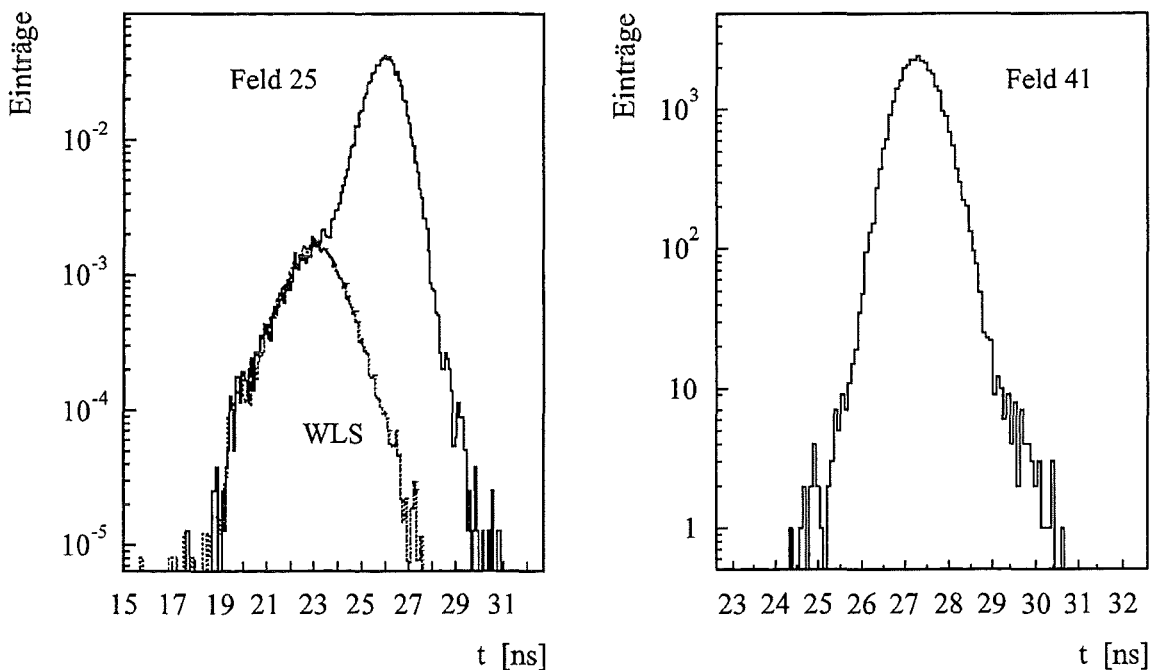


Abbildung 22: a): Normiertes Zeitspektrum des Feldes 25 sowie des Wellenlängenschieberstabes, b): Zeitspektrum des Feldes 41

Die Abbildungen verdeutlichen, daß auch Teilchen, die den Wellenlängenschieberstab durchqueren, durch das Detektorsystem erfaßt werden. Da beim Nachweis dieser Teilchen die beim Szintillationsprozeß auftretende Anregungsverzögerung sowie die Zerfallszeit der angeregten Zustände der Atome des Materials der Szintillatorplatte wegfallen, und darüber hinaus die geometrischen Laufwege des Lichtes kürzer sind, wird das Signal des Wellenlängenschieberstabes ca. 3,2 ns früher als das des Feldes 25 der Szintillatorplatte beobachtet.

Zur Bestimmung der Zeitauflösung des gesamten Detektors werden die gemessenen Zeitspektren der einzelnen Quadrate nach ihrer Normierung addiert und an das resultierende Summenspektrum wiederum eine Gaußfunktion angepaßt (vgl. Abb. 23). Die Breite des erhaltenen Spektrums ist in erster Linie von den Laufzeitdifferenzen zwischen den einzelnen Quadraten bestimmt.

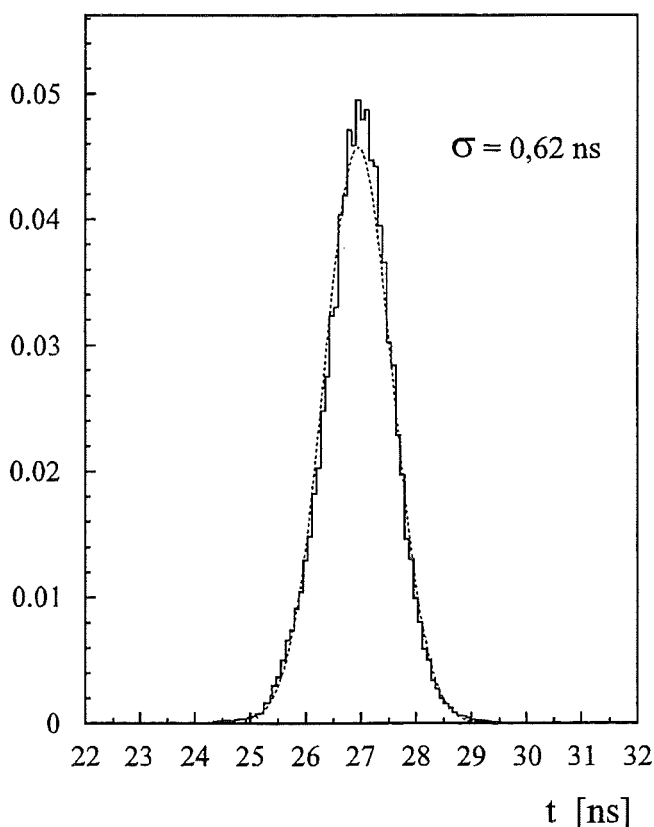


Abbildung 23: Normiertes Summenspektrum; zur Zeitsignalabnahme wurde ein CFD verwendet

In Tabelle 3 sind die errechneten Werte der Zeitauflösung der gesamten Szintillatorplatte angegeben.

zur Zeitsignalabnahme verwendeter Diskriminatortyp		Zeitauflösung
Constant-Fraction-Diskriminator	1. Meßreihe	0,62 ns
Constant-Fraction-Diskriminator	2. Meßreihe	0,62 ns
Leading-Edge-Diskriminator		1,17 ns

Tabelle 3: Ergebnisse der Zeitauflösung der gesamten Szintillatorplatte

Die unter Verwendung des „Constant-Fraction“-Diskriminators zur Zeitsignalabnahme erhaltenen Werte der Zeitauflösung sind um ca. 47 % kleiner als der bei Einsatz des „Leading-Edge“-Diskriminators ermittelte Wert.

Eine Abhängigkeit der in diesem Abschnitt dargestellten Resultate von den Schwankungen der Raumtemperatur (von 19° C bis 24° C) konnte nicht nachgewiesen werden.

4 Die Elektronik der Triggerebene

Die Entwicklung, Installation und Inbetriebnahme der gesamten Elektronik der Triggerebene und des Top-Clusters leiteten M. Brendle und U. Raidt vom Physikalischen Institut der Universität Tübingen. Neben dem eigentlichen Datenaufnahmesystem umfaßt das elektronische Equipment der Triggerebene einen Pulsgenerator zur Ansteuerung der Leuchtdioden (LED) in den Triggerdetektoren sowie Module zur Spannungsversorgung, in die eine automatische Überwachung der Betriebsspannungen und Temperaturen integriert ist [48]. Im folgenden werden die für die hier vorliegende Arbeit wesentlichen Aspekte der einzelnen Elemente der Triggerelektronik beschrieben. Detailliertere Ausführungen hierzu finden sich in [24,25].

4.1 Aufgaben der Triggerelektronik

Die Anforderungen an die Triggerelektronik ergaben sich erst schrittweise während der Entwicklung der Triggerebene und der übrigen Detektorsysteme des Zentralkalorimeters. Ihre endgültige Realisierung erfüllt die folgenden Aufgaben:

- Erzeugung von Triggersignalen bei einer m -aus- n -Koinzidenz von Myonen („Myontrigger“) oder beim Auftreten eines einzelnen hochenergetischen Hadrons („Hadrontrigger“) innerhalb von 300 ns
- Bestimmung des Energiedeposits in den Triggerdetektoren mit einem hinreichend großen dynamischen Bereich
- Ermittlung der Ankunftszeiten von Schauerteilchen mit einer Auflösung von ≈ 2 ns innerhalb von 800 ns nach Eintreffen der Schauerfront
- Automatische Überwachung und Steuerung der relevanten elektronischen Parameter
- Durchführung einer Online-Zeitkalibration

4.2 Die Transputersteuerung der Triggerelektronik

Die Triggerelektronik ist aus Kostengründen und zur Vereinfachung notwendiger Reparaturen sehr modular aufgebaut. Hierbei sind alle für die Digitalisierung von Energie- und Zeitinformationen erforderlichen Schaltkreise für jeweils 4 Detektorkanäle auf einer Baugruppe und für jeweils 60 Kanäle in einem Überrahmen („Basisrate“) zusammengefaßt. Um die Parallelität der insgesamt 8 Basisrates zu nutzen, findet ein Großteil der Verarbeitung der Daten, die automatische Kontrolle der elektronischen Parameter sowie die Online-Zeitkalibration innerhalb der Basisrates statt. Jeder einzelne Überrahmen ist hierzu mit einem Transputer (= Mikroprozessor der Firma Inmos) ausgestattet, der die Steuerung dieser Aufgaben übernimmt und durch seine vier integrierten bidirektionalen seriellen Schnittstellen („Transputerlinks“) sowie eine auf parallele Verarbeitung von Prozessen abgestimmte Architektur die asynchrone Zusammenarbeit zwischen den Basis- und einem übergeordneten zentralen Crate unterstützt. Der Transputer des zentralen Crates koordiniert dabei die Zusammenführung der Daten und die Triggererzeugung.

Zur automatischen Überwachung und Regelung der detektorspezifischen elektronischen Parameter, wie Schwellenwerte und ADC-Konversionsbereiche, enthalten die Basisrates eigene Datenwege, so daß die Einzelereignisse eines ausgewählten Detektors unabhängig von der Aufnahme von Schauerdaten in Zeit- und Pulshöhenspektren zusammengefaßt werden können. Hierbei läßt sich jedoch immer nur ein Detektorkanal eines Überrahmens zur gleichen Zeit überwachen. Darüber hinaus besitzt jeder Transputer die Möglichkeit, ein seinem Basisrate zugeordnetes Pulsgeneratormodul anzusprechen, um die zur Korrektur der Zeitmessungen erforderlichen Leuchtdiodenereignisse in den einzelnen Triggerdetektoren auszulösen. Die mit Hilfe der TRAMPs („**TR**Ansputer with **M**emory and **P**eripheral bus“) aus den Monitordaten berechneten Korrekturen wandeln 8-Bit-Digital-zu-Analog-Wandler („DAC“) auf den TRIG1-Baugruppen (vgl. Abschnitt 4.3) in die zur Einstellung der Hardware erforderlichen Spannungen und Ströme um.

4.3 Der Aufbau der Triggerelektronik

4.3.1 Die Baugruppen

Die Meßelektronik und der Pulsgenerator bestehen aus insgesamt 14 verschiedenen Baugruppen, die in Tabelle 4 aufgeführt sind [24].

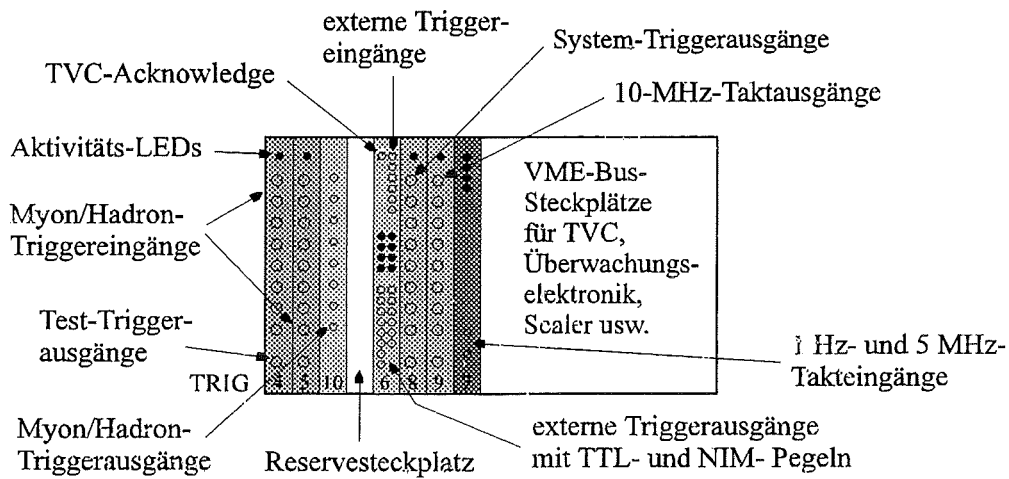
Modul	Anzahl	Funktionen	Ort
TRIGA	456/50	Signalverstärkung, Diskriminatoren, TAC	SMD-Huckepack- platine auf TRIG1
TRAMP	9/2	„ TR Ansputer with Memory and Peripheral bus“	Huckepackplatine auf TRIG2, TRIG7
TRIG1	114/13	Sockel für 4 TRIGA-Baugruppen, ADCs, Triggersignalerzeugung, DACs für Diskriminatorschwellen, DACs zur TAC-Kalibrierung Schnittstellen für Schauerdaten-, Überwachungsdaten- und Parameter- übertragungen zur TRIG2-Baugruppe	Basiscrate
TRIG2	8/1	Basiscrate-TRAMP, Zähler für Detektorzählraten, Taktverteilung, Triggersignaleingang, Schnittstellen zu TRIG1, zentralem Crate und LEDP2-Baugruppe	
TRIG3	8/1	Zusammenfassung der Triggersignale des Basiscrates	
TRIG4	1/1	<i>m</i> -aus-456-Koinzidenz	zentrales Crate
TRIG5	1/1	Oder-Verknüpfung der Hadrontrigger- signale	

Modul	Anzahl	Funktionen	Ort
TRIG6	1/1	Triggerlogik, Triggerverzögerung, Triggerverriegelung, Totzeitmessung	zentrales Crate
TRIG7	1/1	TRAMP des zentralen Crates, Takterzeugung, Triggerdatierung, Schnittstellen zu TRIG2, TRIG4, TRIG6 und dem übergeordneten Transputer	
TRIG8	1/1	Verteilung des Taktsignals an die Basisrates	
TRIG9	1/1	Verteilung des Triggersignals an die Basisrates	
TRIG10	1/1	direkte Myon- und Hadrontriggerausgänge (Umgehung der Triggerlogik)	
LEDP1	1 (für Trigger- ebene und Top-Cluster gemeinsam)	Erzeugung von kohärenten und inkohärenten Triggersignalen für die LEDP2-Baugruppen, Durchlaufzeitstabilisierung	Pulsgenerator
LEDP2	8/1	LED-Pulsausgänge für die Detektoren eines Basisrates, Schnittstelle zur Steuerung durch die TRIG2-Baugruppe	

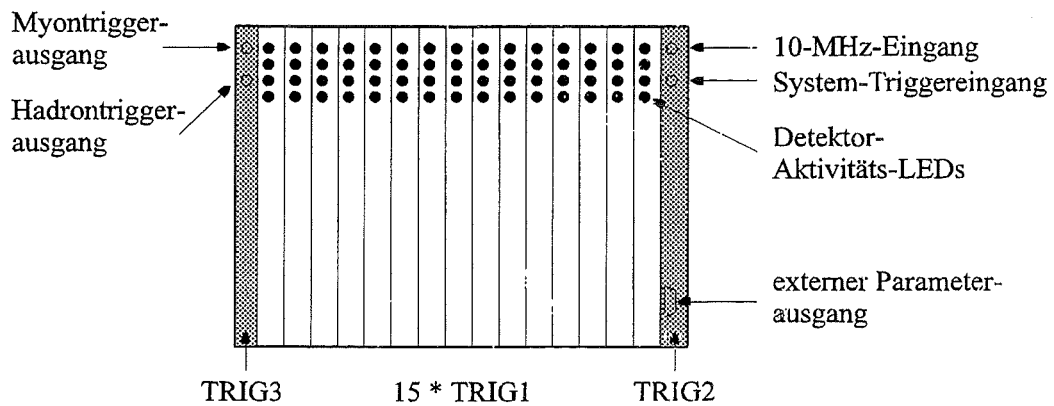
Tabelle 4: Module der Triggerelektronik, die Anzahlen beziehen sich auf die Triggerebene bzw. das Top-Cluster

Abbildung 24 zeigt die Anordnung der Baugruppen in ihren jeweiligen Crates. Den 15 TRIG1-Baugruppen eines Basisrates werden entsprechend ihrem Steckplatz im Baugruppenträger Adressen von 0 bis 14 zugeordnet.

zentrales Crate



Basis-Crate



LED-Pulsgenerator

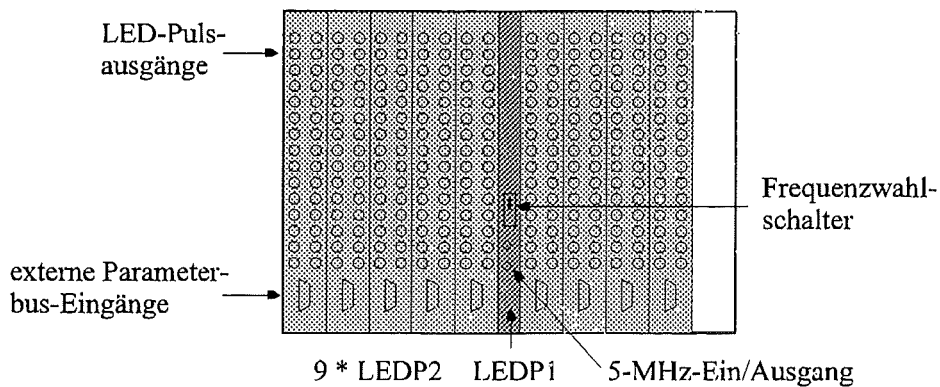


Abbildung 24: Frontansicht von zentralem, Basis- und Pulsgenerator-Crate

4.3.2 Die Datenwege

Innerhalb der Crates sind die einzelnen Module durch Verdrahtungen auf den Rückwänden miteinander verbunden. Tabelle 5 enthält die dort befindlichen Datenbusse.

Crate	Bus	Typ	Daten
Basiscrate	Datenbus	8-Bit-parallel, 100 ns/Byte	Schauerdaten
	Monitorbus	seriell von TRIG1 nach TRIG2, 100 ns/Bit	Überwachungsnachrichten
	Parameterbus	seriell von TRIG2 nach TRIG1, 200ns/Bit	Parameternachrichten
zentrales Crate	Parameterbus	seriell, bidirektional zwischen TRIG7 und TRIG4, TRIG6, TRIG10, 200ns/Bit	Parameter- und Statusnachrichten, Schauerdaten von der TRIG6-Baugruppe

Tabelle 5: Datenbusse auf den Rückwänden von Basis- und zentralem Crate

Die LEDP2-Baugruppen sind über einen externen Parameterbus, dessen Protokoll dem des internen Parameterbusses der Basiscrates entspricht, mit den TRIG2-Baugruppen verbunden.

In den TRIG2- und TRIG7-Baugruppen werden die Busse auf den Peripheriebus des jeweiligen TRAMP-Modules umgesetzt. Der Datenaustausch zwischen den Basiscrates und dem zentralen Crate erfolgt, mit Ausnahme der Triggersignale, über die seriellen Links der Transputer, die in einer Kette („Link-Pipeline“, vgl. Abb. 25) organisiert sind. Ein TVC („Transputer based VME Controller“), der diese Kette zum Hostrechner hin fortsetzt, stellt die Verbindung zwischen der Triggerebene und dem Datenaufnahmesystem von KASCADE her. Den Übergang vom TVC zum Hostrechner bildet ein B300-Interface, das die Transputerlinks auf Ethernet umsetzt.

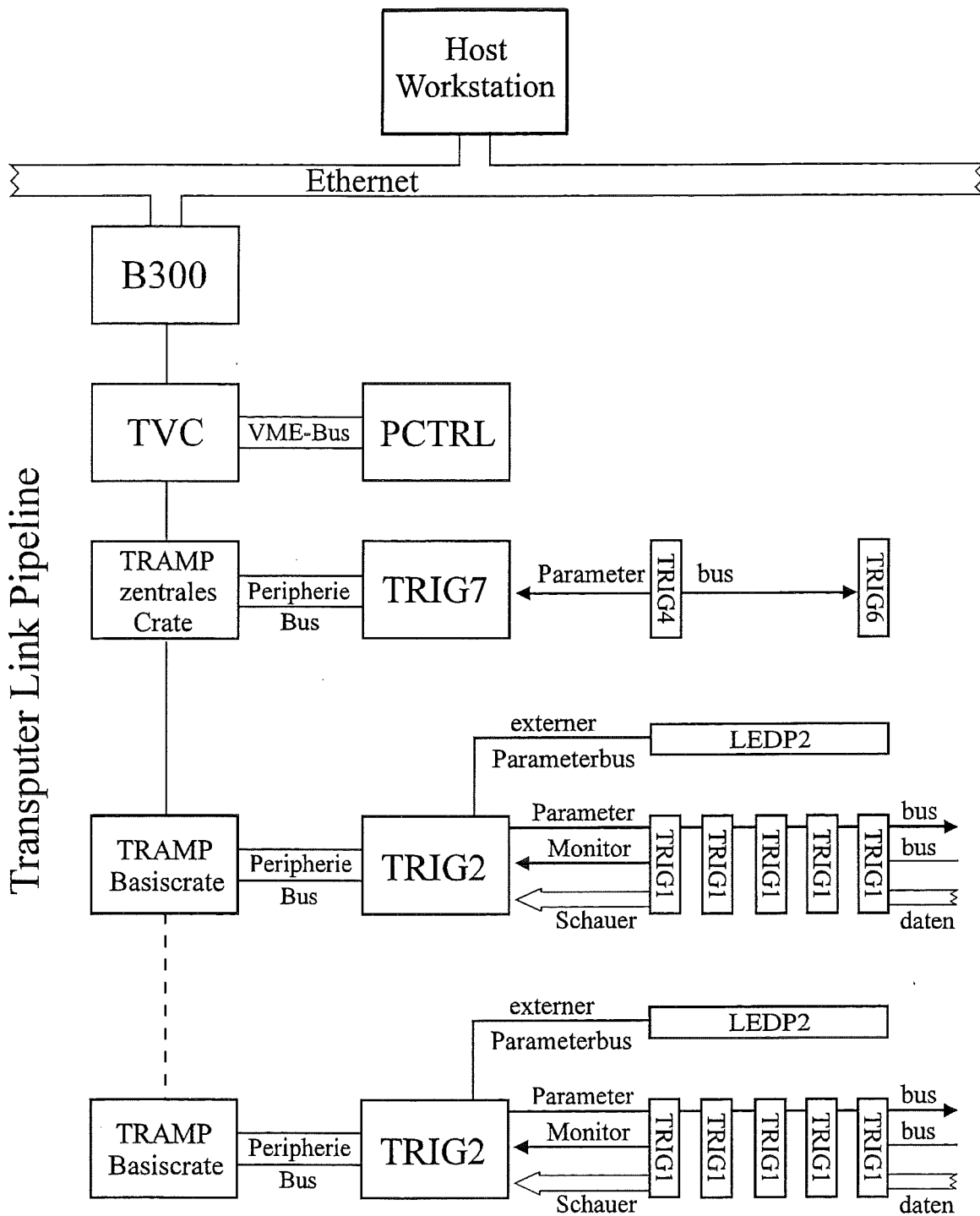


Abbildung 25: Datenwege der Triggerelektronik (dargestellt sind hier nur 2 der 8 Basis-
crates mit je 5 von 15 TRIG1-Baugruppen)

4.4 Die Zeitmessung

4.4.1 Erkennung von myonischen und hadronischen Ereignissen

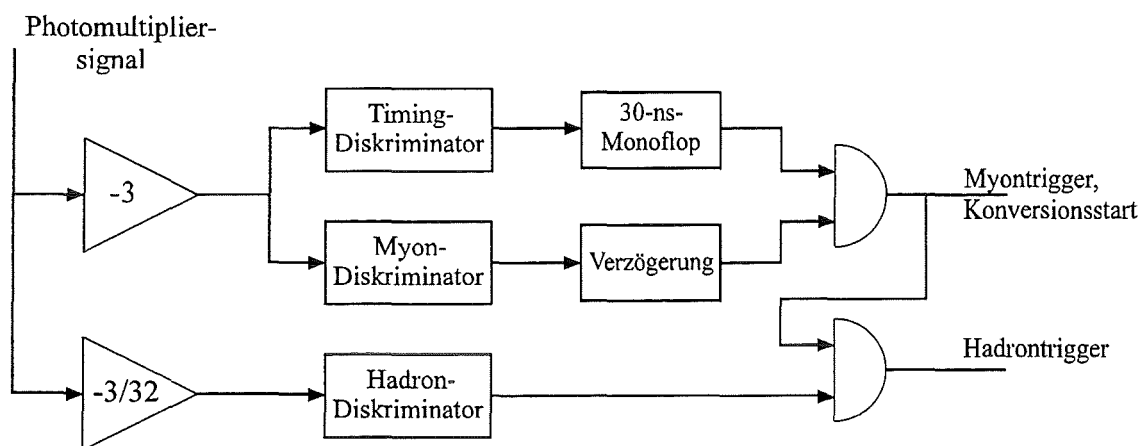


Abbildung 26: Diskriminatoren auf der TRIG1-Baugruppe

Zur Erkennung mehrerer koinzidenter Myonen (Schauer) und einzelner hochenergetischer Hadronen sowie zur Ermittlung der Teilchenankunftszeiten müssen ihre Energiedeposite in den Triggerdetektoren von den Signalen aus dem ^{60}Co -Zerfall im Absorbermaterial und dem Photomultiplerrauschen getrennt werden. Auf der TRIGA-Baugruppe befinden sich zu diesem Zweck drei „Leading-Edge“-Diskriminatoren (Timing-, Myon-, und Hadrondiskriminator), deren Schwellen programmierbar sind (vgl. Abb. 26). Um den durch das Kippen des Timing-Diskriminators festgelegten Zeitpunkt eines Ereignisses weitgehend unabhängig von der Signalform bestimmen zu können, besitzt der hierzu verwendete Diskriminator eine möglichst niedere Timing-Schwelle. Da diese jedoch auch viele Untergrundereignisse im Detektor überschreiten, liegt ein myonisches Ereignis im Sinne der Triggerelektronik erst dann vor, wenn neben der Timing-Schwelle auch die höher eingestellte Myonschwelle innerhalb von 30 ns überschritten wird (vgl. Abschnitt 4.6.1).

Die Lage der Schwelle des Hadrondiskriminators ist fest an die Lage der einstellbaren Myonschwelle gebunden. Sie wird bei dem etwa 50-fachen des wahrscheinlichsten Energiedeposits eines Myons überschritten und markiert so ein hadronisches Ereignis.

4.4.2 Die Triggererzeugung

Der Myontrigger

Die in der Triggerelektronik als Kriterium zur Schauererkennung verwendete *m*-aus-*n*-Koinzidenz myonischer Ereignisse entspricht dem Überschreiten einer bestimmten Myonendichte in der Triggerebene. Hierbei gibt *m* die Myonmultiplizität, *n* die Anzahl der aktiven Detektoren an. Im Regelfall ist *n* die Anzahl aller Detektoren (456), falls es jedoch erforderlich sein sollte, läßt sich die Erzeugung von Myonsignalen für einzelne Detektoren programmgesteuert sperren und *n* dadurch entsprechend verringern.

Die zur Bildung der Koinzidenz eingesetzte analoge Addition der binären Myonsignale der einzelnen Kanäle erfolgt zweistufig, wobei die Signale der Detektoren zunächst durch Stromimpulse mit einer Amplitude von 1,3 mA dargestellt werden. Die TRIG3-Baugruppe empfängt die auf einer Rückwandleitung zusammengefaßten Myon-Stromsignale eines Basisrates und gibt ein ihrer Gesamtamplitude proportionales Stromsignal an die TRIG4-Baugruppe im zentralen Crate weiter. Dort werden die Myon-Summensignale der maximal acht TRIG3-Baugruppen zusammengeführt und der Spannungsabfall des resultierenden Stromsignals mit einer programmgesteuert wählbaren Spannung, die der Myonmultiplizität *m* entspricht, verglichen. Die Aktivierung des Myon-Trigger Signals erfolgt beim Überschreiten dieser Myon-Multiplizitätsspannung.

Da bei einem Schauer mit 45° Neigungswinkel für die am weitesten voneinander entfernt liegenden Detektoren Laufzeitunterschiede von ca. 60 ns auftreten und darüber hinaus Fluktuationen der Myonankunftszeiten relativ zur Schauerfront, elektronische Laufzeitunterschiede sowie die begrenzte Zeitauflösung des Komparators auf der TRIG4-Baugruppe zu berücksichtigen sind, ist die Breite der Myonsignale, welche die zeitliche Anforderung an die Koinzidenz der Einzelereignisse festlegt, auf 100 ns abgeglichen. Die Auflösung entspricht einem Myonsignal.

Aufgrund des erforderlichen Kompromisses zwischen der Größe des dynamischen Bereichs für die Addition und dem Störabstand der zwei benachbarten Myonenanzahlen entsprechenden Stromsignale ist die maximal einstellbare Multiplizität auf etwa 40 koinzidente Myonsignale begrenzt.

Der Hadrontrigger

Zur Aktivierung des Hadron-Triggersignals bedarf es keiner Koinzidenz, sondern lediglich der Überschreitung der Hadronschwelle in einem einzigen Kanal. Die somit digitalen Hadronsignale der einzelnen Kanäle werden zunächst auf der TRIG3-Baugruppe für alle Kanäle eines Basisrates und danach auf der TRIG5-Baugruppe des zentralen Crates zum Hadron-Triggersignal „Oder“ verknüpft.

4.4.3 Die Bestimmung der Teilchenankunftszeiten

Um die angestrebten möglichst geringen Totzeiten in den einzelnen Detektoren zu gewährleisten, wird zur Messung der Teilchenankunftszeiten eine klassische Zeit-zu-Amplituden-Konversion (TAC, „Time to Amplitude Conversion“) benutzt, deren Digitalisierung durch einen mittelschnellen Flash-ADC erfolgt. Da dieses Verfahren jedoch weder totzeitfrei noch „Multi-Hit-fähig“ ist, fällt bei zwei zu einem Schauer gehörenden, dicht aufeinanderfolgenden Myonen in einem Detektor das zweite in die Totzeit des ersten. Vermeiden ließe sich dies bei einer vergleichbaren Zeitauflösung nur unter Verwendung sehr schneller Flash-ADCs, wodurch der finanzielle Rahmen der Triggerelektronik jedoch deutlich überschritten würde.

Die zeitliche Lage der Ereignisse in den einzelnen Detektorkanälen relativ zum Zeitpunkt des mit dem 10-MHz-Takt synchronen Systemtriggersignales („Detektorzeit“) wird auf den TRIG1-Baugruppen innerhalb eines Intervalles von $1,5 \mu\text{s}$ bestimmt. Die Lage des Systemtriggersignales („Triggerzeit“) legt die TRIG7-Baugruppe des zentralen Crates in Einheiten des 10-MHz-Taktes fest.

Die Ermittlung der auf das Kippen des Timing-Diskriminators bezogenen Detektorzeit erfolgt zweistufig. Sie wird innerhalb einer Periode des 10-MHz-Taktes der Triggerelektronik mit Hilfe eines TACs in eine Spannung umgesetzt und mit einem 8-Bit-ADC digitalisiert. Ein 4-Bit Zähler („Detektorzeitähler“) markiert die jeweilige Taktperiode.

Zur Anpassung des Ausgangsspannungsbereiches des TAC-Schaltkreises auf den Konversionsbereich des nachgeschalteten ADCs lassen sich sowohl seine Nulllinie, die den Beginn des Konversionsbereiches festlegt, als auch die Steigung seiner Spannungsrampe, die dessen Breite bestimmt, programmgesteuert variieren. Da der einem 100 ns Intervall ent-

sprechende Spannungsbereich etwa auf die mittleren 200 der 256 ADC-Kanäle abgebildet wird, beträgt die mittlere Auflösung für die Zeitmessung 0,5 ns (vgl. Abb. 27).

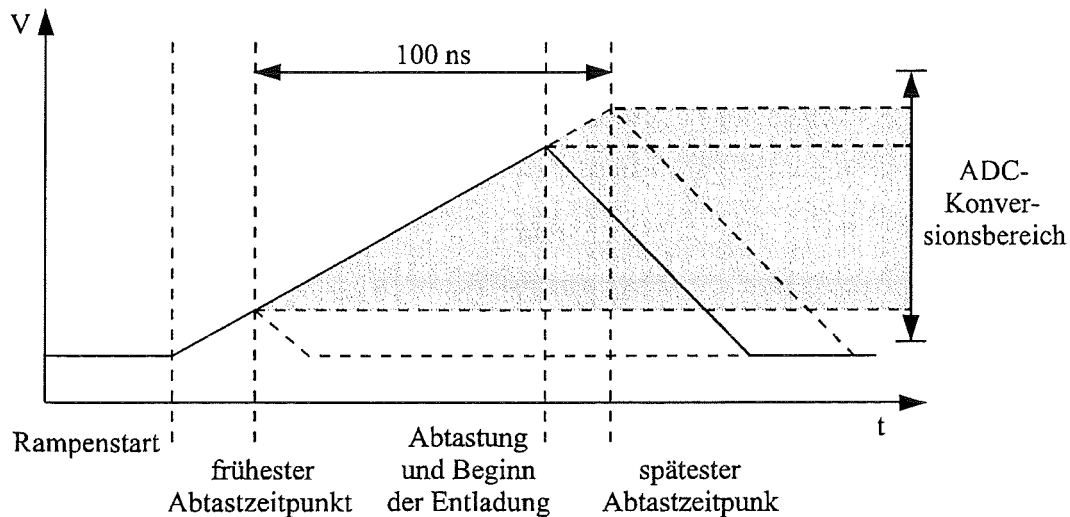


Abbildung 27: Schematische Darstellung der TAC-Rampe

Nach der Identifizierung eines myonischen Ereignisses wird die Spannungsrampe des TAC synchron zum 10-MHz-Takt gestartet und mit einem entsprechend verzögerten Ausgangssignal des Timing-Diskriminators gestoppt und digitalisiert (vgl. Abb. 28). Einem Ereignis, das am Ende einer 10-MHz-Taktperiode liegt, entspricht somit eine hohe TAC-Spannung und ein hoher ADC-Kanal.

Der zur Digitalisierung verwendete 8-Bit-Flash-ADC ist Teil eines Dreifach-8-Bit-ADC-Bausteins vom Typ MC22450, der auch die beiden Verstärkerzweige zur Messung der Energiedeposite abtastet (vgl. Abschnitt 4.5). Das Ergebnis seiner Konversion liegt nach 250 ns vor, so daß sich die Totzeit eines Detektorkanals bei myonischen Ereignissen, die nicht zu einem erkannten Schauer gehören und nur zur Überwachung dienen, auf maximal 700 ns begrenzen läßt. Bis zur erneuten Konversion bleibt das Ergebnis der Zeit-zu-Digital-Wandlung in den Ausgangsregistern des ADCs zwischengespeichert.

Da die MC22450 Bausteine vergleichsweise große differentielle Nichtlinearitäten aufweisen, müssen diese im Rahmen der Zählerüberwachung korrigiert werden (vgl. Abschnitt 4.6.2).

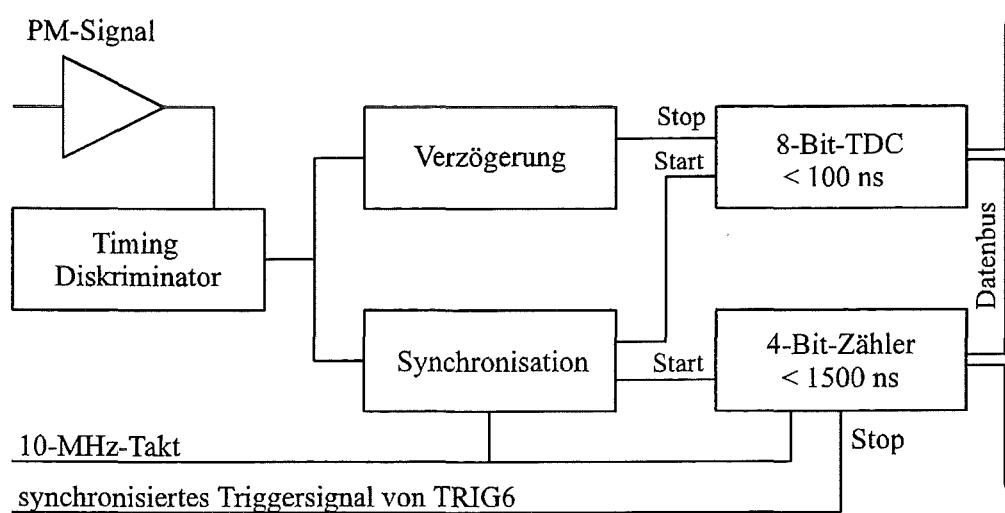


Abbildung 28: Schematische Darstellung der Zeitmessung in einem Detektorkanal

4.5 Die Messung des Energiedeposits

Um den zur Messung des Energiedeposits erforderlichen großen dynamischen Bereich zu gewährleisten, wird das Ausgangssignal eines Photomultipliers in zwei separaten Schaltkreisen verstärkt und digitalisiert. Den beiden schnellen Eingangsstufen, deren Verstärkungen sich um den Faktor 26 unterscheiden, sind jeweils zweistufige, mittelschnelle Aktivfilterverstärker auf der TRIGA-Baugruppe nachgeschaltet, deren Filtereigenschaften bewirken, daß die Scheitelhöhe ihrer Ausgangssignale der Gesamtladung des Eingangssignales entspricht. Nach der Erkennung eines myonischen Ereignisses (vgl. Abschnitt 4.4.1) werden die Ausgangssignale der Verstärker auf der TRIG1-Baugruppe digitalisiert. Durch eine entsprechende Einstellung der Hochspannungen der Photomultiplier läßt sich der hochverstärkende Zweig („Myonzweig“) so auf typische Detektorsignale anpassen, daß der wahrscheinlichste Energiedeposit eines Myons nach der Digitalisierung ungefähr ADC-Kanal 64 entspricht (vgl. Kapitel 5). Im schwach verstärkenden Zweig („Hadronzweig“) fällt ein Ereignis mit diesem Energiedeposit in ADC-Kanal 2.

Zur Sicherstellung einer offsetfreien Energiekalibrierung der Triggerebene sind die mittleren Ausgangsspannungen der Verstärkerschaltkreise durch eine Analogregelung an die Konversionsbasisspannungen der ADCs, die dem Digitalkanal 0 entsprechen, gebunden.

Bei der Auslese von Schauerdaten überträgt die Triggerelektronik die Ergebnisse der AD-Konversion im Myon- und im Hadronzweig unverändert. Die Lage der wahrscheinlichsten Werte in den Impulshöhenspektren der Myonzweige wird bei der Selbstüberwachung von den Basisrate-Transputern durch die Anpassung einer Landaufunktion ermittelt und ist vom Hostrechner zu beliebigen Zeiten abfragbar. Der Begriff „Impulshöhe“ bezieht sich hierbei stets auf die Ausgangssignale der Verstärker. Da die Selbstüberwachung jedoch keinen Zugang zu den Daten der Hadronzweige besitzt, müssen die individuellen Verstärkungsverhältnisse zwischen den einzelnen Myon- und Hadronzweigen bei der Datenrekonstruktion aus den Schauerdaten bestimmt werden. Die Algorithmen der Datenrekonstruktion sind in [49] näher erläutert.

4.6. Monitorspektren

Während einer laufenden Messung überprüft und regelt die Triggerelektronik die Lage der Timing- und der Myonschwellen sowie den Konversionsbereich des TDC. Zusätzlich aktualisiert sie die Korrektur der differentiellen Nichtlinearitäten des TDC und die Zeitkalibration der Detektorkanäle.

Hierzu werden für jeden Detektor die Zählrate seiner Timing-Schwellenüberschreitungen („Untergrundzählrate“), das Impulshöhenspektrum seines Myonzweiges und ein TDC-Spektrum benutzt. Zur Erstellung dieser Monitorspektren ist es nicht erforderlich, daß die Einzelereignisse in den Detektoren zu von der Triggerebene erkannten Schauern gehören, vielmehr können die Einzelereignisrate von etwa 50 Hz in einem Detektor bzw. die vom Pulsgenerator mit mehreren kHz induzierten Leuchtdiodenereignisse verwendet werden. Um die Totzeit für die Schauerdatenaufnahme infolge der Übertragung dieser Ereignisdaten nicht zu erhöhen, verwendet die Triggerelektronik dabei den Monitorbus auf der Rückwandverdrahtung der Basisrates (vgl. Abb. 29). Der zugehörige Transputer wählt durch eine Parameternachricht einen der 60 Detektorkanäle eines Basisrates für die Dauer einer Monitormessung als sendeberechtigt aus, so daß sich eine Überlagerung der Nachrichten auf dem Monitorbus vermeiden läßt.

Die aufgrund der Monitordaten neu berechneten elektronischen Parameter werden über den jeweiligen Parameterbus an die Detektorkanäle auf den TRIG1-Baugruppen zurückgeführt, wo sie mit Hilfe von 8-Bit-Digital-zu-Analog-Wandlern („DAC“) in die Referenz-

spannungen der Timing- und der Myonschwelle, die Basisspannung der TAC-Rampe und deren Ladestrom umgewandelt werden.

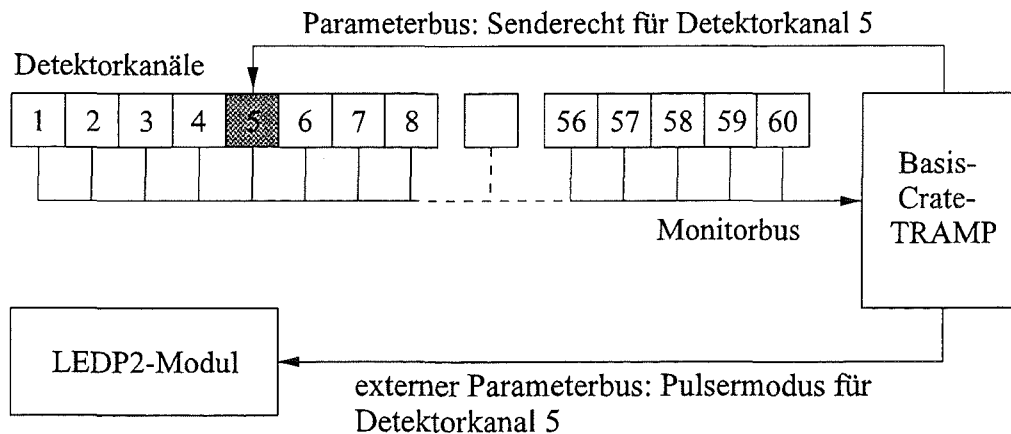


Abbildung 29: Datenwege für die Aufnahme der Überwachungsspektren

4.6.1 Impulshöhenspektrum zur Einstellung der Myonschwelle und zur Energiekalibrierung

Aufgrund der speziell gewählten Dicke (3 cm) der Szintillatorplatten in den Triggermodulen besitzt das Energiespektrum eines Detektors zwischen der Landauverteilung des Myonenergiedeposits und dem exponentiellen Anstieg zu kleineren Energien hin ein ausgeprägtes Minimum (vgl. Abb. 30a). Die ursprüngliche Überlegung, nach der die Myonschwelle etwas unterhalb dieses Minimums bei etwa 30 % des wahrscheinlichsten Energiedeposits eines Myons in den Triggerdetektoren liegen sollte, erwies sich nach der Auswertung erster Meßreihen als nicht praktikabel, da die genaue Lage der Myonschwelle aus dem Myonimpulshöhenspektrum nur unzureichend rekonstruiert werden konnte. Dies läßt sich damit erklären, daß die Schwelle sensitiv für die maximale Höhe des schnellen Eingangssignales ist, während das Ergebnis der Digitalisierung der Fläche dieses Eingangssignales entspricht. Eine zur Einstellung der Myonschwelle möglichst proportionale Meßgröße ist jedoch folgendermaßen ermittelbar: Zunächst wird an einen geeigneten Ausschnitt des gemessenen Impulshöhenspektrums eine Landaufunktion angepaßt und hieraus die Lage des wahrscheinlichsten Energiedeposits in ADC-Kanälen (E_{MIP}) sowie die zugehörige Höhe (N_{MIP}) bestimmt. An-

schließlich werden die ADC-Einträge bis zum ADC-Kanal $0,5 \cdot E_{MIP}$ aufsummiert

$$N_{0,5} = \sum_{i=1}^{0,5 \cdot E_{MIP}} N(i)$$

und als Maß D_μ für die Lage der Myonschwelle verwendet.

$$D_\mu = \log \frac{N_{0,5}}{N_{MIP}}$$

In Abbildung 30b ist der annähernd lineare Zusammenhang zwischen D_μ und der Lage der Myonschwelle für einen Detektor dargestellt. Als Sollwert zur Regelung der Schwelle hat sich $D_\mu = 0$ als dem 30 %-Kriterium in etwa entsprechend erwiesen.

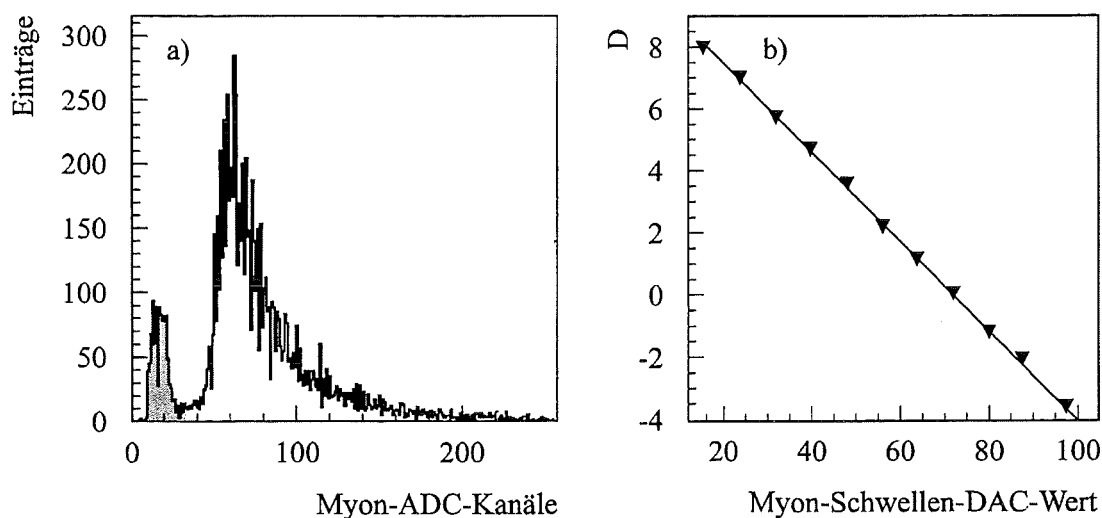


Abbildung 30: a): Gemessenes Myon-ADC-Spektrum eines Detektors, b): Darstellung des annähernd linearen Zusammenhanges zwischen D_μ und der Lage der Myonschwelle für diesen Detektor

Zur Energiekalibrierung der Szintillatoren wird die Kanalzahl des wahrscheinlichsten Wertes der an das jeweilige Impulshöhenspektrum angepaßten Landaufunktion mit der Energie (6,44 MeV) gleichgesetzt, die ein minimal ionisierendes Teilchen in einem Triggerdetektor deponiert (vgl. Kapitel 5).

4.6.2 Inkohärentes und kohärentes TDC-Spektrum

Inkohärente TDC-Spektren zur Korrektur der differentiellen Nichtlinearitäten

Aufgrund der Unabhängigkeit der Teilchenankunftszeiten vom 10-MHz-Takt der Triggerebene und der im Vergleich zur Taktfrequenz geringen Zählrate stellt das Monitor-TDC-Spektrum ein Kastenspektrum dar, dessen Breite einer 100-ns-Periode des Taktes entspricht (vgl. Abb. 31a). Obwohl die Kanalbreiten ADC-typisch unveränderlich sind, ist die Zuordnung von Digitalisierungsergebnis zu Zeitintervall in der Triggerelektronik Temperaturdriften unterworfen. Ursache hierfür ist die Verschiebung der Lage des 100 ns Intervalls innerhalb des ADC-Konversionsbereiches bei hohen Temperaturen zu höheren Kanälen hin. Diese Drift resultiert in erster Linie aus den mit der Temperatur ansteigenden IC-Durchlaufzeiten („Integrated Circuit“) und beträgt ca. $0,3 \text{ ns}/^\circ\text{K}$ (vgl. Abschnitt 4.7, Abb. 32). Die Lage des Bildes der 100 ns Periode im TDC-Spektrum muß deshalb, um ihre Verschiebung über die Grenzen des Konversionsbereiches hinaus zu verhindern, überprüft werden. Da jede Veränderung der TAC-Parameter eine Neuberechnung der Kanalbreitenkorrektur und des Zeitoffsets im entsprechenden Detektorkanal erfordert, erfolgt die Initialisierung der TAC-Elektronik zunächst mit Standardparametern, die lediglich dann nachgeregelt werden, wenn der Abstand zwischen den Grenzen des Kastenspektrums und den Grenzen des ADCs 10 ADC-Kanäle unterschreitet.

Die zur Bestimmung der Teilchenankunftszeiten eingesetzten TDCs weisen innerhalb des 100 ns Intervalls eine erhebliche differentielle Nichtlinearität auf, als deren Ursache nach eingehenden Untersuchungen im wesentlichen Unvollkommenheiten der verwendeten Dreifach-ADCs (MC44250) festgestellt wurden [24]. Die Schwankung der zeitlichen Breite eines TDC-Kanals liegt etwa zwischen 0 und 1 ns. Sie sind über den gesamten Konversionsbereich jedoch so gleichmäßig verteilt, daß sie die integrale Linearität der TDCs kaum betreffen (vgl. Abb. 31b). Zur Korrektur der differentiellen Nichtlinearität werden die individuellen zeitlichen Breiten der TDC-Kanäle aus den inkohärenten TDC-Spektren ermittelt. Da hierbei die Zahl der Einträge in einen bestimmten TDC-Kanal ein direktes Maß für dessen zeitliche Breite ist, gehen die statistischen Fluktuationen des Inhalts eines Kanals direkt in seine Breitenbestimmung ein, so daß die TDC-Spektren mit einer hinreichenden statistischen Genauigkeit erstellt werden müssen. Andererseits hängt die Korrektur empfindlich

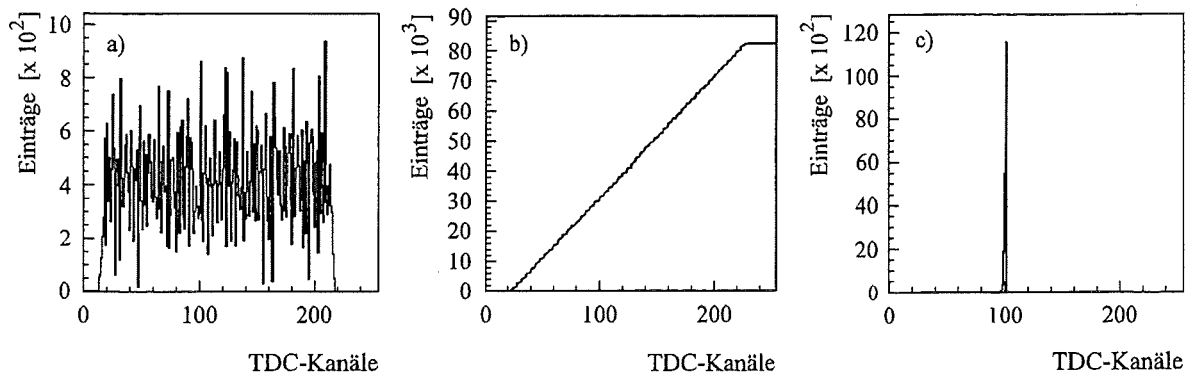


Abbildung 31: a): Inkohärentes Monitor-TDC-Spektrum eines Detektorkanals
 b): Das Integral über dieses Spektrum
 c): Kohärentes Monitor-TDC-Spektrum eines Detektorkanals

von den Temperaturdriften ab, die eine größtmögliche Aktualität der Spektren erforderlich machen. Beide Vorgaben laufen konträr zueinander und lassen sich mit echten Myonen nur unbefriedigend realisieren. Spektren mit einer ausreichenden Statistik könnten nur etwa alle 12 Stunden und somit zu selten aktualisiert werden, um die Tagesgänge in der Temperatur auszugleichen. Um dennoch beide Forderungen zu erfüllen, besitzt der Pulsgenerator der Triggerelektronik die Möglichkeit, die Leuchtdioden in den Triggerdetektoren während einer Monitormessung mit inkohärenten Impulsen zufälliger Phasenlagen zum 10-MHz-Takt und einer Frequenz zwischen 2,5 kHz und 10 kHz anzusteuern. Hierdurch ist ein TDC-Kastenspektrum mit akzeptabler Statistik innerhalb weniger Sekunden erstellbar. Die Transputer der Basisrates berechnen für jeden Detektor aus dessen inkohärentem Spektrum eine Tabelle, die den jeweiligen TDC-Kanalwerten Zeiten zwischen 0 und 100 ns zuweist. Sie enthält für jeden TDC-Kanal das arithmetische Mittel aus unterer und oberer zeitlicher Kanalgrenze, wie sie sich durch die Aneinanderreihung der zeitlichen Kanalbreiten ergeben. Anstatt der TDC-Kanalnummern werden bei der Aufnahme von Schauerdaten für Einzelereignisse diese Mittelwerte mit einer Auflösung von 1/8 ns übertragen. Die in etwa halbstündigen Abständen vorgenommene Aktualisierung der Korrekturtabellen verhindert künstlich herbeigeführte Strukturen in den rekonstruierten Ankunftszeitspektren und gleicht Temperaturschwankungen im Tagesgang aus.

Kohärente TDC-Spektren zur Online-Zeitkalibration

Die Zeitkalibrierung erfolgt hingegen mit Hilfe von TDC-Spektren, zu deren Erstellung der Pulsgenerator kohärente Impulse mit einer festen Phasenlage zum 10-MHz-Takt für den überwachten Detektorkanal erzeugt, so daß diese Spektren anstelle einer Gleichverteilung eine scharfe Linie aufweisen (vgl. Abb. 31c).

Da die Auswertung des kohärenten Spektrums die aus dem inkohärenten Spektrum errechnete TDC-Kanalbreitenkorrektur verwendet, werden inkohärentes und kohärentes TDC-Spektrum eines Detektorkanals immer jeweils paarweise aufgenommen. Um die notwendige Aktualität der schnell meßbaren TDC-Spektren zu gewährleisten, erfolgt die Erfassung der länger andauernden Impulshöhenspektren nicht mit der gleichen Häufigkeit. Sie werden zusammen mit der Untergrundrate gemessen, da hierfür der Pulsgenerator ebenfalls abgeschaltet sein muß. In Tabelle 6 sind die zur Erstellung der verschiedenen Spektren (Impulshöhenspektrum, inkohärentes und kohärentes TDC-Spektrum) erforderlichen Betriebsarten des Pulsgenerators sowie die entsprechenden Meßzeiten dargestellt.

Spektrum	Funktion	LEDP2-Modus	Meßzeit
Impulshöhenspektrum	Einstellung der Myonschwelle	keine LED-Pulse	120 s
gleichverteiltes TDC-Spektrum	TDC-Kanalbreitenkorrektur	2,5 kHz inkohärente LED-Pulse	10 s
TDC-Linienspektrum	Zeitkalibrierung	0,625 kHz kohärente LED-Pulse	2 s

Tabelle 6: Funktionen und Meßzeiten der verschiedenen Spektren

4.7 Der Pulsgenerator

Die jeweilige Betriebsart für die einem Basisrate zugeordnete LEDP2-Baugruppe des Pulsgenerators wird über den externen Parameterbus vom Transputer des betreffenden Überrahmens ausgewählt. Um zu gewährleisten, daß die einzelnen Basisrates sowohl der Trigger- als auch der Top-Cluster-Elektronik die Art der LED-Impulse für ihre Detektoren indi-

viduell vorgeben können, besteht der Pulsgenerator aus 9 LEDP2-Modulen mit jeweils 30 Ausgangsstufen für die 60 Detektoren, die einem Basisrate zugeordnet sind (vgl. Abb. 24). Die als Ausgangsstufen eingesetzten MOSFET-Treiber-Bausteine vom Typ TC1412N lassen sich bis zu einer Ausgangsspannung von 16V an 50 Ω betreiben und liefern verhältnismäßig steile Anstiegsflanken ($>0,7$ V/ns).

Bei der Zeitkalibration der Triggerelektronik mit Hilfe der Leuchtdioden in den Triggerdetektoren werden die für die eigentliche Datenaufnahme irrelevanten Signaldurchlaufzeiten durch den Pulsgenerator mitgemessen. Da diese zwar separat, aber im Unterschied zu den kohärenten TDC-Spektren nicht in halbstündigen Abständen neu ermittelbar sind (vgl. Abschnitt 6.1), ist die Aktualität der aus den kohärenten TDC-Spektren berechneten Zeitoffsets nur dann von Vorteil, wenn die Temperaturabhängigkeit der Durchlaufzeiten durch den Pulsgenerator und insbesondere die Kanalabhängigkeit von dieser Drift wesentlich geringer ist als die Temperaturdriften der Zeitmessung in den Detektorkanälen.

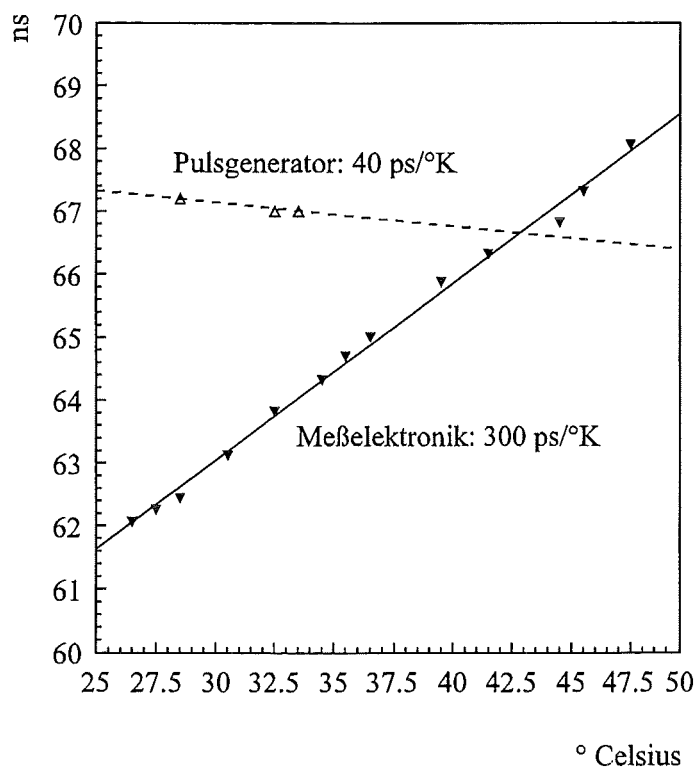


Abbildung 32: Vergleich zwischen der Temperaturdrift eines TDC der Meßelektronik mit der eines kohärenten Pulsgeneratorsausganges

Zur Realisierung dieser Vorgabe enthält die LEDP1-Baugruppe, auf der die kohärenten Pulse erzeugt werden, eine Regelschleife, mit der die 5 V Versorgungsspannung nachgeregelt und somit die Temperaturdrift einer typischen Pulsgeneratordurchlaufzeit auf ca. 40 ps/°K gesenkt werden kann. Obwohl sich diese Durchlaufzeiten nicht individuell, sondern nur gemeinsam stabilisieren lassen, ist ihre Drift um fast eine Größenordnung kleiner als die Temperaturdrift der TDCs in der Meßelektronik (vgl. Abb. 32).

4.8 Die Temperaturregelung

Um den Einfluß der Temperaturdriften auf die Zeitmessung möglichst klein zu halten, wird neben der häufigen Aktualisierung der Zeitoffsets und der Kompensationsmaßnahmen im Pulsgenerator auch die Betriebstemperatur der Elektronik durch eine Erweiterung der unabhängigen Spannungs- und Temperaturüberwachung stabilisiert [48]. Die Steuerungseinheit dieser Überwachungselektronik ist die PCTRL-Baugruppe, die sich im VME-Crate des TVCs der Triggerelektronik befindet (vgl. Abb. 24). Sie ist über einen seriellen Datenbus mit 12 PSENSE-Baugruppen verbunden, die in den 12 Crates der Trigger- und Top-Cluster-Elektronik die Versorgungsspannungen und je 4 Temperaturwerte digitalisieren (vgl. Abb. 33). In ihrer ursprünglichen Version erzeugte die PCTRL-Baugruppe beim Überschreiten kritischer Werte der Versorgungsspannungen und der Temperaturen Fehlermeldungen und schaltete gegebenenfalls die Spannungsversorgungen ab. Nach ihrer Überarbeitung ist sie darüber hinaus in der Lage, 4 Magnetventile anzusteuern, die den Kühlwasserdurchfluß durch die in den Elektronikschränken befindlichen Wärmetauscher regulieren.

Die Temperatur wird für jeden Schrank separat geregelt. Da die Wäremengeentwicklung in den verschiedenen Überrahmen unterschiedlich ist und die räumlich höher liegenden Crates bei thermischem Gleichgewicht wärmer sind, ergibt sich für jedes eine eigene Solltemperatur. Aus den 3 Crate-Soll- und Ist-Temperaturen bestimmt der Prozessor der PCTRL-Baugruppe eine mittlere Temperaturabweichung und berechnet hieraus die Öffnungszeit für das Kühlwasserventil.

Zum Zeitpunkt der in Kapitel 6 genannten Messungen zur Zeitkalibration der Triggerelektronik war diese Temperaturregelung noch nicht endgültig in Betrieb, so daß das Kühlwasser ohne Steuerung durch die Magnetventile ständig durch die Wärmetauscher der Elektronikschränke floß. In Abbildung 34 ist der mit einem Temperaturfühler eines belie-

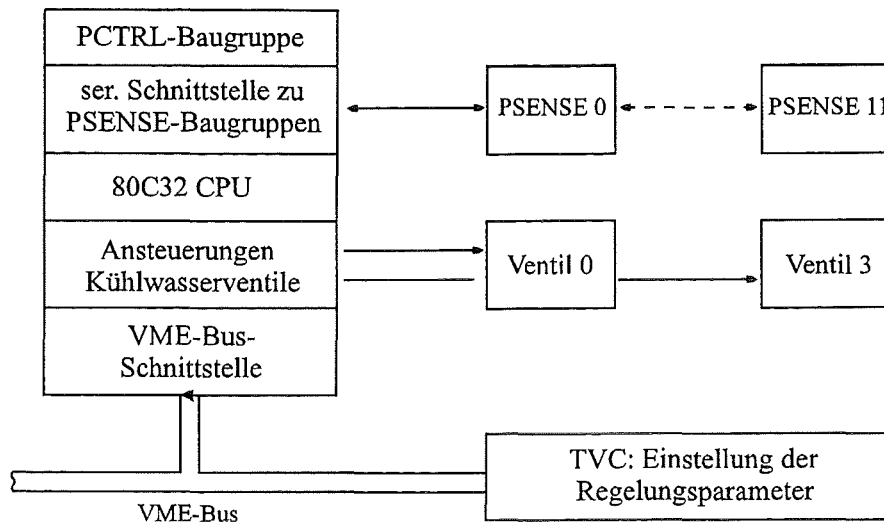


Abbildung 33: Schematische Darstellung der an der Temperaturregelung für die Trigger-
elektronik beteiligten Bauelemente

bigen Crates aufgenommene Temperaturverlauf während zweier Myonkalibrationsmes-
sungen dargestellt. Aufgrund mehrerer Messungen mit weiteren Temperaturfühlern darf
dieses Ergebnis als repräsentativ angesehen werden und bestätigt somit eine sehr gute Tem-
peraturstabilität in den Elektronikschränken.

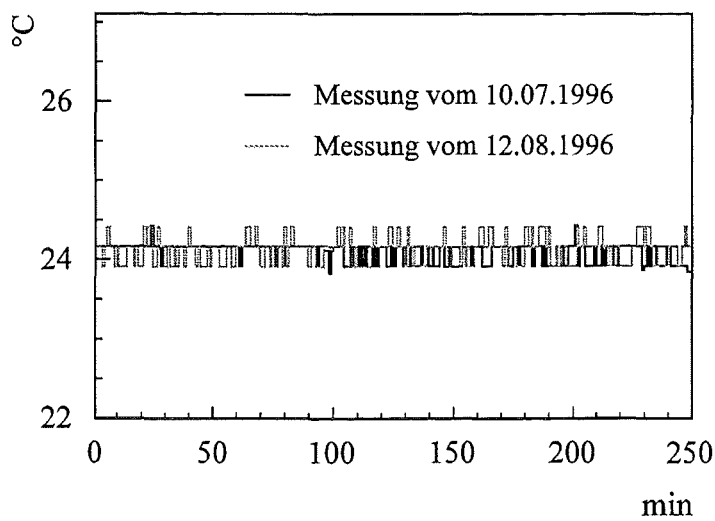


Abbildung 34: Vergleich der mit dem Temperaturfühler eines beliebigen Crates der Trigger-
elektronik während zweier Kalibrationsmessungen aufgenommenen Tempe-
raturverläufe

5 Energieeichung und Untersuchung der Langzeitstabilität der Detektormodule der Triggerebene

5.1 Der Abgleich der ADC-Spektren der einzelnen Detektoren

Aus Kostengründen werden in der Triggerebene jeweils zwei Detektormodule, d.h. insgesamt vier Photomultiplier von einem gemeinsamen Hochspannungskanal versorgt. Diese Zähler sind daher mit Szintillatorplatten ähnlicher Lichtausbeute und Photomultiplier möglichst gleicher Verstärkung bestückt. Verbleibende Unterschiede in der Verstärkung der einzelnen Detektoren gleichen individuelle Vorwiderstände in den Hochspannungszuleitungen der jeweiligen Photomultiplier aus. Die Werte der hierzu benötigten Widerstände werden in einem ersten Schritt anhand von Testmessungen errechnet, die mit Hilfe baugleicher Szintillatoren durchgeführt wurden. Der Abgleich der ADC-Spektren der Detektoren erfolgt durch die Aufnahme einzelner unkorrelierter Myonen, die das Energiespektrum eines minimal ionisierenden Teilchens liefern. In Abbildung 35 ist als Beispiel hierfür ein mit einem beliebigen Detektor der Triggerebene gemessenes ADC-Spektrum dargestellt. Der Vergleich der erfaßten Spektren zeigt, daß der erste Schritt des Abgleichs unter Verwendung der errechneten Widerstandswerte weiterhin zu große Streuungen in den Signalhöhen der einzelnen Zähler zuläßt. In mehreren Iterationsschritten werden daher die Widerstandswerte und die eingestellten Hochspannungen solange korrigiert, bis der wahrscheinlichste Wert der an jedes aufgenommene Spektrum angepaßten Landaufunktion für alle 456 Detektoren zwischen den ADC-Kanälen 58 und 70 liegt.

5.2 Die Energiekalibrierung der Triggerelektronik

Der wahrscheinlichste Energiedeposit eines minimal ionisierenden Teilchens in einem Triggerdetektor beträgt für das verwendete Szintillatormaterial 6,44 MeV [50]. Unter der Annahme, daß sowohl die Kennlinie des Photomultipliers als auch die des ADC über den gesamten Meßbereich linear verläuft, lassen sich die für jeden Detektor gemessenen ADC-Werte des Myonzweiges in deponierte Energien umrechnen. Die Kanalzahl des wahrscheinlichsten Wertes der an das jeweilige Spektrum angepaßten Landaufunktion wird hierbei mit

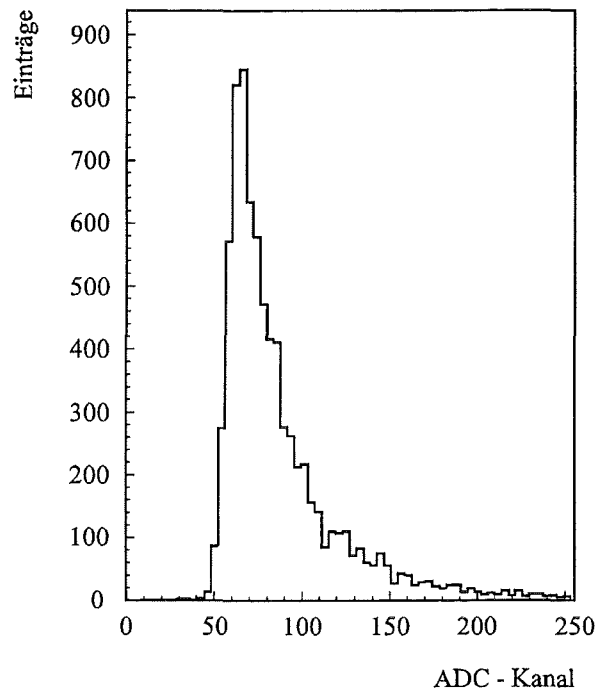


Abbildung 35: Typisches ADC-Spektrum eines freilaufenden Triggerdetektors

der Energie von 6,44 MeV gleichgesetzt. Da die Basislinien der Verstärkerschaltkreise von Myon- und Hadronzweig fest an den Nullpunkt des Konversionsbereiches der nachfolgenden ADCs gebunden sind und daher keine Pedestalkanäle auftreten können, ermöglicht dieser Referenzwert eine vollständige Energiekalibrierung des Myonzweiges. Im 26-fach schwächer verstärkenden Hadronzweig liegen die Energiedeposite aller minimal ionisierenden Teilchen in den ersten Kanälen, so daß hier eine direkte Kalibrierung mit Hilfe der Lage des wahrscheinlichsten Wertes der angepaßten Landauf Funktion nicht möglich ist. Für ihn muß die Energiekalibrierung des Myonzweiges durch den direkten Vergleich von Konversionsergebnissen aus beiden Zweigen extrapoliert werden .

5.3 Untersuchung der Langzeitstabilität der Detektoren

Obwohl bei einem Triggerdetektor Informationen über den Energiedeposit eines Ereignisses von geringerer Bedeutung sind, ist es sinnvoll, die Stabilität der Verstärkung der eingesetzten Detektorsysteme zu untersuchen, um eventuell auftretende Änderungen sowie deren

Auswirkungen auf die Detektoreffizienzen und die Triggerraten rechtzeitig zu erkennen. Die Szintillatoren der Triggerebene werden daher zwischen dem 10. April 1996 und dem 13. Juni 1996 ohne weitere Korrekturen der Signalverstärkungen betrieben und die in diesem Zeitraum aufgenommenen ADC-Spektren analysiert.

Die nachfolgende Abbildung 36 zeigt das am 10.04.1996 und am 13.06.1996 gemessene Spektrum eines beliebigen Triggerdetektors. Die Lage des wahrscheinlichsten Wertes der angepaßten Landaufunktion verschiebt sich in dieser Zeit von ADC-Kanal 66 nach ADC-Kanal 50, was einer Abnahme der Signalverstärkung von ca. 24 % entspricht.

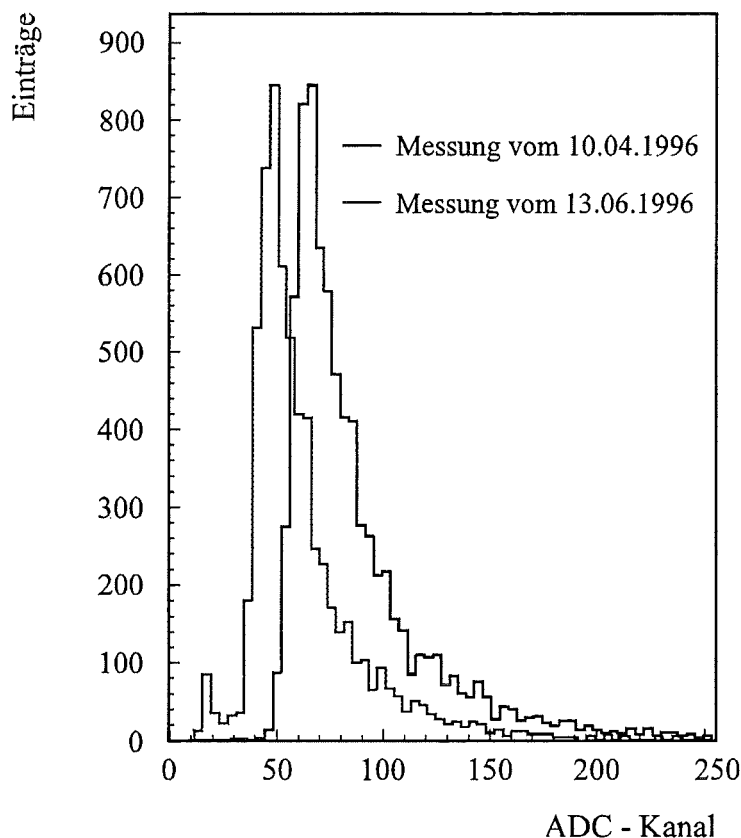


Abbildung 36: ADC-Spektren eines freilaufenden Triggerdetektors

Aus Abbildung 37a, in der die Lage des wahrscheinlichsten Wertes der an das ADC-Spektrum jedes einzelnen Detektors angepaßten Landauverteilung dargestellt ist, wird deutlich, daß nicht nur der oben beschriebene Zähler, sondern alle Detektoren der Triggerebene eine Abnahme der Signalverstärkung aufweisen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit be-

schränkt sich die Grafik auf 60 willkürlich ausgewählte Triggerdetektoren. In Abbildung 37b sind die Lagen der wahrscheinlichsten ADC-Werte aller Detektoren der Triggerebene nach ihrer Häufigkeit in ein Histogramm eingetragen. Beide Grafiken zeigen jeweils die Ergebnisse der Messungen vom 10.04.1996 und vom 13.06.1996.

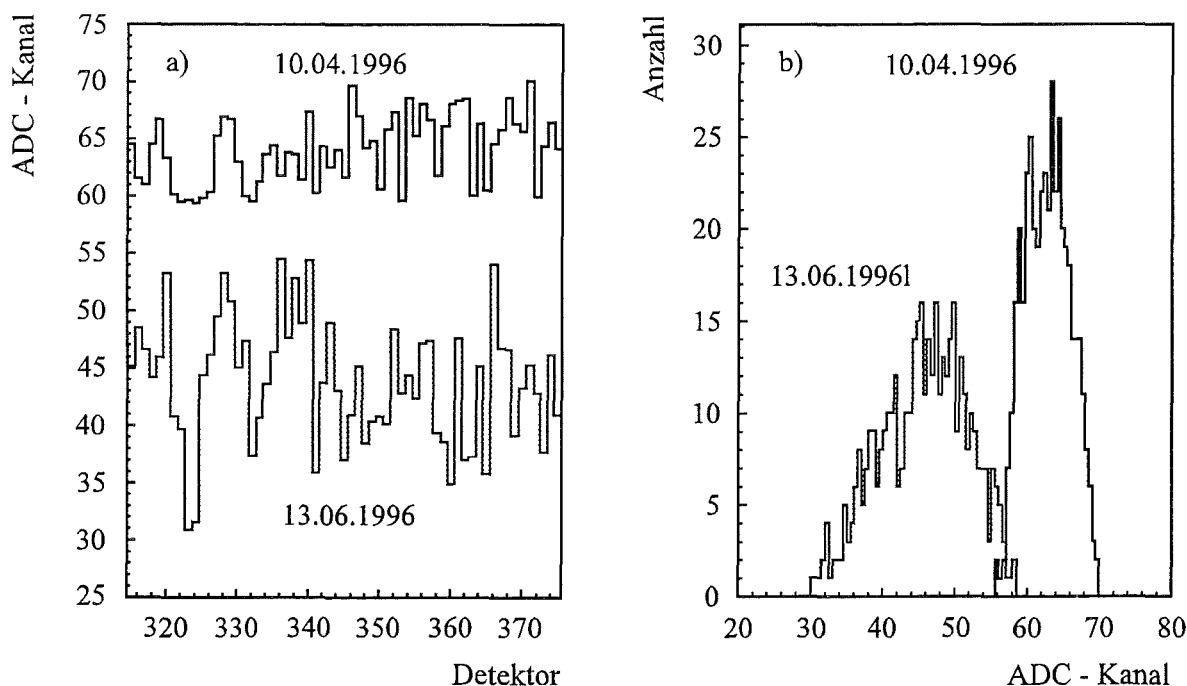


Abbildung 37: a): Lage der wahrscheinlichsten ADC-Werte von 60 Detektoren der Triggerebene b): Häufigkeitsverteilung der Lagen der wahrscheinlichsten ADC-Werte aller 456 Detektoren der Triggerebene

Neben der Abnahme der Signalverstärkungen fällt insbesondere die große Streuung der aus den angepaßten Landauverteilungen erhaltenen Lagen der wahrscheinlichsten ADC-Werte auf.

Zur Vervollständigung der bisher beschriebenen Beobachtungen werden die zwischen dem 10.04.1996 und dem 13.06.1996 in regelmäßigen Abständen aufgenommenen ADC-Spektren aller Triggerdetektoren analysiert. In Abbildung 38a ist der auf alle 456 Detektoren der Triggerebene bezogene Mittelwert des wahrscheinlichsten Energiedeposits (in ADC-Kanälen angegeben) als Funktion der Zeit vom 10.04.1996 bis zum 13.06.1996 in Tagen dargestellt. Hieraus ist erkennbar, daß die Abnahme der Signalverstärkungen nicht

sprunghaft, sondern annähernd linear verläuft.

Ergänzend wird für jeden Detektor der Triggerebene aus den Messungen vom 10.04.1996 und vom 13.06.1996 die Differenz der Lagen der wahrscheinlichsten ADC-Werte gebildet und die ermittelten Ergebnisse ihrer Häufigkeit entsprechend aufgetragen (vgl. Abb. 38b). Das Maximum der hieraus resultierenden Verteilung liegt bei ca. 16 ADC-Kanälen. Dies entspricht einer auf alle Detektoren der Triggerebene bezogenen Abnahme der Signalverstärkung von ca. 26 %.

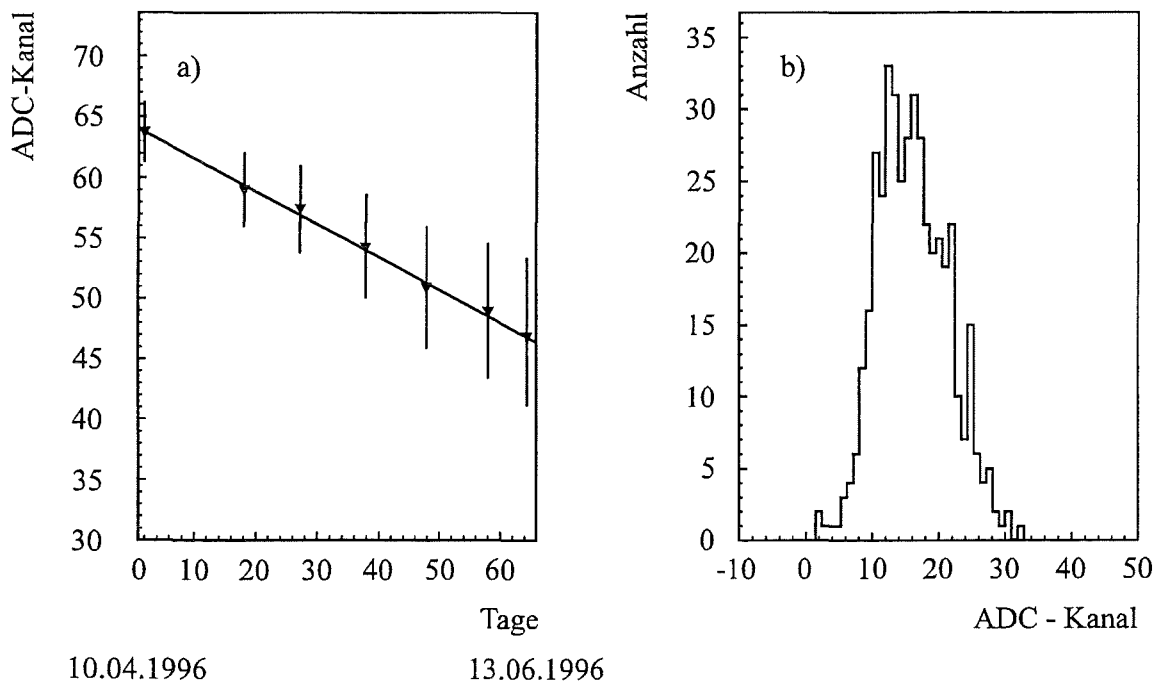


Abbildung 38: a): Mittelwert des wahrscheinlichsten Energiedeposits als Funktion der Zeit vom 10.04.1996 bis zum 13.06.1996 in Tagen, wobei die eingezeichneten Fehler die Standardabweichungen der in Abbildung 37b dargestellten Häufigkeitsverteilungen der Lagen der wahrscheinlichsten ADC-Werte aller 456 Triggerdetektoren wiedergeben
 b): Häufigkeitsverteilung der aus den Messungen vom 10.04.1996 und vom 13.06.1996 gebildeten Differenzen der Lagen der wahrscheinlichsten ADC-Werte

5.4 Analyse der möglichen Ursachen für die Abnahme der Signalverstärkungen

Neben denkbaren Fehlfunktionen der Ausselektronik der Triggerebene können aufgrund des Aufbaus der eingesetzten Detektormodule drei verschiedene Komponenten des Detektorsystems für die Abnahme der Signalverstärkungen verantwortlich sein (vgl. Abb. 39).

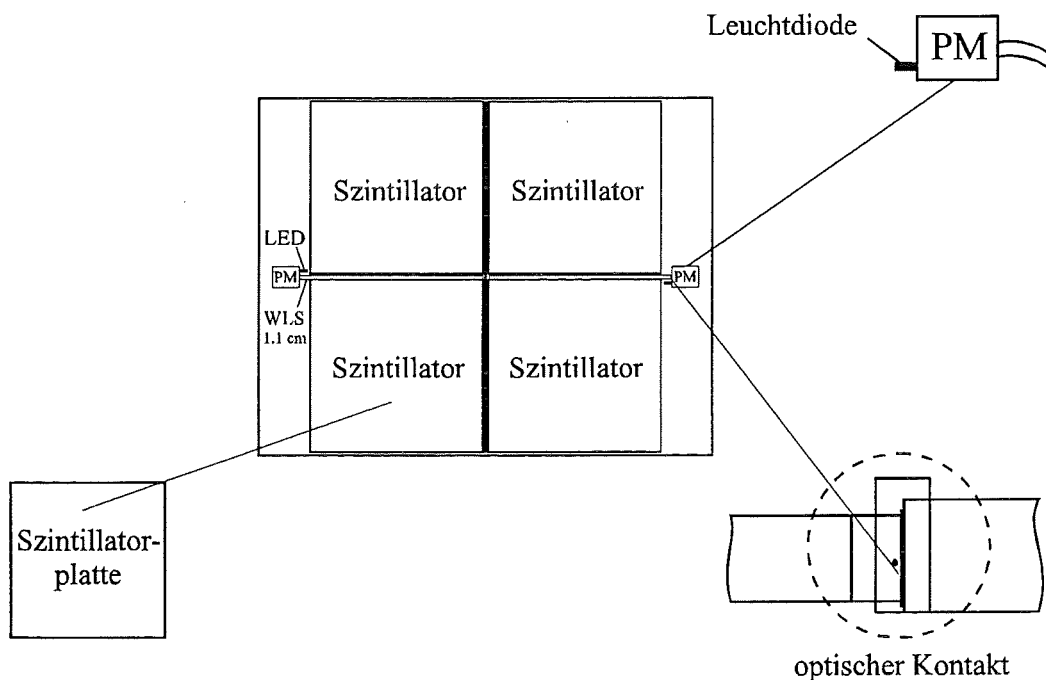


Abbildung 39: mögliche Ursachen für die Abnahme der Signalverstärkungen

- Verschlechterung der Szintillationseigenschaften der in den Detektoren verwendeten Platten des Materials NE 114 (vgl. Abschnitt 5.4.2)
- Schäden des optischen Kontaktes zwischen dem Wellenlängenschieberstab und dem Photomultiplier (vgl. Abschnitt 5.4.3)
- Alterung oder Überbeanspruchung der eingesetzten Photomultiplier des Typs EMI 9902 (vgl. Abschnitt 5.4.4 und Abschnitt 5.4.5)

5.4.1 Stichprobenartige Wiederholung der ursprünglichen Testmessungen einzelner Detektoren

Um sicherzustellen, daß keine Fehlfunktionen der Ausleseelektronik der Triggerebene für die deutlichen Verschiebungen der Lagen der wahrscheinlichsten Werte der an die aufgenommenen ADC-Spektren angepaßten Landauverteilungen verantwortlich sind, werden die vor dem Einbau der Detektoren in die Triggerebene durchgeführten Testmessungen stichprobenartig an solchen Szintillatoren wiederholt, die eine besonders deutliche Abnahme der Signalverstärkung aufweisen. Hierbei wird die Detektorantwort beim Durchgang eines kosmischen Teilchens und bei Ansteuerung der Leuchtdiode mit Hilfe eines Pulsgenerators auf einem Oszilloskop analysiert, wobei das gleiche Hochspannungsmodul und der gleiche Pulsgenerator wie bei den ursprünglichen Messungen verwendet werden. Die gefundenen Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Sowohl die nach Ansteuern der Leuchtdioden erhaltenen Detektorantworten als auch die durch kosmische Teilchen induzierten Signale weisen eine um 35 % bis 40 % kleinere Pulshöhe als zum Zeitpunkt des Einbaus der Detektoren in die Triggerebene auf. Da insbesondere auch die Signale der Leuchtdioden, welche ohne das optische System zu durchlaufen direkt von den Photomultipliern ausgelesen werden, eine entsprechende Abnahme der Signalverstärkung zeigen, liegt die Vermutung nahe, daß nicht etwa die Szintillatorplatten oder die optischen Kontakte zwischen den einzelnen Detektorelementen für den Rückgang der Verstärkung verantwortlich sind, sondern dieser vielmehr auf das Verhalten der Photomultiplier zurückzuführen ist.

5.4.2 Analyse der relativen Breiten der an die ADC-Spektren angepaßten Landauverteilungen

Ein meßbarer Indikator für eine mögliche Veränderung der Szintillationseigenschaften der verwendeten Detektorplatten ist die relative Breite der an die gemessenen Spektren angepaßten Landaufunktionen. Abbildung 40a zeigt daher die Differenzen der relativen Breiten der Messungen vom 10.04.1996 und vom 13.06.1996 für die bereits in Abbildung 37a zur Darstellung ausgewählten 60 Detektoren der Triggerebene. In Abbildung 40b sind darüber hinaus die zwischen diesen beiden Messungen ermittelten Differenzen der relativen Breiten für alle Detektoren der Triggerebene ihrer Häufigkeit entsprechend aufgetragen.

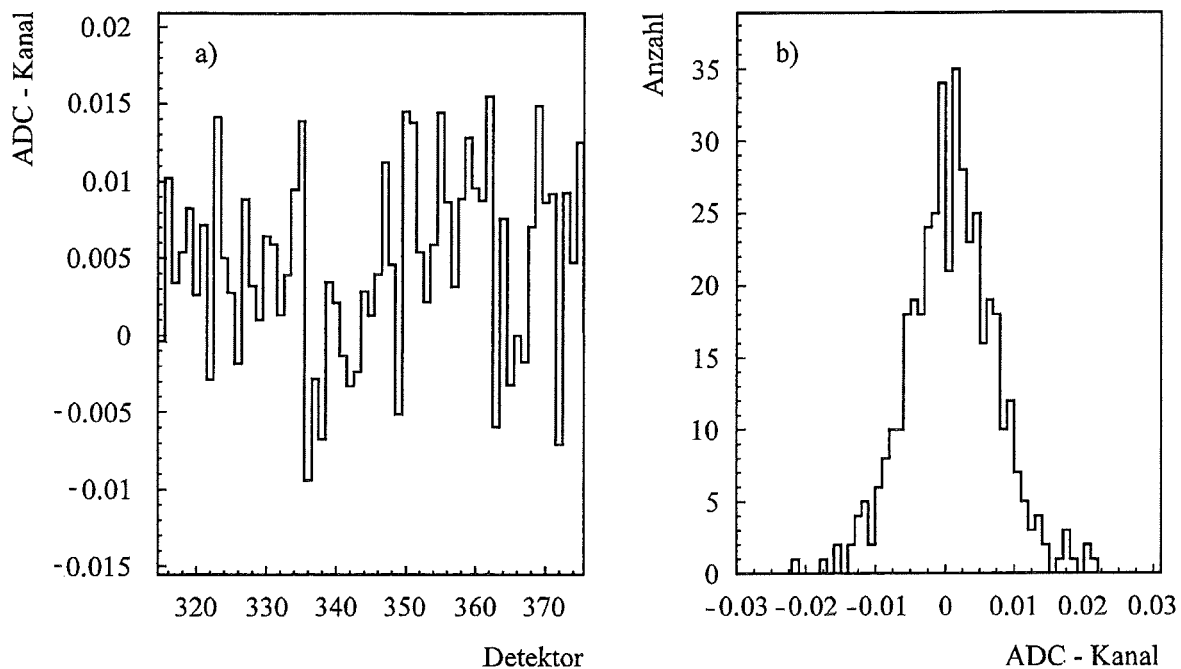


Abbildung 40: a): Differenzen der relativen Breiten der an die ADC-Spektren angepaßten Landauverteilungen für 60 willkürlich ausgewählte Triggerdetektoren
 b): Häufigkeitsverteilung der zwischen den oben angeführten Messungen ermittelten Differenzen der relativen Breiten aller 456 Detektoren

Beide Abbildungen bestätigen, da keine nennenswerten Änderungen der relativen Breiten erkennbar sind, die Vermutung, daß die Verstärkungsabnahmen nicht durch eine Änderung der Materialeigenschaften der verwendeten Szintillatorplatten hervorgerufen werden.

5.4.3 Überprüfung des optischen Kontaktes zwischen Wellenlängenschieberstab und Photomultiplier

Zur genaueren Untersuchung eines Detektors, dessen Signalverstärkung besonders deutlich nachläßt, wird einer der 19 Züge der Triggerebene bis zu dem entsprechenden Detektormodul ausgebaut und dieses geöffnet. Eine Sichtprüfung des optischen Kontaktes zwischen Wellenlängenschieberstab und Photomultiplier läßt keinerlei Schäden erkennen. Weiterhin werden die beiden Photomultiplier dieses Detektormodules ausgetauscht und eine Testmes-

sung durchgeführt. Die Anpassung einer Landauverteilung an die aufgenommenen Spektren ergibt wahrscheinlichste Werte, die wieder in den anfangs eingestellten ADC-Kanalbereichen liegen.

Nachdem anhand der bisher durchgeführten Analysen weder Änderungen der Szintillationseigenschaften der Detektorplatten noch Schädigungen der optischen Kontakte festgestellt werden konnten, bleibt nur die Annahme, daß die Photomultiplier selbst für den Rückgang der Signalverstärkungen verantwortlich sind.

5.4.4 Magnetfeldmessung

Um eine durch die Niederspannungsversorgung der TMS-Flüssigionskammern möglicherweise hervorgerufene Magnetfeldänderung als Ursache für die Abnahme der Signalverstärkungen auszuschließen, werden die, während der Installation der ersten Detektormodule in den Zentraldetektor, mit einer Hallsonde stichprobenartig vorgenommenen Magnetfeldmessungen in und um die Triggerebene an exakt den gleichen Stellen wiederholt. Die ermittelten Feldstärken liegen bei etwa 10 % des Wertes, bei dem in Testversuchen ein Einfluß des Magnetfeldes auf die Photomultiplier festgestellt werden konnte [51]. Darüber hinaus weisen sie keine erwähnenswerten Abweichungen von den ursprünglich registrierten Werten auf.

5.4.5 Analyse des Verstärkungsverhaltens der Photomultiplier bei unterschiedlicher Beanspruchung

Zur TDC-Kalibrierung werden die Leuchtdioden der Triggerdetektoren zeitweise mit Lichtpulsen einer Frequenz von 10 kHz angesteuert. Um die Spezifikation für den maximalen Anodenstrom der Photomultiplier nicht zu überschreiten, beträgt die Pulshöhe hierbei 15 V an 50 Ω und die Pulsbreite 25 ns. Da in den Myondetektoren des Arrays Photomultiplier des gleichen Typs wie in der Triggerebene eingesetzt sind, dort jedoch keine wesentlichen Verstärkungsabnahmen auftreten, besteht die Möglichkeit, daß die Photokathoden der Photomultiplier im Falle der Triggerebene durch die Lichtpulse der Leuchtdioden dennoch überbeansprucht werden. Zur Überprüfung dieser Annahme dient ein baugleiches Testdetektormodul, bei dem ein Zähler ohne Leuchtdiode betrieben wird, der Photomultiplier des ande-

ren Detektors hingegen der gleichen Beanspruchung wie die Photomultiplier der Trigger-ebene im Zeitraum vom 10.04.1996 bis zum 13.06.1996 unterliegt. In Abbildung 41 ist die Lage der wahrscheinlichsten Werte der an die jeweiligen ADC-Spektren angepaßten Landauverteilungen für beide Detektoren als Funktion der Zeit in Tagen dargestellt [52].

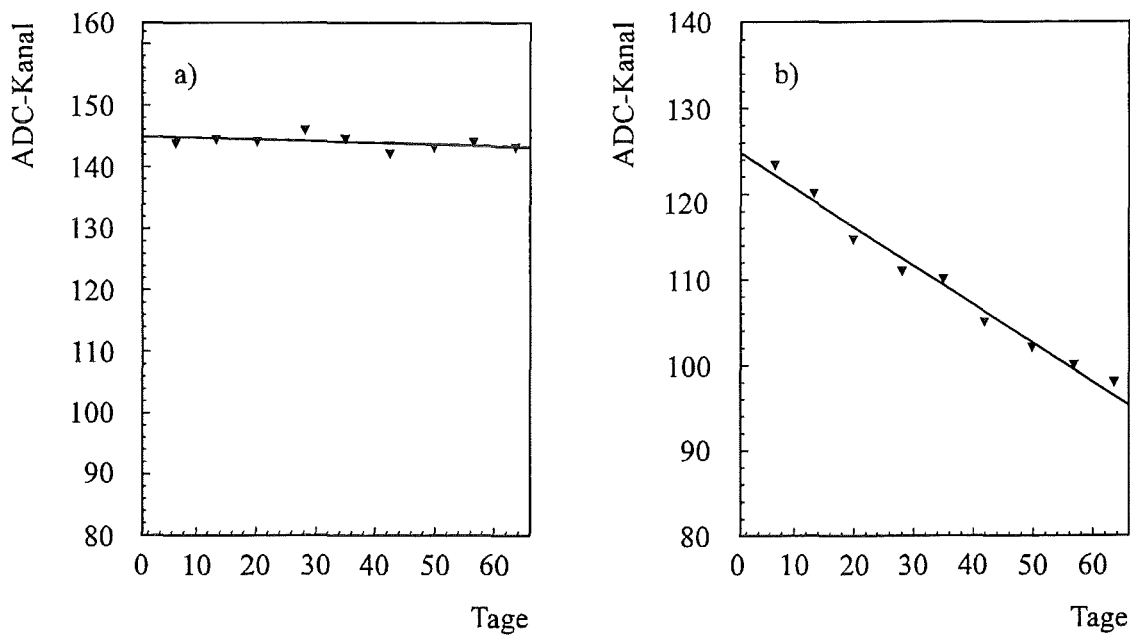


Abbildung 41: Lage der wahrscheinlichsten Werte der an die jeweiligen ADC-Spektren angepaßten Landauverteilungen als Funktion der Zeit in Tagen a): für den Detektor ohne Leuchtdiode b): für den Detektor mit Leuchtdiode

Während für den Szintillator ohne Leuchtdiode keine Änderung der Signalverstärkung festzustellen ist, weist der den Lichtpulsen ausgesetzte Photomultiplier nach 66 Tagen einen Rückgang der Verstärkung um ca. 29 % auf. Dies entspricht in etwa dem auf alle Detektoren der Triggerebene bezogenen Mittelwert der Verstärkungsabnahme von ca. 26 %.

Obwohl die Spezifikation für den maximalen Anodenstrom ($100 \mu\text{A}$) der verwendeten Photomultiplier keinesfalls überschritten wurde, zeigen die Ergebnisse der beschriebenen Untersuchungen, daß die Abnahme der Signalverstärkungen eindeutig auf das Verhalten der Photomultiplier zurückzuführen ist. Ihre Bestätigung finden diese Ergebnisse in den neuesten Datenblättern der Firma EMI, die aufgrund durchgeführter Messungen belegen, daß die

Photomultiplier bei einem Dauerbetrieb mit dem maximalen Anodenstrom von $100 \mu\text{A}$ bereits nach 60 Tagen einen Rückgang der Signalverstärkung um etwa 45 % aufweisen. Selbst bei einer Belastung mit einem Zehntel dieses Wertes ($10 \mu\text{A}$) beträgt die Abnahme in der gleichen Zeit noch immer 30 %.

Die Pulse der Leuchtdioden der in der Triggerebene eingesetzten Detektoren wurden daraufhin modifiziert und besitzen mittlerweile eine Frequenz von 2 kHz, eine Pulshöhe von 2,5 V an 50Ω sowie eine Pulsbreite von 20 ns. Die Hochspannungen und die Vorwiderstände in den Hochspannungszuleitungen der Photomultiplier sind darüber hinaus wieder so abgeglichen, daß die wahrscheinlichsten Werte der an die ADC-Spektren der Detektoren angepaßten Landaufunktionen zwischen den ADC-Kanälen 60 und 70 liegen.

6 Die Zeitkalibrierung der Triggerelektronik

Neben der Schauererkennung und der Erzeugung eines Triggersignals zur rechtzeitigen Datenauslese der TMS-Flüssigionisations- und der Vieldraht-Proportional-Kammern ist es Aufgabe der Detektoren der Triggerebene, die Zeitstruktur der Schauerfront ausgedehnter Luftschauer zu vermessen. Im Rahmen der hierbei angestrebten Zeitaufösung von ca. 2 ns wird die Aufnahme der Teilchenankunftszeiten jedoch durch die folgenden Effekte beeinflusst:

- Differentielle Nichtlinearitäten der TACs („Time to Amplitude Converter“, vgl. Abschnitt 4.6.2)
- Exemplarbedingte Streuungen der Signaldurchlaufzeiten durch Photomultiplier und elektronische Bauelemente
- Temperaturdriften in den elektronischen Bauelementen
- Streuung und Drift der Timing-Schwellen

6.1 Methoden der Zeitkalibrierung

Die zur Aufnahme der Durchlaufzeiten durch die Meßelektronik verwendeten kohärenten TDC-Spektren (vgl. die Abschnitte 4.6.2 und 4.7) erlauben alleine betrachtet lediglich dann eine hinreichende Zeitkalibration, wenn die Phasenlagen der kohärenten LED-Pulse in den Detektoren zum KASCADE-5-MHz-Takt nur geringfügig voneinander abweichen. Da sie jedoch aufgrund unterschiedlicher Durchlaufzeiten durch den Pulsgenerator, verschieden langer Kabel und variierendem Ansprechverhalten der Leuchtdioden von Detektor zu Detektor Differenzen bis zu 10 ns aufweisen, ist zur vollständigen Zeitkalibration der Triggerebene eine zweite, von den LED-Pulsen unabhängige Messung der Durchlaufzeiten erforderlich. Hierbei werden Myonen in einem Detektor der Triggerebene und in einem zusätzlichen Referenzdetektor (Szintillationsdetektor) nachgewiesen (Myonkalibrierung). Aus der Kombination beider Messungen lassen sich sowohl die Phasenlagen der LED-Pulse als

auch die Durchlaufzeiten τ_{ME} durch die Meßelektronik, die Signalkabel und die Photomultiplier bis auf einen, allen Detektorkanälen gemeinsamen Zeitoffset ermitteln. Darüber hinaus können Korrekturen auf verschiedenen Zeitskalen vorgenommen werden. Die LED-Kalibrierung, die während einer laufenden Messung des KASCADE-Experimentes durchführbar ist, gleicht durch Temperaturschwankungen bedingte Durchlaufzeitveränderungen im Bereich von Stunden aus. Die in mehrmonatigen Abständen zu wiederholende, weitaus aufwendigere Myonkalibrierung korrigiert hingegen Langzeiteffekte, wie zum Beispiel die Alterung der Leuchtdioden (LED), welche durch die LED-Kalibrierung selbst nicht erfaßt werden.

Eine dritte Methode der Zeitkalibrierung, die gleichzeitig eine Überprüfung der beiden anderen ermöglicht, besteht darin, aus den aufgenommenen Schauerdaten systematische Abweichungen einzelner Detektoren von der mittleren zeitlichen Lage einer rekonstruierten Schauerfront zu ermitteln.

6.1.1 Die Zeitkalibrierung mit Hilfe der Leuchtdioden (Die LED-Kalibrierung)

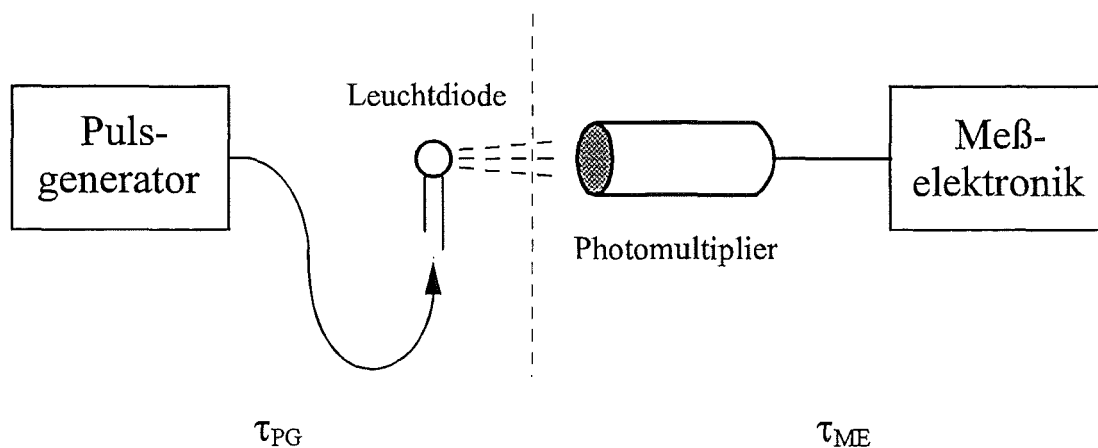


Abbildung 42: LED - Kalibrierung, gemessen wird $\tau_{PG} + \tau_{ME}$

Bei der LED-Kalibrierung eines Detektorkanals werden die Kanäle seines kohärenten TDC-Spektrums im Transputer des jeweiligen Basisrates zunächst mit Hilfe der TDC-

Kanalbreitenkorrektur in Zeiten innerhalb eines 100 ns Intervalls umgerechnet und danach der Schwerpunkt der Linie $\Delta\tau_{LED}$ in ns bestimmt. Dieser so ermittelte Zeitoffset, der von allen im folgenden aufgenommenen Schauerzeitdaten des Detektorkanals abgezogen wird, enthält jedoch nicht nur die experimentell relevante Durchlaufzeit τ_{ME} durch den Photomultiplier, das Signalkabel und die Triggerelektronik, sondern beinhaltet darüber hinaus auch die Laufzeit durch den Pulsgenerator und das Kabel zur Leuchtdiode sowie deren zeitliches Ansprechverhalten (zusammengefaßt als τ_{PG}).

$$\Delta\tau_{LED} = \tau_{ME} + \tau_{PG}$$

Der Wert für τ_{PG} wird aus der Kombination von LED- und Myonkalibration ermittelt, da seine Erfassung während einer laufenden Messung nicht möglich ist.

Zur Erzeugung des kohärenten TDC-Linienspektrums dienen von LED-Pulsen ausgelöste Photomultipliersignale. Diese weisen aufgrund der Installation der Leuchtdioden unmittelbar vor den Photokathoden der Photomultiplier weitaus steilere Anstiegsflanken als die von Myonen induzierten Signale auf, was zu früheren Überschreitungen der Timing-Schwelle führt. Streuungen in diesen Zeitunterschieden zwischen den einzelnen Detektoren, die das Ergebnis der LED-Kalibrierung beeinträchtigen können, werden durch möglichst tief liegende Timing-Schwellen klein gehalten.

6.1.2 Die Zeitkalibrierung mit Hilfe eines zusätzlichen Referenzdetektors (Die Myonkalibrierung)

Zur Myonkalibrierung wird neben den 456 Triggerdetektoren ein weiterer, gleichartiger Referenzdetektor an die Triggerelektronik angeschlossen und 5,49 m unter der Trigger ebene auf den Boden des Zentraldetektorkellers gelegt (vgl. Abb. 43). Die Kalibration erfolgt mit Hilfe von Ereignissen, bei denen innerhalb eines Intervalls von 100 ns die Myon-schwellen genau eines Detektors der Trigger ebene und des Referenzdetektors überschritten werden. Da für die Triggerelektronik zur Erkennung einer 2-aus- n -Koinzidenz myonischer Ereignisse nicht entscheidend ist, welche zwei Detektoren den Triggervorgang auslösen, gewährleistet eine zusätzliche Koinzidenzschaltung, daß nur solche Ereignisse in die Auswer-

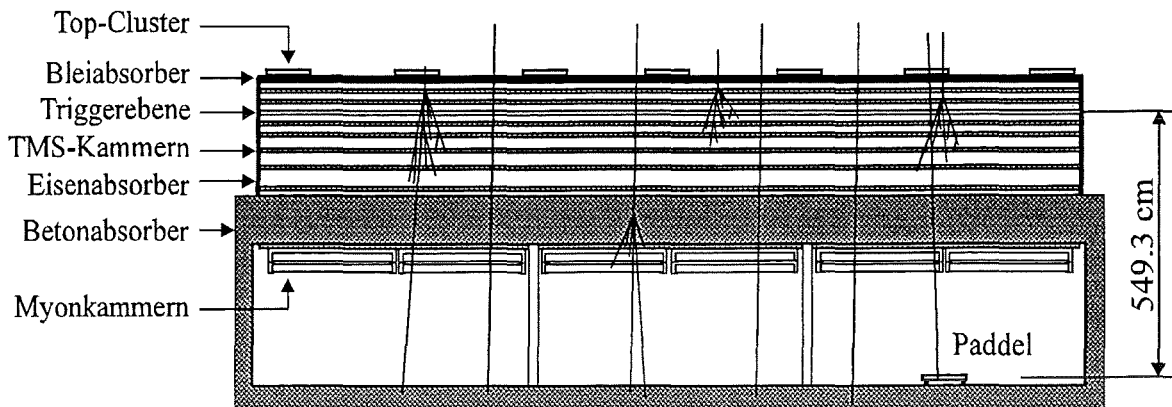


Abbildung 43: Vertikalschnitt durch den Zentraldetektor

tung eingehen, bei denen einer der getroffenen Szintillatoren in jedem Falle der Referenzdetektor ist (vgl. Abb. 44). Zu etwa 95 % werden diese Ereignisse von Myonen ausgelöst, die beide Detektoren durchlaufen haben. Aus der Geometrie der Triggerebene und der Position

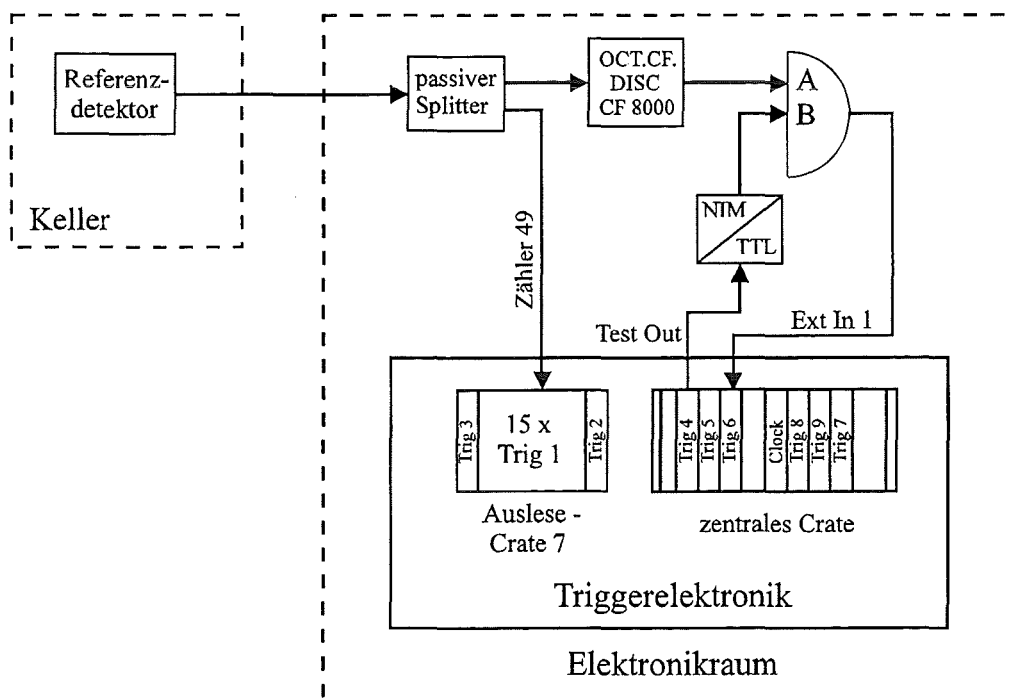


Abbildung 44: Koinzidenzschaltung um zu gewährleisten, daß einer der getroffenen Detektoren in jedem Falle der Referenzdetektor ist

des Referenzdetektors kann bei der Datenanalyse die theoretische Laufzeit τ_{tof} zwischen dem entsprechenden Triggerdetektor und dem Referenzdetektor für ein Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit berechnet werden. Mit Hilfe der in diesen beiden Szintillatoren gemessenen Zeiten τ_{det} und τ_{ref} ist dann die Differenz ihrer Durchlaufzeiten bis auf einen, allen Detektorkanälen gemeinsamen Zeitoffset ermittelbar (vgl. Abb. 45).

$$\Delta\tau_{\mu} = \tau_{det} - \tau_{ref} + \tau_{tof}$$

Durch die Verwendung desselben Referenzdetektors zur Kalibration der gesamten Triggerebene lassen sich die relativen Unterschiede zwischen den einzelnen Triggerdetektoren korrigieren.

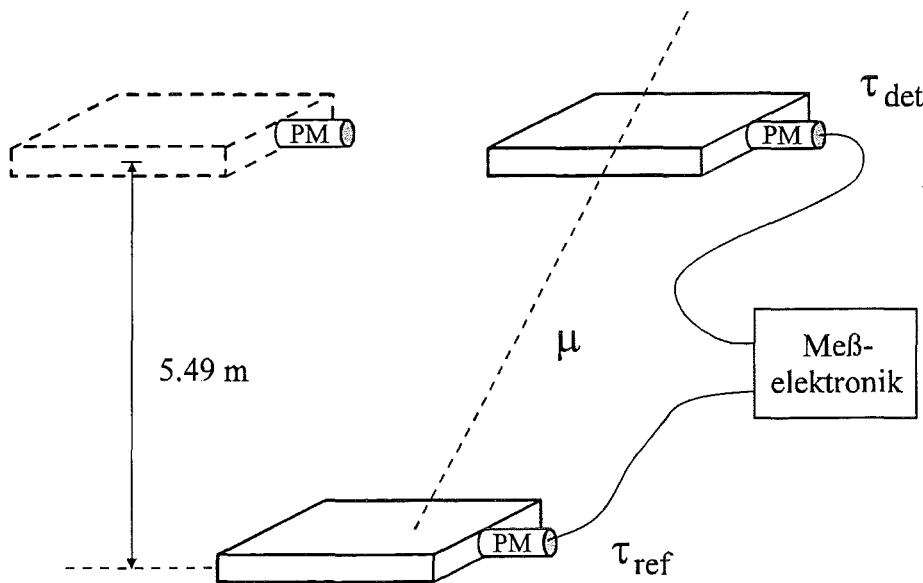


Abbildung 45: Myonkalibrierung, gemessen wird τ_{ME}

Obwohl die Myonkalibrierung aller 456 Detektoren der Triggerebene mit einer einzigen Messung möglich wäre, werden insgesamt 9 Einzelmessungen von jeweils 4 bis 5 Stunden Dauer (≈ 110.000 Ereignisse) mit unterschiedlichen Positionen des Referenzdetektors vorgenommen, während derer jeweils die Zeiteichung der Detektoren zweier Basisrates durchgeführt wird (vgl. Abb. 46). Der maximale Winkel, unter dem so koinzidente Myonen auf-

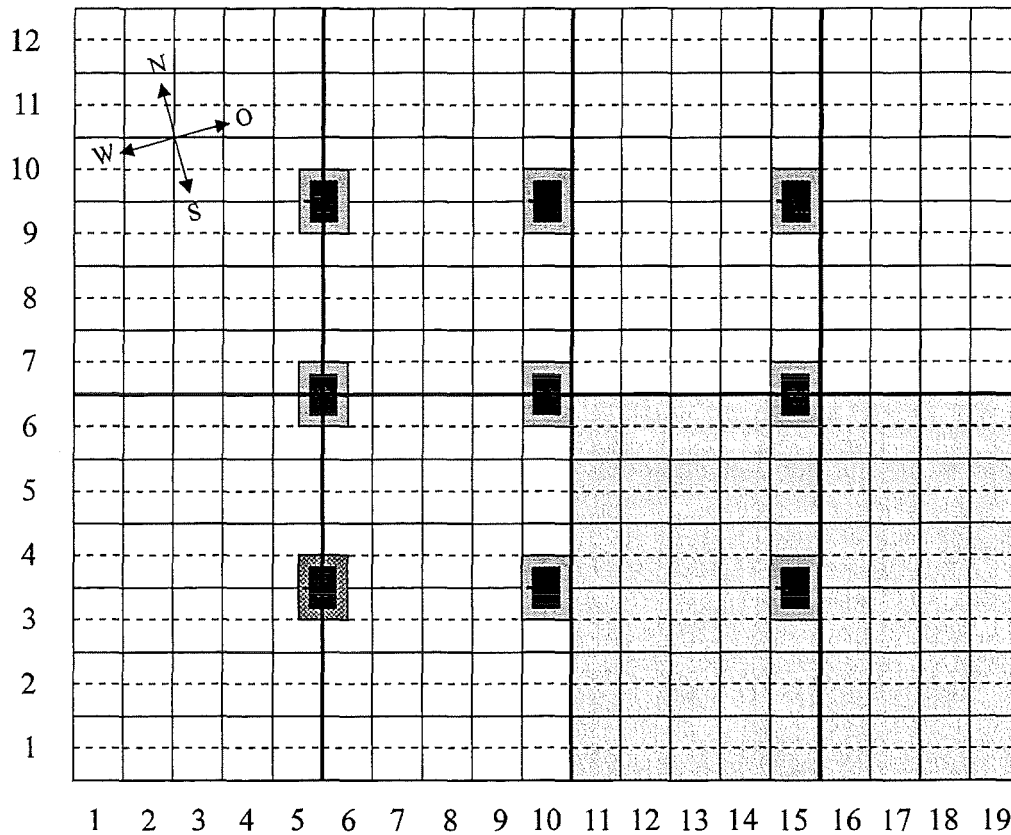


Abbildung 46: Aufsicht auf die Triggerebene und die 9 verschiedenen Positionen des Referenzdetektors auf dem Boden des Zentraldetektorkellers. Bei der Myonkalibrationsmessung wird der grau unterlegte Bereich mit der rechten vorderen Referenzdetektorposition vermessen.

treten können, beträgt 52° . Hierdurch läßt sich einerseits eine zu große statistische Benachteiligung weit am Rand liegender Detektoren basierend auf der Verkleinerung des Raumwinkelbereiches für die relevanten Myonen umgehen, andererseits werden die mit größeren Winkeln zunehmenden Abweichungen der tatsächlichen geometrischen Laufwege zwischen zwei beliebigen Durchstoßpunkten durch die Detektoren von den berechneten Laufwegen durch die Detektormitten klein gehalten und daher eine deutliche Verbreiterung der Verteilung der $\Delta\tau_\mu$ eines Triggerdetektors vermieden. Darüber hinaus ermöglichen die hierbei gewonnen verschiedenen Datensätze, in denen die $\Delta\tau_\mu$ eines Triggerdetektors bei unterschiedlichen Positionen des Referenzdetektors enthalten sind, eine Überprüfung, inwieweit die Myonkalibration durch die Subtraktion der theoretischen Laufzeit τ_{tof} von τ_{ref} wirklich un-

abhängig von der Position des Referenzdetektors wird (vgl. Abschnitt 6.2.3).

Da die Myonkalibrierung im Gegensatz zur LED-Kalibrierung minimal ionisierende Teilchen in Detektoren und somit gerade die experimentell relevanten Ereignisse verwendet, erlaubt sie die Bestimmung der Durchlaufzeiten τ_{ME} durch die Meßelektronik, die Signalkabel und die Photomultiplier bis auf einen, allen Detektorkanälen gemeinsamen Zeitoffset. Aus der Kombination beider Kalibrationsverfahren lassen sich hingegen auch die bei der LED-Kalibrierung noch unbekanntes τ_{PG} ermitteln. Hierzu wird die LED-Kalibrierung während der Messungen zur Myonkalibration durchgehend angewendet, so daß alle aufgenommenen Zeiten die mit den Leuchtdioden ermittelten Korrekturen $\Delta\tau_{LED}$ beinhalten. Es gilt dann:

$$\begin{aligned}\Delta\tau_{\mu} &= \tau_{ME} - \Delta\tau_{LED} \\ &= \tau_{ME} - (\tau_{ME} + \tau_{PG}) \\ &= -\tau_{PG}\end{aligned}$$

Da die so gewonnenen τ_{PG} auch in allen gemessenen Schauerzeitdaten enthalten sind, müssen sie bei der Datenanalyse wieder abgezogen werden.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden nachfolgend die in diesem Kapitel verwendeten Zeiten sowie ihre Abkürzungen aufgeführt (i = Triggerdetektor 1 bis 456):

$\tau_{ME}(i)$	Durchlaufzeit durch die Meßelektronik, das Signalkabel und den Photomultiplier
$\tau_{PG}(i)$	Durchlaufzeit durch den Pulsgenerator, das Kabel zur Leuchtdiode sowie deren zeitliches Ansprechverhalten
$\Delta\tau_{LED}(i)$	$\tau_{ME}(i) + \tau_{PG}(i)$
τ_{tof}	Theoretische Laufzeit zwischen einem Triggerdetektor (i) und dem Referenzdetektor für ein Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit
τ_{det}	Im Triggerdetektor (i) gemessene Zeit
τ_{ref}	Im Referenzdetektor gemessene Zeit
$\Delta\tau_{\mu}$	$\tau_{det} - \tau_{ref} + \tau_{tof}$

6.2 Auswertung der Zeitkalibration

Die Auswertung der Zeitkalibration basiert auf den während des KASCADE-Meßbetriebes mit Hilfe der LED-Kalibration ermittelten τ_{PG} und auf zwei in einem zeitlichen Abstand von 3 bis 4 Wochen durchgeführten Serien von jeweils 9 Myonkalibrationsmessungen.

6.2.1 Vergleich der Reproduzierbarkeit beider Kalibrationsverfahren

In einem ersten Schritt der Analyse ist zunächst die Überprüfung der Reproduzierbarkeit der für $\Delta\tau_{LED}(i)$ und $\Delta\tau_{\mu}(i)$ erhaltenen Ergebnisse vorgesehen, indem die Verteilungen der Differenzen ($\delta\tau$) aus jeweils zwei solcher Messungen ermittelt werden.

$$\begin{aligned}\delta\tau_{LED}(i) &= \Delta\tau'_{LED}(i) - \Delta\tau_{LED}(i) \\ \delta\tau_{\mu}(i) &= \Delta\tau'_{\mu}(i) - \Delta\tau_{\mu}(i)\end{aligned}$$

Die Breite der für beide Kalibrationsverfahren zu erwartenden Gaußverteilungen der $\delta\tau(i)$ ist durch die Auflösung mit der die $\Delta\tau_{LED}(i)$ bzw. $\Delta\tau_{\mu}(i)$ gemessen werden können sowie von realen Schwankungen, denen sie aufgrund von Temperaturänderungen unterliegen, bestimmt. Während in die $\Delta\tau_{LED}(i)$ die Summe der Durchlaufzeiten $\tau_{PG}(i) + \tau_{ME}(i)$ eingeht, sind für die $\Delta\tau_{\mu}(i)$ nur die Laufzeiten $\tau_{PG}(i)$ relevant, so daß die realen Schwankungen für die $\Delta\tau_{\mu}(i)$ kleiner als die für die $\Delta\tau_{LED}(i)$ sein sollten, zumal die typischen Driften der $\tau_{PG}(i)$ infolge der Temperaturkompensation des Pulsgenerators gering sind, verglichen mit jenen der $\tau_{ME}(i)$.

Anders verhält es sich mit der Zeitauflösung der beiden Kalibrationsmethoden. Da in den $\Delta\tau_{\mu}(i)$ aus der Myonkalibration die Ergebnisse der LED-Kalibration enthalten sind und darüber hinaus Myonen verwendet werden, in deren Zeitmessung die im wesentlichen geometrisch bedingte Zeitauflösung der Detektoren mit eingeht, kann ihre Zeitauflösung keinesfalls besser als die der LED-Kalibration sein. Aus Abbildung 47, in der die Verteilungen der Differenzen aus jeweils zwei Messungen dargestellt sind, wird deutlich, daß die Verteilung der $\delta\tau_{\mu}(i)$ tatsächlich schmaler als die der $\delta\tau_{LED}(i)$ ist. Der Vorteil der besseren Tempera-

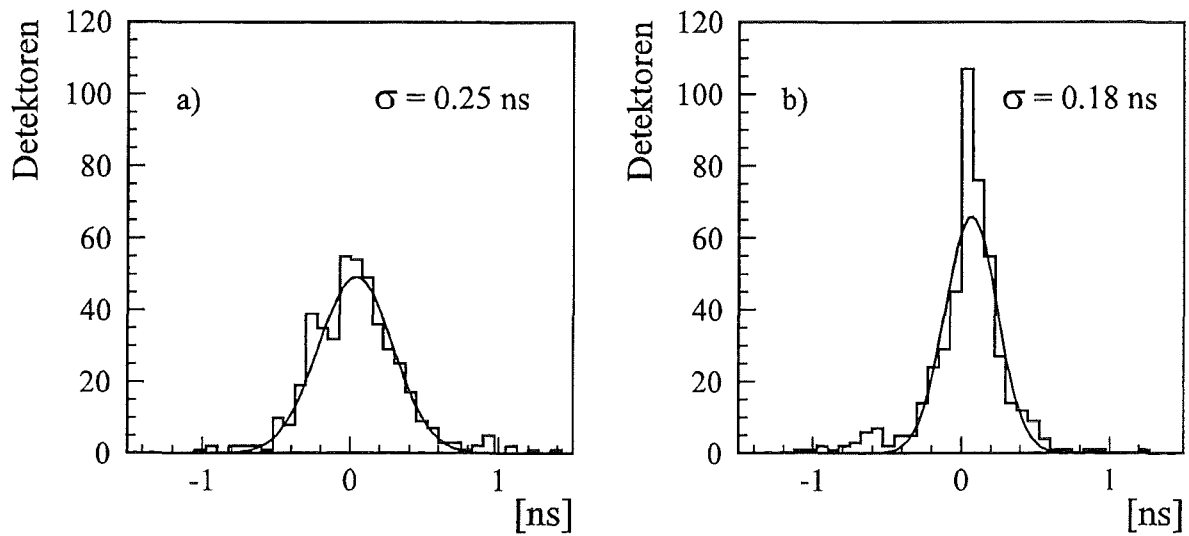


Abbildung 47: Verteilung der Differenzen der in jeweils zwei Messungen bestimmten
 a) $\Delta\tau_{LED}$ und b) $\Delta\tau_{\mu}$

turstabilität des Pulsgenerators gegenüber der Meßelektronik überwiegt die prinzipiell schlechtere Zeitauflösung bei der Myonkalibration. Weiterhin sind die Differenzen der $\delta\tau_{LED}(i)$ nicht nur zufälliger Natur, sondern beruhen zum Teil auf echten Temperaturdriften. Wäre dies nicht der Fall, dürfte die Verteilung der $\delta\tau_{\mu}(i)$, welche die zufälligen Fehler der $\tau_{LED}(i)$ -Bestimmung mitenthält, während der Einfluß der echten Temperaturdriften durch die fortlaufende Aktualisierung der $\tau_{LED}(i)$ bei der Myonkalibrationsmessung unterdrückt wird, nicht die schmalere sein. Dieses Ergebnis rechtfertigt somit die Kombination beider Kalibrationsmethoden zur Korrektur der Zeit-Offsets.

6.2.2 Auswertung der Myonkalibration

Jede der 9 Einzelmessungen einer vollständigen Myonkalibration ermöglicht die Bestimmung der $\tau_{PG}(i)$ von insgesamt 120 bzw. 108 Triggerdetektoren (vgl. Abb. 46). Während einer solchen 4 bis 5 stündigen Einzelmessung werden etwa 110.000 Ereignisse aufgenommen. Von ihnen gehen nur diejenigen (ca. 88.000) in die Auswertung ein, bei denen genau ein Triggerdetektor koinzident mit dem Referenzdetektor angesprochen hat. Je nach seiner

Lage zum Referenzdetektor entfallen hierbei auf einen Zähler der Triggerebene zwischen 220 und 1500 Ereignisse, deren $\Delta\tau_\mu(k)$, wie die Abbildung 48a zeigt, gaußförmig verteilt sind (der Index k bezeichnet die Einzelereignisse einer Kalibrationsmessung in einem Triggerdetektor). Da die Breiten $\sigma_k(i)$ der $\Delta\tau_\mu(k)$ -Verteilungen von den intrinsischen Zeitauflösungen des Referenz- und des jeweiligen Triggerdetektors i sowie von der Streuung der Laufzeiten $\tau_{tof}(k)$ verursacht werden, sind ihre Werte obere Grenzen für die intrinsische Zeitauflösung des Systems aus Triggerdetektoren und Triggerelektronik. In Abbildung 48b ist die Verteilung der $\sigma_k(i)$ für eine vollständige Myonkalibration bestehend aus 9 Einzelmessungen dargestellt. Ihr Mittelwert liegt bei $\bar{\sigma}_k = 2,14$ ns. Eine Analyse, die lediglich die Faltung der Zeitauflösungen von Referenz- und Triggerdetektor berücksichtigt, ergibt als Obergrenze für die mittlere Zeitauflösung eines Detektors 1,5 ns.

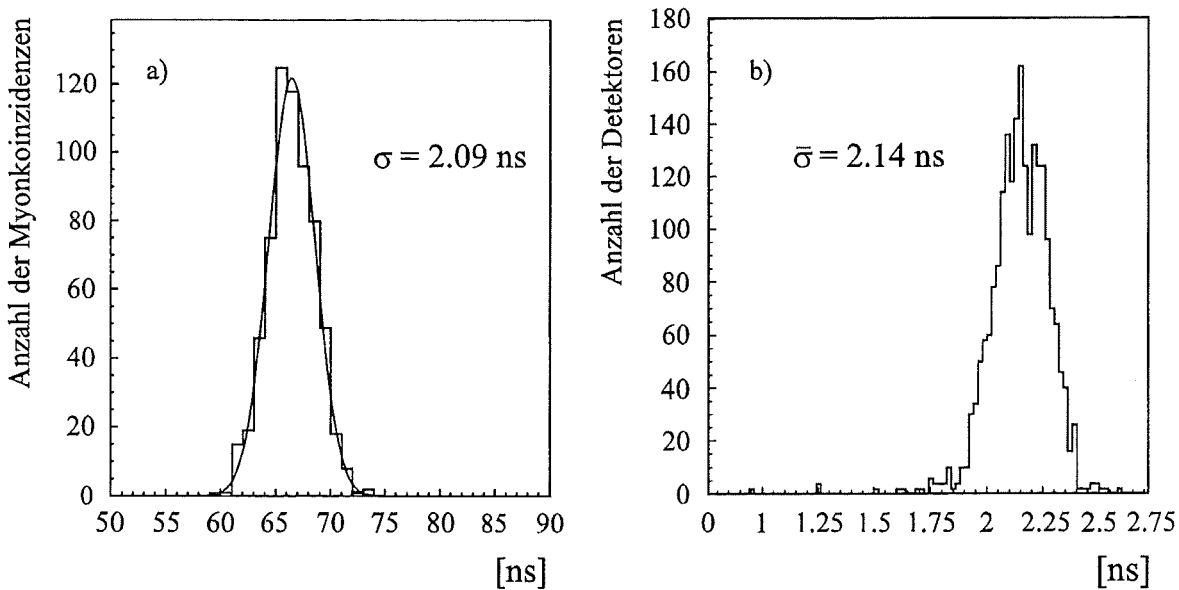


Abbildung 48: a): Verteilung der $\Delta\tau_\mu(k)$ eines Detektors b): Verteilung der $\sigma_k(i)$ für eine vollständige Myonkalibrationsmeßreihe bestehend aus 9 Einzelmessungen

6.2.3 Einfluß der örtlichen Lage des Referenzdetektors auf die Myonkalibration

Die 9 Positionen des Referenzdetektors sind auf dem Boden des Zentraldetektorkellers so angeordnet, daß sich die während der 9 Einzelmessungen erfaßbaren Detektorbereiche der Triggerebene teilweise überlappen. Für einen Szintillator lassen sich somit bis zu 4 $\tau_{PG}(j)$ - Werte aus verschiedenen Positionen j des Referenzdetektors ermitteln. Da bei der Auswertung der Myonkalibration die geometrischen Laufzeiten $\tau_{tof}(j)$ von einem Triggerdetektor zum Referenzdetektor bei der Berechnung der $\Delta\tau_{\mu}(i)$ abgezogen werden, sollten die $\tau_{PG}(j)$ für einen Detektor der Triggerebene nicht von der Position des Referenzdetektors abhängen. Eine Analyse der Kalibrationsmessungen offenbart jedoch einen systematischen Zusammenhang zwischen den ermittelten $\Delta\tau_{\mu}(j)$ eines Triggerdetektors und der Entfernung zur jeweiligen Referenzdetektorposition. Längere Wege führen auch nach der geometrischen Laufzeitkorrektur zu größeren Werten der $\Delta\tau_{\mu}(j)$. Diese Abweichungen der realen von den geometrischen Myonlaufzeiten sind auf Streuungen und Energieverluste der Myonen im Absorbermaterial zwischen der Triggerebene und dem Keller des Zentraldetektors zurückzuführen. Während die Streuung eine Verlängerung der Laufwege bewirkt, erleiden schräger einfallende Myonen einen höheren Energieverlust im Absorber und weisen daher nach ihrem Austritt aus diesem im Mittel etwas geringere Geschwindigkeiten auf.

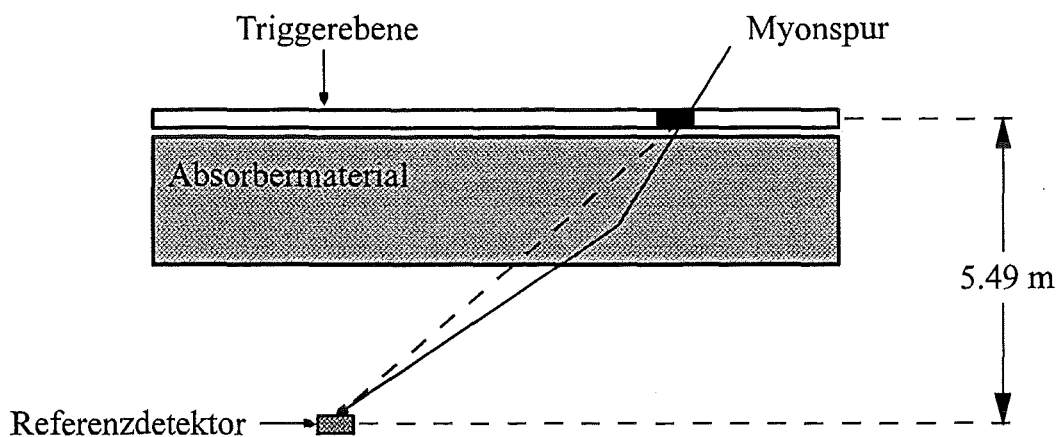


Abbildung 49: Streuung und Abbremsung der Myonen im Absorbermaterial zwischen Triggerebene und Referenzdetektor

Aufgrund der Geringfügigkeit dieses Effektes und der sonstigen Meßgenauigkeit bei der Myonkalibration wurde bisher auf eine detaillierte Monte-Carlo-Simulation der relevanten Myonspuren im Detektor verzichtet. Stattdessen werden die $\Delta\tau_\mu(j)$ mit einer zusätzlichen Laufzeitkorrektur versehen, deren Größe sich mit Hilfe der 120 zentralen Triggerdetektoren für die infolge der Überschneidung der 9 Einzelmessungen jeweils 4 Wertepaare $\{l(j), \Delta\tau_\mu(j)\}$ existieren, ermitteln läßt. Hierbei geben die $l(j)$ die geometrischen Abstände zwischen dem jeweiligen Triggerdetektor i und einer Referenzdetektorposition j an. Für jeden der 120 zentralen Detektoren wird an diese 4 Wertepaare $\{l(j), \Delta\tau_\mu(j)\}$ eine Gerade $g = \alpha \cdot l + \tau_0$ angepaßt und die hieraus berechneten Geradensteigungen $\alpha(i)$ ihrer Häufigkeit entsprechend in ein Histogramm eingetragen (vgl. Abb. 50). Ohne die Streuung und den Energieverlust der Myonen im Absorbermaterial müßten diese Steigungen $\alpha(i)$ um 0 ns/m verteilt sein. Für die hier vorliegende Verteilung ergibt die Anpassung einer Gaußfunktion jedoch eine Verschiebung und somit eine zusätzliche Laufzeitkorrektur von 0,22 ns/m.

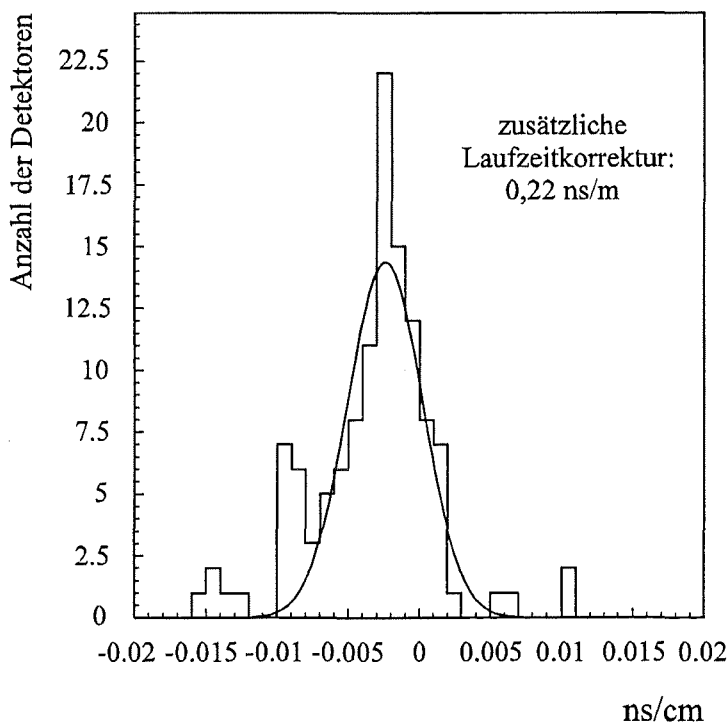


Abbildung 50: Verteilung der aus den 120 zentralen Triggerdetektoren anhand von jeweils vier Einzelmessungen ermittelten Geradensteigungen $\alpha(i)$

Die aus den gemessenen $\Delta\tau_\mu(i)$ der jeweiligen Triggerdetektoren i berechneten Mittelwerte bilden schließlich die Kalibrationswerte $\tau_{PG}(i)$. Die mittleren quadratischen Abweichungen $\sigma_\tau(i)$ der Einzelmessungen von den zugehörigen Mittelwerten sind ein Maß für die Genauigkeit, mit der die $\tau_{PG}(i)$ bestimmt werden können. Ohne die zusätzliche Laufzeitkorrektur beträgt $\bar{\sigma}_\tau$, sofern der Mittelwert über alle Detektoren mit mindestens zwei zugehörigen Referenzdetektorpositionen gebildet wird, 230 ps, mit ihr 190 ps.

6.3 Überprüfung der Zeitkalibration mit Hilfe von Schauerdaten

Die bisher durchgeführte Zeitkalibrierung läßt sich anhand gemessener Schauerdaten überprüfen, indem bei Schauern mit acht oder mehr von der Triggerebene und den Vieldraht-Proportionalkammern detektierten Myonen aus den aufgenommenen Ankunftszeiten die geometrische Lage der Schauerfront rekonstruiert wird. Aufgrund der geringen Ausdehnung der Triggerebene ist hierbei die Anpassung an eine ebene Fläche ausreichend. Die zeitlichen Differenzen der Schauermyonen zur rekonstruierten Schauerfront werden für alle Detektoren in separate Histogramme eingetragen. Infolge der vergleichsweise ungenauen Rekonstruktion der Schauerfront resultieren hieraus relativ breite detektorspezifische Zeitverteilungen (vgl. Abb. 51a). Die bei Anpassung einer Gaußfunktion ermittelten typischen Werte für die Standardabweichungen liegen bei $\sigma \approx 3,5$ ns. Darüber hinaus zeigen die Zeitverteilungen eine Asymmetrie, welche die Zeitstruktur der Schauerfront widerspiegelt [53]. Die Schwerpunkte der angepaßten Gaußfunktionen liegen folglich stets bei positiven Werten, denen Verspätungen gegenüber der Schauerfront entsprechen. Die Verteilung der Schwerpunkte der an alle 456 Detektoren der Triggerebene angepaßten Gaußfunktionen ist jedoch relativ schmal (vgl. Abb. 51b). Sie besitzt eine Standardabweichung von lediglich $\sigma \approx 0,41$ ns, so daß grobe Fehler in der Zeitkalibrierung erkennbar sind.

Diese Auswertung der Schauerdaten wurde bisher nur zur Überprüfung der beiden anderen Kalibrationsverfahren verwendet. Inwieweit die verhältnismäßig aufwendige Myonkalibration durch eine iterative Bestimmung der kanaltypischen Durchlaufzeiten aus Schauerdaten ersetzt werden kann, bleibt noch zu untersuchen.

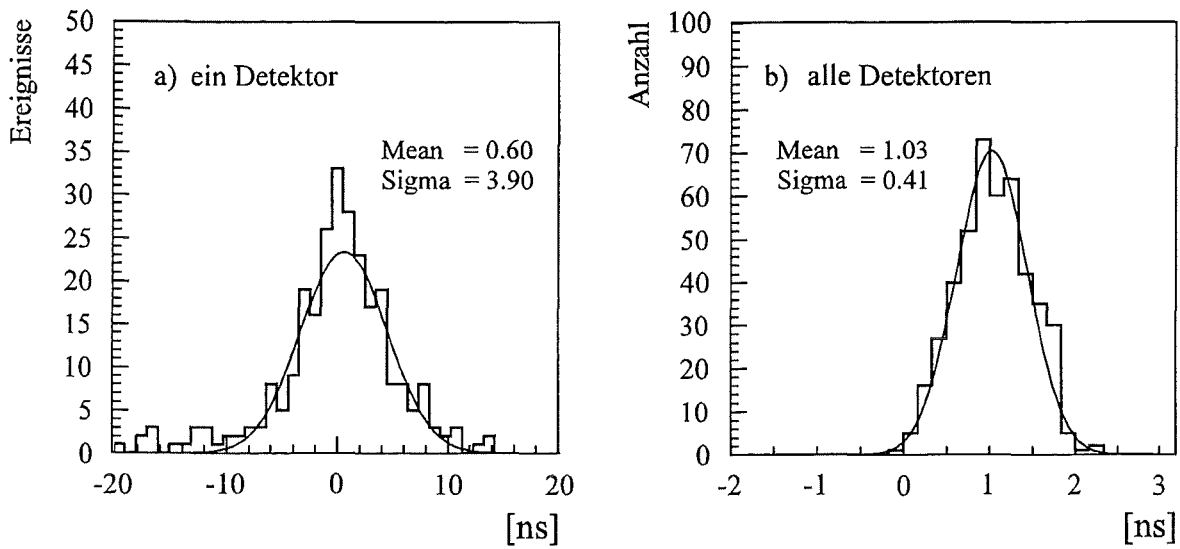


Abbildung 51: a): Verteilung der zeitlichen Abstände der in einem Detektor gemessenen Schauermyonen zur rekonstruierten Schauerfront b): Verteilung der Schwerpunkte der angepaßten Gaußfunktionen

7. Zusammenfassung und Ausblick

Ein wesentlicher Bestandteil des Höhenstrahlexperimentes KASCADE ist die aus 456 Szintillationsdetektoren bestehende Triggerebene. Sie befindet sich in der dritten Lage eines $16 \cdot 20 \text{ m}^2$ großen Eisenkalorimeters und liefert das zur Datenauslese der TMS-Flüssigions- und der Vieldraht-Proportional-Kammern erforderliche externe Triggersignal. Zusätzlich stellt sie infolge ihrer feinen Segmentierung ein weiteres Detektorsystem zur Messung der Ankunftszeiten von Myonen und Hadronen im Bereich des Zentraldetektors dar, die sie aufgrund der fortgeschrittenen Schauerentwicklung unterhalb der Bleiabschirmung und den ersten drei Lagen des Eisenabsorbers (29 Strahlungslängen) deutlich voneinander unterscheiden kann.

Im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit wurden die Eigenschaften der in der Triggerebene eingesetzten Plastikszintillationszähler hinsichtlich der Uniformität der Detektorantwort sowie der Zeitauflösung exemplarisch an einem Triggerdetektor untersucht. Die mit Hilfe eines Teleskopexperimentes aufgenommenen Meßreihen bestätigten die sehr gute Realisierung der durch das spezielle Layout der Detektormodule angestrebten Homogenität der Energiemessung. Die ermittelte Ortsabhängigkeit des Energiesignales beträgt für eine mittlere Raumtemperatur zwischen $20,9^\circ\text{C}$ und $22,8^\circ\text{C}$ etwa $\pm 4,5 \%$. Zur Bestimmung der Zeitauflösung des vermessenen Szintillators wurden zwei verschiedene Techniken der Zeitsignalabnahme benutzt. Erwartungsgemäß ergab sich bei Verwendung eines „Constant-Fraction“-Diskriminators (CFD) mit $\sigma = 0,62 \text{ ns}$ ein um etwa 47% besserer Wert der Zeitauflösung als bei Einsatz eines „Leading-Edge“-Diskriminators (LED). Die diesbezüglichen Anforderungen an die Triggerdetektoren werden jedoch durch die mit Hilfe des „Leading-Edge“-Diskriminators erreichbare Zeitauflösung von $\sigma = 1,17 \text{ ns}$ deutlich erfüllt, so daß die Entscheidung, in der Triggerebene aus Kostengründen auf LED-Module zurückzugreifen, gerechtfertigt ist.

Nach der vollständigen Installation der Detektormodule in die Triggerebene sowie der Bestückung mit einer an der Universität Tübingen eigens hierfür entwickelten Ausleseelektronik wurden zunächst die ADC-Spektren der Szintillatoren durch die Aufnahme einzelner unkorrelierter Myonen aufeinander abgeglichen und anschließend ihre Energieeichung durchgeführt. Eine Überprüfung der Langzeitstabilität der Triggerzähler zwischen dem 10.04.1996 und dem 13.06.1996 ergab einen auf alle Detektoren der Triggerebene bezoge-

nen Rückgang der Signalverstärkung um ca. 26 %, der nicht sprunghaft, sondern annähernd linear verlief. Eingehende Analysen der hierfür möglichen Ursachen ergaben, daß die Verstärkungsabnahmen auf eine Überbeanspruchung der Photomultiplier durch die zur Zeitkalibration erforderlichen Lichtpulse der Leuchtdioden zurückzuführen sind, obwohl hierbei die Spezifikation für den maximalen Anodenstrom ($100 \mu\text{A}$) nicht überschritten wurde. Ihre Bestätigung finden diese Ergebnisse in den neuesten Datenblättern der Firma EMI, die aufgrund durchgeführter Messungen belegen, daß die Photomultiplier bei einem Dauerbetrieb mit dem maximalen Anodenstrom von $100 \mu\text{A}$ bereits nach 60 Tagen einen Rückgang der Signalverstärkung um etwa 45 % aufweisen. Selbst bei der Belastung mit einem Zehntel dieses Wertes ($10 \mu\text{A}$) beträgt die Verstärkungsabnahme in der gleichen Zeit noch immer 30 %.

Die Frequenz, die Höhe und die Breite der Lichtpulse der Leuchtdioden wurde mittlerweile modifiziert und die Hochspannungen der Photomultiplier wieder so eingestellt, daß die wahrscheinlichsten Werte der an die ADC-Spektren der Detektoren angepaßten Landau-funktionen zwischen den ADC-Kanälen 60 und 70 liegen. Ergänzend werden derzeit die Vorwiderstände in den Hochspannungszuleitungen der Photomultiplier durch eine elektronische Schaltung ersetzt, die es ermöglicht, bei einer voreinstellbaren Eingangsspannung die Versorgungsspannungen der vier einem HV-Kanal zugehörigen Photomultiplier innerhalb eines Bereiches von etwa 600 V individuell einzustellen.

Insgesamt zeigen die durchgeführten Untersuchungen, daß die PM-Verstärkungen in regelmäßigen Abständen überprüft werden sollten, um auftretende Änderungen und deren Auswirkungen auf die Detektoreffizienzen und die Triggerraten rechtzeitig festzustellen.

Die Zeiteichung der Triggerebene erfolgt durch die Kombination zweier unterschiedlicher Meßverfahren. Neben der Kalibration der einzelnen Detektorkanäle mittels der vor den Photomultipliern installierten Leuchtdioden („LED-Kalibrierung“) wird eine direkte Eichung unter Verwendung eines auf dem Boden des Zentraldetektorkellers ausgelegten Referenzdetektors („Myonkalibrierung“) vorgenommen. Die LED-Kalibrierung ist während einer laufenden Messung des KASCADE-Experimentes durchführbar und somit für den einzelnen Detektorkanal in etwa halbstündigen Abständen aktualisierbar. Hierbei werden die für die eigentliche Datenaufnahme irrelevanten Signaldurchlaufzeiten durch den Pulsgenerator unvermeidlich mitgemessen. Diese lassen sich jedoch aus der Myonkalibrierung ermitteln und somit von den aufgenommenen LED-Daten subtrahieren. Da die hierzu erforderlichen Mes-

sungen allerdings nicht mit der gleichen Häufigkeit durchführbar sind, ist die Korrelation der beiden Eichmethoden nur dann sinnvoll, wenn die Temperaturabhängigkeit der Durchlaufzeiten durch den Pulsgenerator und insbesondere die Kanalabhängigkeit dieser Drift wesentlich geringer als die Temperaturdriften der Zeitmessung in den Detektorkanälen ist. Die aufgenommenen Werte zeigen, daß die durch eine aktive Temperaturkompensation angestrebte Temperaturstabilität des Pulsgenerators sehr gut realisiert werden konnte und rechtfertigen daher das zur Zeitkalibration gewählte Verfahren. Gleichzeitig bestätigen sie, daß die Zeiteichung der Triggerdetektoren mit Hilfe der Kombination beider Kalibrationsmethoden mit einer hinreichenden Genauigkeit möglich ist. Inwieweit die relativ aufwendige Myonkalibration durch eine iterative Bestimmung der Durchlaufzeiten der einzelnen Detektorkanäle aus Schauerdaten ersetzbar ist, wird zur Zeit untersucht.

Literaturverzeichnis

- [1] E. W. Schpolski, *Atomphysik, Teil II*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1974
- [2] V. F. Hess, *Phys. Z.* **13** (1912) 1084
- [3] C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **43** (1933) 368
- [4] G. P. S. Occhialini, C. F. Powell, *Nature* **159** (1947) 186
- [5] C. D. Anderson, S. H. Neddermeyer, *Phys. Rev.* **50** (1936) 263
- [6] H. J. Völk, P. L. Biermann, *Astrophys. Journal* **333** (1988) L65
- [7] E. Fermi, *Phys. Rev.* **75** (1949) 1169
- [8] G. Sigl, D. N. Schramm, P. Bhattacharjee, *Astropart. Phys.* **2** (1994) 401
- [9] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748
G. T. Zatsepin, V. A. Kuzmin, *JETP Lett.* **4** (1966) 78
- [10] D. Müller et al., *Astrophys. J.* **374** (1991) 356
- [11] T. H. Burnett et al., *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1010
- [12] K. Asakimori et al., *Proc. 23rd ICRC*, OG 6.1-6 und OG 6.1-7, Calgary, 1993
- [13] J. P. Rachen, T. Stanev, P. L. Biermann, *Astron. Astrophys.* **273** (1993) 377
- [14] C. J. Cesarsky, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **18** (1980) 289
- [15] P. Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, INC.; 1989
- [16] P. Auger, R. Maze, T. Grivet-Mayer, *Compt. Rend. Hebd. Seanc. Acad. Si.* **206** (1938) 354
- [17] W. Kolhörster, I. Matthes, E. Weber, *Naturw.* **26** (1938) 576

- [18] R. Walker, A. A. Watson, J. Phys. **G7** (1981) 1297
- [19] R. Walker, A. A. Watson, J. Phys. **G8** (1982) 1131
- [20] J. Linsley, J. Phys. **G12** (1986) 51
- [21] H. Rebel et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **21** (1995) 451
- [22] H. O. Klages et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **52B** (1997) 92
- [23] P. Doll et al., KfK-Report 4686, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [24] U. Raidt, Dissertation, Universität Tübingen,
FZKA-Report 5917, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [25] M. Brendle, U. Raidt, Dokumentation zur Elektronik der Triggerebene,
Universität Tübingen 1996, unveröffentlicht
- [26] G. Völker, Dissertation, Universität Karlsruhe,
KfK-Report 4983, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [27] Y. Wetzel, Dissertation, Universität Karlsruhe,
FZKA-Report 5721, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [28] H.-H. Mielke, Dissertation, Universität Karlsruhe,
KfK-Report 5219, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994)
- [29] M. Elzer, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe,
FZKA-Report 5696, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [30] A. Haungs, Dissertation, Universität Heidelberg,
FZKA-Report 5845, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [31] T. Antoni, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, in Vorbereitung
- [32] R. Haeusler, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe,
FZKA-Report 5798 B, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [33] P. Gabriel, Dissertation, Universität Karlsruhe
KfK-Report 5012, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)

- [34] A. Hanser, B. Schulze, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1991),
Interner Bericht, unveröffentlicht
- [35] H. Neuert, *Kernphysikalische Meßverfahren*, Verlag G. Braun, 1966
- [36] O. C. Allkofer, *Teilchendetektoren*, Thiemig Verlag, München 1971
- [37] B. Feurer, A. Hanser, H. Rebel, G. Völker,
Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992), Interner Bericht, unveröffentlicht
- [38] B. Schulze, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe,
Kernforschungszentrum Karlsruhe (1991), Primärbericht, unveröffentlicht
- [39] J. Wentz, Dissertation, Universität Heidelberg,
FZKA-Report 5500, Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [40] M. Kretschmer, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe,
KfK-Report 5295, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994)
- [41] HBOOK, *Reference Manual Version 4.21*
CERN Program Library Long Writeup Y250, 1993
- [42] PAW, *Physics Analysis Workstation, The Complete Reference 2.03*
CERN Program Library Long Writeup Q121, 1993
- [43] D. Perkins, *Hochenergiephysik*, dt. Übersetzung, Addison-Wesley, S.41, 1991
- [44] P. V. Vavilov, *Z. Exper. Teor. Fiz.* **32**, 920, 1957, Transl. *JETP* **5**, 749, 1957
- [45] L. D. Landau, *On the energy loss of fast particles by ionisation*,
Jou. Phys. USSR **8** (1944) S. 201
- [46] T. Paulus, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. NS-32, No. 3, 1985,
S. 1242
- [47] D. Gedcke, W. McDonald, *Nucl. Instr. and Meth.* **58** (1968) 253
- [48] B. Luley, Diplomarbeit, Universität Tübingen, 1995
- [49] M. Föller, Dissertation, Universität Heidelberg,
FZKA-Report 5918, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)

- [50] M. Amann, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe,
Forschungszentrum Karlsruhe (1995), Interner Bericht, unveröffentlicht
- [51] A. Hanser, persönliche Mitteilungen (1996)
- [52] E. Bollmann, persönliche Mitteilungen (1997)
- [53] G. Agnetta et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 359** (1995) 596

Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich dafür, daß er mir die Durchführung dieser Arbeit am Institut für Kernphysik III des Forschungszentrums Karlsruhe im Rahmen des KASCADE-Experimentes ermöglicht hat.

Herrn Prof. Dr. H. Rebel danke ich für die Anregung zu diesem Thema sowie für seine ständige Unterstützung und Förderung meiner Arbeit.

Herrn Dipl.-Phys. U. Raidt und Herrn Dr. J. Wentz danke ich für ihre vielen wertvollen Anregungen und ihre intensive physikalische Begleitung, die mir an vielen Stellen eine unverzichtbare Hilfe waren.

Mein Dank gilt Herrn Dr. habil. M. Brendle, Herrn Dr. H.-J. Mathes und Herrn Dipl.-Phys. U. Raidt für die Entwicklung und Installation der Triggerelektronik und für die Bereitstellung eines leistungsfähigen Datenaufnahmesystems sowie Herrn B. Feurer, Herrn Dr. A. Hanser, Herrn V. Masuch und Herrn Dr. G. Völker für die Entwicklung, Optimierung und Installation der Triggerdetektoren. Erst hierdurch war es mir möglich meine Messungen durchzuführen.

Herrn Dr. A. Haungs danke ich für seine unermüdliche Hilfe bei der Erstellung der benötigten Software.

Herrn Dipl.-Phys. M. Elzer, Frau Dipl.-Phys. M. Föller und Herrn Dipl.-Phys. R. Haeusler danke ich für ihre zahlreichen kritischen Hinweise und ihre ständige Bereitschaft, über die während der Arbeit auftretenden Probleme zu diskutieren.

Bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe KASCADE möchte ich mich für die gute und angenehme Zusammenarbeit bedanken.