

**Forschungszentrum Karlsruhe**

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5917

**Aufbau des Trigger- und  
Zeitmessungssystems  
im Zentraldetektor von KASCADE  
und Untersuchung von  
Myonankunftszeitverteilungen  
in ausgedehnten Luftschauern**

U. Raidt

Institut für Kernphysik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1997

# Zusammenfassung

Das Karlsruher Luftschauerexperiment KASCADE ermöglicht durch eine in seinem Zentraldetektor eingebaute Schicht von 456 Plastikszintillatoren mit einer sensitiven Fläche von  $205 \text{ m}^2$  und einer Zeitauflösung von  $\sigma \approx 2 \text{ ns}$  die Messung von Myonankunftszeitverteilungen in ausgedehnten Luftschauern. Zur Teilchenidentifikation werden Vieldraht-Proportionalkammern verwendet, die eine Selektion von Myonen mit Energien  $> 2 \text{ GeV}$  erlauben. Die Parameter der elektromagnetischen Schauerfront können mit Hilfe eines auf  $200 \cdot 200 \text{ m}^2$  ausgedehnten Detektorfeldes bestimmt werden. Das Zeitmessungssystem ist mit Regelungs- und Autokalibrierungsfunktionen ausgestattet, so daß auch für lange Meßzeiten Driften in der Zeitmessung erkannt und korrigiert werden können. Erste Messungen von KASCADE-Myonankunftszeitverteilungen werden mit Ergebnissen des Haverah-Park-Experiments verglichen. Neben der longitudinalen Dispersion der myonischen Schauerkomponente wird insbesondere die Abhängigkeit der Ankunftszeitverteilungen  $T$  vom Zenitwinkel  $\theta$  des Luftschauers und dem Abstand  $r$  der Myondetektion zum Schauerzentrum untersucht. Beide Luftschauer-Experimente messen in unterschiedlichen Abstandsbereichen. Eine Übereinstimmung zwischen ihren Daten kann nur unter der Annahme einer quadratischen  $r$ -Abhängigkeit von  $\partial T / \partial \sec(\theta)$  erzielt werden. Dieser funktionale Zusammenhang ist auch das Ergebnis eines einfachen geometrischen Modells für die Myonankunftszeitverteilungen.

## Abstract

### Setup of the Trigger and Timing Facility of the KASCADE Central Detector and Investigation of Muon Arrival Times in Extended Air Showers

The Karlsruhe air shower experiment KASCADE allows measurements of muon arrival times in extended air showers using a layer of 456 plastic scintillators installed in its central detector with a sensitive area of  $205 \text{ m}^2$  and a time resolution of  $\sigma \approx 2 \text{ ns}$ . Particle identification is done with multiwire proportional chambers able to select muons above an energy threshold of  $2 \text{ GeV}$ . The parameters of the electromagnetic shower front are measured by a  $200 \cdot 200 \text{ m}^2$  detector array. The timing system includes features for automatic control and calibration allowing the recognition and correction of drifts in the time measurements even for long run times. First measurements of muon arrival time distributions are compared with results of the Haverah Park experiment. Apart from the longitudinal dispersion of the muonic component we analyse the dependency of the muon arrival time distributions  $T$  on the zenith angle  $\theta$  of the air shower and the distance  $r$  between muon detection and shower core location. Both air shower experiments take their data in different distance regions. They agree only for the assumption of a  $r^2$ -dependency of  $\partial T / \partial \sec(\theta)$ . This dependency can be derived from a simple geometric model for the muon arrival time distributions.

# Inhalt

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Luftschauer</b>	<b>7</b>
2.1	Schauerkomponenten . . . . .	7
2.2	Nachweis der Luftschauer . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Myonankunftszeitverteilungen</b>	<b>12</b>
3.1	Longitudinale Schauerentwicklung . . . . .	12
3.2	Myonankunftszeiten und Myonproduktionshöhen . . . . .	13
3.3	Elongationsrate $D_e$ und Fluktuationen von $X_m$ . . . . .	14
<b>4</b>	<b>KASCADE</b>	<b>17</b>
4.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	17
4.2	Auflösung und Energiebereich . . . . .	22
4.3	Messung von Ankunftszeiten mit KASCADE . . . . .	24
<b>5</b>	<b>Das Trigger- und Zeitmessungssystem</b>	<b>26</b>
5.1	Das Detektorsystem . . . . .	26
5.2	Anforderungen an die Triggerelektronik . . . . .	28
5.3	Konzeption der Triggerelektronik . . . . .	29
5.4	Aufbau . . . . .	30
5.5	Primäre Funktionen . . . . .	34
5.6	Überwachungs- und Regelungsfunktionen . . . . .	43
5.7	Zeitkalibrierung . . . . .	51
5.8	Energiekalibrierung . . . . .	60
<b>6</b>	<b>Software zur Triggerelektronik</b>	<b>62</b>
6.1	Transputer und Parallelverarbeitung . . . . .	62
6.2	Struktur und Kommunikation . . . . .	63
6.3	Die Prozesse der Basiscrates . . . . .	64
6.4	Die Prozesse des zentralen Crates . . . . .	66
6.5	Spannungsüberwachung und Temperaturreglung . . . . .	68
<b>7</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>69</b>
7.1	Messung von Myonankunftszeitverteilungen . . . . .	69
7.2	Charakterisierung der untersuchten Luftschauer . . . . .	71
7.3	$r$ -Abhängigkeit der longitudinalen Dispersion . . . . .	72
7.4	Analyse der Anstiegszeiten $\tau_m$ und $\tau_{75}$ . . . . .	79
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>92</b>



# Kapitel 1

## Einführung

Die Fragestellungen der modernen Astrophysik zeichnen sich dadurch aus, daß sie enge Verbindungen zwischen den kleinsten und den größten Raum- und Zeitskalen aufweisen. Kosmologische Modelle sind unmittelbar von ungeklärten Eigenschaften elementarer Teilchen und Wechselwirkungen abhängig und werfen damit hochenergiephysikalische Fragestellungen auf. Die Astrophysik birgt aber auch Chancen für die Beantwortung von Fragen der Hochenergiephysik, die jenseits der Energie-Limits irdischer Beschleunigerlabors liegen.

Ein Schauplatz der Astrophysik, auf dem diese Verzahnung deutlich sichtbar wird, ist die Physik der kosmischen Strahlung. Der etwas unscharfe, historische Begriff „kosmische Strahlung“ wird heute sowohl für elementare Teilchen und Kerne kosmischen Ursprungs als auch für hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung verwendet.

Die astrophysikalischen Fragestellungen, die mit kosmischer Strahlung verknüpft sind, beziehen sich zum einen auf die Natur ihrer Quellen und die Mechanismen ihrer Beschleunigung. Konservative Modelle für die Erzeugungsmechanismen von hochenergetischer kosmischer Strahlung basieren auf Supernova-Schockfronten, Pulsaren, aktiven und kollidierenden Galaxien. Daneben sind Prozesse jenseits des Standardmodells wie Monopol-Annihilationen oder Zerfälle schwerer supersymmetrischer Teilchen als Quellen im Gespräch (für eine Zusammenstellung s. [BIE97] und dortige Referenzen).

Die Eigenschaften der geladenen kosmischen Strahlung oberhalb der Erdatmosphäre enthalten zudem Informationen über ihre Ausbreitung: ihre Zusammensetzung, ihre Energiespektren und ihre Richtungen werden durch Wechselwirkungen mit Photonen, Magnetfeldern und interstellarer Materie modifiziert. So läßt die Abweichung der Zusammensetzung geladener kosmischer Strahlung von den beobachteten lokalen galaktischen Elementhäufigkeiten auf den Einfluß von Spallationsprozessen schließen. Ihre Ablenkung in stochastisch ausgerichteten galaktischen Magnetfeldern hat je nach deren Eigenschaften eine impuls- und ladungsabhängige Einschlußwirkung in der galaktischen Ebene. Oberhalb von  $5 \cdot 10^{19} \text{ eV}$  wechselwirken Protonen über Pionerzeugung mit der  $2.7\text{-}^\circ\text{K}$ -Hintergrundstrahlung.

Anders als in der Radio-, der optischen und der  $\gamma$ -Astronomie sind die Ankunftsrichtungen der geladenen kosmischen Strahlung aufgrund ihrer Wechselwirkung mit Magnetfeldern nicht mehr direkt mit der Position ihrer Quelle korreliert. Lediglich bei Energien oberhalb von einigen  $10^{18} \text{ eV}$  werden die Zyklotronradien der Teilchen so groß, daß Anisotropien in den Ankunftsrichtungen beobachtbar sind und sich zumindest Quellgebenden bestimmen lassen [ALD96]. Unterhalb solcher Energien sind, abgesehen von der Suche nach schwachen, großräumigen Anisotropien [CHI94], die einzigen relevanten Observablen die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung und die Energiespektren ihrer Komponenten.

Für Energien bis zu  $3 - 4 \cdot 10^{14} \text{ eV}$  sind Zusammensetzung und Energiespektren

mit ballon- und satellitengestützten Experimenten gemessen worden; die energetisch weitreichendsten direkten Messungen stammen aus insgesamt 15 Ballonflügen der JACEE-Kollaboration [ASA95]. Oberhalb dieser Energien wird die Teilchenflußdichte so klein, daß ihre Beobachtung nur noch mit großflächigen, bodengestützten Luftschauserexperimenten möglich ist. Bei solchen Luftschauserexperimenten müssen Energie und Natur des primären Teilchens indirekt aus der Beobachtung der sekundären Teilchen des induzierten Luftschauers geschlossen werden. Abb. 1.1 zeigt eine Zusammenstellung von Meßdaten verschiedener Experimente.

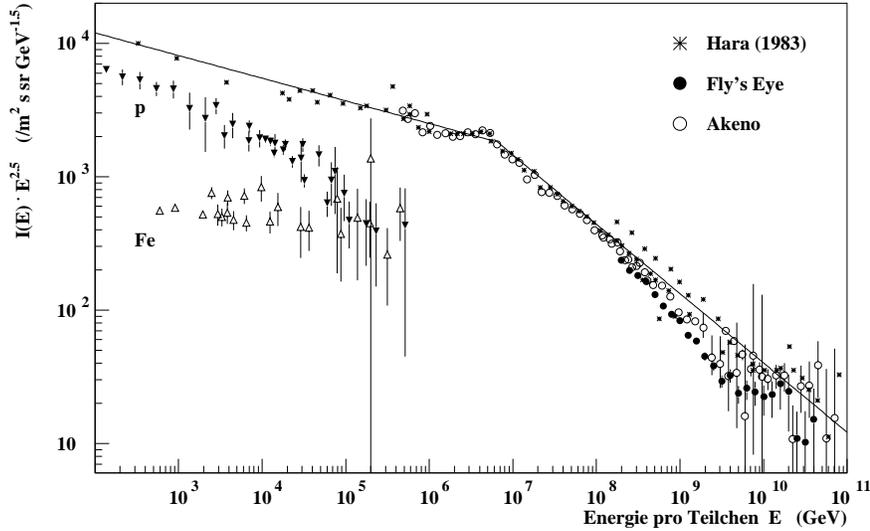


Abb. 1.1: *Spektrum des differentiellen Flusses hochenergetischer kosmischer Strahlung: die Flußdichte ist mit  $E^{2.5}$  multipliziert, um die Änderungen der Steigung im Spektrum sichtbar zu machen (entnommen aus [UNG97]).*

Das Spektrum der kosmischen Strahlung läßt sich über Energiebereiche von jeweils mehreren Größenordnungen durch Potenzgesetze der Form

$$D(E) = D_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^\alpha \quad (1.1)$$

mit  $\alpha$  als spektralem Index beschreiben. In zwei Energiebereichen weist  $D(E)$  charakteristische Änderungen der jeweiligen spektralen Indizes auf: zwischen  $10^{15}$  und  $10^{16}$  eV gibt es ein „Knie“, an dem die Spektren steiler werden ( $\alpha \approx -2.7 \rightarrow \alpha \approx -3.2$ ) und in der Gegend von  $10^{19}$  eV scheint das Spektrum wieder abzuflachen ( $\alpha \approx -3.2 \rightarrow \alpha \approx -2.7$ ) (s. [KAL95] und dortige Referenzen).

Die gegenwärtigen experimentellen Fragestellungen im Zusammenhang mit kosmischer Strahlung oberhalb von  $10^{14}$  eV hängen mit diesen auffälligen Änderungen des spektralen Index im Energiespektrum zusammen: Verbirgt sich hinter dem „Knie“ das Einsetzen eines neuartigen Beschleunigungsmechanismus, oder läßt es sich durch Propagationseffekte wie zum Beispiel die Abnahme der Einschlußwirkung durch galaktische Magnetfelder („Leaky Box Model“) erklären? Modelle, die das „Knie“ zu beschreiben suchen, machen Vorhersagen über Änderungen der Elementzusammensetzung, die mit der Änderung des Spektrums vom gesamten Fluß

einhergehen. Die Messung der Elementzusammensetzung zwischen  $10^{15}$  und  $10^{17}$  eV ist deshalb für die Beurteilung solcher Szenarien von besonderem Interesse.

Die Diskussion um die Form des Spektrums bei  $10^{19}$  bis  $10^{20}$  eV steht in Zusammenhang mit dem Greisen-Zatsepin-Cutoff [GRE66, ZAT66]: bei Energien von einigen  $10^{19}$  eV sind die Photonen der  $2.7\text{-}^\circ\text{K}$ -Hintergrundstrahlung im Schwerpunktssystem der Kerne der kosmischen Strahlung so blauverschoben, daß sowohl Pionproduktion an Protonen als auch Paarbildung an schwereren Kernen möglich werden. Die freien Weglängen für die kosmische Strahlung sinken oberhalb dieser Energien auf etwa  $20$  Mpc, gerade unterhalb der Schwellenenergien führt die Wechselwirkung mit der Hintergrundstrahlung zu einer Anreicherung kosmischer Strahlung. Das Abflachen des Energiespektrums bei  $10^{19}$  eV ist damit erklärbar, die wenigen gemessenen Ereignisse oberhalb von  $10^{20}$  eV zeigen allerdings nicht den erwarteten Cutoff im Spektrum [STA95].

Beim Eintritt eines hochenergetischen kosmischen Teilchens in die Erdatmosphäre entwickelt sich aus der Abfolge von Wechselwirkungs- und Zerfallsprozessen ein Luftschauder. Die daraus resultierende Höhenstrahlung war bis in die fünfziger Jahre die fruchtbarste Quelle für die Entdeckung von Elementarteilchen: die Liste umfaßt  $p^+$ ,  $\mu^\pm$ ,  $\pi^\pm$ ,  $\pi^0$ ,  $K^\pm$ ,  $K^0$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma^+$  und  $\Xi^-$ . Obwohl seit dem Teilchenbeschleuniger diese Rolle weitgehend übernommen haben, bieten Protonen und Kerne mit Energien oberhalb etwa  $10^{14}$  eV Zugang zu Schwerpunktsenergien und Rapiditätsbereichen in hadronischen Stößen, die mit Teilchenbeschleunigern zur Zeit nicht erreichbar sind.

Die Wechselwirkung zwischen kosmischer Strahlung und Erdatmosphäre ist zudem die Grundlage für die erdgebundenen Experimente: Sekundäre Teilchen aus einem Luftschauder können auf Flächen, die je nach Teilchenart, Beobachtungshöhe und Primärenergie typische Radien von mehreren hundert Metern haben, innerhalb weniger zig ns (bezogen auf senkrechten Einfall) koinzident nachgewiesen werden, so daß ihre Zuordnung zu ein- und demselben primären Stoßprozess möglich ist. Bodengestützte Detektorfelder schließen mit Hilfe von theoretischen Modellen und Simulationen von Luftschauern aus den Messungen der sekundären Teilchen auf Energie und Masse des Primärteilchens sowie auf die Eigenschaften der ersten hochenergetischen hadronischen Wechselwirkungen zurück.

Die vorliegende Arbeit steht im Zusammenhang mit dem Luftschauderexperiment KASCADE<sup>1</sup> [DOL90, KLA97], das für die Untersuchung der primären Strahlung im Energiebereich von  $3 \cdot 10^{14} - 10^{17}$  eV ausgelegt ist. Bei diesem Experiment steht die Frage nach der bislang nur unzureichend bekannten Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung im Bereich des Knies im Vordergrund. Zu ihrer Klärung müssen aus den gemessenen Eigenschaften der Sekundärteilchen geeignete Signaturen für die Masse des primären Teilchens abgeleitet werden. Das Konzept von KASCADE besteht darin, solche Signaturen nicht aus der präzisen Bestimmung weniger, sondern aus der Kombination von möglichst vielen gemessenen Eigenschaften eines Luftschauers zu gewinnen. Die Gründe dafür liegen sowohl in der stochastischen Natur der Schauerentwicklung als auch in Modellabhängigkeiten bei der Simulation hadronischer Wechselwirkungen:

Luftschauder weisen, da sie trotz der hohen Zahl ihrer Sekundärteilchen wesentlich von wenigen elementaren Prozessen am Anfang ihrer Entwicklung abhängen, erhebliche intrinsische Fluktuationen auf. Eine Verringerung der meßtechnischen Fluktuationen durch höhere Detektor-Flächenbelegungsichten ist daher nur sinnvoll, solange sie größer als die intrinsischen sind. Jenseits dieses Limits ist ein möglichst facettenreicher Nachweis von Luftschauern angemessener als eine experimentelle Optimierung in einzelnen Meßgrößen.

Quantitative Interpretationen der Observablen erfordern zudem den Vergleich

---

<sup>1</sup>KASCADE: Akronym für „**K**arlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **D**etector“.

von Messungen mit detaillierten Schauersimulationen, in die Modellannahmen über das Hochenergieverhalten der hadronischen Wechselwirkungen eingehen. Unterschiedliche Modellannahmen können sich dabei auf die Observablen in ähnlicher Weise auswirken wie Änderungen der Elementzusammensetzung. Durch die Korrelation vieler Schauerobservablen können sowohl die Auswirkungen von Fluktuationen auf die Massenbestimmung vermindert als auch Mehrdeutigkeiten und Inkonsistenzen beim Vergleich zwischen simulierten und gemessenen Daten eher erkannt werden.

Diese Arbeit beschreibt erste Messungen von Myonankunftszeitverteilungen. Sie enthalten Informationen über die im Zusammenhang mit der Massenbestimmung wesentliche longitudinale Schauerentwicklung. Die Schwerpunkte der Arbeit liegen zum einen in der Darstellung des Trigger- und Zeitmessungssystems im Zentraldetektor von KASCADE, das im Lauf der Arbeit aufgebaut wurde und die unmittelbare Voraussetzung für die Messung von Myonankunftszeiten ist, zum anderen in der Analyse der Messungen. Bei der Datenanalyse steht der Vergleich von Myonankunftszeitcharakteristiken, die bei anderen Luftschauerexperimenten gemessen wurden, mit den Ergebnissen der KASCADE-Messungen im Vordergrund. Da die Vergleichsmessungen bei größeren Abständen  $r$  der Myondetektion zum Zentrum des Luftschauers stattgefunden haben, wird insbesondere die  $r$ -Abhängigkeit der Meßgrößen untersucht.

# Kapitel 2

## Luftschauer

### 2.1 Schauerkomponenten

Die Erdatmosphäre ist für kosmische Strahlung ein Absorber, dessen Massenbelegung von Einfallswinkel, Beobachtungshöhe und der Schichtung der Atmosphäre abhängt: der Standardwert auf Meereshöhe für senkrecht einfallende Teilchen bei Normaldruck ist  $X_v = 1033 \text{ g/cm}^2$ . Hochenergetische Kerne oder Photonen aus der kosmischen Strahlung bilden in diesem Absorber Schauer aus, deren maximale Teilchenzahl typischerweise zwischen  $400 \text{ g/cm}^2$  und  $800 \text{ g/cm}^2$  erreicht wird. Die atmosphärische Tiefe  $X_m$  des Schauermaximums hängt von Art und Energie des primären Teilchens ab, sie ist dabei jedoch Fluktuationen von einigen  $\text{zig g/cm}^2$  unterworfen. Die von Kernen ausgelösten Schauer lassen sich in vier Komponenten unterteilen:

- die elektromagnetische Komponente, die hauptsächlich durch den Zerfall von neutralen Pionen initiiert wird,
- Myonen, die im wesentlichen aus dem Zerfall geladener Pionen und Kaonen stammen,
- Mesonen, Nukleonen und Kernfragmente, die bei aufeinanderfolgenden hadronischen Stößen erzeugt werden,
- Čerenkov- und Fluoreszenz-Photonen als Begleiterscheinung der elektromagnetischen Komponente.

Da sich die sekundären Teilchen mit überwiegend relativistischen Geschwindigkeiten ausbreiten, befindet sich ein Großteil der Teilchen während der Schauerentwicklung in einer Schauerfront von wenigen Metern Dicke.

#### 2.1.1 Die elektromagnetische Schauerkomponente

Ein elektromagnetischer Schauer entsteht durch das Wechselspiel zwischen Paarproduktion durch  $\gamma$ -Photonen und Bremsstrahlung der erzeugten  $e^\pm$ . Da die Strahlungslänge  $X_0$  der  $e^\pm$  der mittleren freien Weglänge  $\lambda_p$  eines Photons in etwa gleichkommt ( $X_0 \approx \frac{7}{9}\lambda_p$ ), geht das einfachste Modell eines rein elektromagnetischen Schauers davon aus, daß die Zahl der Teilchen  $N_e$  sich beim Durchdringen einer Tiefe  $R = X_0 \ln 2$  der Atmosphäre verdoppelt und die mittlere Energie  $\bar{E}_{e^\pm, \gamma}$  pro Teilchen sich entsprechend halbiert:

$$N_e \approx 2^{\frac{X}{X_0}} \quad (2.1)$$

$$\bar{E}_{e^\pm, \gamma} \approx E_0 2^{-\frac{X}{X_0}} \quad (2.2)$$

Dabei ist  $E_0$  die Energie des primären Teilchens und  $X$  die Massenbelegung des durchquerten Mediums. Die Teilchenzahl im Schauer wird maximal, wenn die mittlere Energie der Teilchen die kritische Energie  $E_c$  erreicht, bei der die Strahlungsverluste gleich den Ionisationsverlusten sind:  $\bar{E}_{e^\pm, \gamma} = E_c$ . Für die Tiefe  $X_m$  des Schauermaximums folgt

$$X_m \approx X_0 \ln \frac{E_0}{E_c} \quad (2.3)$$

Die mittlere Lateralverteilung eines elektromagnetischen Schauers wird nicht nur durch die Winkelverteilungen bei Paarproduktion und Bremsstrahlung bestimmt, sondern vor allem durch die Coulomb-Streuung der  $e^\pm$ . Sie ist von Nishimura und Kamata [KAM58] in der Form

$$\begin{aligned} \rho(r) &\sim \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5} \frac{(4.5-s)}{2\pi, (s), (4.5-2s)} \\ &\approx \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5} \quad \text{für } 1.0 < s < 1.4 \end{aligned} \quad (2.4)$$

berechnet worden. Die Variable  $s$  („age-Parameter“) beschreibt das Stadium der longitudinalen Schauerentwicklung. Es gilt

$$s = \frac{3}{1 + 2 \frac{\ln(E_0/E_c)}{X/X_0}} = \begin{cases} 0 & \text{am Punkt der ersten Wechselwirkung} \\ 1 & \text{im Schauermaximum.} \end{cases} \quad (2.5)$$

Der sogenannte Molière-Radius  $r_m$ , der in die Nishimura-Kamata-Greisen(NKG)-Formel eingeht, ergibt sich aus der Berechnung der Vielfach-Coulomb-Streuung auf Meereshöhe zu  $78 m$ . Allerdings zeigen Monte-Carlo-Simulationen von rein elektromagnetischen Schauern einen etwas stärkeren Abfall der Verteilung hin zu großen Radien, so daß sich aus Anpassungen an simulierte Lateralverteilungen kleinere Werte für  $r_m$  ergeben ([GAI90], S. 226).

Die elektromagnetische Komponente von hadronischen Schauern ist die an Teilchenzahl bei weitem dominierende. Sie entsteht durch eine Überlagerung vieler von einzelnen  $\pi_0$ -Zerfällen nahe der Schauerachse induzierten elektromagnetischen Subschauern. Die Lage ihres Schauermaximums  $X_m$  spiegelt die longitudinale Entwicklung der hadronischen Schauerkomponente wider. Ein wesentliches Charakteristikum für die hadronische Schauerentwicklung ist die Elongationsrate  $D_e$ , die den Zusammenhang zwischen der Energie  $E_0$  des primären Teilchens und  $X_m$  angibt:

$$D_e = \frac{dX_m}{d \ln E_0} \quad (2.6)$$

Für das einfache Modell eines elektromagnetischen Schauers folgt aus 2.3

$$D_e = X_0. \quad (2.7)$$

Für hadronisch induzierte Schauer wird die Elongationsrate  $D_e$  sowohl von den Energieabhängigkeiten der hadronischen Wechselwirkungen als auch von Änderungen der Elementzusammensetzung mit  $E_0$  bestimmt; dieser Zusammenhang kann näherungsweise beschrieben werden durch:

$$D_e(E_0) = X_0(1 - B(E_0)) \left(1 - \frac{d \ln \bar{A}(E_0)}{d \ln E_0}\right) \quad (2.8)$$

$\bar{A}(E_0)$  gibt dabei die durchschnittliche Masse der primären Kerne der kosmischen Strahlung bei der Energie  $E_0$  an, die Funktion  $B(E_0)$  ist eine Parametrisierung der

Energieabhängigkeiten der hadronischen Multiplizitäten und Wirkungsquerschnitte. Für mit Beschleunigerexperimenten zugängliche Laborenergien von 1  $TeV$  ist  $B \approx 0.23$ . Je nach Fortschreibung der etablierten hadronischen Wechselwerkeigenschaften ergibt sich bei höheren Energien ein Gleichbleiben oder ein Anstieg von  $B$ , der sich auf die  $D_e$  ähnlich auswirkt wie eine Zunahme des Anteils schwerer Elemente ([SOK89], S. 28, 144).

Die Lateralverteilung der elektromagnetischen Komponente eines hadronischen Schauers, die sich aus der Überlagerung  $\pi_0$ -induzierter Schauer ergibt, hat eine ähnliche Form auf wie die eines rein elektromagnetischen Schauers. Für ihre Parametrisierung wird deshalb ebenfalls oft die NKG-Formel verwandt, wobei sich auch hier etwas kleinere typische Radien als der Molière-Radius ergeben ( $r_m \approx 50 m$ ).

### 2.1.2 Die myonische Schauerkomponente

Myonen entstehen überwiegend beim Zerfall geladener Pionen und Kaonen aus vorangegangenen hadronischen Wechselwirkungen. Der Zerfallsprozeß konkurriert insbesondere bei Pionen mit ihrer Absorption in nachfolgenden hadronischen Stößen. Mit steigender Pionenergie nehmen sowohl die Zerfallslänge der Pionen als auch die hadronischen Wirkungsquerschnitte zu, die Myonproduktion wird deshalb bei hohen Pion-Energien unwahrscheinlicher. Da Pionen und Kaonen bevorzugt mit kleinen Winkeln zur Richtung des primären Teilchens produziert werden, entstehen die meisten Myonen trotz deren relativistischer Zerfallslängen im Abstand von wenigen Metern von der Schauerachse. Ihre Reichweite in der Atmosphäre wird vor allem durch Zerfall und Ionisationsverluste beeinflusst; Bremsstrahlung, Paarproduktion und direkte Wechselwirkungen mit Kernen werden erst bei sehr hohen Myonenergien ( $> 500 GeV$ ) relevant ([GAI90], S. 76). Die Zerfallslänge beträgt etwa<sup>1</sup>  $\gamma \cdot 670 m$  und der Energieverlust durch Ionisation in der Luft für  $GeV$ -Energien etwa  $2 MeV/g cm^{-2}$ , so daß ab  $10 GeV$  Myonenergie beide Effekte praktisch keine Rolle mehr spielen und nahezu alle erzeugten Myonen auch den Erdboden erreichen.

Die mittleren Streuwinkel der Myonen beim Durchgang durch die Atmosphäre sind klein (typisch  $1^\circ$ ), die Myonenlateralverteilung wird deshalb im wesentlichen durch die Winkelverteilung der Myonen bei ihrer Produktion und die Produktionshöhe bestimmt. Die Myonkomponente ist ausgedehnter als die elektromagnetische Schauerkomponente: ihre Lateralverteilung  $\rho_\mu$  hat einen Durchmesser von einigen hundert Metern. Die Form von  $\rho_\mu$  ist weitgehend unabhängig von der Energie des Primärteilchens. Für vertikale Schauer auf Meereshöhe gibt es für Myonen eine experimentell bestimmte Approximation von K. Greisen ([GAI90], S. 233)

$$\rho_\mu(r) \sim \left(\frac{r}{m}\right)^{-0.75} \left(1 + \frac{r}{320m}\right)^{-2.5}. \quad (2.9)$$

### 2.1.3 Die hadronische Schauerkomponente

Die hadronische Schauerkomponente wird von Nukleonen und Pionen dominiert, wengleich in detailliertere Rechnungen und Simulationen auch schwere Mesonen, insbesondere Kaonen, eingehen ([GAI90], S. 27 ff., [CAP92]). Ihre Entwicklung hängt von deren Wirkungsquerschnitten mit Luftkernen, den Zerfallslängen, der Inelastizität (dem Anteil der Energie, den ein Pion bzw. Nukleon bei einer Wechselwirkung mit einem Luftkern verliert) sowie der Multiplizität (der mittleren Anzahl an Pionen und Nukleonen, die bei einer Wechselwirkung produziert werden) ab. Die Energieabhängigkeit von Wirkungsquerschnitten, Inelastizität und Multiplizität ist nicht für den ganzen bei der Schauerentwicklung hochenergetischer Primärteilchen

---

<sup>1</sup> $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$

relevanten Energie- und Rapiditätsbereich bekannt; für die ersten Wechselwirkungen müssen deshalb die vorhandenen Beschleunigerdaten extrapoliert werden. Da die transversalen Impulse in den Wechselwirkungen sehr klein gegenüber den longitudinalen sind, bleibt die hadronische Schauerkomponente eng um die Richtung des primären Teilchens konzentriert: die Lateralverteilung der Hadronen im Schauer hat bis hinab auf Meereshöhe einen Radius von wenigen Metern. Sie umfaßt typischerweise einige hundert Teilchen, die im Mittel aus 8 bis 10 aufeinanderfolgenden Wechselwirkungsprozessen resultieren.

### 2.1.4 Čerenkov- und Fluoreszenz-Licht

Die elektromagnetische Schauerkomponente erzeugt den Hauptteil des Fluoreszenz- und Čerenkov-Lichts eines Luftschauers. Die dadurch induzierten Energieverluste sind zwar klein (wenige Prozent der Primärenergie  $E_0$ ) und wirken sich deshalb nicht entscheidend auf die Schauerentwicklung aus, sie spielen aber für die experimentelle Beobachtung von Luftschauern eine wichtige Rolle. Das Fluoreszenzlicht stammt hauptsächlich von angeregten  $N_2$ -Molekülen, das Čerenkov-Licht wird in der Atmosphäre von den  $e^\pm$  mit Energien oberhalb einer dichteabhängigen Schwelle erzeugt. Diese Energieschwelle liegt bei Normaldruck auf Meereshöhe bei  $21 \text{ MeV}$  und steigt für größere Höhen aufgrund der dort niedrigeren Dichte an. Fluoreszenz-Licht wird hauptsächlich im Bereich zwischen  $300$  und  $400 \text{ nm}$  Lichtwellenlänge emittiert; die Emissionswahrscheinlichkeit für Čerenkov-Licht steigt zwar zum UV-Bereich hin noch an, unterhalb von  $290 \text{ nm}$  Lichtwellenlänge wird die Atmosphäre jedoch aufgrund ihres Ozongehalts undurchsichtig, so daß sich die beobachtbaren Spektralbereiche beider Komponenten ähneln. Fluoreszenz- und Čerenkov-Licht unterscheiden sich jedoch stark in der Abstrahlungscharakteristik: die Winkelverteilung des Fluoreszenzlichtes ist isotrop, die des Čerenkov-Lichtes dagegen um die Richtungen der emittierenden  $e^\pm$  konzentriert. Aus der Überlagerung der Čerenkov-Emissions-Kegel und der Vielfach-Coulomb-Streuung der  $e^\pm$  ergibt sich für Luftschauer eine ringartige Photonverteilung am Erdboden, deren typischer Radius auf Meereshöhe etwa  $120 \text{ m}$  beträgt ([SOK89], S. 52).

## 2.2 Nachweis der Luftschauer

Die elektromagnetische Komponente wird bei KASCADE auf einer Fläche von  $200 \cdot 200 \text{ m}^2$  mit einer Flächenbelegungsdichte von  $1.2 \%$  zeitaufgelöst nachgewiesen. Durch die Messung der Ankunftszeiten wird der Auftreffwinkel der Schauerfront und damit die Einfallrichtung des primären Teilchens rekonstruiert; aus der Anpassung einer NKG-Funktion (vgl. Gl. 2.4) an die gemessene Lateralverteilung kann deren Zentrum lokalisiert, die gesamte Zahl elektromagnetischer Teilchen in der Schauerfront  $N_e$  abgeschätzt und der age-Parameter  $s$  bestimmt werden. Der eng begrenzte hadronische Kern eines Schauers wird mit einem  $320 \text{ m}^2$  großen, segmentierten Hadronkalorimeter untersucht. Es ist in der Lage, Anzahl und Energien der einzelnen Hadronen im Schauerkern zu bestimmen.

Die Myonkomponente wird mit mehreren Detektorsystemen gemessen:

- über die Gesamtfläche von  $200 \cdot 200 \text{ m}^2$  sind abgeschirmte Szintillationsdetektoren mit einer Energieschwelle von  $300 \text{ MeV}$  für Myonen und einer Flächenbelegungsdichte von  $1.5 \%$  verteilt,
- Myonen können im Hadronkalorimeter nachgewiesen werden; in seinem Gebäude befinden sich zudem ein Trigger- und Zeitmessungssystem und Vieldraht-Proportionalkammern, deren Kombination eine Identifizierung von

Myonen mit einer Energieschwelle von etwa  $2 \text{ GeV}$  und die Messung von deren Ankunftszeit erlaubt,

- mehrlagige abgeschirmte Streamerkammern auf einer Fläche von  $5.5 \cdot 50 \text{ m}^2$  und mit einer Myon-Energieschwelle von  $400 \text{ MeV}$  messen Myondichte und die Ankunftsrichtungen von Myonen.

Für die Beobachtung von Čerenkov- und Fluoreszenzlicht ist die Lichtverschmutzung am Standort von KASCADE zu hoch, so daß diese Schauerkomponente nicht in die Messungen eingeht.

Grundlage für die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit sind die mit Trigger- und Zeitmessungssystem und Vieldrahtkammern gemessenen Myonankunftszeitverteilungen; miteinbezogen werden die aus der elektromagnetischen Komponente bestimmten Parameter Auftreffwinkel, Zentrumsposition und Schauergröße  $N_e$ .

## Kapitel 3

# Myonankunftszeitverteilungen

Die Messung der Zeitstruktur beim Auftreffen eines ausgedehnten Luftschauers auf ein Detektorfeld dient bei Luftschauerexperimenten in erster Linie zur Rekonstruktion der Richtung des primären Teilchens. Für diese Untersuchung ist nur das Eintreffen der Schauerfront, angenähert durch die Ankunftszeit der ersten elektromagnetischen Schauerteilchen, relevant; ihre Form ist schon in den fünfziger Jahren gemessen und durch Kugeloberflächen mit typischen Radien von  $\approx 2600$  m approximiert worden [BAS53]. Die Verzögerung individueller Schauerteilchen gegenüber der Schauerfront spiegelt deren Entstehung und Ausbreitung wider: sie kommt durch Unterschiede sowohl in den Lorentzfaktoren der Teilchen und ihrer Vorgänger als auch in deren Weglängen zustande.

Zur Identifikation des Primärteilchens kann vor allem die Zeitstruktur der myonischen Schauerkomponente beitragen: Myonen reflektieren insbesondere in großen Abständen vom Schauerzentrum und bei hohen Myonenergien die longitudinale Schauerentwicklung. Dieser Informationsgehalt war bei der Konzeption des Trigger- und Zeitmessungssystems ausschlaggebend dafür, die ursprünglich nur für die Schauererkennung vorgesehene Detektorkomponente in ihrem Zeitverhalten so zu optimieren, daß sie als Ankunftszeitdetektor nutzbar wird [REB91, REB96].

### 3.1 Longitudinale Schauerentwicklung

Luftschauer, die von Primärteilchen unterschiedlicher Masse und gleicher Energie initiiert werden, unterscheiden sich vor allem durch die Art der Energiedissipation bei der Schauerentwicklung: da die Energie eines schweren Kerns sich von vorn herein auf viele Nukleonen verteilt, verläuft dessen Energiedissipation rascher und die maximale Teilchenzahl in der longitudinalen Schauerentwicklung wird bei einer geringeren atmosphärischen Tiefe erreicht. Die Lage des Schauermaximums  $X_m$  verschiebt sich bei einer Primärenergie  $E_0 = 10^{15}$  eV von  $X_0 \approx 600$  g/cm<sup>2</sup> für einen protoninduzierten Schauer zu  $X_0 \approx 400$  g/cm<sup>2</sup> für einen Eisen-induzierten Schauer [REB95]. Der Einfluß einer Zusammensetzungsänderung auf die Elongationsrate (vgl. Gl. (2.8) in Abschnitt 2.1.1) hängt mit dieser Verschiebung des Schauermaximums zusammen.

Für KASCADE am deutlichsten beobachtbar ist die Massenabhängigkeit der Energiedissipation durch die Messung der Teilchenzahlen von elektromagnetischer und myonischer Schauerkomponente,  $N_e$  und  $N_\mu$ : ein Eisenschauer enthält bei gleicher Primärenergie tendenziell mehr und dafür niederenergetischere hadronische Teilchen als ein Protonschauer. Da bei niedrigeren  $\pi^\pm$ -Energien der  $\pi$ -Zerfall ge-

genüber der Reabsorption bevorzugt wird, entstehen im Eisenschauer mehr Zerfallsmyonen, die, obwohl verglichen mit dem Protonschauer in größeren Höhen produziert, die Beobachtungshöhe zum Großteil erreichen. Für die elektromagnetische Schauerkomponente gilt das gleiche Argument nicht, da die  $\pi^0$  unabhängig von ihrer Energie praktisch immer zerfallen. Zudem profitiert die Anzahl der elektromagnetischen Teilchen  $N_e$  von der größeren Eindringtiefe eines protoninduzierten Schauers mit  $E_0$ , da die individuellen elektromagnetischen Subschauer nach Erreichen ihres Maximums rasch aussterben. Bei gleicher Primärenergie hat deshalb der Luftschauer eines schweren primären Kerns am Erdboden ein höheres  $N_\mu/N_e$ -Verhältnis als ein protoninduzierter.

Daneben ist eine direkte Abbildung der longitudinalen Schauerentwicklung mit denjenigen Schauerkomponenten möglich, die nach ihrer Produktion nicht oder nur wenig gestreut werden; in Frage kommen prinzipiell Photonen aus dem Fluoreszenz- oder Čerenkov-Licht und Myonen. Die Fluoreszenzlicht-Technik ist beim Fly's-Eye-Experiment [BIR93] erfolgreich zur Beobachtung der longitudinalen Schauerentwicklung eingesetzt worden. Aufgrund der schwachen Intensität des Fluoreszenzlichtes liegt die Energieschwelle mit einigen  $10^{17}$  eV oberhalb des Energiebereichs, der für die Interpretation des Knies relevant ist. KASCADE verwendet Myonen für die Beobachtung der longitudinalen Schauerentwicklung; bei Kenntnis der Lage der Schauerachse, die durch die zeitaufgelöste Detektion der elektromagnetischen Schauerfront ermittelt wird, können Informationen über die Erzeugungshöhe der Myonen sowohl aus den Ankunftsrichtungen als auch aus den Ankunftszeiten der Myonen gewonnen werden.

## 3.2 Myonankunftszeiten und Myonproduktionshöhen

Bei Schauer-Myonen, die im Gegensatz zu den elektromagnetischen und hadronischen Teilchen kaum Wechselwirkungen bei ihrer Ausbreitung unterworfen sind, ist der Ursprung der Zeitverzögerungen gegenüber der elektromagnetischen Schauerfront abhängig vom Abstand  $r$  zum Schauerzentrum: in dessen Nähe überwiegen Lorentzeffekte und damit schmale Ankunftszeitverteilungen, bei zunehmendem Abstand vom Schauerzentrum nimmt der Einfluß der Weglängenunterschiede zu. Schränkt man die Betrachtung weiter ein auf höherenergetische Myonen mit einigen GeV, bei denen die Abweichungen von der Lichtgeschwindigkeit unbedeutend werden, so dominieren geometrische Effekte bei großen Schauerzentrumsabständen  $r$ : Ankunftszeitverteilungen der Myonen bilden im wesentlichen das longitudinale Profil ihrer Erzeugungshöhen ab (vgl. Abb. 3.1). Für ein idealisiertes Myon, das in der Schauerachse produziert wird, sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet und keinen Streuprozessen unterworfen ist, kann die Produktionshöhe aus dem Abstand  $r$  zwischen Schauerzentrum und Myondetektion, dem Zenitwinkel  $\theta$  des Schauers und der Differenz zwischen der Ankunftszeit  $\tau_c$  des Schauerzentrums und der Ankunftszeit  $\tau_\mu$  des Myons direkt berechnet werden.

Bei der Rekonstruktion der Myonerzeugungshöhe aus der Myonankunftsrichtung wird als Berechnungsgrundlage entweder der minimale Abstand der Myonrichtung zur rekonstruierten Schauerachse oder der Schnittpunkt der Schauerachse mit der Projektion der Myonrichtung in die von Myondetektionsort und Schauerachse aufgespannte Ebene [DAN94] verwendet.

Auf den ersten Blick erscheinen beide Methoden komplementär: die Ankunftszeiten der Myonen bleiben weitgehend unbeeinflusst von deren Coulomb-Vielfachstreuung in der Atmosphäre, hängen aber direkt von ihren Geschwindigkeiten ab; die Ankunftsrichtungen hingegen werden durch Streuprozesse, nicht aber

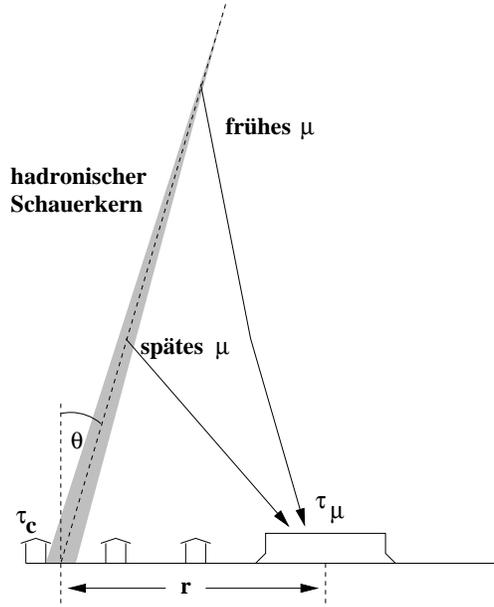


Abb. 3.1: Entstehung von geometrisch bedingten Myonankunftszeit-Verzögerungen. Die horizontalen Ausmaße sind gegenüber den vertikalen vergrößert dargestellt.  $\tau_\mu$  ist die Ankunftszeit eines Myons,  $\tau_c$  die Ankunftszeit des Schauerzentrums,  $\theta$  der Zenitwinkel der Schauerachse und  $r$  der Abstand zwischen Myondetektion und Schauerzentrum.

durch Abweichungen von der Lichtgeschwindigkeit verfälscht. Allerdings nimmt für niedrigere Myon-Energien sowohl die Breite der Lateralverteilung ihrer Vorgänger-Pionen und -Kaonen als auch die Vielfachstreuung zu; zu niedrige Myonenergien betreffen also die Rekonstruktionsgenauigkeit beider Methoden in ähnlicher Weise.

Danilova et al. [DAN94] haben anhand simulierter Schauerdaten untersucht, inwieweit die Rekonstruktionsgenauigkeit der Myon-Erzeugungshöhe durch die Kombination von Zeit- und Winkelmessung verbessert werden kann. Es zeigt sich, daß die Fehler beider Methoden, also Über- bzw. Unterschätzung der wahren Produktionshöhe, so stark miteinander korreliert sind, daß sie durch die Kombination kaum verkleinert werden. Die Einbeziehung typischer experimenteller Fehler in die Simulationsdaten hebt die Korrelationen jedoch zum Teil auf; die TTC-(für „time-track-complementarity“)-Methode liefert dann etwas genauere Werte als die Verwendung von Myonankunftszeiten oder -richtungen allein.

Die Schwellenenergie der in [DAN94] betrachteten Myonen beträgt  $5 \text{ GeV}$ ; für eine experimentelle Situation mit niedrigerer Myonschwelle kann die Korrelation von Zeit- und Richtungsinformation als Energiefilter für die Myonen verwendet werden: je höher die Myon-Energie, desto weniger weichen die aus Richtung und Zeit errechneten Höhen im Mittel voneinander ab. Untersuchungen zu dieser Filtertechnik sind für simulierte Ankunftszeitverteilungen von Myonen ab  $0.8 \text{ GeV}$  in einer späteren Arbeit von Ambrosio et al. [AMB97] durchgeführt worden.

### 3.3 Elongationsrate $D_e$ und Fluktuationen von $X_m$

Die Zusammenhänge zwischen der Elongationsrate  $D_e$  und dem Energieverhalten von Elementzusammensetzung und hadronischer Wechselwirkung sind u. a. in

[LIN77, GAI79] diskutiert worden. Die bereits in Abschnitt 2.1.1 über die Schauerentwicklung vorgestellte Gleichung (2.8) gibt diese Zusammenhänge wieder.

Daneben gibt es theoretische Untersuchungen darüber, inwieweit Fluktuationen  $\sigma(X_m)$  in der Lage des Schauermaximums durch die Elementzusammensetzung beeinflusst werden [GAI82, CHA82]. Gaisser et al. (1982) berechnen bei einer Primärenergie von  $3 \cdot 10^{17}$  eV für Protonen  $\sigma(X_m)_p = 48 \text{ g cm}^{-2}$  und für Eisenkerne  $\sigma(X_m)_{Fe} = 16.5 \text{ g cm}^{-2}$ . Bei der Beobachtung einer gemischten Zusammensetzung tragen die unterschiedlichen typischen  $X_m$  für die einzelnen Komponenten ebenfalls zu den beobachteten Fluktuationen bei: für eine Zusammensetzung der Art p:He:(Mg+CNO):Fe = 50:19:19:12 geben Gaisser et al.  $\sigma(X_m)_{gemischt} = 57 \text{ g cm}^{-2}$  an. Große Fluktuationen können damit sowohl Ausdruck einer Proton-dominierten als auch einer gemischten Zusammensetzung sein, eine Verringerung der Fluktuationen mit dem Anstieg der Primärenergie wäre aber ein Hinweis für die Zunahme des Eisenanteils in der kosmischen Strahlung.

Direkte Vergleiche von Myonankunftszeitverteilungen mit Modellvorhersagen zum hochenergetischen hadronischen Wechselwirkungsverhalten sind von Kakimoto et al. [KAK86] durchgeführt worden.

Die direkte Beobachtung des Schauermaximums ist nur mit sehr hochgelegenen Experimenten möglich, die Mehrheit der Detektorfelder beobachtet Schauer jenseits des Maximums ihrer Entwicklung. Aus der Bestimmung der Abhängigkeit der Meßgrößen von der Dicke der durchquerten Atmosphäre lassen sich jedoch indirekt Aussagen über  $D_e$  und  $\sigma(X_m)$  gewinnen. Wir beschreiben hier ein Verfahren, das von Linsley [LIN77] vorgeschlagen worden ist; die Bedingungen zu seiner Durchführung haben R. Walker und A. A. Watson [WAL81] im Zusammenhang mit einer  $D_e$ -Messung mit Daten des Haverah-Park-Experiments untersucht.

Wir benötigen eine experimentell zugängliche Meßgröße, von der angenommen werden kann, daß sich die Änderung der Primärenergie  $E_0$  auf sie nicht direkt, sondern nur über die Änderung der Lage des Schauermaximums  $X_m$  auswirkt. Walker und Watson verwenden die Signalanstiegszeiten  $T_{50}$  in abgeschirmten Wasser-Čerenkov-Detektoren ( $E_{thr} = 0.45 \text{ GeV}$  für Myonen) von 10 % auf 50 % der Gesamtamplitude. Durch Erweiterung mit Ableitungen kann die Definition von  $D_e$  ( $D_e = \partial X_m / \partial \ln E_0$ ) zunächst umgeformt werden in

$$\left. \frac{\partial T_{50}}{\partial \ln E_0} \right|_X = D_e \left. \frac{\partial T_{50}}{\partial X_m} \right|_{E_0}. \quad (3.1)$$

Da nicht  $\partial T_{50} / \partial X_m$ , sondern nur  $\partial T_{50} / \partial X$  experimentell zugänglich ist, brauchen wir einen Ansatz der Form  $T_{50} = T_{50}(f(X, X_m))$ . Mit

$$F = -\frac{\partial f}{\partial X_m} \left( \frac{\partial f}{\partial X} \right)^{-1} \quad (3.2)$$

ergibt sich

$$\left. \frac{\partial T_{50}}{\partial \ln E_0} \right|_X = -F D_e \left. \frac{\partial T_{50}}{\partial X} \right|_{E_0}. \quad (3.3)$$

Die atmosphärische Tiefe eines ortsfesten Experiments hängt für einen individuellen Schauer von dessen Zenitwinkel  $\theta$  ab:

$$X = \frac{X_v}{\cos \theta}, \quad (3.4)$$

$X_v$  ist dabei die Tiefe bei senkrechtem Einfall, sie liegt für Haverah Park bei  $1020 \text{ g/cm}^2$ . Der Zusammenhang zwischen Meßgröße und atmosphärischer Tiefe

läßt sich so näherungsweise durch

$$\left. \frac{\partial T_{50}}{\partial X} \right|_{E_0} \approx \frac{1}{X_v} \left. \frac{\partial T_{50}}{\partial \sec(\theta)} \right|_{E_0} \quad (3.5)$$

bestimmen; allerdings weisen Walker und Watson darauf hin, daß sich bei schrägem Einfall neben der absoluten atmosphärischen Tiefe auch die Skalierung der Atmosphäre ändert. Sie untersuchen daher alternativ die Variation von  $T_{50}$  mit dem Luftdruck, dessen Änderung den vertikalen Abstand der atmosphärischen Isobaren in erster Näherung konstant läßt, und berechnen daraus einen Korrekturfaktor  $C$  für die Beziehung (3.5):

$$\left. \frac{\partial T_{50}}{\partial X} \right|_{E_0} = (1.43 \pm 0.17) \frac{1}{X_v} \left. \frac{\partial T_{50}}{\partial \sec(\theta)} \right|_{E_0} \quad (3.6)$$

Anhand des Vergleichs von Werten für  $T_{50}$  in 3 verschiedenen Zenitwinkel-Bereichen testen sie zudem die beiden Hypothesen  $f_1 = f(X/X_m)$  und  $f_2 = f(X - X_m)$  für den Ansatz in Gleichung (3.3). Das Verhältnis der 3 Werte zueinander führt auf den Schluß, daß  $T_{50}$  eher mit der Differenz denn mit dem Verhältnis zwischen  $X$  und  $X_m$  skaliert. Walker und Watson berechnen unter Einbeziehung von  $C = 1.43 \pm 0.17$  und  $F = 1$  aus den Abhängigkeiten der Signalanstiegszeiten von  $\ln E_0$  und  $\sec(\theta)$  mit Gleichung (3.3) für den Energiebereich von  $2 \cdot 10^{17} \text{ eV}$  bis  $10^{20} \text{ eV}$  eine mittlere Elongationsrate von  $70 \pm 5 \text{ g/cm}^2$ .

In einer späteren Arbeit von Blake et al. [BLA90], ebenfalls mit Haverah-Park-Daten, werden als Meßgröße die Signalanstiegszeiten  $T_{70}$  in den Wasser-Čerenkov-Dektoren von 20 % auf 70 % verwendet. Blake et al. wiederholen die Analyse von Walker und Watson und finden dabei insbesondere einen wesentlich größeren Fehler im Korrekturfaktor für die Umrechnung der  $\sec(\theta)$ - in die  $X$ -Abhängigkeit von  $T_{70}$ :  $C = 1.81 \pm 0.71$ . Sie untersuchen zudem die Fluktuationen von  $X_m$  mit Hilfe der Beziehung

$$\frac{\sigma(T_{70})}{\sigma(X_m)} = \left. \frac{\partial T_{70}}{\partial X_m} \right|_{E_0}, \quad (3.7)$$

die sich mit der von Walker und Watson übernommenen Hypothese  $T_{70} = T_{70}(X - X_m)$  wieder umrechnen läßt in

$$\begin{aligned} \sigma(X_m) &= \frac{\sigma(T_{70})}{(\partial T_{70}/\partial X_m)|_{E_0}} \\ &= \frac{\sigma(T_{70}) X_v}{1.81(\pm 0.71) (\partial T_{70}/\partial \sec(\theta))|_{E_0}} \end{aligned} \quad (3.8)$$

(bei Blake et al. fehlt in der entsprechenden Formel, offensichtlich durch ein Versehen, der Bruchstrich).

Blake et al. bestimmen anhand von Gleichung (3.8) aus  $\sigma(T_{70}) = 4 \text{ ns}$  eine Fluktuation der Lage des Schauermaximums von  $\sigma(X_m) = 58 \pm 23 \text{ g/cm}^2$ .

Die Basisgrößen beider Analysen,  $\partial T/\partial \sec(\theta)$ ,  $\partial T/\partial \ln E_0$  und  $\sigma(T)$  sind alle vom Abstand der Myondetektion zum Schauerzentrum abhängig; die Auswertungen in [WAL81] beziehen sich auf einen Abstandsbereich von 300 - 1500 m, die in [BLA90] auf 100 - 500 m. Die  $r$ -Abhängigkeit von  $\partial T/\partial \sec(\theta)$  wird anhand von KASCADE-Daten in Abschnitt 7.4 näher untersucht.

# Kapitel 4

## KASCADE

### 4.1 Experimenteller Aufbau

KASCADE [DOL90, KLA97] befindet sich am Forschungszentrum Karlsruhe ( $8^\circ$  östlicher Länge,  $49^\circ$  nördlicher Breite) auf einer Höhe von  $110\text{ m}$  über dem Meeresspiegel, was für senkrecht einfallende Schauer bei Normaldruck einer atmosphärischen Tiefe von  $1020\text{ g/cm}^2$  entspricht.

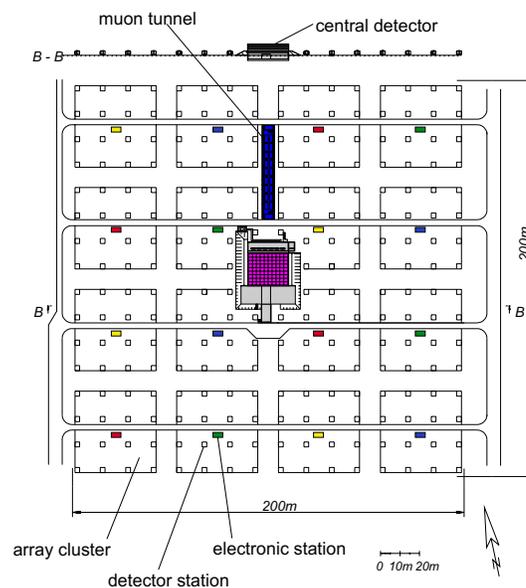


Abb. 4.1: Schematische Aufsicht auf KASCADE: je 16 Detektorstationen des Arrays sind zu einem Cluster zusammengefaßt, im Zentrum ist das Zentraldetektorgebäude und nördlich davon der Myontunnel zu erkennen.

Das Experiment besteht aus einem auf einer Fläche von  $200 \cdot 200\text{ m}^2$  ausgedehnten Detektor-Feld („Array“) aus Elektron/ $\gamma$ - und Myondetektoren und einem  $16 \cdot 20\text{ m}^2$  großen Detektorgebäude im Zentrum („Zentraldetektor“), das ein Hadron-Kalorimeter und weitere Myonendetektoren enthält. Es wird durch einen im Bau befindlichen, langgestreckten Myondetektor („Myontunnel“) ergänzt.

### 4.1.1 Das Array

Zum Array gehören 252 zu 16 Clustern zusammengefaßte Detektorstationen, die auf einem quadratischen Raster im Abstand von jeweils  $13\text{ m}$  angeordnet sind. Im Zentrum fehlen aufgrund des Zentraldetektors 4 Detektorstationen; diese Lücke wird durch das sogenannte „Top-Cluster“ aufgefüllt, das baulich zwar zum Zentraldetektor gehört, aber von seiner Funktion her als Teil des Arrays verstanden werden kann.

Der Aufbau der Detektorstationen ist in Abbildung (4.2) skizziert: im oberen Teil einer aufgestellten Schutzhütte befinden sich bei vollem Ausbau 4 kegelförmige Elektron/ $\gamma$ -Detektoren, darunter ein flacher Myondetektor.

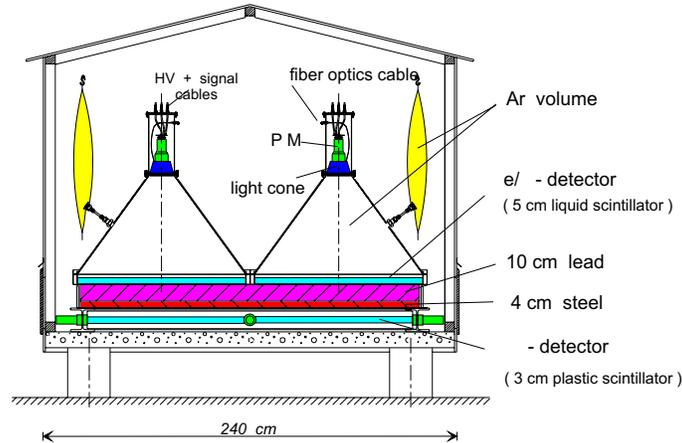


Abb. 4.2: Detektorstation des KASCADE-Arrays.

Ein Elektron/ $\gamma$ -Detektor besteht aus einem innen verspiegelten, kegelförmigen Edelstahl-Behälter mit einem Basisdurchmesser von  $1\text{ m}$ . Er ist mit  $38\text{ l}$  eines organischen Flüssigszintillators gefüllt, die den Boden  $4.8\text{ cm}$  hoch bedecken. An der Spitze des Kegels befinden sich ein Lichtsammler und ein Photomultiplier. Die kegelförmige Lichtsammlung hat gegenüber einer flachen Detektorbauweise den Vorteil, daß die Zeitinformation aus dem Photomultiplier-Signal vom Ort der Szintillation weniger beeinflußt wird. Der Detektor erreicht so eine Zeitauflösung von etwa  $0.8\text{ ns}$ .

Der Myondetektor wird von der elektromagnetischen Schauerkomponente durch  $10\text{ cm}$  Blei und  $4\text{ cm}$  Eisen abgeschirmt, was etwa 20 Strahlungslängen entspricht. Abbildung (4.3) zeigt eine Aufsicht auf den Detektor. Er besteht aus 4 quadratischen Platten Plastikszintillator mit einer Dicke von  $3\text{ cm}$ , die über rings an den Kanten angebrachte Wellenlängenschieber und Photomultiplier ausgelesen werden. Jeder der 4 Photomultiplier sammelt dabei Licht aus zwei Szintillatorplatten. Durch die Kombination der Signale wird eine gute Ortshomogenität der Sensitivität erreicht. Der Detektor weist Myonen mit einer Energie ab etwa  $0.3\text{ GeV}$  auf einer aktiven Fläche von  $3.2\text{ m}^2$  nach.

Um den unterschiedlich breiten Lateralverteilungen der elektromagnetischen und myonischen Schauerkomponente Rechnung zu tragen, existieren die Detektorstationen in zwei verschiedenen Ausführungen: Die Stationen der inneren 4 Cluster enthalten jeweils 4 Elektron/ $\gamma$ - und keine Myondetektoren, die Stationen der äußeren 12 Cluster sind mit je 2 Elektron/ $\gamma$ - und einem Myondetektor ausgerüstet.

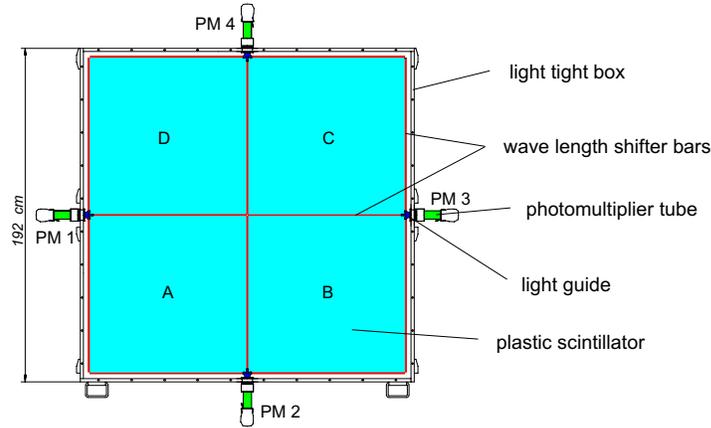


Abb. 4.3: Aufsicht auf die Myon-Szintillatoren einer Array-Detektorstation.

#### 4.1.2 Der Zentraldetektor

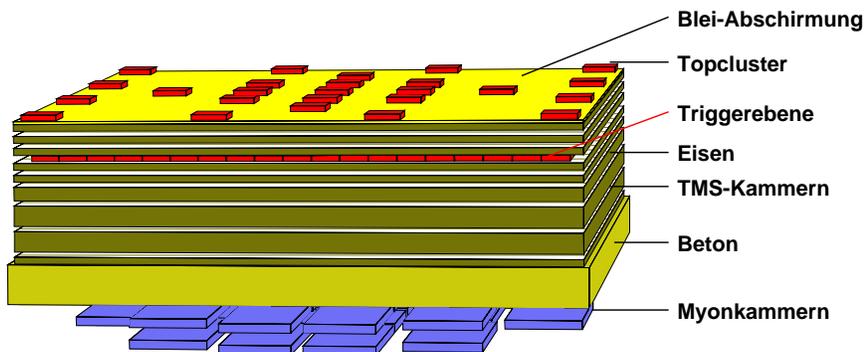


Abb. 4.4: Der KASCADE-Zentraldetektor.

Abbildung (4.4) zeigt eine schematische Ansicht des Zentraldetektors. Er enthält 4 Detektorsysteme:

- das **Hadronkalorimeter**: 10000 Flüssigionskammern in 8 Lagen zwischen 4000 t Stahl als Absorbermaterial,
- die **Triggerebene**: 456 Plastikszintillatoren zur Schauererkennung und Ankunftszeit-Messung von Myonen und Hadronen unterhalb von  $340 \text{ g/cm}^2$  Blei und Stahl ,
- das **Top-Cluster**: 50 Plastikszintillatoren oberhalb des Stahlabsorbers zur Füllung der Detektor-Lücke im Array,
- die **Myonkammern**: 32 Vieldraht-Proportionalkammern (MWPCs) unterhalb des gesamten Absorbers zur Identifikation und Vermessung von Myonen.

### Das Hadronkalorimeter

Das Hadronkalorimeter ist ein Sampling-Kalorimeter<sup>1</sup> mit acht aktiven Detektorlagen. Die Dicke des zwischen den Detektoren liegenden Absorbermaterials beträgt insgesamt  $\approx 1000 \text{ g/cm}^2$ , was etwa 11 hadronischen Wechselwirkungslängen entspricht. Damit werden Hadronen mit Energien bis etwa  $10 \text{ TeV}$  gestoppt. Die Hauptanforderung an die Detektoren dieses Kalorimeters ist ein großer dynamischer Energiebereich, der von der Energiedeposition minimal ionisierender Teilchen (zur Rekonstruktion von Myon-Spuren) bis zu voll aufgeschauerten TeV-Hadronen reichen muß.

Bei KASCADE kommen dazu erstmals in großem Umfang Flüssigionsisationskammern zum Einsatz, die eine größere Massenbelegung haben als herkömmliche gasgefüllte Ionisationskammern; ihr dynamischer Bereich umfaßt 5 Größenordnungen.

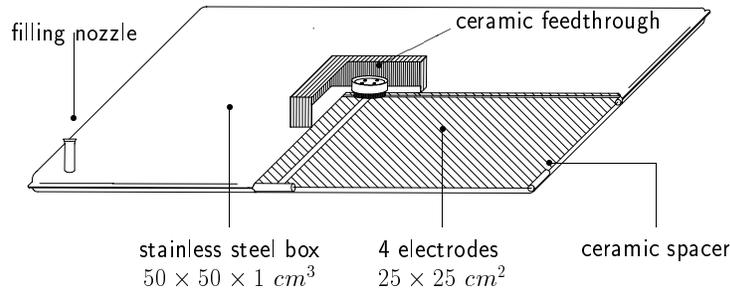


Abb. 4.5: TMS-gefüllte Flüssigionsisationskammer des Zentraldetektors.

Abbildung (4.5) zeigt den schematischen Aufbau einer Kammer: in einem  $1 \text{ cm}$  flachen, quadratischen Edelstahlgehäuse sind vier getrennte Kathodenplatten von jeweils  $25 \text{ cm}$  Kantenlänge mit Keramikisolatoren befestigt. Die Kammer ist mit Tetra-Methyl-Silan ( $\text{Si}(\text{CH}_3)_4$ , TMS) gefüllt. Diese Flüssigkeit zeigt einen guten Elektronentransport und eine geringe Rekombinationsrate für die erzeugten Ladungsträger. Allerdings sind die Anforderungen an ihre Reinheit sehr hoch, da schon geringe Verunreinigungen zu nicht mehr tolerierbaren Rekombinationsraten führen. Die Kammern werden mit einer Hochspannung von ca.  $2000 \text{ V}$  betrieben; ihre Kathodensignale werden von direkt auf dem Edelstahlgehäuse montierten ladungssammelnden Verstärkern vorverstärkt.

Die sensitive Fläche des Kalorimeters beträgt  $320 \text{ m}^2$ , so daß bei zentral treffenden Luftschauern der gesamte hadronische Schauerkern vermessen werden kann. Dabei können aufgrund der feinen Segmentierung der aktiven Lagen einzelne Hadronspuren rekonstruiert und ihre Energie im Bereich zwischen  $100 \text{ GeV}$  und  $10 \text{ TeV}$  mit einer Auflösung von etwa  $10 \%$  bestimmt werden.

Für die vollständige Bestückung der acht aktiven Lagen des Kalorimeters sind insgesamt  $10000$  TMS-Kammern erforderlich, deren mit hohen Reinheitsanforde-

<sup>1</sup> Sampling-Kalorimeter: ein aus alternierenden Schichten von Detektor- und Absorbermaterial aufgebautes Kalorimeter, bei dem die Gesamtenergie eines Teilchens nicht direkt gemessen, sondern aus den Energiedepositionen in den einzelnen Detektorlagen rückgeschlossen wird.

rungen verbundene Herstellung infolge ihrer neuartigen Technologie im Forschungszentrum Karlsruhe erfolgt. Dies bedingt einen Ausbau des Kalorimeters in Stufen, so daß die vollständige Detektorfläche erst zu einem späteren Zeitpunkt erreicht sein wird.

### Die Triggerebene

Die dritte aktive Lage des Kalorimeters besteht nicht aus TMS-Kammern, sondern enthält ein segmentiertes Trigger- und Zeitmessungssystem. Es besteht aus 456 Plastikszintillatoren (je 24 in 19 Reihen) mit einer Fläche von jeweils  $0.45 \text{ m}^2$ . Die Detektoren decken 64 % der Fläche des Hadronkalorimeters ab; sie werden, da sie zusammen mit der zugehörigen elektronischen Datenaufnahmesystem die Grundlage für die Ankunftszeitmessungen dieser Arbeit darstellen, im folgenden Kapitel näher beschrieben.

### Das Top-Cluster

Das Top-Cluster ist aus 50 mit denen der Triggerebene baugleichen Detektoren aufgebaut. Sie befinden sich auf dem Dach des Zentraldetektorgebäudes oberhalb des Abschirmungsmaterials; ihre Anordnung ist in Abb. (4.4) zu erkennen.

### Die Myonkammern

Die 32 Myonenkammern des Zentraldetektors sind ursprünglich für das CELLO-Experiment am DESY gebaut worden [WEN95]. Sie sind wie aus Abbildung (4.4)

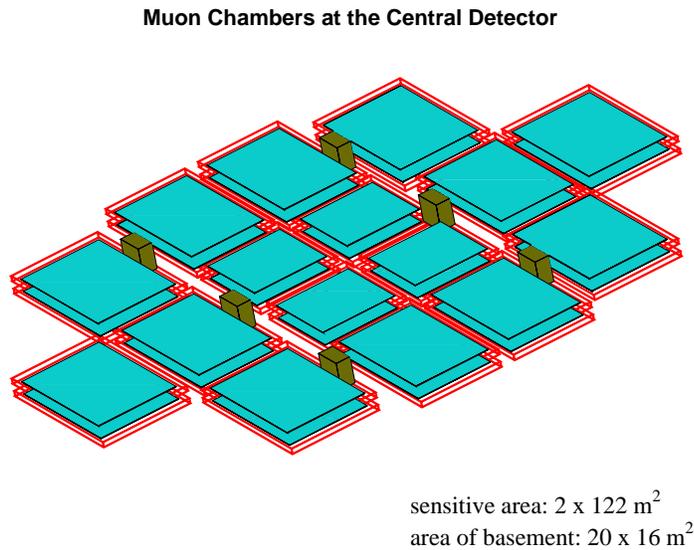


Abb. 4.6: Anordnung der Myonkammern im Keller des Zentraldetektors.

ersichtlich an der Decke des Zentraldetektorkellers unterhalb der gesamten Abschirmung in zwei Lagen im Abstand von  $38 \text{ cm}$  aufgehängt. Es gibt aufgrund der Gegebenheiten bei CELLO drei verschiedene Bauformen der Kammern, die sich in den Ausmaßen unterscheiden. Alle Kammern enthalten in der Mitte eines Gasvolumens von  $16 \text{ mm}$  Dicke längs verlaufende Anodendrähte im Abstand von jeweils  $12 \text{ mm}$

und auf dessen Ober- und Unterseite um  $\pm 34^\circ$  gegen die Richtung der Anoden gekippte Kathodenbänder im Abstand von  $12.6 \text{ mm}$  voneinander. Die Kammern werden mit einem Gemisch aus Argon und Methan betrieben. Sie decken insgesamt eine Fläche von  $122 \text{ m}^2$  ab. Die Energieschwelle von Myonen, die unterhalb der Abschirmung von den Myonkammern detektiert werden können, beträgt etwa  $2 \text{ GeV}$ .

Aus dem vertikalen Abstand der beiden Lagen und der Ortsauflösung der Kammern ergibt sich für Myonen, die in zwei übereinanderliegenden Kammern nachgewiesen werden, eine Winkelauflösung von ca.  $0.5^\circ$ . Diese Winkelauflösung ist ausreichend für die geometrische Korrelation der Myonkammerdaten mit den Daten der Triggerebene, so daß dort nachgewiesene Teilchen von den Myon-Kammern als Myonen oberhalb der Schwelle von  $2 \text{ GeV}$  identifiziert werden können (vgl. dazu Abschnitt 7.1.2).

### 4.1.3 Der Myontunnel

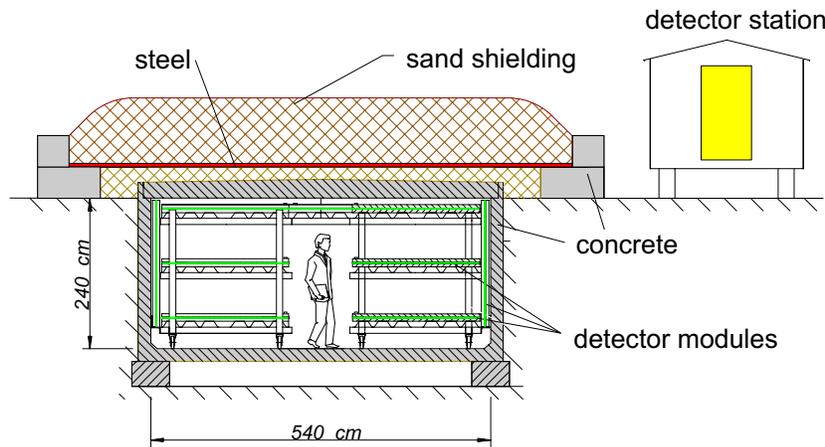


Abb. 4.7: Ansicht der Schmalseite des Myontunnels.

Der  $5.5 \text{ m}$  breite und  $50 \text{ m}$  lange Myontunnel von KASCADE befindet sich noch im Aufbau. Es handelt sich um einen weiteren Detektor für den Nachweis von Myonen mit etwas höherer Energieschwelle ( $0.8 \text{ GeV}$ ) als in den Myondetektoren des Arrays. Anders als dort werden die Myonen im Myontunnel mit Streamer-Kammern ortsaufgelöst registriert, so daß ihre Spur rekonstruiert und mit dem Auftreffwinkel des Schauerkerne korreliert werden kann. Die Streamerkammern haben eine Fläche von  $2$  auf  $4 \text{ m}^2$  und sind in drei horizontalen Lagen im Myontunnel montiert. Außerdem sind die Wände des Tunnels mit senkrecht stehenden Streamer-Kammern abgedeckt, so daß auch flach einfallende Myonen in mehreren Detektoren registriert werden können. Die mit den Kammern erreichbare Winkelauflösung beträgt etwa  $0.5^\circ$ .

## 4.2 Experimentelle Auflösung und Energiebereich von KASCADE

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Auflösungsgrenzen für die Messung von Schauerparametern mit KASCADE ergeben sich größtenteils aus der Analyse si-

mulierter Daten, bei denen ein Vergleich zwischen rekonstruierten und der Simulation zugrundeliegenden Meßgrößen möglich ist. Sowohl die Schauerentwicklung als auch die Antwort aller Einzeldetektoren werden dabei im Detail simuliert, anschließend werden die sich daraus ergebenden Detektor-Rohdaten den gleichen Rekonstruktionsalgorithmen unterworfen wie die experimentellen Daten. Die so erreichten Genauigkeiten sind damit nicht notwendigerweise bereits durch Anordnung und Funktionsweise der Detektorsysteme begrenzt, sondern auch von den verwendeten Rekonstruktionsalgorithmen abhängig und somit mindestens zum Teil noch verbesserungsfähig.

### 4.2.1 Schauersimulationen

Für die Simulation von Luftschauern mit Primärenergien bis  $10^{17}$  eV ist im Rahmen von KASCADE das Programmpaket „Cosmic Ray Simulations for KASCADE“ (siehe [CAP92], [KNA93] und dortige Referenzen) entwickelt worden. CORSIKA verfolgt bei der Simulation eines Schauers sämtliche erzeugten Teilchen<sup>2</sup> bis zu Energieschwellen, die den Detektionsschwellen von KASCADE entsprechen. Für die elektromagnetische Komponente besteht neben dieser detaillierten Simulation mit Hilfe des EGS4-Algorithmus auch die Möglichkeit, die elektromagnetische Lateralverteilung lediglich analytisch auf der Basis der NKG-Formel (GL. (2.4)) zu beschreiben.

Für hadronische Wechselwirkungen oberhalb von 80 GeV kann zwischen dem schnelleren HDPM- und dem detaillierteren VENUS-Algorithmus gewählt werden, unterhalb dieser Energie wird der GEISHA-Algorithmus verwendet. Bei der Simulation der hadronischen Kaskade sind neben Nukleonen, Pionen und Kaonen auch schwerere Mesonen, Nukleonresonanzen und Hyperonen mit berücksichtigt.

Die Ausgabedaten von CORSIKA sind Art, Ort, Impulsvektor und Anzahl der Vorgänger („Generation“) der Schauerteilchen auf einer vorgegebenen Beobachtungshöhe. Für die Myonen kann daneben die Erzeugungshöhe mitgespeichert werden. Um simulierte Schauer unter Berücksichtigung der Detektoreigenschaften mit gemessenen vergleichen zu können, ist eine Verfolgung der von CORSIKA berechneten Schauerteilchen durch die Detektoren von KASCADE mit dem auf den GEANT-Algorithmus<sup>3</sup> basierenden Programmpaket CRES erforderlich.

### 4.2.2 Energiebereich

Der Energiebereich, innerhalb dessen KASCADE sensitiv für kosmische Strahlung ist, wird nach unten durch die Teilchenzahl in Einzelschauern und nach oben durch die Rate der Schauer, die das Detektorfeld bzw. den Zentraldetektor treffen, begrenzt.

Die Teilchenzahl eines Schauers bestimmt die Wahrscheinlichkeit, mit der eine der Triggerbedingungen des Detektorsystems erfüllt wird. Derzeit existieren drei Triggerbedingungen, die alle eine Mindestanzahl („Multiplizität“) von Signalen bestimmter Detektoren oberhalb der jeweiligen Schwellwerte fordern:

- eine Kombination aus den Multiplizitäten der Elektron/ $\gamma$ -Detektoren der inneren und äußeren Cluster des Arrays („Array-Trigger“),
- eine Multiplizität von Detektoren der Triggerebene („Zentraldetektor-Trigger“) und
- eine Multiplizität von Detektoren des Top-Clusters („Top-Cluster-Trigger“).

<sup>2</sup>Zerfalls-Neutrinos können wahlweise verworfen oder mitverfolgt werden.

<sup>3</sup>GEANT: Programmpaket der CERN-Software für die Monte-Carlo-Simulation von Teilchen in Detektoranordnungen [CER94].

Das Top-Cluster besitzt die höchste Detektordichte für die elektromagnetische Schauerkomponente. Sein Trigger hat deshalb lokal die größte Empfindlichkeit: die Energieschwelle liegt bei einigen  $10^{13}$  eV. Im Array und der Triggerebene werden je nach den eingestellten Triggermultiplizitäten Schauer ab einigen  $10^{14}$  eV registriert. Aus dem gemessenen Energiespektrum der kosmischen Strahlung und den Flächen von KASCADE ergeben sich für einen Raumwinkel von  $1$  sr folgende Ereignisraten [GAB92] (die mögliche Rekonstruktion von Schauern, deren Zentrum neben dem Detektorfeld liegt, ist dabei nicht berücksichtigt):

$E_0$	$> 10^{15}$ eV	$> 10^{16}$ eV	$> 10^{17}$ eV
Zentraldetektor	40 / d	0.8 / d	3 / y
Array	5000 / d	100 / d	1 / d

### 4.2.3 Rekonstruktion von Schauerfront und Teilchenzahlen

Die Rekonstruktion von Schauerfront und Teilchenzahlen ist die wesentliche Aufgabe des Array-Detektors von KASCADE. Die Schauerrichtung, das Schauerzentrum und dessen Ankunftszeit sowie die lateralen Verteilungen von elektromagnetischer Komponente und Myonen werden vom Array bestimmt und gehen als Basisgrößen in viele Analyse-Methoden, unter anderem in die Analyse der Myonankunftszeiten im Zentraldetektor, ein. Für die Rekonstruktion der Schauerfront werden mehrere Algorithmen getestet; die momentan besten Werte für die Rekonstruktionsgenauigkeit bei Schauern mit mehr als  $10^5$  elektromagnetischen Teilchen (entsprechend einer Energie von etwa  $10^{15}$  eV) sind [KLA97]:

Winkelauflösung	$\sigma = 0.3^\circ$
Bestimmung des Schauerzentrums	$\sigma = 2.5$ m
Zahl der $e^\pm, \gamma$	8 %
Zahl der Myonen	16 %
Age-Parameter	7 %

## 4.3 Messung von Myonankunftszeitverteilungen mit KASCADE

Die Interpretation von Myonankunftszeitverteilungen hinsichtlich der longitudinalen Schauerentwicklung (vgl. Abschnitt 3.2) geht davon aus, daß die Ursache für die ihre Verzögerung gegenüber der Schauerfront vor allem geometrisch bedingt ist. Voraussetzung dafür sind möglichst hohe Myonenergien, die Lorentzeffekte unbedeutend machen, und die Detektion der Myonen in möglichst großen Abständen vom Schauerzentrum, wo sich unterschiedliche Erzeugungshöhen stärker auf die Ankunftszeiten auswirken.

Die höchste im Experiment verfügbare Myonenergieschwelle haben die Vieldraht-Proportionalkammern im Keller des Zentraldetektors mit  $E_{thr} \approx 2$  GeV. Sie selbst messen zwar keine Zeiten, mit der aus ihren Daten rekonstruierten Richtungsinformation ist es jedoch möglich, die von ihnen identifizierten Myonen auf die Höhe des Trigger- und Zeitmessungssystems zurückzuverfolgen und mit den Zeitinformationen der getroffenen Triggerdetektoren zu verknüpfen. Auf diese Weise ist die Detektion von Myonen mit Energien oberhalb von 2 GeV mit einer Zeitauflösung von  $\sigma \approx 2$  ns möglich.

Allerdings sind die Myonankunftszeitmessungen mit dem Zentraldetektor von KASCADE im Hinblick auf den maximalen Abstand zum Schauerzentrum  $r_{max}$

relativ beschränkt. Die in Abschnitt 4.2.3 genannte Genauigkeit für die Rekonstruktion der Schauerzentrums-Position ist nur bei einer Detektion des Zentrums innerhalb vom Array mit  $r_{max} \approx 90 \text{ m}$  erreichbar. Für die Analyse der Ankunftszeitverteilungen (Kapitel 7) verwenden wir Schauer bis zu  $r_{max} = 200 \text{ m}$ , deren Zentren also zum Teil weit außerhalb des Arrays von KASCADE rekonstruiert werden. Trotzdem sind solche Schauerzentrumsabstände noch bedeutend kleiner als etwa die der in [WAL81] und [BLA90] untersuchten Schauer (vgl. Abschnitt 3.3), so daß für den Vergleich der KASCADE- mit den dortigen Daten eine Extrapolation der KASCADE-Ergebnisse zu größeren  $r$  erforderlich ist.

# Kapitel 5

## Das Trigger- und Zeitmessungssystem

Für die Schauererkennung und die Messung von Teilchenankunftszeiten benötigt der Zentraldetektor ein separates Detektorsystem, da weder die Flüssigionisationskammern des Hadronkalorimeters noch die Vieldraht-Proportionalkammern zum Myonennachweis über die dazu erforderliche Zeitauflösung verfügen. Die Detektoren dieses Systems (der Triggerebene) sind am Forschungszentrum Karlsruhe entwickelt worden. Seine elektronische Instrumentierung, die Kalibrierung insbesondere hinsichtlich der Zeitmessung und die Programmierung der Datenaufnahmesoftware bilden (neben anderen) die unmittelbaren Voraussetzungen für die Untersuchung von Myonankunftszeitverteilungen in dieser Arbeit.

Vorstudien für das Design der Triggerdetektoren sind in [HAN91] beschrieben. Ein Vergleich der realisierten mit alternativen Bauformen findet sich in [FEU92], die detaillierte Konstruktion in [AMA95] und eine Untersuchung der Eigenschaften der realisierten Triggerdetektoren ist in [FES97] referiert. Wir geben daher nur die wesentlichen Merkmale und Eigenschaften wieder.

Die Entwicklungsarbeit an der Elektronik zur Triggerebene ist nach früheren Vorstudien 1992 von M. Brendle am Physikalischen Institut der Universität Tübingen begonnen worden, von ihm stammen die wesentlichen Konzepte und der modulare Aufbau der Elektronik. Beim Beginn dieser Arbeit im Herbst 1993 waren die ersten Entwürfe für die Module der Basisrates<sup>1</sup> weitgehend abgeschlossen; die weitere Hardwareentwicklung – Platinenlayout, Tests und Inbetriebnahme der Basisrates, Konzeption und Entwicklung des zentralen Crates sowie die Organisation der Serienfertigung – ist in enger Zusammenarbeit mit M. Brendle erfolgt. Die Stromversorgungseinheiten und eine unabhängige Elektronik zur Überwachung von Betriebsspannungen und Temperaturen sind von B. Luley ab Herbst 1994 im Rahmen seiner Diplomarbeit [LUL95] aufgebaut worden. Seit dem Frühjahr 1995 ist bei KASCADE ein Prototyp-Basisrate in Betrieb, im Spätherbst 1995 wurde der Aufbau der gesamten Elektronik für die Triggerebene im wesentlichen abgeschlossen.

### 5.1 Das Detektorsystem

Die Detektoren der Triggerebene befinden sich im Eisenstapel des Hadronkalorimeters unter  $60 \text{ g/cm}^2$  Blei und  $280 \text{ g/cm}^2$  Eisen, so daß die elektromagnetische Komponente vollständig abgeschirmt ist und die Schauerentwicklung von Hadronen bereits eine deutliche Unterscheidung von Hadronen und Myonen erlaubt.

---

<sup>1</sup>Die Triggerelektronik ist aus 8 Basis- und einem zentralen Crate aufgebaut.

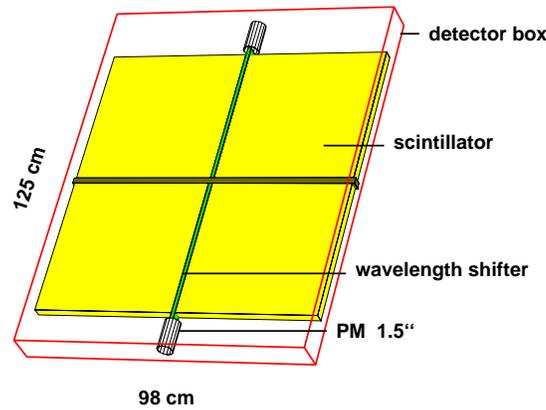


Abb. 5.1: Schematische Darstellung eines Paares von Triggerdetektoren

Abbildung (5.1) zeigt den schematischen Aufbau eines Detektorpaares der Triggererebene. Die Randbedingungen bei den Vorstudien [HAN91] zu diesem Detektorlayout waren das durch die Einbauvorrichtungen für die TMS-Kammern vorgegebene horizontale Raster, die geringe zulässige Bauhöhe ( $10\text{ cm}$ ) und finanzielle Aspekte. Bei der Wahl von Materialien und Photomultipliern lehnt sich die Konstruktion der Triggerdetektoren an die früher entwickelten Myondetektoren des Arrays an.

Die beiden in einem Aluminiumgehäuse zusammengefaßten, aber optisch getrennten Detektoren bestehen aus jeweils zwei quadratischen Plastikszintillatorplatten (NE114) von  $3\text{ cm}$  Dicke und  $47.5 \cdot 47.5\text{ cm}^2$  Fläche, die über einen zwischen beiden Platten verlaufenden,  $1\text{ cm}$  breiten Wellenlängenschieber (NE174A) und einen  $1.5''$ -Photomultiplier (EMI 9902) ausgelesen werden. Die Kanten der Szintillatorplatten sind, um möglichst gute Totalreflexion zu erzielen, hochglanzpoliert; die äußere, dem Wellenlängenschieber gerade gegenüberliegende Kante ist zudem mit weißer Dispersionsfarbe bestrichen, da diffuse Reflexion kleine Ausfallwinkel, unter denen Photonen von dieser Kante aus leicht in den Wellenlängenschieber gelangen, begünstigt. Zwischen den Szintillatorplatten und dem Wellenlängenschieber klafft ein Luftspalt von  $0.5\text{ mm}$  Breite, so daß das dort isotrop reemittierte Licht durch Totalreflexion im Wellenlängenschieberstab gehalten werden kann. Der gesamte Aufbau ist in Aluminiumfolie und eine schwarze Abdeckfolie eingeschlagen. Zur optischen Ankopplung des Photomultipliers wird eine formbeständige Silikon-Vergußmasse (Sylgard 184) verwendet [FEU92]. Direkt vor der Kathode des Photomultipliers, neben dem Wellenlängenschieber, ist eine LED montiert; die LEDs beider Detektoren sind ohne Vorwiderstände parallel geschaltet und können über ein gemeinsames Signalkabel angesteuert werden. Die Kabel für LED- und Anodensignal haben einen Wellenwiderstand von  $50\ \Omega$  und für alle Triggerdetektoren eine Länge von über  $30\text{ m}$ , was zu einer nicht vernachlässigbaren Dispersion der Signale führt. Sowohl die Szintillationseigenschaften der Szintillatorplatten als auch die Verstärkungen der Photomultiplier unterliegen Exemplarstreuungen; um diese auszugleichen, werden die Hochspannungsversorgungen der Photomultiplier individuell zwischen  $1200$  und  $1600\text{ V}$  eingestellt, so daß gleiche Energiedepositionen in etwa zu gleichen Ladungsmengen an den Photomultiplieranoden führen.

Die intrinsische Zeitaufösung eines Detektors beträgt bei leading-edge-Diskrimination  $\sigma \approx 1.6\text{ ns}$  [FEU92]. Die einer bestimmten Energiedeposition entsprechende Ladungsmenge an der Anode schwankt je nach Ort der Deposition um  $\pm 4.5\%$ .

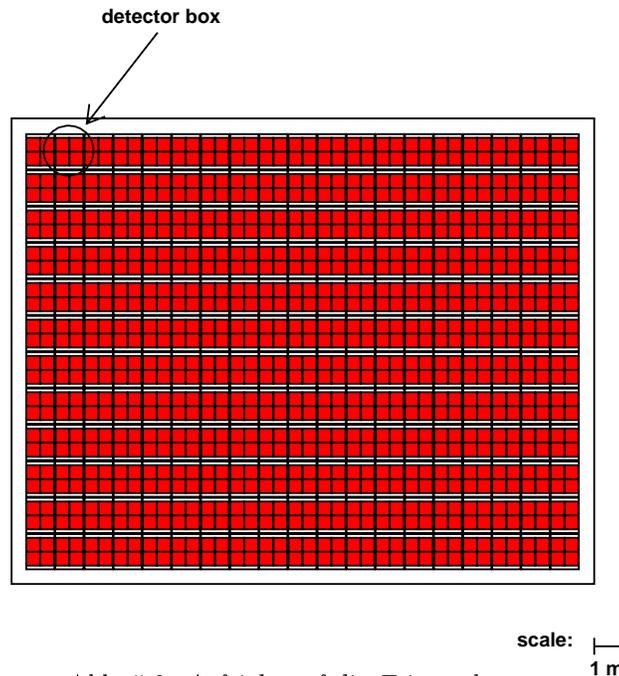


Abb. 5.2: Aufsicht auf die Triggerebene.

Die 456 Detektoren der Triggerebene sind in 19 Reihen zu je 24 angeordnet und decken 64 % der Fläche des Hadronkalorimeters ab (vgl. Abb. 5.2).

## 5.2 Anforderungen an die Triggerelektronik

Die Anforderungen an die Triggerelektronik haben sich erst allmählich im Zusammenhang mit der Entwicklung der Triggerebene und des übrigen Zentraldetektors herausgebildet. Die jetzige Realisierung der Triggerelektronik beruht auf den folgenden Aufgaben und Rahmenbedingungen:

- Erzeugung von Triggersignalen bei einer  $m$ -aus- $n$ -Koinzidenz von Myonen („Myon-Trigger“) oder beim Auftreten eines einzelnen hochenergetischen Hadrons („Hadron-Trigger“) innerhalb von  $300 \text{ ns}$ ,
- Bestimmung der Energiedeposition in den Triggerdetektoren mit einem dynamischen Bereich  $> 1000$ ,
- Bestimmung der Ankunftszeiten von Teilchen eines Schauers mit einer Auflösung von  $\approx 2 \text{ ns}$  innerhalb von  $800 \text{ ns}$  nach Eintreffen der Schauerfront,
- Auslese der Daten für ca.  $1 \text{ Hz}$  Ereignisrate bei möglichst kleinen Totzeiten,
- Bestimmung der Totzeit der Triggererzeugung,
- Annahme und Weitergabe von externen Triggersignalen,
- Automatische Überwachung und Steuerung der relevanten elektronischen Parameter,
- Verwendbarkeit aller Module für das Top-Cluster,

- Einbindung in das für die Datenaufnahme des gesamten Experiments vorgesehene Transputer<sup>2</sup>-Netzwerk,
- kostengünstige Realisierung.

### 5.3 Konzeption der Triggerelektronik

Aus den oben genannten Anforderungen ergeben sich einige konzeptionelle Leitlinien für die Entwicklung der Triggerelektronik:

Bei elektronischen Systemen, die komplexe Funktionen für eine große Anzahl gleichartiger Kanäle zur Verfügung stellen, gibt es zwei alternative Prinzipien für die Aufteilung der erforderlichen Schaltkreise auf Baugruppen: bei der horizontalen Integration werden gleichartige Systemkomponenten für möglichst viele Kanäle auf einer Baugruppe oder in einem Crate zusammengefaßt; bei der vertikalen Integration dagegen befindet sich ein möglichst großer Teil der Funktionen für einen oder wenige Kanäle auf einer Baugruppe.

Horizontale Integration hat den Vorteil, daß die optimale Betriebsumgebung (Betriebsspannungen, Störeinflüsse, Temperaturstabilität usw.) für die jeweils zusammengefaßten Komponenten besser oder leichter gewährleistet werden kann. Die vertikale Integration bietet dagegen die Möglichkeit, einen Großteil der Signalwege, die bei horizontaler Integration zwischen einzelnen Baugruppen bzw. Crates erforderlich sind, innerhalb der jeweiligen Subsysteme zu halten. Sie vermindert damit Bezugspotentialunterschiede für die Signale, spart Leitungstreiber (verbunden mit Kosten und Betriebsleistungsverbrauch) und erleichtert Reparaturen, da nur wenige Verbindungen beim Austausch von Baugruppen gelöst werden müssen. Zudem sind vom Ausfall einzelner Baugruppen im Gegensatz zu horizontal integrierten Systemen u. U. nur wenige Kanäle betroffen.

Aufgrund der Kosten- und Reparatur erleichterungsargumente ist die Triggerelektronik nach dem Prinzip der vertikalen Integration aufgebaut: Alle für die Digitalisierung von Energie- und Zeitinformation notwendigen Schaltkreise sind für jeweils 4 Kanäle auf einer Baugruppe und für jeweils 60 Kanäle in einem 19"-Überrahmen („Basiscrate“) zusammengefaßt. Für die Ausrüstung der Triggerebene sind 8 solcher Basiscrates erforderlich. Um deren Parallelität zu nutzen, findet ein Großteil der Verarbeitung der Daten und die automatische Kontrolle von elektronischen Parametern innerhalb der Basiscrates statt; wegen ihrer weitgehenden Autonomie verbleiben nur wenige nicht aufteilbare Aufgaben wie Zusammenführung der Daten, Takt- und Triggererzeugung für ein übergeordnetes, zentrales Crate.

Sowohl die Basiscrates als auch das zentrale Crate sind mit einem Transputer ausgestattet. Der Entscheidung, Transputer für die Datenaufnahme von KASCADE zu verwenden und damit auch für die Triggerelektronik nahezulegen, liegen vergleichbare Anforderungen aus den anderen Teilsystemen des Experiments zugrunde: diese Mikroprozessoren unterstützen durch ihre 4 integrierten bidirektionalen seriellen Schnittstellen („Transputerlinks“) und eine auf parallele Verarbeitung von Prozessen abgestimmte Architektur einen nicht von vornherein festgelegten Aufbau und die asynchrone Zusammenarbeit zwischen den Basiscrates und dem zentralen Crate.

Die Triggerelektronik enthält neben den geforderten primären Funktionen (Triggererzeugung, Messung von Energiedepositionen und Ankunftszeiten) umfangreiche Überwachungs- und Regelungsfunktionen, die ihre Komplexität wesentlich erhöhen. Diese Funktionen werden aufgrund der vorgesehenen Laufzeit des Experiments von etlichen Jahren für notwendig erachtet: wichtig ist dabei nicht nur eine geringe

---

<sup>2</sup>Transputer: Mikroprozessor der Firma Inmos, der speziell auf die Erfordernisse von Parallelverarbeitung in einem Netzwerk aus Prozessoren ausgerichtet ist.

Ausfallwahrscheinlichkeit, wie sie bei einem einfacheren System leichter gewährleistet werden könnte, sondern vor allem das frühzeitige Erkennen von Fehlfunktionen und die Reaktion auf allmähliche, schleichende Veränderungen in einzelnen Detektorkanälen, wie sie die Überwachungs- und Regelungsfunktionen ermöglichen. Ihre Realisierung stellt allerdings Anforderungen an die Digitalisierung der Detektordaten, die sich nicht zwingend aus den primären Funktionen ergeben: jeder Detektorkanal muß die Digitalisierung seiner Daten selbst und unabhängig von der Detektion eines Schauers auslösen können (vgl. Abschnitt 5.6.1); die Digitalisierung darf, weil sie nicht nur im Fall eines Schauers, sondern bei jedem Einzelereignis in einem Detektor durchgeführt wird, nur kleine Totzeiten ( $< 1 \mu s$ ) bewirken.

Die Entscheidung für die Verwendung von Modulen der Triggerelektronik für das Top-Cluster fiel erst, als deren Entwicklung weitgehend abgeschlossen war. Um den zusätzlichen Aufwand für die Instrumentierung des Top-Clusters möglichst klein zu halten und die Austauschbarkeit von Modulen zwischen beiden Systemen zu gewährleisten, ist die Triggerelektronik für das Top-Cluster unverändert übernommen worden, obwohl sie für die dortigen Erfordernisse zum Teil überdimensioniert und nicht optimal angepaßt ist.

Um Bestückung, Tests und Reparaturen einfach zu halten, sind die einzelnen Module der Triggerelektronik weitgehend in bedrahteter Bauweise gefertigt; alle ICs befinden sich in Steckfassungen und für die Logik werden weitgehend CPLDs<sup>3</sup> verwendet. Lediglich die empfindlichen Anlogschaltkreise für die Signalverstärkung und die Zeit-zu-Amplituden-Konversion sind aufgrund deren besserer elektrischer Eigenschaften in SMD-Technik<sup>4</sup> ausgeführt. Durch ein sorgfältiges Platinenlayout war es möglich, alle Platinen zweilagig zu halten und dadurch Herstellungskosten zu sparen.

## 5.4 Aufbau

Die elektronische Ausrüstung der Triggerebene umfaßt neben dem eigentlichen Datenaufnahmesystem einen Pulsgenerator zur Ansteuerung der LEDs in den Triggerdetektoren und Module zur Spannungsversorgung, in die eine automatische Überwachung von Betriebsspannungen und Temperaturen integriert ist. Die Spannungsversorgungs- und -überwachungselektronik ist in der Diplomarbeit von B. Luley [LUL95] beschrieben worden und soll deshalb hier nur am Rand Erwähnung finden.

### 5.4.1 Baugruppen

Datenaufnahmesystem und Pulsgenerator bestehen aus 14 verschiedenen Baugruppen, die in Tabelle 5.1 aufgelistet sind.

Abbildung 5.3 zeigt die Anordnung der Baugruppen in ihren jeweiligen Crates. Die 15 TRIG1-Baugruppen eines Basisrates besitzen Adressen von 0 bis 14, die durch ihren Steckplatz im Baugruppenträger gegeben sind.

### 5.4.2 Datenwege

Innerhalb der Crates sind die einzelnen Module durch Rückwandverdrahtungen miteinander verbunden. Tabelle 5.2 zeigt die auf den Rückwänden befindlichen Datenbusse. Die LEDP2-Baugruppen sind über einen externen Parameterbus mit den TRIG2-Baugruppen verbunden, dessen Protokoll dem des internen Parameterbusses der Basisrates entspricht.

<sup>3</sup>CPLD: Abk. für „Complex Programmable Logic Device“.

<sup>4</sup>SMD: Abk. für „Surface Mounted Device“.

Modul	Anzahl	Funktionen	Ort
TRIGA	456/50	Signalverstärkung, Diskriminatoren, TAC	SMD-Hucke- backplatine auf TRIG1
TRAMP <sup>a</sup>	9/2	„TRAnsputer with Memory and Peripheral bus“	Huckepackpla- tine auf TRIG2, TRIG7
TRIG1	114/13	Socket für 4 TRIGA-Baugruppen, ADCs, Triggersignal-Erzeugung, DACs für Diskriminatorschwellen, DACs zur TAC-Kalibrierung, Schnittstellen für Schauerdaten-, Überwachungsdaten- und Parameter- Übertragungen zur TRIG2-Baugruppe	Basisrate
TRIG2	8/1	Basisrate-TRAMP, Zähler für Detektor-Zählraten, Taktverteilung, Triggersignal-Eingang, Schnittstellen zu TRIG1, zentralem Crate und LEDP2-Baugruppe	
TRIG3	8/1	Zusammenfassung der Trigger- signale des Basisrates	
TRIG4	1/1	<i>m</i> -aus-456-Koinzidenz	zentrales Crate
TRIG5	1/1	Oder-Verknüpfung der Hadron-Triggersignale	
TRIG6	1/1	Trigger-Logik, Trigger-Verzögerung, Trigger-Verriegelung, Totzeit-Messung	
TRIG7	1/1	TRAMP des zentralen Crates, Takterzeugung, Triggerdatierung, Schnittstellen zu TRIG2, TRIG4, TRIG6 und dem übergeordnetem Transputer	
TRIG8	1/1	Verteilung des Takt-Signals an die Basisrates	
TRIG9	1/1	Verteilung des Trigger-Signals an die Basisrates	
TRIG10	1/1	direkte Myon- und Hadron-Trigger- Ausgänge (Umgehung der Triggerlogik)	
LEDP1	1 <sup>b</sup>	Erzeugung von kohärenten und inkohärenten Triggersignalen für die LEDP2-Baugruppen, Durchlaufzeit-Stabilisierung	Pulsgenerator
LEDP2	8/1	LED-Puls-Ausgänge für die Detektoren eines Basisrates, Schnittstelle zur Steuerung durch die TRIG2-Baugruppe	

Tab. 5.1: *Module der Triggerelektronik: die Anzahlen beziehen sich auf die Trigger-ebene bzw. das Top-Cluster.*

<sup>a</sup>Diese Platine wurde in der HPE des Forschungszentrums Karlsruhe von H. Bormann entwickelt [BOR92].

<sup>b</sup>Für Triggerebene und Top-Cluster gemeinsam.

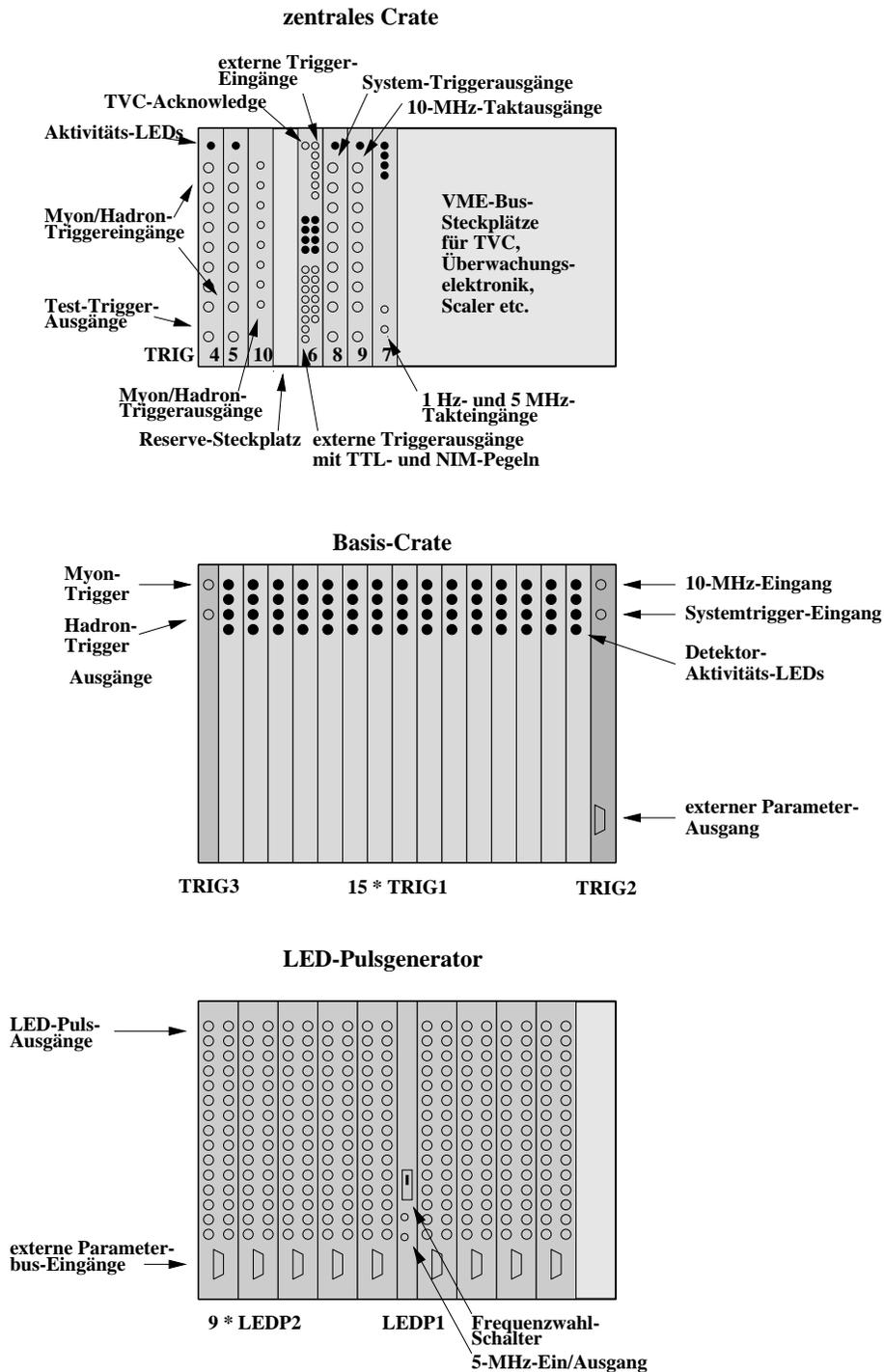


Abb. 5.3: Frontansicht von zentralem, Basis- und Pulsgenerator-Crate.

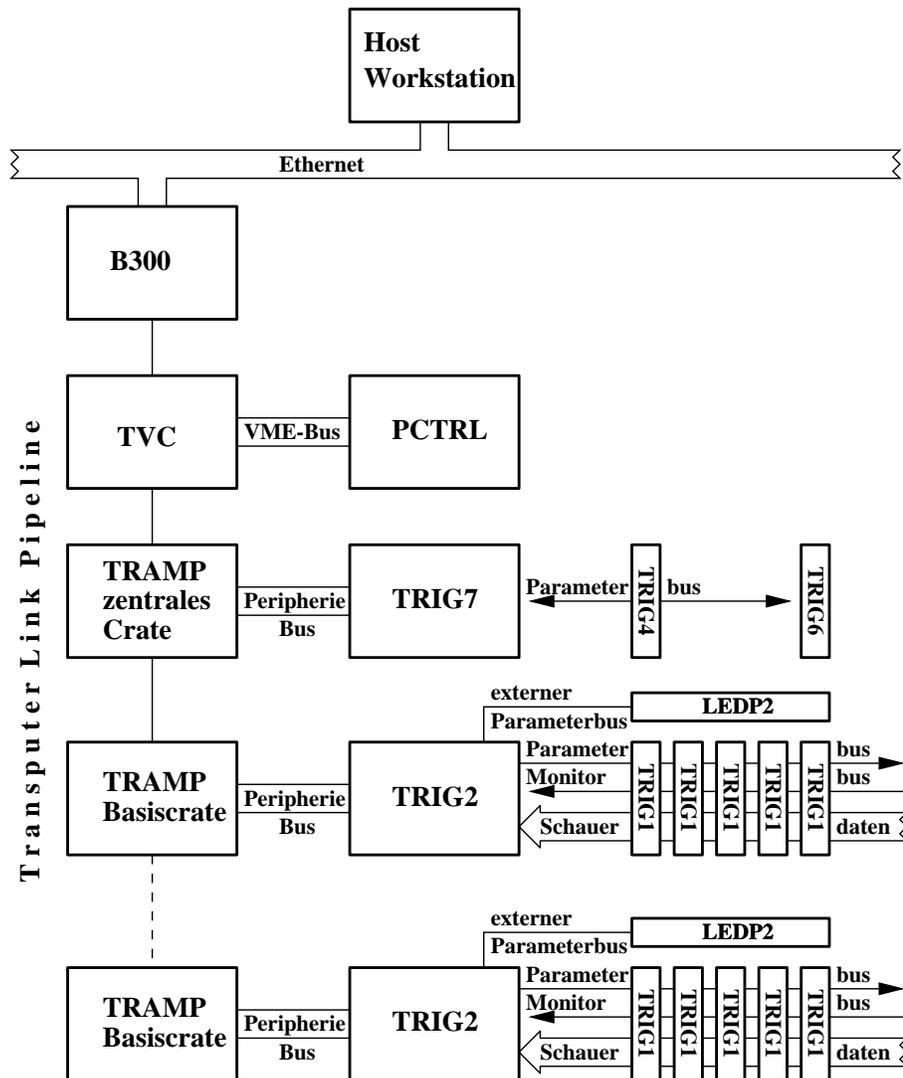


Abb. 5.4: Datenwege der Triggerelektronik (zu sehen sind lediglich 2 der 8 Basis- crates mit je 5 von 15 TRIG1-Baugruppen).

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

Tab. 5.2: Datenbusse auf den Rückwänden von Basis- und zentralem Crate.

Die Busse werden in den TRIG2- und TRIG7-Baugruppen auf den Peripherie-Bus des jeweiligen TRAMP-Modules umgesetzt. Der Datenaustausch zwischen den Basiscrates und dem zentralen Crate findet (abgesehen von den Triggersignalen) über die seriellen Links der Transputer statt, die in einer Kette („Link-Pipeline“, vgl. Abb. 5.4) organisiert sind. Die Kette setzt sich nach oben zum TVC<sup>5</sup> fort, über den die Triggerebene mit dem Datenaufnahmesystem von KASCADE verbunden ist. Für den Übergang vom TVC zum Hostrechner sorgt ein B300-Modul des Transputerherstellers Inmos, das die Transputerlinks auf ein Ethernet umsetzt.

Die Module der Triggerelektronik sollen im folgenden nicht einzeln, sondern anhand ihrer Funktionen beschrieben werden, die zum Teil auf mehrere Module verteilt sind.

## 5.5 Primäre Funktionen

### 5.5.1 Erkennung von myonischen und hadronischen Ereignissen

Die Triggerelektronik soll sowohl Schauer (die Koinzidenz mehrerer Myonen) als auch einzelne hochenergetische Hadronen erkennen können und deren Ankunftszeiten bestimmen. Dazu müssen die Energiedepositionen von Myonen und Hadronen in den Triggerdetektoren von Signalen aus dem <sup>60</sup>Co-Zerfall im Absorbermaterial<sup>6</sup> und dem Photomultiplier-Rauschen unterschieden sowie ihr Zeitpunkt festgelegt werden. Die TRIGA-Baugruppe enthält zu diesem Zweck 3 Diskriminatoren (Timing-, Myon- und Hadron-Diskriminator), die 2 schnellen Eingangsverstärkern nachgeschaltet und deren Schwellen programmgesteuert einstellbar sind.

Wir verwenden ein einfaches „leading edge“-Verfahren: das Kippen des Timing-Diskriminators legt den Zeitpunkt eines Ereignisses fest. Je niedriger die Schwelle des Zeit-Diskriminators liegt, desto weniger wirken sich Amplitude und Form des Photomultiplier-Signals auf die Zeitmessung aus. Eine niedrig liegende Timing-Schwelle wird aber auch von vielen Untergrundereignissen im Detektor überschritten; die Trennung dieser Ereignisse von Myon-induzierten Energiedepositionen ist die Aufgabe der höher liegenden Schwelle des Myon-Diskriminators. Die Dicke der Szintillator-Platten in den Triggerdetektoren ist mit 3 cm so gewählt, daß sich im

<sup>5</sup>TVC: Abk. für „Transputer based VME Controller“. Diese Baugruppe wurde von H. Leich am IFH Zeuthen entwickelt [LEI91].

<sup>6</sup>Das als Absorbermaterial verwendete Eisen stammt zum Teil aus einem stillgelegten Kernkraftwerk und enthält daher <sup>60</sup>Co.

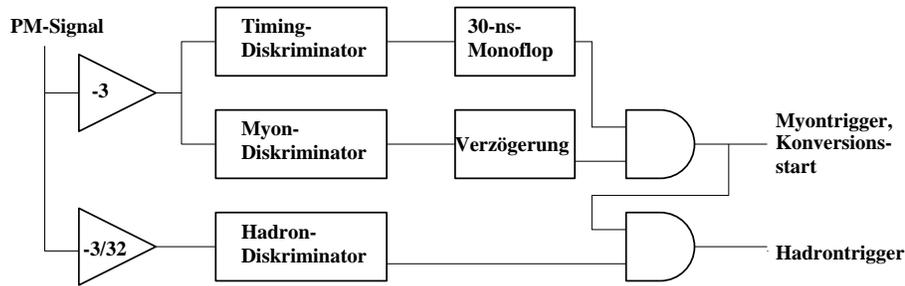


Abb. 5.5: Diskriminatoren auf der TRIG1-Baugruppe: die tiefliegende Timing-schwelle markiert den Zeitpunkt eines Ereignisses, doch nur bei richtiger zeitlichen Abfolge der Signale von Timing- und Myondiskriminator wird ein Ereignis als Myon-induziertes interpretiert und die Konversion seiner Daten gestartet. Die beiden invertierenden Eingangsstufen unterscheiden sich in ihrem Verstärkungsverhältnis um den Faktor 32.

Energiespektrum des Triggerdetektors zwischen der Landau-Verteilung der Myon-Energiedepositionen und dem exponentiellen Anstieg von Untergrund bei niedrigen Energien ein ausgeprägtes Minimum befindet (siehe Abb. 5.10). Die Myon-Schwelle soll etwas unterhalb dieses Minimums bei etwa 30 % der wahrscheinlichsten Energiedeposition eines Myons liegen und damit einen Großteil der Myonen erfassen. Ein myonisches Ereignis im Sinn der Triggerelektronik liegt bei einer Überschreitung beider Schwellen nacheinander innerhalb von 30 ns vor.

Der Hadron-Diskriminator ist eine Kopie des Myon-Diskriminators, jedoch einer um den Faktor 32 geringeren Verstärkung nachgeschaltet. Die Lage seiner Schwelle ist fest an die Lage der einstellbaren Myonschwelle gebunden; sie wird bei etwa dem 50-fachen der wahrscheinlichsten Energiedeposition eines Myons überschritten und markiert so ein hadronisches Ereignis.

### Verkannte Ereignisse

Der Monovibrator, mit dem die 30-ns-Koinzidenz von Timing- und Myon-Schwelle erkannt wird, kann während ebenfalls 30 ns nach seinem Impuls nicht erneut vom Timing-Diskriminator getriggert werden. Ereignisse, die in dieser Totzeit die Myon-Schwelle überschreiten, werden deshalb nicht als myonische Ereignisse identifiziert. Die Totzeit ist an sich von geringer Bedeutung (0.03 % bei 10 kHz Überschreitungen der Timing-Schwelle); wenn sie ein Signal mit sehr großer Amplitude betrifft, besteht allerdings die Möglichkeit, daß statt des Signals seine Reflexion, die nach etwa 300 ns eintrifft, als myonisches Ereignis interpretiert wird. Um derartige Fehldeutungen zu vermeiden, wird bei einem Ansprechen des Myondiskriminators außerhalb des Monovibrator-Impulses eine Flagge (die „lost-event flag“) gesetzt und mit den folgenden Schauerdaten übertragen. Die Daten eines Kanals, dessen lost-event flag bei einem Schauer gesetzt war, dürfen in die Auswertung nicht miteinbezogen werden.

## 5.5.2 Triggererzeugung

### Myon-Trigger

Als Kriterium für die Erkennung eines Schauers wird in der Triggerelektronik eine  $m$ -aus- $n$ -Koinzidenz von myonischen Ereignissen verwandt.  $m$  ist dabei die Myon-

Multiplizität,  $n$  im Normalfall die Anzahl aller Detektoren (456); wenn es die Umstände erfordern, kann die Erzeugung von Myon-Signalen jedoch programmgesteuert bei einzelnen Detektoren gesperrt und  $n$  dadurch entsprechend verringert werden. Dieses Kriterium entspricht dem Überschreiten einer bestimmten Myonendichte in der Triggerebene.

Zur Bildung der  $m$ -aus- $n$ -Koinzidenz müssen die binären Myon-Signale der einzelnen Kanäle addiert werden. Aus Kostengründen wurde eine analoge Addition realisiert; die digitale Addition würde zwar u. U. komplexere Triggerbedingungen wie etwa die Unterdrückung von Koinzidenzen benachbarter Detektoren erlauben, aber in der vertikalen Architektur der Triggerelektronik zu einem hohen Verdrahtungs- und Logikaufwand führen.

Für die zweistufig ausgeführte analoge Addition werden die Myon-Signale der einzelnen Detektoren zunächst durch Stromimpulse mit einer Amplitude von  $1.3 \text{ mA}$  dargestellt. Die TRIG3-Baugruppe empfängt die auf einer Rückwandleitung zusammengefaßten Myon-Strom-Signale eines Basisrates und gibt ein ihrer Gesamtamplitude proportionales Stromsignal an die TRIG4-Baugruppe im zentralen Crate weiter. Dort werden die Myon-Summen-Signale der maximal acht TRIG3-Baugruppen zusammengeführt und der Spannungsabfall des resultierenden Strom-Signals mit einer programmgesteuert wählbaren Spannung verglichen, die der Myon-Multiplizität  $m$  entspricht. Das Myon-Trigger-Signal wird beim Überschreiten der Myon-Multiplizitäts-Spannung aktiv. Die verwendeten Stromsignale haben gegenüber Spannungssignalen zwei Vorteile: zum einen ist ihre Addition schaltungstechnisch leichter realisierbar, zum anderen sind Unterschiede in den Bezugspotentialen der einzelnen Crates unerheblich.

Die Breite der Myon-Signale legt die zeitliche Anforderung an die Koinzidenz der Einzel-Ereignisse fest. Bei einem Schauer mit  $45^\circ$  Neigungswinkel ergeben sich für die am weitesten voneinander entfernten Triggerdetektoren Myon-Laufzeit-Unterschiede von  $60 \text{ ns}$ . Dazu kommen die Fluktuationen der Myonankunftszeiten relativ zur Schauerfront, elektronische Laufzeitunterschiede und die begrenzte Zeitaufösung des Komparators auf der TRIG4-Baugruppe. Die Breite der Myon-Signale ist daher auf  $100 \text{ ns}$  abgeglichen.

Die maximal einstellbare Multiplizität ergibt sich aus einem Kompromiß zwischen der Größe des dynamischen Bereichs für die Addition und dem Störabstand der zwei benachbarten Myonen-Anzahlen entsprechenden Stromsignale zu etwa 40 koinzidenten Myon-Signalen.

### Hadron-Trigger

Für die Aktivierung des Hadron-Trigger-Signals wird keine Koinzidenz, sondern lediglich die Überschreitung der Hadron-Schwelle in einem einzigen Kanal verlangt. Die Hadron-Signale der einzelnen Kanäle sind deshalb digitale Signale, die zunächst auf der TRIG3-Baugruppe für alle Kanäle eines Basisrates und dann auf der TRIG5-Baugruppe des zentralen Überrahmens zum Hadron-Trigger-Signal Oderverknüpft werden.

### 5.5.3 Triggerlogik

Neben der Triggerebene kommen weitere potentielle Triggersignal-Quellen wie etwa das Top-Cluster oder nahe gelegene Cluster des Arrays in Betracht. Alle derartigen Trigger-Eingangssignale werden in der Triggerlogik auf der TRIG6-Baugruppe zusammengeführt und erzeugen dort nach Maßgabe von programmgesteuerten Triggerfreigabe-Flaggen die Trigger-Ausgangssignale für die Detektorsysteme des Zentraldetektors. Um offen für Erweiterungen oder die Verwendung spezieller Triggerbedingungen zu sein, ist die Triggerlogik für 8 Trigger-Eingangs- und 8 Trigger-

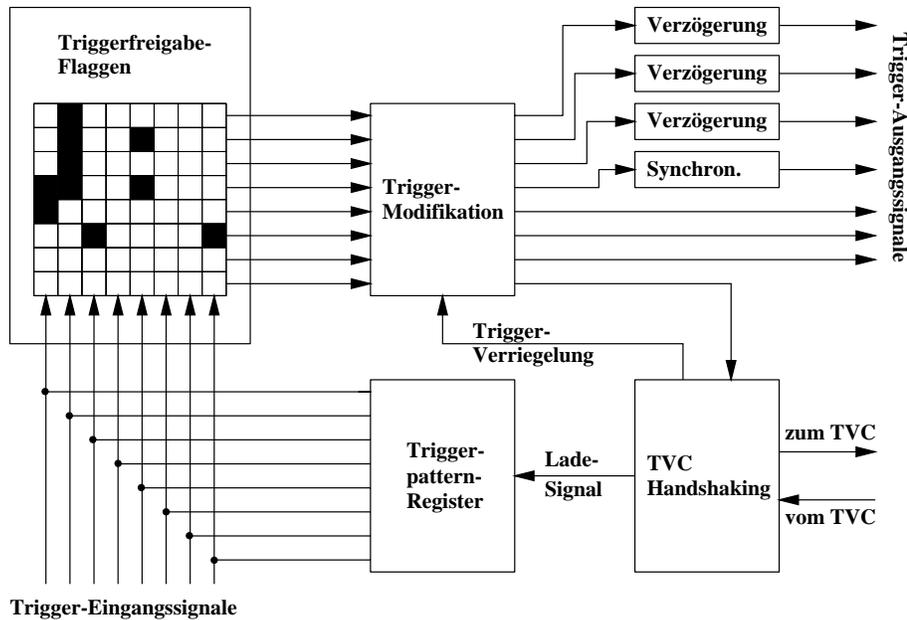


Abb. 5.6: Vereinfachte schematische Darstellung der Triggerlogik auf der TRIG6-Baugruppe.

Ausgangssignale ausgelegt, die mittels 64 Triggerfreigabe-Flaggen individuell verknüpft werden können.

Vier der acht Trigger-Ausgangssignale können dabei den Bedürfnissen der jeweiligen Detektorkomponente angepaßt werden: ein für die langsamen Ionisationskammern des Zentralkalorimeters gedachtes Signal kann programmgesteuert bis zu  $25 \mu\text{s}$  verzögert werden, zwei weitere (für Myonkammern und -tunnel verwendbar) bis zu  $2 \mu\text{s}$ . Das Trigger-Ausgangssignal, das die Triggerebene für den Start ihrer eigenen Datenaufnahme erzeugt („System-Triggersignal“), wird mit dem 10-MHz-Takt der Triggerelektronik synchronisiert.

### Triggermodifikation

Von den vier übrigen Trigger-Ausgangssignalen haben zwei eine spezielle Bedeutung: eines dient der Erzeugung eines Kalibrier-Schauers, bei dem alle Detektor-LEDs gemeinsam angesteuert werden („LED-Triggersignal“)<sup>7</sup>; das zweite startet ein Hardware-Protokoll, welches durch eine Programmunterbrechung den Transputer des TVC-Moduls über den Beginn der Datenaufnahme informiert und auf dessen Quittierungssignal wartet („TVC-Handshaking“, siehe auch [LEI91]).

LED-Triggersignal und TVC-Handshaking bewirken die Triggermodifikation, die in der Triggerlogik den Freigabe-Flaggen nachgeschaltet ist:

- Die Aktivierung des LED-Triggersignals setzt die LED-Flagge, die beim nächsten Datenaufnahme-Start alle Triggerausgangssignale bis auf das System-Triggersignal für die Triggerebene sperrt. Dadurch wird vermieden, daß ein

<sup>7</sup>Die Erzeugung von Kalibrierschauern war ursprünglich für die Zeitkalibrierung der Triggerebene vorgesehen. Die Entwicklung eines adressierbaren Pulsgenerators (siehe Abschnitt 5.6.2) ermöglicht inzwischen jedoch die individuelle Zeitkalibrierung eines Detektorkanals im Rahmen der Zählerüberwachung, so daß Kalibrier-Schauer im gegenwärtigen Betrieb der Triggerebene nicht verwendet werden.

lediglich die Triggerebene betreffender Kalibrierschauer auch alle anderen Detektorsysteme triggert.

- Solange das TVC-Handshaking aktiv, also die Quittierung der Datenaufnahme durch den TVC noch nicht eingetroffen ist, sind die 3 verzögerten und das System-Triggersignal gesperrt. Auf diese Weise kann im Rahmen der TVC-Software bestimmt werden, bei welchem Stand der Datenaufnahme eines Schauers der nächste akzeptiert wird.

Das TVC-Handshaking beginnt 120 *ns* nach der Aktivierung des ersten Trigger-Ausgangssignals, später eintreffende Triggereingangssignale haben daher keine Auswirkungen mehr. Der Stand der Trigger-Eingangssignale („Triggerpattern“), der zu diesem Zeitpunkt in einem Register eingefroren wird, gibt also genau wieder, welche Trigger-Eingangssignale zur Aktivierung der Trigger-Ausgangssignale beigetragen haben. Die LED-Flagge wird zusammen mit dem Triggerpattern gespeichert; anhand ihrer ist der Transputer des zentralen Crates in der Lage, einen Kalibrierschauer von einem Schauer kosmischen Ursprungs zu unterscheiden.

Die Triggermodifikation ist im Gegensatz zu den Triggerfreigabe-Flaggen nicht programmgesteuert veränderbar; sie ist aber in einem PLD-Baustein<sup>8</sup> enthalten und kann durch dessen Umprogrammierung veränderten Anforderungen angepaßt werden.

### Totzeitbestimmung

Zur genauen Messung des Flusses der kosmischen Strahlung mit KASCADE ist es erforderlich, die Totzeit des Experimentes, während derer die Trigger-Ausgangssignale durch das TVC-Handshaking gesperrt waren, zu kennen. Zu diesem Zweck befindet sich auf der TRIG6-Baugruppe neben der Triggerlogik ein 32 Bit breiter Lebenszeit-Zähler, der die 1- $\mu$ s-Intervalle zwischen dem Ende des einen und dem Beginn des darauffolgenden TVC-Handshakings zählt. Sein Stand wird zusammen mit dem Triggerpattern und der LED-Flagge vom Transputer des zentralen Crates bei der Aufnahme von Schauerdaten, also während der Totzeit, über den Parameterbus abgefragt (würden wir direkt die Dauer der Totzeit anstatt der der Lebenszeit messen, so wäre zwar ein weniger breiter Zähler ausreichend, sein Wert müsste allerdings entweder während der Lebenszeit abgefragt oder zwischengespeichert werden). Aus dem Unterschied zwischen der Summe aller Lebenszeiten einer Messung und ihrer Laufzeit ergibt sich die Totzeit.

### 5.5.4 Messung der Energiedeposition

Aufgrund des großen dynamischen Bereichs, der für die Messung der Energiedeposition erforderlich ist, wird das Eingangssignal vom Photomultiplier in zwei separaten Schaltkreisen verstärkt und digitalisiert, die sich im Verstärkungsfaktor ihrer Eingangsstufe um den Faktor 32 unterscheiden. Den beiden schnellen Eingangsstufen sind zweistufige, mittelschnelle Aktiv-Filter-Verstärker nachgeschaltet, deren Eigenschaften einem Besselfilter 4. Ordnung entsprechen und bewirken, daß die Scheitelhöhe ihrer Ausgangssignale der Gesamtladung des Eingangssignals entspricht<sup>9</sup>. Sie haben eine Anstiegszeit (10% auf 90%) von 140 *ns*, die Scheitelspannung wird 285 *ns* nach dem Eingangssignal erreicht. Die Verstärker befinden sich auf der TRIGA-Baugruppe; ihre Ausgangssignale werden auf der TRIG1-Baugruppe nach

<sup>8</sup>PLD: Abk. für „Programmable Logic Device“

<sup>9</sup>Wenn im weiteren von „Impulshöhen“ die Rede ist, dann in bezug auf die Ausgangssignale der Verstärker.

der Erkennung eines myonischen Ereignisses (siehe Abschnitt 5.5.1) von Dreifach-Flash-ADCs mit 8 Bit Auflösung digitalisiert. Der hochverstärkende Zweig („Myon-Zweig“) ist so auf typische Detektorsignale angepaßt, daß die wahrscheinlichste Energiedeposition eines Myons nach der Digitalisierung ungefähr ADC-Kanal 64 entspricht (tatsächlich werden auch die Hochspannungsversorgungen für die Photomultiplier der Triggerdetektoren so gewählt, daß diese Bedingung für alle Detektorkanäle in etwa zutrifft.) Im schwach verstärkenden Zweig („Hadron-Zweig“) fällt ein Ereignis mit dieser Energiedeposition in ADC-Kanal 2.

Um eine Energiekalibrierung der Triggerebene (Abschnitt 5.8) zu ermöglichen, sind die mittleren Ausgangsspannungen der Verstärkerschaltkreise durch eine Analogregelung an die Konversions-Basisspannungen der ADCs, die dem Digitalkanal 0 entsprechen, gebunden. Auf eine echte DC-Restauration wurde aus Kostengründen verzichtet, da das Verhältnis von Ausgangsimpulsdauern zum typischen Abstand zwischen zwei Impulsen so klein ist, daß sich daraus keine relevanten Nullpunktverschiebungen ergeben.

### 5.5.5 Messung der Teilchenankunftszeiten

Bei der Messung der Ankunftszeiten ist durch die Forderung nach möglichst geringen Totzeiten in den einzelnen Detektorkanälen die Verwendung von digitalen Methoden ausgeschlossen; wir verwenden eine klassische Zeit-zu-Amplituden-Konversion (TAC<sup>10</sup>), deren Digitalisierung durch einen mittelschnellen Flash-ADC erfolgt. Diese Lösung ist nicht totzeitfrei und damit auch nicht „Multi-Hit-fähig“: bei zwei zu einem Schauer gehörenden, dicht aufeinanderfolgenden Myonen in einem Detektor fällt das zweite in die Totzeit des ersten. Multi-Hit-Fähigkeit wäre bei einer vergleichbaren Zeitauflösung nur durch die Verwendung von sehr schnellen Flash-ADCs oder Taktfrequenzen im GHz-Bereich möglich und würde damit den finanziellen Rahmen der Triggerelektronik sprengen.

Die Zeitmessung in der Triggerebene ist auf mehrere Baugruppen verteilt: die zeitliche Lage der Ereignisse in den einzelnen Detektorkanälen relativ zum Zeitpunkt des mit dem 10-MHz-Takt synchronen System-Triggersignals („Detektorzeit“) wird auf den TRIG1-Baugruppen innerhalb eines Intervalls von  $1.5 \mu s$  bestimmt, die Lage des System-Triggersignals („Triggerzeit“) in Einheiten des 10-MHz-Taktes legt die TRIG7-Baugruppe des zentralen Crates fest.

Die Bestimmung der auf das Kippen des Timing-Diskriminators bezogenen Detektorzeit geschieht zweistufig: innerhalb einer Periode des 10-MHz-Takts der Triggerelektronik wird sie mit Hilfe eines TACs in eine Spannung umgesetzt und mit einem 8-Bit-ADC digitalisiert, die jeweilige Taktperiode wird durch einen 4-Bit-Zähler („Detektorzeit-Zähler“) markiert.

#### Der TAC

Der TAC-Schaltkreis befindet sich auf der TRIGA-Baugruppe und ist aus einer Stromquelle und einem als Integrator rückgekoppelten Operationsverstärker aufgebaut. Sein Ausgangsspannungsbereich muß auf den Konversionsbereich des nachgeschalteten ADCs angepaßt werden. Dazu können sowohl seine Nulllinie, die den Beginn des Konversionsbereichs festlegt, als auch die Steigung seiner Spannungsrampe, die dessen Breite bestimmt, programmgesteuert verändert werden (vgl. Abb. 5.8). Der einem 100-ns-Intervall entsprechende Spannungsbereich wird so etwa auf die mittleren 200 der 256 ADC-Kanäle abgebildet, die nominelle Auflösung der Detektorzeit-Messung beträgt damit  $0.5 ns$ .

Die Spannungsrampe des TAC wird nach der Identifizierung eines myonischen Ereignisses synchron zum 10-MHz-Takt gestartet und mit einem entsprechend

<sup>10</sup>TAC: Abk. für „Time to Amplitude Conversion“.

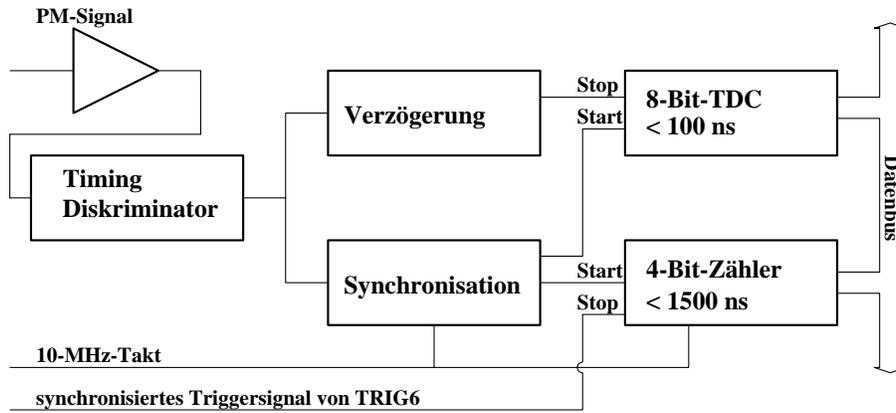


Abb. 5.7: Schematische Darstellung der Zeitmessung in einem Detektorkanal

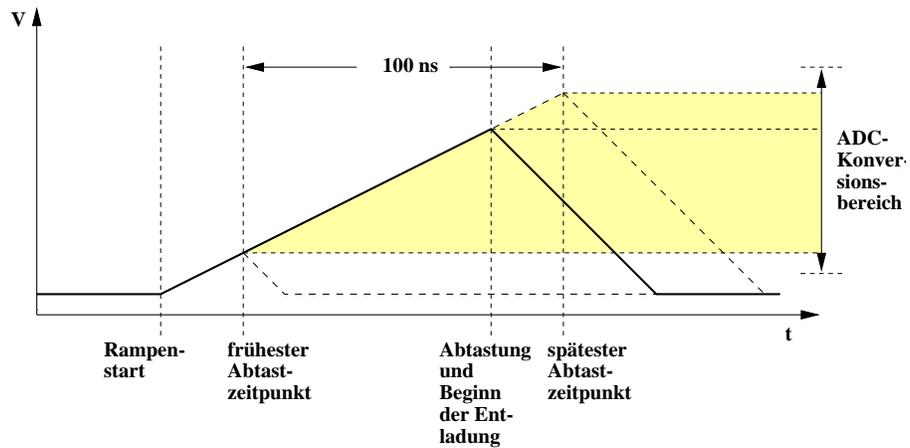


Abb. 5.8: Schematische Darstellung der TAC-Rampe. Ein 100-ns-Intervall wird auf den mittleren Teil des ADC-Konversionsbereichs abgebildet.

verzögerten Ausgangssignal des Timing-Diskriminators gestoppt und digitalisiert (vgl. Abb. 5.7). Ereignissen, die am Ende einer 10-MHz-Takt-Periode liegen, entspricht also eine hohe TAC-Spannung und ein hoher ADC-Kanal. Die Verzögerung des Timing-Diskriminator-Ausgangssignals ist so gewählt, daß der frühestmögliche Abtastzeitpunkt der Spannungsrampe ca. 85 ns nach ihrem Start liegt. Nichtlinearitäten im Rampenbeginn wirken sich daher nicht auf die Zeitkonversion aus. Durch die Gleichzeitigkeit von Abschalten der Stromquelle, Beginn der Entladung des Integrationskondensators und AD-Wandlung wird die Spannungsrampe gerade in ihrem Scheitelpunkt abgetastet, so daß der ADC keine großen Steigungen seines Eingangssignals verkraften muß.

Der für die Digitalisierung verwendete 8-Bit-Flash-ADC ist Teil eines Dreifach-8-Bit-ADC-Bausteins vom Typ MC44250, der auch die beiden Verstärkerzweige für die Messung der Energiedeposition abtastet. Das Ergebnis seiner Konversion liegt nach 250 ns vor; die Totzeit eines Detektorkanals ist so bei myonischen Ereignissen, die nicht zu einem erkannten Schauer gehören und nur für die Überwachungsfunktionen genutzt werden, auf maximal 700 ns begrenzt. Das Ergebnis der Zeit-zu-Digital-Wandlung wird in den Ausgangsregistern des ADCs bis zur Datenauslese zwischengespeichert.

Die MC44250 weisen vergleichsweise große differentielle Nichtlinearitäten auf: die zeitlichen Kanalbreiten der damit aufgebauten TDCs schwanken zwischen 0 und 1 ns. Die Korrektur dieser Nichtlinearitäten ist im Rahmen der Zählerüberwachung möglich und wird in Abschnitt 5.7.1 beschrieben.

### Der Detektorzeit-Zähler

Bei einem Ereignis, dessen Timing-Diskriminator-Ausgangssignal in zeitlicher Nähe zu einer Flanke des 10-MHz-Takts aktiv wird, besteht eine Synchronisationsmehrdeutigkeit: es kann entweder als „spät“ im gerade vergangenen oder als „früh“ im gerade beginnenden 100-ns-Intervall interpretiert werden. Zudem findet die Synchronisation des System-Triggersignals nicht in einer definierten Phasenlage zur lokalen Synchronisation statt, sondern kann, selbst, wenn das Ereignis den Trigger auslöst, um 100 ns springen. Zur Behebung dieser Mehrdeutigkeit wird das 100-ns-Intervall des TAC-Rampen-Starts mit Hilfe des Detektorzeitzählers markiert: dessen Startsignal leitet sich aus der gleichen Synchronisation ab (vgl. Abb. 5.7), frühe bzw. späte Synchronisation betreffen TAC und Detektorzeitzähler daher immer in gleicher Weise.

Die Markierung geschieht relativ zum System-Triggersignal. Der 4 Bit breite Detektorzeit-Zähler wird beim Start auf seinem Maximalwert gesetzt, mit den folgenden Flanken des 10-MHz-Takts dekrementiert und mit dem Eintreffen des synchronisierten System-Triggersignals angehalten: spät eintreffende Teilchen zeichnen sich so durch einen hohen Zählerstand aus. Für myonische Ereignisse, die zum System-Triggersignal beitragen, erreicht der Zähler den Stand 5 oder 4, so daß myonische Ereignisse, die in einem Zeitraum von etwa 300 ns vor bis 1000 ns nach den triggernden in anderen Detektorkanälen stattgefunden haben, noch als synchron zum Schauer erkannt werden können. Die nicht koinzidenten Detektorkanäle, deren letzte myonische Ereignisse schon länger zurückliegen, sind am Detektorzeit-Zähler-Stand 0 zu erkennen.

### Die Trigger-Zeit

Auf der TRIG7-Baugruppe des zentralen Crates befinden sich 2 mit dem 10-MHz-Takt der Triggerelektronik getaktete 24-Bit-Zähler; einer von ihnen wird mit jeder Taktflanke, der andere nur im Anschluß an das KASCADE-1-Hz-Signal inkrementiert. Beide zusammen datieren das 100-ns-Intervall des synchronisierten System-

Triggersignals. Der Darstellungsbereich des Sekundenzählers umfaßt 194 Tage, seine Differenz zum Julianischen Datum (Sekunden ab 1. Januar 1970) wird durch den Transputer des zentralen Crates ergänzt. Die eindeutige Feststellung dieser Zeitdifferenz ist möglich, weil der Transputer durch eine Programmunterbrechungsanforderung Zugang zum KASCADE-1-Hz-Signal hat: die Abfrage der Julianischen Zeit vom Host-Rechner erfolgt unmittelbar nach dem Beginn einer neuen Sekunde, die Antwort wird daraufhin überprüft, ob sie während dieser Sekunde eintrifft.

### 5.5.6 Datenübertragung

Tabelle 5.3 zeigt die nach einem Schauer von der Triggerebene an den übergeordneten Transputer des TVCs übertragenen Daten. Nach der Aktivierung des

pro Detektor- kanal	Myonzweig-Pulshöhe	8 bit
	Hadronzweig-Pulshöhe	8 bit
	Kanalbreiten- und Offset-korrigierte TAC-Zeit	10 bit
	Stand des Detektorzeit-Zählers	4 bit
	Zeitkorrektur-Status	2 bit
pro Basis- crate	Bit-Muster der aktiven Detektorkanäle	8 Byte
	Bit-Muster der koinzidenten Detektorkanäle	8 Byte
	Bit-Muster der „lost-event flags“ (s. 5.5.1)	8 Byte
vom zentralen Crate	Ereignis-Nummer	4 Byte
	Julianisches Datum	4 Byte
	100-ns-Intervalle innerhalb 1 s	4 Byte
	Bit-Muster der aktiven Triggereingänge	1 Byte
	Ereignis-Typ (kosmischer oder Kalibrierschauer ?)	1 Byte
	Lebenszeit	4 Byte
	TRIG7-Temperatur	2 Byte

Tab. 5.3: Von der Triggerebene nach einem Schauer an den TVC übertragene Daten.

System-Triggersignals werden innerhalb eines Basisrates die Detektorkanal-spezifischen Rohdaten (je 1 Byte ADC-Daten aus Myon- und Hadronzweig, 1 Byte TDC-Daten, 1 Byte Stand des Detektorzeitzählers und der lost-event flag) zunächst von den Registern der TRIG1-Baugruppen an einen FIFO-Speicher-IC<sup>11</sup> auf der TRIG2-Baugruppe übertragen. Dies geschieht zählergesteuert mit dem 10-MHz-Takt über den 8 Bit breiten Datenbus, so daß die Übertragung der je 4 Datenbytes pro Detektorkanal für die 60 Detektoren eines Basisrates nach etwas mehr als 24  $\mu$ s abgeschlossen ist. Der FIFO-Speicher wird anschließend vom TRAMP-Modul der TRIG2-Baugruppe über dessen Peripherie-Bus ausgelesen. Nach der Berechnung der Zeitkorrekturen überträgt der Basisrate-Transputer die Schauerdaten, nunmehr in der in Tabelle 5.3 beschriebenen Form, über die Link-Pipeline an den Transputer des zentralen Crates. Die schauerspezifischen Daten des zentralen Crates (Trigger-Zeit, Bit-Muster der aktiven Triggereingänge, Ereignistyp, Lebenszeit und TRIG7-Temperatur) werden von dessen Transputer direkt über den Parameterbus des zentralen Crates ausgelesen.

Der TVC legt die zusammengefaßten Schauerdaten in einem Pufferspeicher ab und gibt anschließend über das TVC-Handshaking (vgl. Abschnitt 5.5.3) die Triggererzeugung wieder frei. Die durchschnittliche Dauer eines TVC-Handshakings beträgt für die Triggerebene etwa 45 ms. Die Schauerdaten werden, um die Übertragungsgeschwindigkeit zu erhöhen, in Blöcken bis zu acht Schauern über das B300-

<sup>11</sup> FIFO: Abk. für „first in, first out“

Modul an den Hostrechner gesendet. Die Umsetzung von Transputer-Link auf Ethernet im B300-Modul (vgl. Abb. 5.4) ist dabei der die Übertragungsgeschwindigkeit begrenzende Prozeß. Auch bei der Zusammenfassung der Schauerdaten zu größeren Blöcken kann die Triggerebene lediglich mit etwa 8 Hz durchschnittlicher Ereignisrate ausgelesen werden. Diese 8 Hz reichen zwar zur Zeit aus, womöglich sinkt jedoch die Ereignisrate bei voller Bestückung des Zentralkalorimeters, dessen Daten über dasselbe Ethernet übertragen werden, unter einen verträglichen Wert. Alternative Lösungen, etwa die Übertragung der Daten durch Umsetzung des dem TVC zugänglichen VME-Busses auf ein FDDI-Netz<sup>12</sup> oder der Einsatz einer VME-Workstation sind bislang nicht umgesetzt worden, aber möglicherweise in Zukunft erforderlich.

## 5.6 Überwachungs- und Regelungsfunktionen

### 5.6.1 Erstellung und Auswertung der Monitorspektren

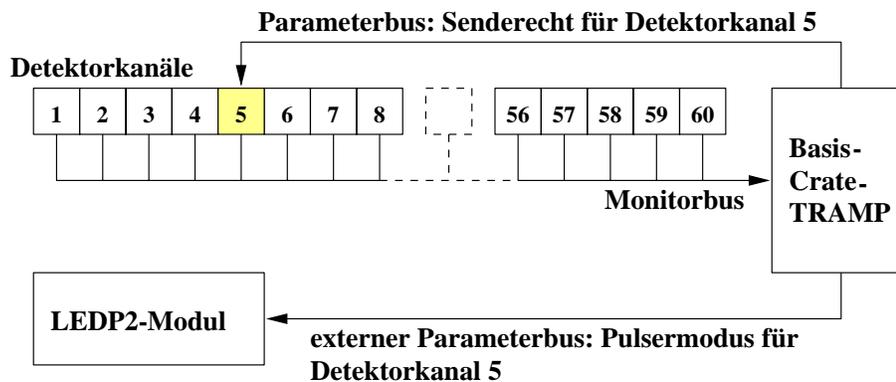


Abb. 5.9: Datenwege für die Aufnahme der Überwachungsspektren

Im Rahmen der Selbstüberwachung überprüft und regelt die Triggerelektronik während der Messung die Lage der Timing- und der Myon-Schwellen und den Konversionsbereich des TDC. Daneben aktualisiert sie die Korrektur der differentiellen Nichtlinearitäten des TACs und die Zeitkalibrierung der Detektorkanäle.

Dies geschieht für einen individuellen Detektor anhand der Zählrate seiner Timing-Schwellen-Überschreitungen („Untergrund-Zählrate“), seines Impulshöhenspektrums im Myonzweig und eines TDC-Spektrums. Diese Monitorspektren sind zwar im Prinzip aus den Daten vieler Schauer rekonstruierbar, bei einer Ereignisrate im 1-Hz-Bereich ist aber für eine ausreichende Statistik eine Meßzeit von Tagen erforderlich. Deshalb ist innerhalb der Basisrates ein eigener Datenweg, der Monitorbus (vgl. Tab. 5.2), vorgesehen, um unabhängig von der Aufnahme von Schauerdaten die Einzelereignisse eines ausgewählten Detektors in Spektren zusammenfassen zu können. Für die Erstellung der 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. vom Pulsgenerator mit mehreren kHz induzierte LED-Ereignisse verwendet werden.

Durch die Übertragung der Daten dieser Ereignisse wird die Totzeit für die Schauerdaten-Aufnahme nicht erhöht: die Triggerelektronik verwendet den Monitorbus auf der Rückwandverdrahtung der Basisrates, über den jede TRIG1-Baugruppe

<sup>12</sup>FDDI: Abk. für „Fiber Distributed Data Interface“.

ihre TDC- und Myon-ADC-Werte auf eigene Initiative mit Hilfe eines Prozessor-Interrupts an den jeweiligen Basisrate-Transputer senden kann (Abb. 5.9). Damit es nicht zur Überlagerung solcher Nachrichten auf dem Monitorbus kommt, ist jeweils nur einer der 60 Detektorkanäle eines Basisrates sendeberechtigt; dieser wird vom Basisrate-Transputer durch eine Parameternachricht für die Dauer einer Monitormessung ausgewählt. Die Untergrund-Zählraten werden mittels einer separaten Signalleitung auf der Rückwand der Basisrates bestimmt, die einfach das Ausgangssignal vom Timing-Diskriminator des ausgewählten Detektorkanals an den Untergrund-Zähler auf der TRIG2-Baugruppe überträgt.

Die Dauer einer Monitormessung wird im Transputer durch Timer-Interrupts gesteuert, die dieselbe Prioritätsstufe wie die von Monitornachrichten ausgelösten Unterbrechungsanforderungen besitzen. Dadurch gehen im Mittel gleiche Anteile beider Unterbrechungsanforderungen während der höherpriorisierten Schauerdatenaufnahme verloren, so daß es zu keiner Meßzeitverfälschung durch die Datenaufnahmebedingten Totzeiten der Monitormessung kommt.

Die aufgrund der Monitordaten neu bestimmten elektronischen Parameter werden vom Basisrate-Transputer über den Parameterbus an die Detektorkanäle auf den TRIG1-Baugruppen zurückübertragen. Dort befinden sich 8-Bit-Digital-zu-Analog-Wandler („DACs“), die die Parameterdaten in die Referenzspannungen der Timing- und der Myonschwelle, der Basis-Spannung der TAC-Rampe und ihren Ladestrom umwandeln. Die Ermittlung der Parameterwerte soll im folgenden beschrieben werden.

### Die Einstellung der Timing-Schwelle

Die vom Standpunkt der Signalform-Unabhängigkeit der Zeitmessung wünschenswerte Absenkung der Timing-Schwelle wird durch die Untergrundzählrate begrenzt: jedes Untergrundereignis öffnet ein Zeitfenster von 30 ns Dauer, während dessen ein echtes myonisches Ereignis mit der Zeitmarke des Untergrundereignisses versehen werden kann. Die Lage der Timing-Schwellen wird deshalb in bezug auf diesen Untergrund geregelt. Wir verwenden einen Zählraten-Sollwert von 10 kHz, bei dem die Wahrscheinlichkeit, mit der die Zeitmarke eines myonischen Ereignisses durch den Untergrund verfälscht wird, 0.03 % beträgt. Da der Anstieg der Untergrund-Zählrate zu kleinen Schwellenwerten hin typischerweise exponentiell verläuft, werden die Korrekturen zur Lage der Timing-Schwelle proportional zum Logarithmus des Verhältnisses der gemessenen Zählrate zum Sollwert berechnet.

### Die Einstellung der Myonschwelle

Die ursprüngliche Vorgabe für die Lage der Myon-Schwelle war eine Energiedeposition von 30 % der wahrscheinlichsten Energiedeposition von Myonen in den Triggerdetektoren. Die direkte Verwendung dieses Kriteriums hat sich als unpraktikabel erwiesen, da die genaue Lage der Myon-Schwelle aus dem Myon-Impulshöhenspektrum nur unzureichend rekonstruiert werden kann. Das hat seinen Grund darin, daß die Schwelle sensitiv für die maximale Höhe des schnellen Eingangssignales ist, während das Ergebnis der Impulshöhendigitalisierung der Fläche dieses Eingangssignals entspricht. Die Schwelle ist deshalb im Impulshöhenspektrum unter Umständen stark ausgeschmiert. Aus der Suche nach einer zur Einstellung der Myon-Schwelle möglichst proportionalen Meßgröße hat sich folgendes Kriterium für die Regelung der Myon-Schwelle ergeben: Zunächst wird eine Landau-Funktion<sup>13</sup> an einen geeigneten Ausschnitt des gemessenen Impulshöhenspektrums

<sup>13</sup>Die Landau-Funktion beschreibt die Verteilung der Energiedepositionen von mit festem Winkel einfallenden minimal ionisierenden Teilchen im Extremfall dünner Szintillationsdetektoren. Die hier gemessenen Impulshöhenspektren entsprechen streng genommen einer Faltung von Landau-

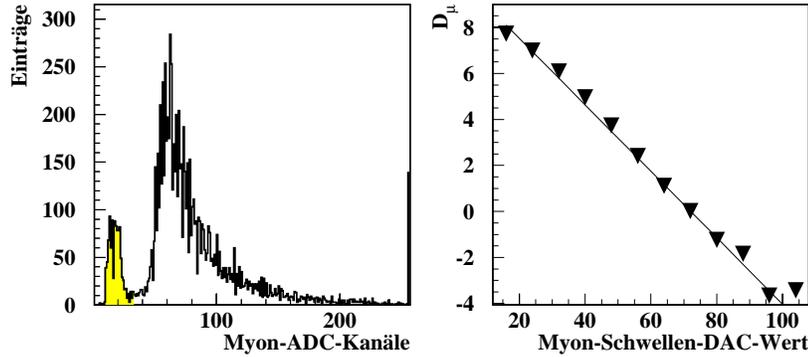


Abb. 5.10: Für die Bestimmung der Lage der Myonschwelle wird die schraffierte Fläche im Myon-ADC-Spektrum mit der Höhe des Maximums der Landau-Verteilung verglichen. Für den Logarithmus  $D_\mu$  dieses Verhältnisses zeigt sich ein annähernd linearer Zusammenhang mit der Lage der Myonschwelle.

$N(i)$ ,  $i = 1 \dots 256$ , angepaßt, so daß die Lage der wahrscheinlichsten Energiedeposition bezogen auf die ADC-Kanäle  $E_{MIP}$  und deren Höhe  $N_{MIP}$  bekannt sind. Wir summieren dann die ADC-Einträge bis zum ADC-Kanal  $0.5 E_{MIP}$  auf:

$$N_{0.5} = \sum_{i=1}^{0.5 E_{MIP}} N(i) \quad (5.1)$$

und verwenden als Maß  $D_\mu$  für die Lage der Myon-Schwelle:

$$D_\mu = \log \frac{N_{0.5}}{N_{MIP}} \quad (5.2)$$

Abbildung 5.10 zeigt für einen Detektor den typischen annähernd linearen Zusammenhang zwischen  $D_\mu$  und der Lage der Myonschwelle. Als Sollwert für die Regelung hat sich  $D_\mu = 0$  als dem 30%-Kriterium in etwa entsprechend erwiesen.

### Die Einstellung des TAC-Konversionsbereichs

Das Monitor-TDC-Spektrum ist aufgrund der Unabhängigkeit der Teilchenankunftszeiten vom 10-MHz-Takt der Triggerebene und der im Vergleich zur Taktfrequenz geringen Zählrate ein Kastenspektrum, dessen Breite einer 100-ns-Periode des Takts entspricht. Die Lage des Bildes der 100-ns-Periode im TDC-Spektrum muß lediglich überprüft werden, um ihre Verschiebung über die Grenzen des Konversionsbereichs hinaus zu verhindern. Jede Veränderung der TAC-Parameter erfordert eine Neuberechnung der Kanalbreiten-Korrektur und des Zeit-Offsets im entsprechenden Detektorkanal; wir verwenden deshalb als Parameter für die Lage der TAC-Nulllinie und die Konversionsverstärkung Standardwerte, die lediglich dann nachgeregelt werden, wenn die Grenzen des Kastenspektrums den Grenzen des TDCs näher als 10 TDC-Kanäle kommen.

Funktionen zu verschiedenen Einfallswinkeln mit der Winkelverteilung der Myonen. Das dabei entstehende Spektrum weicht aber in seiner Form so wenig von einer Landau-Funktion ab, daß diese für seine Anpassung trotzdem verwendet werden kann.

### TDC-Spektren für Kanalbreiten-Korrektur und Zeitkalibrierung

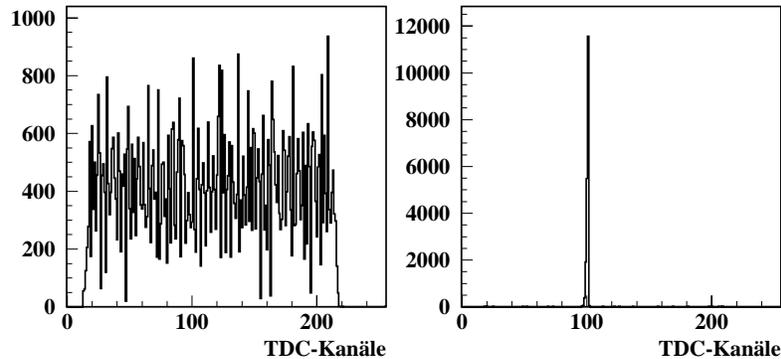


Abb. 5.11: Monitor-TDC-Spektren: links ein mit inkohärenten LED-Pulsen, rechts ein mit kohärenten LED-Pulsen erzeugtes Spektrum.

Die Korrektur der differentiellen Nichtlinearitäten des TDCs (vgl. Abschnitt 5.5.5) stellt bei der Selbstüberwachung die höchsten Anforderungen an Statistik und Aktualität der Monitor-TDC-Spektren, da die statistischen Fluktuationen jedes einzelnen TDC-Kanals direkt in die Bestimmung seiner Breite eingehen und die Korrektur empfindlich von Temperaturdriften abhängt (vgl. Abschnitt 5.7.1). Beide Forderungen laufen einander zuwider und sind mit echten Myonen nur unbefriedigend erfüllbar (Spektren mit akzeptabler Statistik könnten nur etwa alle 12 Stunden aktualisiert werden – zu selten, um die Tagesgänge in der Temperatur auszugleichen). Der Pulsgenerator für die Ansteuerung der Detektor-LEDs sieht deshalb die Möglichkeit vor, während einer Monitormessung inkohärente Impulse mit zufälliger Phasenlage zum 10-MHz-Takt und einer Frequenz zwischen 2.5 und 10 kHz an die jeweilige Detektor-LED zu senden. Auf diese Weise kann ein TDC-Kasten-Spektrum (vgl. Abb. 5.11) mit hinreichender Statistik innerhalb weniger Sekunden erstellt werden. Für die Zeitkalibrierung verwenden wir dagegen TDC-Spektren, bei deren Messung der Pulsgenerator kohärente Impulse mit einer festen Phasenlage zum 10-MHz-Takt für den überwachten Detektorkanal erzeugt, so daß sie anstatt einer Gleichverteilung eine scharfe Linie aufweisen.

Die Betriebsart für die einem Basisrate zugeordnete LEDP2-Baugruppe des Pulsgenerators kann über den externen Parameterbus vom Transputer des betreffenden Basisrates ausgewählt werden.

#### Der Monitorzyklus

Die drei bei der Selbstüberwachung verwendeten Spektren (Impulshöhenspektrum, inkohärentes und kohärentes TDC-Spektrum) erfordern verschiedene Betriebsarten des Pulsgenerators und unterschiedliche Meßzeiten für ihre Erstellung:

Spektrum	Funktion	LEDP2-Modus	Meßzeit
Impulshöhenspektrum	Einstellung der Myonschwelle	keine LED-Pulse	120 s
gleichverteiltes TDC-Spektrum	TDC-Kanalbreiten-Korrektur	2.5 kHz inkohärente LED-Pulse	10 s
TDC-Linien-Spektrum	Zeitkalibrierung	0.625 kHz kohärente LED-Pulse	2 s

Die Messung der Untergrundrate findet zusammen mit der Aufnahme des Impulshöhenspektrums statt, da hierfür der Pulsgenerator ebenfalls abgeschaltet sein muß.

Inkohärentes und kohärentes Spektrum eines Detektorkanals werden immer jeweils paarweise gemessen, da die Auswertung des kohärenten Spektrums die aus dem inkohärenten Spektrum errechnete TDC-Kanalbreitenkorrektur verwendet. Um die notwendige Aktualität der rasch meßbaren TDC-Spektren zu gewährleisten, werden die länger dauernden Impulshöhenmessungen nicht mit der gleichen Häufigkeit durchgeführt:

- Zu Beginn einer Messung werden von allen Detektorkanälen zunächst nur inkohärente und kohärente TDC-Spektren erstellt. Erst nach der Messung beider Spektren wird das bei der Übertragung von Schauerdaten mitgesandte Zeitkorrektur-Status-Bit des jeweiligen Detektorkanals auf „gültig“ gesetzt (das zweite in Tabelle 5.3 erwähnte Zeitkorrektur-Status-Bit ist bei allen Detektorkanälen gleich und bezieht sich darauf, ob überhaupt eine Umrechnung der TDC-Daten in  $ns$  stattfindet).
- Im laufenden Betrieb einer Messung wird nach jeweils 10 TDC-Spektrenpaaren ein Impulshöhenspektrum gemessen.
- Bei einer Veränderung der Timingschwelle oder der TAC-Parameter in einem Detektorkanal wird die laufenden Monitormessung unterbrochen und die Monitormessungen für ein TDC-Spektrenpaar des veränderten Detektorkanals gestartet. Solange die Kanalbreiten und der Zeitoffset im jeweiligen Kanal nicht neu bestimmt sind, ist dessen Zeitkorrektur-Status-Bit auf „ungültig“ zurückgesetzt.

Bei einem nicht unterbrochenen Monitorzyklus können die Zeitkorrekturen der Detektorkanäle bei den oben genannten Meßzeiten in etwa halbstündigen Abständen, die Diskriminatorschwellen etwa alle 5 Stunden erneuert werden.

### 5.6.2 Der LED-Pulsgenerator

Der Pulsgenerator steuert die an den Photomultipliern sowohl der Trigger- als auch der Top-Cluster-Detektoren angebrachten LEDs an. In den gleichartigen Detektorgehäusen sind jeweils 2 Detektoren mit 2 LEDs untergebracht; die beiden LEDs sind parallel geschaltet und haben keine Vorwiderstände. Die einzelnen Basisrates sowohl der Trigger- als auch der Top-Cluster-Elektronik sollen individuell in der Lage sein, die Art der LED-Impulse für ihre Detektoren separat einzustellen. Der Pulsgenerator besteht deshalb aus 9 LEDP2-Modulen mit jeweils 30 Ausgangsstufen für die 60 Detektoren, die einem Basisrate zugeordnet sind (vgl. Abb. 5.3). Die inkohärenten und kohärenten Impulse werden auf dem einmal vorhandenen LEDP1-Modul zentral erzeugt, über die Rückwandverdrahtung an die LEDP2-Module verteilt und in jedem LED-Puls-Ausgang separat gesperrt oder freigegeben. Als Ausgangsstufen werden MOSFET-Treiber-Bausteine vom Typ TC1412N eingesetzt, die bis zu einer Ausgangsspannung von 16 V an 50  $\Omega$  betrieben werden und steile ( $> 0.7 V/ns$ ) Anstiegsflanken liefern.

Bei der Zeitkalibrierung der Triggerelektronik mit Hilfe der Detektor-LEDs werden die für die eigentliche Datenaufnahme irrelevanten Signal-Durchlaufzeiten durch den Pulsgenerator unausweichlich mitgemessen. Diese Durchlaufzeiten können zwar separat, aber im Gegensatz zu den kohärenten TDC-Spektren nicht in halbständigen Abständen neu bestimmt werden (s. Abschnitt 5.7.2). Die Aktualität der aus den kohärenten TDC-Spektren berechneten Zeitoffsets ist deshalb nur sinnvoll, wenn die Temperaturabhängigkeit der Pulsgenerator-Durchlaufzeiten (und insbesondere die Kanalabhängigkeit von dieser Drift) wesentlich geringer ist als die Temperaturdriften der Zeitmessung in den Detektorkanälen. Das wird beim Pulsgenerator durch folgende Maßnahmen erreicht:

- Die Anzahl der Bauelemente, die die ausgewählten Flanken des KASCADE-5-MHz-Signal bis zu den LED-Ausgangsstufen durchlaufen müssen, ist möglichst gering gehalten; verwendet werden nur schnelle AC-Bausteine<sup>14</sup>,
- die als Ausgangsstufen eingesetzten MOSFET-Treiber-Bausteine sind aus einer dreifach größeren Menge so ausgewählt worden, daß die Exemplarstreuungen in ihren Durchlaufzeiten kleiner als  $1\text{ ns}$  sind,
- die LEDP1-Baugruppe, auf der die kohärenten Pulse erzeugt werden, enthält eine Regelschleife, die durch die Nachregelung der 5-V-Versorgungsspannung die Temperaturdriften der Durchlaufzeiten weitgehend kompensiert.

Bei der Messung von gleichverteilten TDC-Spektren ist dagegen wichtig, daß bei der Erzeugung inkohärenter LED-Pulse tatsächlich keine bestimmten Phasenlagen zum 10-MHz-Takt der Triggerelektronik bevorzugt werden. Die inkohärenter LED-Pulse werden zwar aus dem KASCADE-5-MHz-Takt abgeleitet, ihre Phasenlage wird jedoch mit einem niederfrequenten ( $\approx 33\text{ kHz}$ ) RC-Oszillator stark moduliert. Ein nachgeschalteter, von einem Rauschgenerator angesteuerter Phasenmodulator bewirkt ein zusätzliches Phasenrauschen.

### Kompensation der Temperaturdriften im Pulsgenerator

Die Pulsgenerator-Durchlaufzeiten bei der Erzeugung von kohärenten Impulsen werden nicht individuell, sondern nur gemeinsam stabilisiert. Trotzdem verkleinern sich dadurch die sich letztlich auf die Zeitkalibrierung auswirkenden Streuungen ihrer Driften. Für die Temperaturkompensation befindet sich auf der LEDP1-Baugruppe ein Ringoszillator, der dem Signaldurchlauf durch den Pulsgenerator möglichst exakt nachgebildet ist: er enthält Eingangs-NIM-zu-TTL-Wandler, MOSFET-Treiber und AC-Stufen in gleichen Verhältnissen wie die tatsächlichen Schaltkreise zur Erzeugung der kohärenten LED-Pulse (vgl. Abb. 5.12). Seine Periodendauer entspricht zwei typischen Pulsgenerator-Durchlaufzeiten, sie sollte auf Temperaturschwankungen und Änderungen der Versorgungsspannung in gleicher Weise wie die echten Durchlaufzeiten reagieren (um diesem Ziel möglichst nahe zu kommen, kann die Anzahl der AC-Stufen im Ringoszillator mit Jumpfern angepaßt werden). Die Frequenz des Ringoszillators wird mit dem KASCADE-5-MHz-Takt verglichen; das daraus abgeleitete Signal steuert über einen Regelverstärker die DC-DC-Module für die Erzeugung der 5-V-Versorgungsspannung an. Diese Versorgungsspannung wird so geregelt, daß die Ringoszillatorfrequenz konstant bleibt.

Die Temperaturdrift einer typischen Pulsgenerator-Durchlaufzeit kann auf diese Weise auf ca.  $40\text{ ps/K}$  gesenkt werden und ist damit um fast eine Größenordnung kleiner als die Temperaturdrift der TDCs im Datenaufnahmesystem (vgl. Abb. 5.13).

<sup>14</sup> AC: Abk. für Advanced CMOS; Logik-Bausteine mit typischen Durchlaufzeiten von  $< 5\text{ ns}$ .

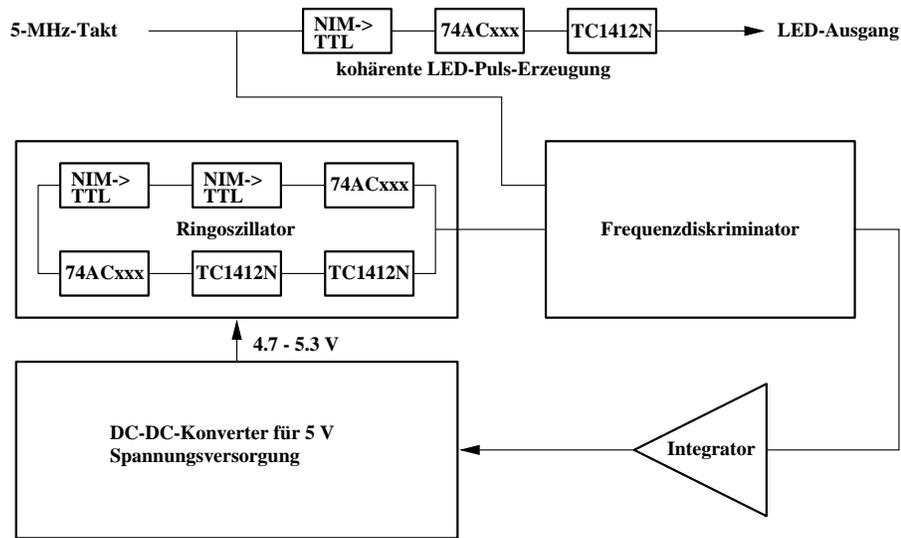


Abb. 5.12: Schema der Regelschleife für die Temperaturkompensation: die Frequenz des Ringoszillators, der den Aufbau der Schaltung für die kohärenten LED-Pulse nachbildet, wird durch die Regelung der 5-V-Versorgungsspannung konstant gehalten.

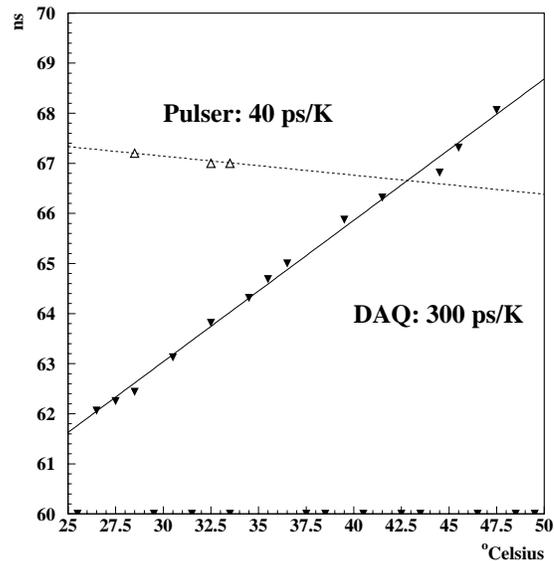


Abb. 5.13: Vergleich zwischen der Temperaturdrift eines TDC des Datenaufnahmesystems mit der eines kohärenten Pulsgenerator-Ausgangs.

### 5.6.3 Temperatur-Regelung

Neben dem Bestreben, den Einfluß der Temperaturdriften auf die Zeitmessung durch häufige Aktualisierung der Zeit-Offsets und Kompensationsmaßnahmen im Pulsgenerator klein zu halten, kann auch die Betriebstemperatur selbst stabilisiert werden: dies geschieht bei der Trigger- und Topcluster-Elektronik durch eine Erweiterung der unabhängigen Spannungs- und Temperaturüberwachung, die im Rahmen der Diplomarbeit von B. Luley für beide Systeme gemeinsam entwickelt worden ist [LUL95].

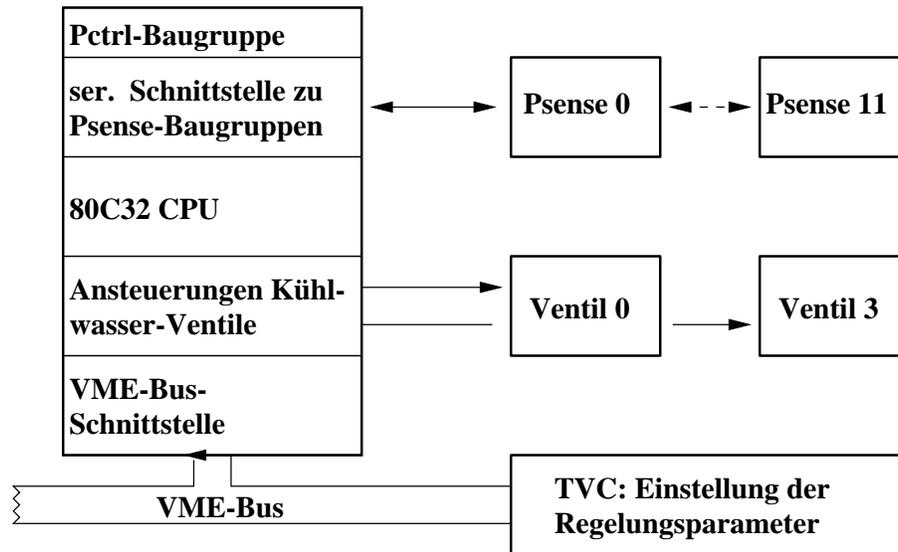


Abb. 5.14: Schematische Darstellung der an der Temperaturregelung für die Triggererebene beteiligten Bauelemente.

Die Steuerungseinheit dieser Überwachungselektronik ist die PCTRL-Baugruppe, die sich im VME-Crate des TVCs der Triggererelektronik befindet (vgl. Abb. 5.3). Sie ist über einen seriellen Datenbus mit zwölf PSENSE-Baugruppen verbunden, die in den zwölf Crates der Trigger- und Top-Cluster-Elektronik die Versorgungsspannungen und je vier Temperaturwerte digitalisieren (vgl. Abb. 5.14). Die PCTRL-Baugruppe hatte in der in [LUL95] beschriebenen Version die Aufgabe, beim Überschreiten kritischer Werte für die Versorgungsspannungen und Temperaturen Fehlermeldungen zu erzeugen und gegebenenfalls die Spannungsversorgungen abzuschalten. Nach ihrer Überarbeitung ist sie zudem in der Lage, über die Ports ihres MC80C32-Prozessors vier Magnetventile anzusteuern, die den Kühlwasser-Durchfluß durch die in den vier Schränken befindlichen Wärmetauscher öffnen und schließen.

Die Temperatur wird für jeden Schrank separat geregelt. Da die Wärmeentwicklung in den Basis-, den zentralen und dem LED-Pulsgenerator-Crate unterschiedlich ist und die höher in den Schränken eingebauten Crates bei thermischem Gleichgewicht wärmer sind, gibt es für jedes Crate eine eigene Solltemperatur. Der Prozessor der PCTRL-Baugruppe ermittelt für jeden Schrank aus den drei Crate-Soll- und Ist-Temperaturen eine mittlere Temperaturabweichung und berechnet daraus die Zeit, während der das Kühlwasserventil innerhalb von 10 s geöffnet sein soll. Um das Regelungsverhalten anzupassen, sind zwei Parameter programmgesteuert vom TVC über den VME-Bus einstellbar: zum einen die integrale Regelverstärkung, die

eine Öffnungszeitänderung aus der Summe aller bisher gemessenen Temperaturabweichungen berechnet, zum anderen die proportionale Regelverstärkung, die nur die momentane Temperaturabweichung berücksichtigt. Zur Zeit ist diese Temperaturregelung nicht endgültig in Betrieb genommen worden, so daß noch keine Erfahrungen mit dem Regelungsverhalten existieren.

## 5.7 Zeitkalibrierung

Die Messung der Teilchen-Ankunftszeiten in der Triggerebene wird durch mehrere Detektorkanal- und temperaturabhängige Effekte beeinflusst. Im Rahmen der angestrebten Zeitauflösung von ca. 2 ns spielen folgende Effekte eine Rolle:

- Exemplarstreuungen bei den Signal-Durchlaufzeiten von Photomultipliern und elektronischen Bauelementen,
- Temperaturdriften in elektronischen Bauelementen,
- Differentielle Nichtlinearitäten der TACs,
- Streuungen und Driften der Timing-Schwellen.

Die eigentliche Zeitkalibrierung bezieht sich auf die Bestimmung der Detektorkanal-typischen Signal-Durchlaufzeiten und deren Driften. In die Messung dieser Durchlaufzeiten geht jedoch die Korrektur der differentiellen Nichtlinearitäten des TACs mit ein; sie soll hier deshalb in Zusammenhang mit der Kalibrierung besprochen werden.

### 5.7.1 Korrektur der differentiellen Nichtlinearitäten in den TDCs

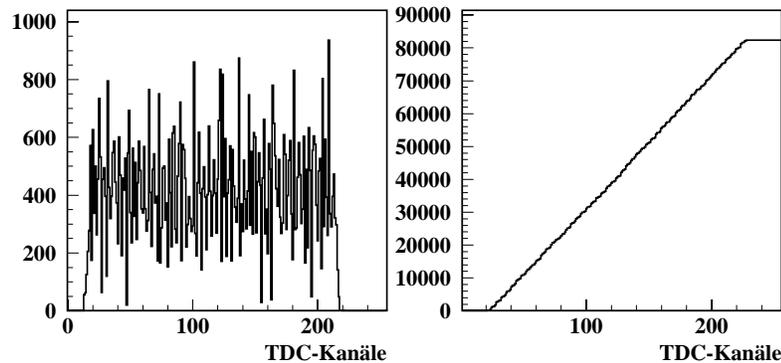


Abb. 5.15: *TDC-Spektrum eines Detektorkanals, daneben das Integral über das Spektrum: die integrale Linearität ist von den starken Fluktuationen im TDC-Spektrum nicht betroffen.*

Wie schon in Abschnitt 5.5.5 beschrieben, weisen die TDCs für die Bestimmung der Teilchenankunftszeiten innerhalb eines 100-ns-Intervalls erhebliche differentielle Nichtlinearitäten auf: die zeitliche Breite eines TDC-Kanals schwankt etwa zwischen

0 und 1 ns. Diese Schwankungen sind über den Konversionsbereich so gleichmäßig verteilt, daß sie die integrale Linearität der TDCs kaum betreffen (vgl. Abb. 5.15).

Als Ursache für die ausgeprägten differentiellen Nicht-Linearitäten sind zunächst Einstreuungen von Oberwellen des 10-MHz-Taktes auf die TAC-Rampen in Betracht gezogen worden. Solche Oberwellen konnten, soweit sie mit einem 200-MHz-Oszilloskop beobachtbar waren, durch Änderungen an den Masseflächen im Platinen-Layout der TRIG1-Baugruppen abgeschwächt werden, die differentiellen Nichtlinearitäten blieben davon jedoch weitgehend unbeeinflusst. Diese Beobachtung und die auffallend regelmäßige Periodizität der Nichtlinearitäten (über den ganzen Konversionsbereich ist jeweils jeder vierte TAC-Kanal besonders breit) legen den Schluß nahe, daß Unvollkommenheiten der verwendeten Dreifach-ADCs vom Typ MC44250 die entscheidende Rolle spielen. Allerdings ist über die innere Struktur der MC44250 nicht genug bekannt, um daraus eine schlüssige Erklärung für die Vier-Kanal-Periodizität der beobachteten Kanal-Breiten abzuleiten. Die Bausteine bieten, um die Auswirkung ihrer differentiellen Nichtlinearitäten abzuschwächen, die Möglichkeit eines sogenannten „Ditherings“: bei dieser Methode werden der zu konvertierenden Spannung vor der Konversion kleine, wechselnde Zusatzspannungen addiert und deren digitale Entsprechung anschließend vom Ergebnis der Digitalisierung abgezogen. Das führt dazu, daß die gleiche Eingangsspannung bei mehreren Konversionen in jeweils unterschiedlichen ADC-Kanälen konvertiert wird. Die MC44250 verwenden bei dieser Option Additionsspannungen, die maximal einem ADC-Kanal entsprechen. Die Genauigkeit des Einzelergebnisses erhöht sich dadurch nicht, lediglich die aufgrund von differentiellen Nichtlinearitäten entstehenden Artefakte in Verteilungen vieler Konversionsergebnisse werden durch das Dithering etwas geglättet; die Option wird daher in der Triggerelektronik nicht genutzt. Trotzdem schränkt ihre Möglichkeit den Konversionsbereich geringfügig ein: er reicht entweder von 0 - 254 oder von 1 - 255. Bei einer Unterbrechung der Stromversorgung kann der MC44250 zudem zwischen beiden Zuständen springen. Wir verwenden statt des Ditherings ein anderes Korrekturverfahren für die differentiellen Nichtlinearitäten:

Die individuellen zeitlichen Breiten der TDC-Kanäle können aus den im Rahmen der Selbstüberwachung aufgenommenen inkohärenten TDC-Spektren bestimmt werden; unter der Voraussetzung, daß die statistischen Fluktuationen klein genug sind und es keine zeitlichen Korrelationen zwischen den Eingangssignalen und dem 10-MHz-Takt gibt, ist in einem gemessenen TDC-Spektrum die Zahl der Einträge in einem bestimmten TDC-Kanal ein direktes Maß für seine zeitliche Breite. Die Transputer der Basisrates berechnen für jeden Detektor kanal aus seinem inkohärenten TDC-Spektrum eine Tabelle, die den jeweiligen TDC-Kanälen Zeiten zwischen 0 und 100 ns zuordnet. In ihr steht für jeden TDC-Kanal das arithmetische Mittel aus unterer und oberer zeitlicher Kanalgrenze, wie sie sich durch die Aneinanderreihung der zeitlichen Kanalbreiten ergeben. Bei der Aufnahme von Schauerdaten werden für Einzelereignisse anstatt der TDC-Kanalnummern diese Mittelwerte mit einer Auflösung von  $1/8$  ns übertragen. Das erhöht die zeitliche Auflösung virtuell, die häufige Aktualisierung der Korrektur tabellen und ihre Verschiedenartigkeit in unterschiedlichen Detektor kanälen gewährleistet aber, daß dadurch keine artifiziellen Strukturen in rekonstruierten Ankunftszeit-Spektren entstehen.

Die Zuordnung von Digitalisierungsergebnis zu Zeitintervall ist in der Triggerelektronik Temperaturdriften unterworfen. Zwar bleibt die ADC-typische Struktur der Kanal-Breiten-Verteilung über Monate konstant, aber die Lage des 100-ns-Intervalls verschiebt sich innerhalb des ADC-Konversions-Bereichs bei hohen Temperaturen hin zu höheren Kanälen. Die Drift beträgt etwa  $0.3$  ns/K (vgl. Abb. 5.13) und ist im wesentlichen eine Folge von mit der Temperatur ansteigenden IC-Durchlaufzeiten. Die der Korrektur zugrundeliegenden inkohärenten Spektren werden daher in etwa halbstündigen Abständen erneuert, um Temperaturschwankungen im Tagesgang auszugleichen. Sie müssen insbesondere aufgrund der durch

die Dithering-Option bestehenden Unsicherheit ob des genauen Konversionsbereichs nach Unterbrechungen in der Spannungsversorgung aktualisiert werden.

Die Korrektur der differentiellen Nichtlinearitäten betrifft die Zeitkalibrierung insoweit, als daß alle Zeitmessungen, die an der Kalibrierung teilhaben, dieser Korrektur unterworfen sind und somit nur dann Gültigkeit haben, wenn sie mit aktuellen inkohärenten TDC-Spektren korrigiert wurden.

### 5.7.2 Methoden zur Zeitkalibrierung

Die Durchlaufzeiten durch das Datenaufnahmesystem werden mit Hilfe von kohärenten TDC-Spektren gemessen (vgl. die Abschnitte 5.6.1 und 5.6.2). Dies allein würde nur dann eine hinreichende Zeitkalibrierung ermöglichen, wenn die Phasenlagen zwischen dem KASCADE-5-MHz-Takt und den kohärenten LED-Pulsen in den Detektoren vernachlässigbar verschieden voneinander wären. Tatsächlich aber schwanken diese Phasenlagen von Detektor zu Detektor aufgrund von Pulserdurchlaufzeiten, Kabellängen und LED-Ansprechverhalten um bis zu  $10\text{ ns}$ , so daß sie bei der Zeitkalibrierung separat berücksichtigt werden müssen.

Wir führen daher eine zweite Messung der Durchlaufzeiten mit Hilfe eines zusätzlichen Szintillationsdetektors (Referenzdetektor) durch, die von den LED-Pulsen unabhängig ist: sie verwendet Myonen, die in einem Detektor der Triggerebene und im Referenzdetektor nachgewiesen werden. Die beiden Messungen ergänzen sich in der Weise, daß ihre Kombination die Bestimmung sowohl der Phasenlagen der LED-Pulse als auch der Durchlaufzeiten durch das Datenaufnahmesystem ermöglicht.

Zudem besitzen sie ihre Berechtigung auf verschiedenen Zeitskalen: die LED-Kalibrierung kann während einer laufenden Messung durchgeführt werden und gleicht so von Temperaturschwankungen bedingte Durchlaufzeitveränderungen im Bereich von Stunden aus; die aufwendigere Myon-Kalibrierung bedarf einer speziellen Triggerbedingung (Einstellung der Myon-Multiplizität auf den Wert 2), die nicht mit einer normalen Schauerermessung vereinbar ist. Sie kann in mehrmonatigen Abständen durchgeführt werden und korrigiert Langzeit-Effekte wie die Alterung von LEDs, die mit der LED-Kalibrierung nicht erkannt werden.

Daneben gibt es eine dritte Möglichkeit zur Zeitkalibrierung, die eine Überprüfung der beschriebenen ermöglicht: über lange Meßzeiten können aus den Schauerdaten systematische Abweichungen einzelner Detektoren von einer mittleren zeitlichen Lage zur rekonstruierten Schauerfront ermittelt werden.

#### Die LED-Kalibrierung

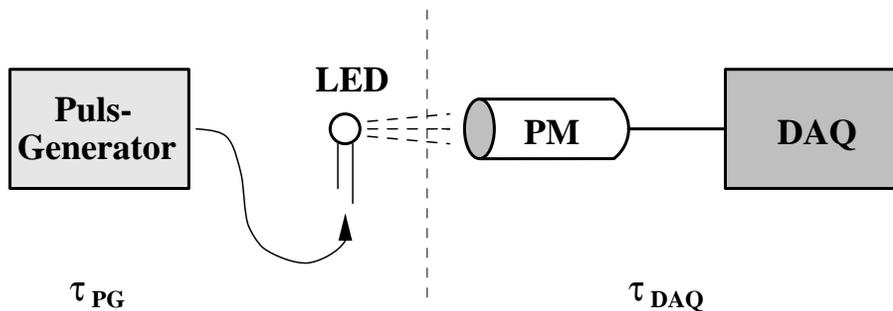


Abb. 5.16: LED-Kalibrierung, gemessen wird  $\tau_{PG} + \tau_{DAQ}$

Für die LED-Kalibrierung wird für jeden Detektorkanal die zeitliche Lage der

Linie im kohärenten TDC-Spektrum  $\Delta\tau_{LED}$  (vgl. Abb. 5.11) in  $ns$  berechnet und von allen folgenden Schauerzeitdaten des betreffenden Detektorkanals abgezogen. Die Umrechnung des Linienschwerpunkts in eine Zeit innerhalb von  $100 ns$  verwendet die TDC-Kanalbreiten-Korrektur (vgl. Abschnitt 5.7.1).

Das kohärente TDC-Linienspektrum stammt aus Photomultipliersignalen von LED-Pulsen. Problematisch daran ist zunächst, daß die Pulsformen dieser Signale von denen Myon-induzierter Signale abweichen: aufgrund des Einbaus der LEDs unmittelbar vor den Photokathoden der Photomultiplier haben deren Signale typischerweise steilere Anstiegsflanken, was zu früheren Überschreitungen der Timing-Schwelle als bei Myonen führt. Streuungen in diesen Zeitunterschieden zwischen den einzelnen Detektoren können das Ergebnis der LED-Kalibrierung beeinträchtigen; auch deshalb sind möglichst tief liegende Timingschwellen, durch die solche Streuungen klein bleiben, für die Zeitmessung von Bedeutung.

Die Korrekturwerte  $\Delta\tau_{LED}$  der LED-Kalibrierung enthalten nicht nur die experimentell relevanten Durchlaufzeiten  $\tau_{DAQ}$ <sup>15</sup> durch die Photomultiplier und die Triggerelektronik. Sie hängen zudem von den Durchlaufzeiten durch den Pulsgenerator, den Kabellängen zu den LEDs und deren Anstiegszeiten (zusammengefaßt in  $\tau_{PG}$ ) ab:  $\Delta\tau_{LED} = \tau_{DAQ} + \tau_{PG}$ . Die  $\tau_{PG}$  können während einer laufenden Messung nicht ermittelt werden; sie werden aus der Kombination von LED- und Myon-Kalibrierung bestimmt.

### Die Myon-Kalibrierung

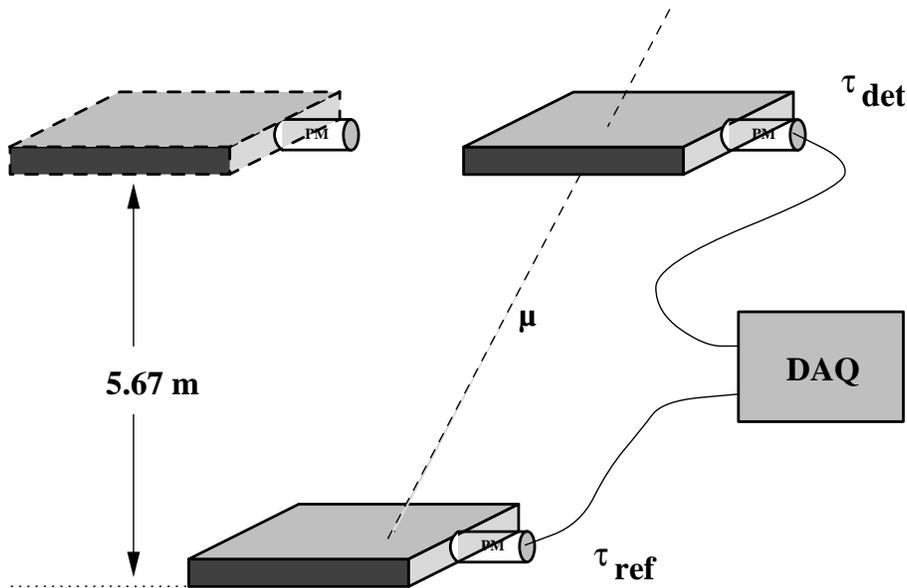


Abb. 5.17: Myon-Kalibrierung, gemessen wird  $\tau_{DAQ}$

Für die Myon-Kalibrierung wird neben den 456 Detektoren der Triggerebene ein weiterer, gleichartiger Detektor an die Triggerelektronik angeschlossen. Dieser Referenzdetektor befindet sich auf dem Boden des Zentralkalorimeter-Kellers,  $5,67 m$ <sup>16</sup> unter der Triggerebene. Die Kalibrierung verwendet Ereignisse, bei denen innerhalb

<sup>15</sup>DAQ: Abk. für „Data Acquisition“.

<sup>16</sup>Bei späteren Messungen wurde eine Anordnung mit  $5,49 m$  vertikalem Abstand verwendet.

von 100 ns die Myonschwellen genau eines Detektors der Triggerebene und des Referenzdetektors überschritten werden. Diese Ereignisse werden zu über 95 % von Myonen ausgelöst, die beide Detektoren durchquert haben. Bei der Datenanalyse wird aus der Geometrie der Triggerebene und der Position des Referenzdetektors die theoretische Laufzeit  $\tau_{tof}$  eines Teilchens mit Lichtgeschwindigkeit berechnet. Mit den in den beiden Detektoren gemessenen Zeiten  $\tau_{det}$  und  $\tau_{ref}$  kann dann die Differenz ihrer Durchlaufzeiten

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

bestimmt werden. Da für die ganze Triggerebene derselbe Referenzdetektor verwendet wird, können so die relativen Unterschiede zwischen den Triggerdetektoren korrigiert werden.

Im Prinzip wäre die Myon-Kalibrierung aller Triggerdetektoren mit einer Messung möglich. Allerdings würden dabei weit am Rand liegende Detektoren wegen der Verkleinerung des Raumwinkelbereichs für die in Frage kommenden Myonen statistisch stark benachteiligt. Außerdem nehmen die Abweichungen der tatsächlichen geometrischen Laufwege zwischen zwei beliebigen Durchstoßpunkten durch die Detektoren von den berechneten durch die Detektormitten für größere Winkel zu. Dies führt zu einer Verbreiterung der Verteilung der  $\Delta\tau_{\mu}$  eines Triggerdetektors. Deshalb wurden für eine Myon-Kalibrierung insgesamt 9 Messungen von jeweils 3 bis 4 Stunden Dauer mit unterschiedlichen Positionen des Referenzdetektors durchgeführt, bei denen jeweils die Detektoren zweier Basisrates im Datenaufnahmesystem eingeschaltet waren. Der maximale Winkel, unter dem so koinzidente Myonen auftreten können, beträgt  $52^{\circ}$ . Mehrere Datensätze, in denen die  $\Delta\tau_{\mu}$  eines Detektors bei verschiedenen Positionen des Referenzdetektors enthalten sind, ermöglichen zudem eine Kontrolle darüber, inwieweit die Subtraktion der theoretischen Laufzeit  $\tau_{tof}$  von  $\tau_{ref}$  die Myon-Kalibrierung wirklich unabhängig macht von der Position des Referenzdetektors (vgl. hierzu Abschnitt 5.7.3).

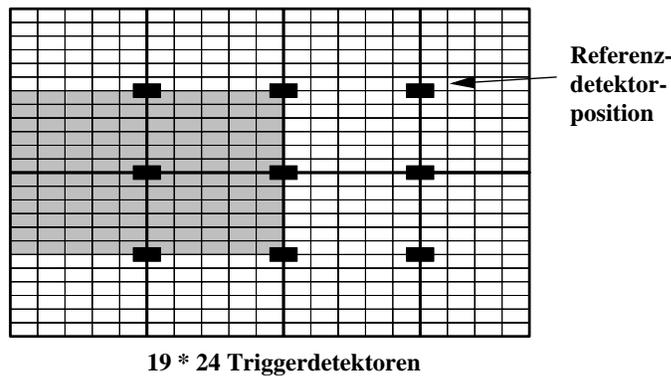


Abb. 5.18: Die 9 verschiedenen Positionen des Referenzdetektors in der Aufsicht auf die Triggerebene: der grau unterlegte Bereich ist der bei der Myonkalibrations-Messung mit der mittleren linken Detektor-Position vermessene.

An sich ist die Myon-Kalibrierung dazu geeignet, die Durchlaufzeiten durch das Datenaufnahmesystem  $\tau_{DAQ}$  zu messen, da sie im Gegensatz zur LED-Kalibrierung genau die experimentell relevanten Ereignisse – minimal ionisierende Teilchen im Detektor – verwendet. Bei der Kombination beider Kalibrationsmethoden erlaubt sie jedoch, gerade die bei der LED-Kalibrierung unbekanntes  $\tau_{PG}$  zu bestimmen: Dazu wird auch während der Messungen zur Myon-Kalibrierung die LED-

Kalibrierung fortwährend angewandt, d. h., alle gemessenen Zeiten enthalten die mit den LEDs bestimmten Korrekturen  $\Delta\tau_{LED}$ . Dann gilt

$$\begin{aligned}\Delta\tau_\mu &= \tau_{DAQ} - \Delta\tau_{LED} \\ &= \tau_{DAQ} - (\tau_{DAQ} + \tau_{PG}) \\ &= -\tau_{PG}.\end{aligned}\tag{5.3}$$

Die so bestimmten  $\tau_{PG}$ , die in den während der Messung LED-kalibrierten Schauerdaten noch enthalten sind, werden bei der Datenrekonstruktion abgezogen. Inwiefern die Annahmen über die Langzeitstabilität der  $\tau_{PG}$ , die die Kombination beider Kalibrierungen erst sinnvoll macht, berechtigt sind, soll im nächsten Abschnitt untersucht werden.

### 5.7.3 Auswertung der Zeitkalibrierung

Die Auswertung der Zeitkalibrierung basiert auf den während des KASCADE-Meßbetriebs mit der LED-Kalibration bestimmten  $\tau_{LED}(i)$ <sup>17</sup> und auf zwei Serien von jeweils 9 Myonkalibrations-Messungen, die im zeitlichen Abstand von 3 - 4 Wochen durchgeführt wurden. An der Durchführung und Analyse der Myonkalibrations-Messungen war F. Feßler maßgeblich beteiligt, eine Diskussion ihrer Ergebnisse findet sich auch in [FES97].

#### Vergleich der Reproduzierbarkeit beider Kalibrationsverfahren

Zunächst ist interessant, wie reproduzierbar die Messungen der  $\Delta\tau_{LED}(i)$  und der  $\Delta\tau_\mu(i)$  sind. Dazu wird die Verteilung der Differenzen aus jeweils 2 solcher Messungen gebildet:

$$\delta\tau_{LED}(i) = \Delta\tau_{LED}'(i) - \Delta\tau_{LED}(i)\tag{5.4}$$

$$\delta\tau_\mu(i) = \Delta\tau_\mu'(i) - \Delta\tau_\mu(i)\tag{5.5}$$

Wir erwarten für beide Kalibrationsmethoden Gauss-Verteilungen der  $\delta\tau(i)$ , deren Breite bestimmt wird durch die Auflösung, mit der die  $\Delta\tau_{LED}(i)$  bzw.  $\Delta\tau_\mu(i)$  gemessen werden können, und den realen Schwankungen, denen sie aufgrund von Temperaturänderungen unterworfen sind. Für die  $\Delta\tau_{LED}(i)$  sind dabei die Durchlaufzeiten  $\tau_{PG}(i) + \tau_{DAQ}(i)$  relevant, bei den  $\Delta\tau_\mu(i)$  lediglich die  $\tau_{PG}(i)$ . Die realen Schwankungen sollten daher für die  $\Delta\tau_\mu(i)$  kleiner sein, zumal die typischen Driften der  $\tau_{PG}(i)$  durch die Temperaturkompensation des Pulsgenerators klein sind verglichen mit denen der  $\tau_{DAQ}(i)$ .

Anders verhält es sich mit der Zeitauflösung beider Kalibrationsverfahren: da in die  $\Delta\tau_\mu(i)$  aus der Myon-Kalibrierung tatsächlich auch die Ergebnisse der LED-Kalibrierung eingehen, kann ihre Zeitauflösung keinesfalls besser sein als die der LED-Kalibrierung. Zudem verwendet sie Myonen, in deren Zeitmessung die vor allem geometrisch bedingte Detektor-Zeitauflösung mit eingerechnet wird (die detektortypische Zeitauflösung von 1.6 ns gilt allerdings nur für die Messung einzelner Myonen, bei der Myon-Kalibrierung wird ein Mittelwert aus typisch einigen hundert gemessenen Zeiten verwandt, der natürlich besser bestimmt ist).

Abbildung 5.19 zeigt die Verteilung der Differenzen aus 2 Messungen: tatsächlich ist die Verteilung der  $\delta\tau_\mu(i)$  schmaler als die Verteilung der  $\delta\tau_{LED}(i)$ : die bessere Temperaturstabilität des Pulsgenerators gegenüber dem Datenaufnahmesystem überwiegt die prinzipiell schlechtere Zeitauflösung bei der Myon-Kalibrierung. Wir

<sup>17</sup>Der Index  $i$  bezeichnet die Detektorkanäle.

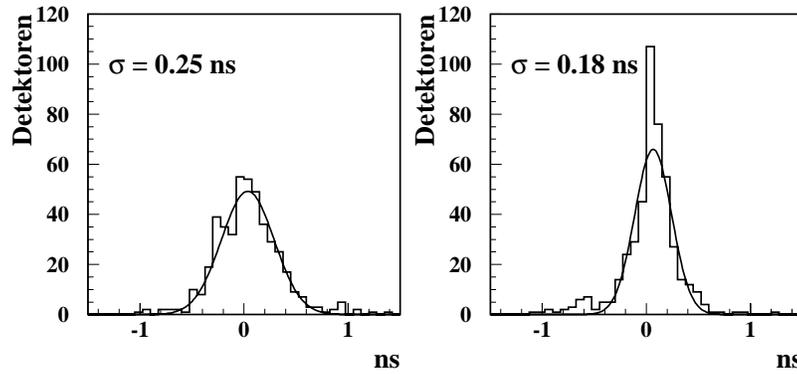


Abb. 5.19: Differenzen gemessener  $\Delta\tau_{LED}$  (links) und  $\Delta\tau_{\mu}$  (rechts).

erkennen daran auch, daß die Differenzen der  $\delta\tau_{LED}(i)$  zum Teil auf echten Temperaturdriften beruhen und nicht lediglich rein zufälliger Natur sein können: wäre dies der Fall, so könnte die Verteilung der  $\delta\tau_{\mu}(i)$  nicht die schmalere sein, da sie die zufälligen Fehler der  $\tau_{LED}(i)$ -Bestimmung mit enthält, während der Einfluß der echten Temperaturdriften durch die fortlaufende Aktualisierung der  $\tau_{LED}(i)$  während der Myonkalibrations-Messung unterdrückt wird.

### Auswertung der Myonkalibrierung

Eine komplette Myonkalibrierung besteht aus einem Satz von 9 Einzelmessungen, bei denen jeweils die  $\tau_{PG}(i)$  von 120 Detektoren bestimmt werden (vgl. Abb. 5.18). Bei einer Einzelmessung werden während etwa 4 Stunden um die 100.000 Ereignisse aufgezeichnet. Von ihnen werden nur diejenigen ca. 80.000 verwandt, bei denen genau ein Triggerdetektor koinzident mit dem Referenzdetektor angesprochen hat. Auf einen Triggerdetektor entfallen dabei je nach seiner Lage zum Referenzdetektor zwischen 200 und 1400 Ereignisse, deren  $\Delta\tau_{\mu}(k)$  gaussförmig verteilt sind<sup>18</sup> (vgl. Abb. 5.20).

Die Breiten  $\sigma_k(i)$  der  $\Delta\tau_{\mu}(k)$ -Verteilungen werden von den intrinsischen Zeitaufösungen des Referenz- und des jeweiligen Triggerdetektors  $i$  sowie von der Streuung der Laufzeiten  $\tau_{tof}(k)$  verursacht. Ihre Werte sind damit obere Schranken für die intrinsische Zeitauflösung des Systems aus Triggerdetektoren und Triggerelektronik. Abbildung 5.20 zeigt die Verteilung der  $\sigma_k(i)$  aus neun Einzelmessungen. Ihr Mittelwert  $\bar{\sigma}_k$  beträgt  $2.14\text{ ns}$ . Berücksichtigt man lediglich die Faltung der Zeitaufösungen von Referenz- und Triggerdetektor, so ergibt sich daraus eine Obergrenze für die mittlere Zeitauflösung eines Detektors von  $1.5\text{ ns}$ . Dieser Wert liegt sogar noch unter der in [HAN91] angegebenen Detektor-Zeitauflösung von  $1.6\text{ ns}$  (neuere diesbezügliche Messungen ergeben für Leading-Edge-Timing eine Detektor-Zeitauflösung von  $1.2\text{ ns}$  [FES97]).

### Einfluß der Referenzdetektor-Position auf die Myonkalibration

Die von den Einzelmessungen erfaßten Detektorbereiche überlappen sich, so daß für einen Detektor bis zu 4 Werte  $\tau_{PG}(j)$  mit verschiedenen Positionen  $j$  des Referenzdetektors ermittelt werden. Bei der Auswertung der Myonkalibrierung werden

<sup>18</sup>der Index  $k$  bezeichnet die Einzelereignisse einer Kalibrationsmessung in einem Triggerdetektor

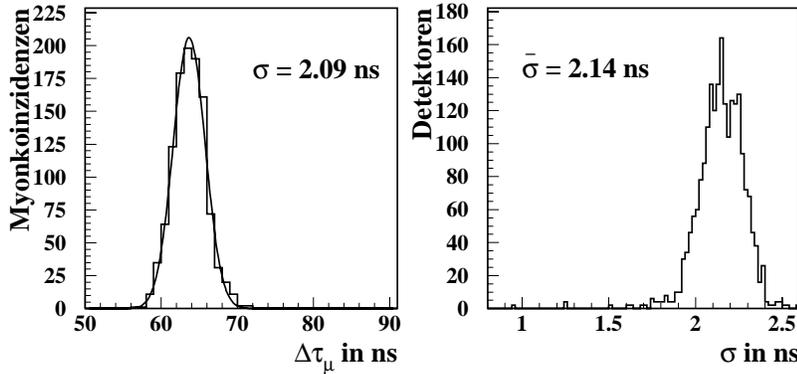


Abb. 5.20: Das linke Schaubild zeigt die Verteilung der  $\Delta\tau_\mu(k)$  eines Detektors, das rechte die Verteilung der gemessenen  $\sigma_k(i)$  für einen kompletten Satz von 9 Einzelmessungen

die geometrischen Laufzeiten  $\tau_{tof}(j)$  von einem Triggerebenen-Detektor zum Referenzdetektor bei der Berechnung der  $\Delta\tau_\mu(i)$  abgezogen (siehe Gl. (5.3)); die  $\tau_{PG}(j)$  für einen Triggerebenen-Detektor sollten deshalb unabhängig von der Position des Referenzdetektors sein.

Diese Annahme trifft nur näherungsweise zu: tatsächlich zeigt sich bei der Auswertung der Kalibrationsmessungen, daß die gemessenen  $\Delta\tau_\mu(j)$  eines Triggerdetektors systematisch von der Entfernung zur jeweiligen Referenzdetektor-Position abhängen: längere Wege führen auch nach der geometrischen Laufweg-Korrektur zu größeren  $\Delta\tau_\mu(j)$ . Die Laufzeitverlängerung beträgt etwa  $0.24 \text{ ns/m}$ . Die Abweichung der realen Myon-Laufzeiten von den geometrischen kann durch Streuung und Energieverlust der Myonen im Absorbermaterial zwischen Triggerebene und dem Keller des Zentraldetektors erklärt werden: die Streuung führt zu einer Laufwegverlängerung, zudem erleiden schräger einfallende Myonen einen höheren Energieverlust im Absorber und haben dadurch nach dem Austritt aus dem Absorber im Mittel etwas niedrigere Geschwindigkeiten.

Anbetrachts der Größe des Effekts und der sonstigen Meßungenauigkeit bei der Myonkalibrierung wurde auf eine detaillierte Monte-Carlo-Simulation der relevanten Myonspuren im Detektor verzichtet. Stattdessen werden die  $\Delta\tau_\mu(j)$  mit einer zusätzlichen Laufzeit-Korrektur versehen. Deren oben bereits angegebene Größe von  $0.24 \text{ ns/m}$  bestimmen wir anhand der 120 zentralen Triggerdetektoren, für die aufgrund der Überlappung der 9 Einzelmessungen jeweils 4 Wertepaare  $\{l(j), \Delta\tau_\mu(j)\}$  existieren. Die  $l(j)$  sind dabei die geometrischen Abstände zwischen dem jeweiligen Triggerdetektor  $i$  und einer Referenzdetektor-Position  $j$ .

Für jeden der zentralen 120 Triggerdetektoren wird an die 4  $\{l(j), \Delta\tau_\mu(j)\}$  eine Gerade  $g = \alpha l + \tau_0$  angepaßt. Die Verteilung der Geradensteigungen  $\alpha(i)$  zeigt Abbildung (5.21). Ohne Streuung und Energieverlust der Myonen im Absorbermaterial müßten die Steigungen  $\alpha(i)$  um  $0 \text{ ns/m}$  verteilt sein. Die Anpassung einer Gauss-Funktion an die Verteilung zeigt eine Verschiebung um  $0.24 \text{ ns/m}$ .

Um letztlich die Kalibrationswerte  $\tau_{PG}(i)$  aus den neun Einzelmessungen zu bestimmen, müssen die Mittelwerte aus den  $\Delta\tau_\mu(j)$  der jeweiligen Triggerdetektoren  $i$  gebildet werden. Die mittleren quadratischen Abweichungen  $\sigma_\tau(i)$  der Einzelmessungen von den zugehörigen Mittelwerten sind ein Maß für die Genauigkeit, mit

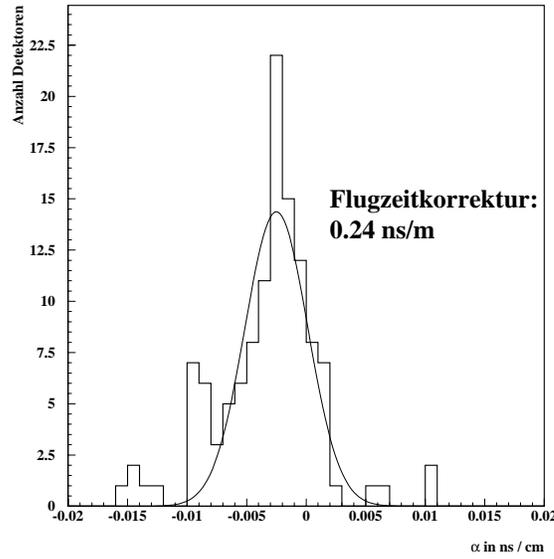


Abb. 5.21: Verteilung der  $\alpha(i)$ , die aus den 120 zentralen Detektoren anhand von jeweils 4 Einzelmessungen bestimmt werden.

der die  $\tau_{PG}(i)$  bestimmt werden können.  $\bar{\sigma}_\tau$ <sup>19</sup> beträgt ohne die Laufzeitkorrektur 230 ps, mit ihr 190 ps.

#### 5.7.4 Überprüfung der Zeitkalibrierung anhand von Schauerdaten

Die Zeitkalibrierung kann anhand gemessener Schauerdaten überprüft werden: dazu wird bei Schauern mit 8 oder mehr von der Triggerebene und den Myonkammern detektierten Myonen aus den gemessenen Ankunftszeiten die geometrische Lage der Schauerfront rekonstruiert. Aufgrund der geringen Ausdehnung der Triggerebene ist dabei die Anpassung an eine ebene Fläche ausreichend. Die zeitlichen Differenzen der Schauermyonen zur rekonstruierten Schauerfront werden für alle Detektoren separat in Histogramme eingetragen. Die detektorspezifischen Zeitverteilungen, die sich daraus ergeben, sind zum einen aufgrund der vergleichsweise ungenauen Rekonstruktion der Schauerfront (gegenüber der Winkelbestimmung von den Arraydetektoren ergeben sich z. T. Abweichungen von mehreren Grad) relativ breit: bei Anpassung einer Gaussfunktion ergibt sich typisch  $\sigma \approx 3$  ns; zum anderen sind sie asymmetrisch, da die Myonen gegenüber der theoretischen Schauerfront (frühestmögliche Teilchenankunftszeit) nur verzögert sein können: die Schwerpunkte angepaßter Gaussfunktionen liegen deshalb immer bei positiven Werten, denen Verspätungen gegenüber der Schauerfront entsprechen. Die Verteilung der Schwerpunkte angepaßter Gaussfunktionen über die 456 Triggerdetektoren ist jedoch schmal; sie weist ein  $\sigma$  von lediglich 0.41 ns auf, so daß grobe Fehler in der Zeitkalibrierung sofort erkannt werden können (vgl. Abb. 5.22).

Bislang ist diese Auswertung von Schauerdaten lediglich zum Test der oben beschriebenen Kalibrierungsmethoden verwandt worden; inwieweit durch eine ite-

<sup>19</sup>Der Durchschnitt ist hier über alle Detektoren mit mindestens 2 zugehörigen Referenzdetektorpositionen gebildet.

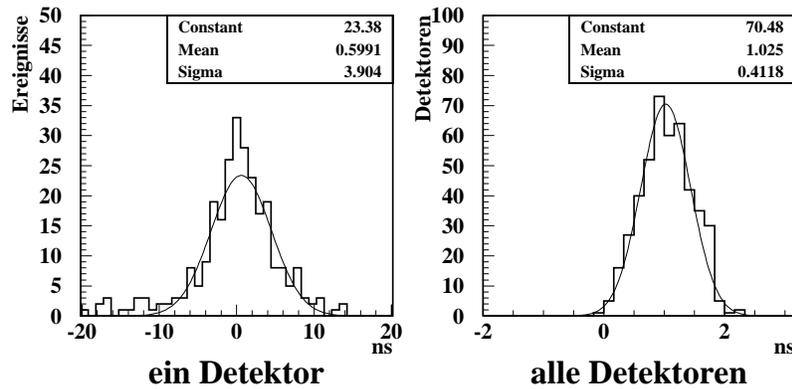


Abb. 5.22: Zeitkalibrierung mit Schauerdaten: das linke Schaubild zeigt die Verteilung der zeitlichen Abstände der in einem Detektor gemessenen Schauermyonen zur rekonstruierten Schauerfront, das rechte Bild die Verteilung der Schwerpunkte der angepassten Gaussfunktionen. Aufgrund der Asymmetrie des linken Spektrums sind die Schwerpunkte leicht zu positiven Zeitabständen hin verschoben.

rative Bestimmung der kanaltypischen Durchlaufzeiten aus Schauerdaten die bisher benutzte Myonkalibrierung eventuell ersetzt werden könnte, muß noch untersucht werden.

## 5.8 Energiekalibrierung

Verglichen mit der Zeitkalibrierung der Trigger Elektronik ist ihre Energiekalibrierung von geringerer Bedeutung und weit weniger aufwendig. Zum einen ist die Energiedeposition eines minimal ionisierenden Teilchens in einem Szintillator von vorn herein großen Streuungen unterworfen, die durch die Landau-Verteilung ausgedrückt werden können, zum anderen ist der Einfluß von Temperaturänderungen auf die Ladungsmessung kleiner als auf die Zeitmessung. Da die wahrscheinlichste Energiedeposition eines minimal ionisierenden Teilchens lediglich eine Funktion von Art und Dicke des verwendeten Szintillators und der Winkelverteilung der einfallenden Teilchen ist, kann ihr Wert für die Triggerdetektoren genau angegeben und als Grundlage für die Energiekalibrierung verwendet werden: die Kanalzahl des Maximums in einem Impulshöhenspektrum des Myonzweigs entspricht einer im Triggerdetektor deponierten Energie von  $6.44 \text{ MeV}$ . Streng genommen hängt bei den Triggerdetektoren die Ladungsmenge an der Anode des Photomultipliers bei einer bestimmten Energiedeposition auch vom Ort der Deposition ab. Der Effekt ist aber mit  $\pm 4.5\%$  Abweichung von der mittleren Ladungsmenge [FES97] relativ klein.

Da die Basislinien der Verstärkerschaltkreise von Myon- und Hadronzweig fest an den Nullpunkt des Konversionsbereichs der nachfolgenden ADCs gebunden sind (vgl. Abschnitt 5.5.4), ermöglicht dieser Referenzwert, der bei korrekter Einstellung der Photomultiplier-Hochspannung etwa bei ADC-Kanal 64 liegt, eine vollständige Energiekalibrierung des Myonzweigs (dabei ist allerdings anzumerken, daß die Basislinie aufgrund der Dithering-Option der verwendeten ADCs sowohl ADC-Kanal 0 als auch ADC-Kanal 1 entsprechen kann, vgl. Abschnitt 5.7.1).

Im 26-fach<sup>20</sup> schwächer verstärkenden Hadronzweig befinden sich die Energiedepositionen aller minimal ionisierenden Teilchen in den ersten Kanälen, so daß hier eine direkte Kalibrierung mit dem Maximum der Landau-Verteilung nicht möglich ist. Bauteiltoleranzen bewirken jedoch in den einzelnen Detektorkanälen lediglich Abweichungen von 2 - 3 % vom mittleren Verstärkungsverhältnis, so daß die Energiekalibrierung der Myonzweige unter Verwendung dieses Verhältnisses auf die Hadronzweige ausgedehnt werden kann.

Die differentiellen Nichtlinearitäten der bei allen Digitalisierungen eingesetzten MC44250 (vgl. Abschnitt 5.7.1) betreffen die Energiemessungen in gleicher Weise wie die Zeitkonversion. Auch in den Impulshöhenspektren sind die ausgeprägten 4-Kanal-Periodizitäten dieser ADCs zu sehen; ihre Korrektur ist bei den Energiemessungen allerdings nicht möglich, da hier keine den freien TDC-Spektren entsprechenden Gleichverteilungen erstellt werden können. Das bedeutet, daß die faktisch erreichbare Auflösung bei der Energiemessung nicht den 8 Bit der AD-Konversion entspricht.

Die Energiekalibrierung wird aufgrund ihrer größeren Stabilität nicht wie die Zeitkalibrierung fortlaufend während der Messung, sondern erst bei der Datenrekonstruktion durchgeführt; die Triggerelektronik überträgt bei der Auslese von Schauerdaten die Ergebnisse der AD-Konversion im Myon- und im Hadronzweig unverändert. Die Lage der Maxima in den Impulshöhenspektren der Myonzweige wird bei der Selbstüberwachung von den Basisrate-Transputern durch die Anpassung einer Landau-Verteilung bestimmt. Sie kann vom Hostrechner zu beliebigen Zeiten abgefragt und bei der Datenrekonstruktion zur Energiekalibrierung verwendet werden.

---

<sup>20</sup>Dieses Verhältnis weicht vom Verstärkungsverhältnis 32 der schnellen Vorverstärker für die Photomultipliersignale (vgl. Abschnitt 5.5.1) ab. Grund dafür ist ein Bestückungsfehler auf den TRIGA-Baugruppen: die Ausgangssignal-Formen der Aktiv-Filter-Verstärker in beiden Zweigen, die eigentlich gleich sein sollten, unterscheiden sich etwas voneinander und führen so zu einem Gesamtverstärkungsverhältnis beider Zweige von ca. 26.

# Kapitel 6

## Software zur Triggerelektronik

In diesem Kapitel wird nicht die gesamte Datenaufnahme-Software zur Triggerelektronik, sondern vorrangig der Teil, der im Rahmen dieser Arbeit entwickelt worden ist, beschrieben. Es handelt sich dabei um diejenigen Prozesse, die in den Transputern von Basis- und zentralem Crate Steuerung und Datenaufnahme organisieren. Die im gesamten Programm-Paket zum Datenaustausch verwendeten Kommunikationsfunktionen gehen auf ein Konzept von H.-J. Mathes zurück [MAT95]. Bei der Software für die Basiscrate-Transputer konnten Teile aus einer früheren Entwicklungsarbeit von Dipl.-Phys. Wolfgang Schmidt übernommen werden [SCH94].

### 6.1 Transputer und Parallelverarbeitung

Die in der Triggerelektronik als Prozessoren eingesetzten TRAMP (**T**ransputer with **M**emory and **P**eripheral **B**us)-Module enthalten einen Transputer vom Typ T805 der Firma Inmos, 4 MB externen Speicher und einen 15-Bit-Adress/8-Bit-Daten-Bus, der als Schnittstelle zur Hardware verwendet wird. Dieses Modul und das Protokoll des Peripherie-Busses sind in [BOR92] beschrieben.

Der T805 ist ein 32-Bit-Prozessor mit einer Floating Point Unit und einer internen Taktfrequenz von 17 *MHz*. Innerhalb eines Transputers findet keine echte Parallelverarbeitung statt, seine Konzeption ist aber an ihren Erfordernissen orientiert: er enthält zum einen interne Hardware zur Kommunikation und dem Umschalten zwischen verschiedenen Prozessen, zum anderen 4 bidirektionale serielle Schnittstellen („Links“) mit 10 Mbit/s Übertragungsgeschwindigkeit zur Kommunikation mit auf anderen Transputern laufenden Prozessen [INM88]. Jede dieser Links kann mit genau einer Link eines anderen Transputers verbunden werden; weitere Einschränkungen an die damit möglichen Netztopologien bestehen nicht.

Der für die Programmierung verwendete Compiler von Inmos basiert auf dem ANSI-C-Standard, enthält aber Erweiterungen, die die (Quasi-)Parallelverarbeitung in und zwischen Transputern unterstützen. Es handelt sich dabei um Funktionen für folgende Objekte:

- Prozesse, also in sich abgeschlossene Programme, die gestartet, beendet und mit anderen Prozessen synchronisiert werden können,
- Kanäle („Channels“), die den Datenaustausch zwischen verschiedenen Prozessen ermöglichen,

- Semaphoren, mit deren Hilfe der Zugriff verschiedener Prozesse auf gemeinsame Ressourcen kontrolliert werden kann.

Prozesse können mit 2 Prioritätsstufen gestartet werden, die sich dann auswirken, wenn mehrere Prozesse auf einem Transputer laufen: Prozesse niedriger Priorität lösen einander alle 2 *ms* ab, die Bearbeitung eines hoch priorisierten Prozesses wird dagegen erst dann gestoppt, wenn dieser auf Eingaben aus einem Kanal oder die Freigabe eines Semaphors wartet. Die Interrupt-Latenzzeit eines hochpriorisierten Prozesses beträgt weniger als 16  $\mu s$ , typisch 4  $\mu s$  ([INM88], S. 53).

Die Verteilung der Prozesse auf ein Transputer-Netzwerk ist prinzipiell unabhängig von der Programmierung der Prozesse selbst; sie wird durch eine separate Konfigurationsdatei festgelegt. Die gleichen Prozesse können deshalb sowohl echt parallel auf verschiedenen Transputern als auch quasi-parallel auf einem Prozessor abgearbeitet werden, Kanäle zwischen diesen Prozessen sind dann entweder identisch mit Links zwischen Transputern oder Speicheradressen innerhalb eines Transputers. Eine neuere Version des Inmos-Toolsets [INM92] enthält darüber hinaus einen sogenannten virtuellen Router, der logische Kanäle zwischen Prozessen zuläßt, die auf nicht durch eine direkte Link verbundenen Transputern des gleichen Netzwerks ablaufen. Die logische Verbindungen in einem Transputernetzwerk entsprechen dann nicht mehr notwendig den durch Links realisierten.

Diese Eigenschaften von Transputer und Compiler ermöglichen zwar eine elegante Programmierung gerade Hardware-naher und zeitkritischer Anwendungen, die Programmentwicklung wird allerdings dadurch erschwert, daß fehlerhafte Abläufe, die lediglich bei einer bestimmten zeitlichen Abfolge in der Prozeßbearbeitung auftreten, nicht sicher reproduzierbar sind.

## 6.2 Struktur und Kommunikation

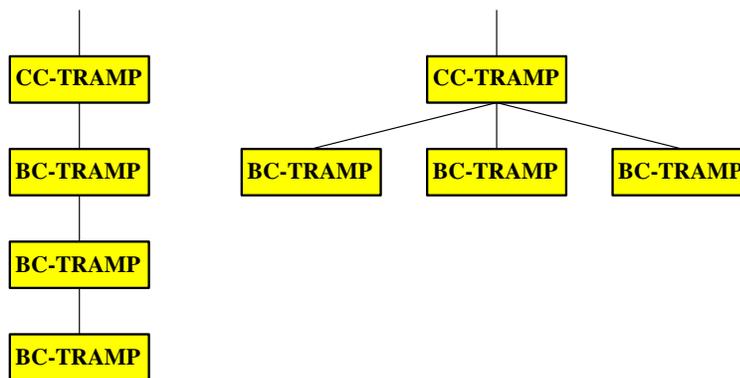


Abb. 6.1: Reale und logische Gestalt des Transputer-Netztes der Triggerelektronik; CC steht für Central Crate, BC für Basis Crate.

Obwohl die Links zwischen den Transputern der Basis- und des zentralen Crates eine Kette („Pipeline“) bilden (vgl. Abb. 6.1), sind die logischen Kanäle zwischen den Transputern mit Hilfe des virtuellen Routers baumartig organisiert: alle Basiscrates haben einen logischen Kanal zum zentralen Crate, dieses ist über einen Kanal mit dem TVC-Transputer verbunden. Die Basiscrate-Transputer werden unabhängig von ihrer Position in der Pipeline mit dem gleichen Programmcode geladen, ihnen wird durch die Konfigurationsdatei lediglich eine individuelle Adresse

zugeteilt. Auf diese Weise ist es möglich, durch den Austausch der Konfigurationsdatei ausführbare Programme für eine beliebige Anzahl von Basisrates zu erzeugen.

Auf jedem Transputer existieren 2 Prozesse, die zusammen einen Multiplexer für den Datenaustausch zwischen den übrigen Prozessen bilden: der Multiplexer-Eingangs-Prozeß empfängt sämtliche Nachrichten, die für einen Prozeß innerhalb des jeweiligen Transputers bestimmt sind und schiebt sie in einen Pufferspeicher, der Multiplexer-Ausgangs-Prozeß verteilt sie von dort aus an die empfangenden Prozesse. Diese Struktur erschwert sogenannte Dead Locks, bei denen 2 oder mehrere Prozesse gegenseitig auf Eingaben voneinander bzw. deren Quittierung warten und sich so blockieren.

Die Kommunikation der Prozesse untereinander verwendet ein von H.-J. Mathes entwickeltes und auch bei der Software für die MWPCs verwendetes Protokoll, bei dem jede Nachricht einen Vorspann mit Informationen über Sender, Adressat, Art der Nachricht und ihre Länge enthält [MAT95]. Alle ausgetauschten Datenstrukturen werden einheitlich in den Transputern und der Hostsoftware verwendet.

### 6.3 Die Prozesse der Basisrates

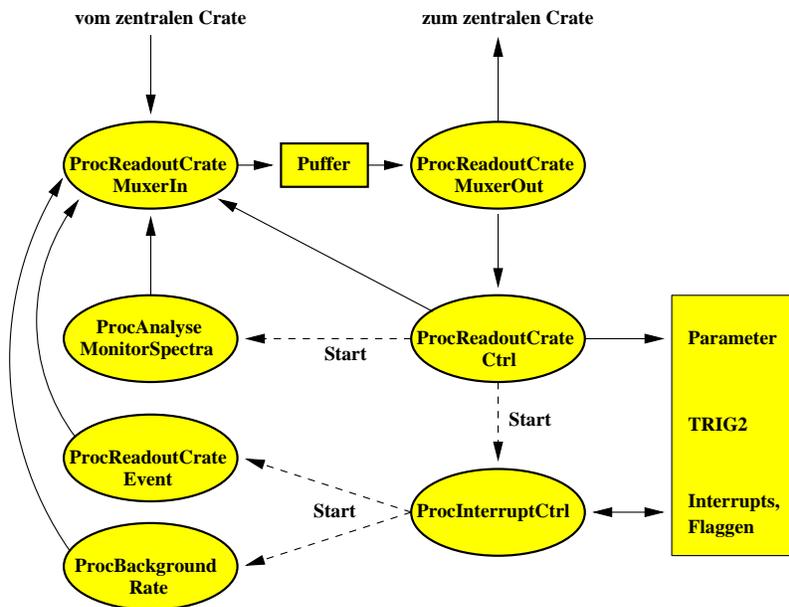


Abb. 6.2: Prozesse des Basisrate-Transputers.

Abbildung 6.2 zeigt die Anordnung der Basisrate-Prozesse, die in der folgenden Tabelle aufgelistet sind.

Prozeß	Start	Priorität	Aufgaben
ProcReadout CrateCtrl	bei Programmstart	niedrig	Zugriffe auf Hardwareparameter, Bearbeitung von Hostnachrichten, Steuerung des Monitorzyklus
ProcReadout CrateMuxerIn	bei Programmstart	niedrig	Annahme eingehender Nachrichten
ProcReadout CrateMuxerOut	bei Programmstart	niedrig	Weitergabe der Nachrichten
ProcInterrupt Ctrl	nach der ersten Statusübertragung	hoch	Überwachung des Interrupt-Eingangs
ProcEvent	nach Event-Interrupt	hoch	Auslese der Eventdaten, Zeitkorrekturen
ProcAnalyse MonitorSpectra	nach beendeter Monitormessung	niedrig	Auswertung des Monitorspektrums, Berechnung neuer Parameter
ProcBackground Rate	nach Interrupt vom Untergrundraten-Zähler	niedrig	Auslese des Untergrundraten-Zählers

### Interruptbehandlung

In den Basiscrates existieren 4 Interruptquellen:

- der Event-Interrupt wird vom System-Triggersignal ausgelöst,
- der Monitor-Interrupt signalisiert ein Einzelereignis im gerade überwachten Detektorkanal,
- der Timer-Interrupt wird alle 10 *ms* und
- der Backgroundrate-Interrupt nach jeder Untergrundmessung aktiv.

Transputer verfügen nicht wie andere Prozessoren über mehrere, sondern lediglich über einen einzigen Interrupt-Eingang, der vom Standpunkt der Software aus als Kanal zugänglich ist. Liegt ein Interrupt vor, so muß dessen Ursprung durch die Abfrage von Flaggen in der Hardware ermittelt werden. Die Priorität der verschiedenen Interruptquellen ist dabei durch die Reihenfolge beim Abfragen der Flaggen gegeben. Interrupts niedrigerer Priorität gehen bei der Bearbeitung eines höherpriorisierten nicht verloren, dicht aufeinander folgende Interrupts der gleichen Quelle können einander allerdings verdecken. Um hohe Interruptraten zu ermöglichen, enthält *ProcInterruptCtrl* nur die notwendigsten Peripheriebus-Zugriffe und keine Bus-Prüfungen, alle komplexeren Aufgaben sind in andere Prozesse ausgelagert. Die Bearbeitungszeit für einen Interrupt kann damit auf 25  $\mu s$  gesenkt werden, bei den maximal vorgesehenen 10 *kHz* LED-Pulsen für die Aufnahme von inkohärenten TDC-Spektren (vgl. Abschnitt 5.6.1) verbleibt damit noch genug Zeit für die Bearbeitung anderer Prozesse. Eine bei normalen Betriebsbedingungen nicht auftretende Interruptrate von 40 *kHz* bringt allerdings die gesamte Prozeß-Kommunikation zum Erliegen.

Die hohe Prozeßpriorität von *ProcInterruptCtrl* und *ProcEvent* gewährleisten, daß im Fall eines Schauers der Event-Interrupt schnellstmöglich erkannt wird und alle anderen Prozesse unterbrochen bleiben, solange die Auslese und Bearbeitung der Schauerdaten in *ProcEvent* andauert.

### Hardware-Parameter

Die von *ProcReadoutCrateCtrl* an die Hardware übertragenen Parameterdaten können von dort nicht wieder rückgelesen werden, daher ist eine Kopie dieser Daten im Transputer erforderlich. Der Zugriff auf die Parameterdaten ist durch ein Semaphore so geschützt, daß keine Diskrepanzen zwischen Hardwareeinstellungen und Softwarekopie auftreten können. Alle Parameterdaten, Zeitkorrekturen und Meßzeiten für die Monitorspektren sind in einer Datenstruktur zusammengefaßt, die zu Beginn des Programms vom Hostrechner an die Basisrates geschickt werden muß. Erst nach der Übertragung aller Parameter an die Hardware wird *ProcInterruptCtrl* gestartet; auf diese Weise werden Interrupts vom nicht korrekt aufgesetzten Basisrate vermieden.

### Run-Status

Nach dem Start befinden sich die Basis-Crate-Prozesse zunächst in einem Bereitschafts-Zustand („TR\_RUN\_DISABLED“): alle zur Kommunikation erforderlichen Prozesse laufen, alle Interrupts der Hardware werden quittiert und verworfen, aber es werden keinerlei Nachrichten oder Anfragen an den Hostrechner geschickt. Dies ermöglicht den Start des Hostprogramms zu einem späteren Zeitpunkt. Erst nach dem Empfang einer entsprechenden Nachricht werden die Prozesse in den aktiven Zustand („TR\_RUN\_ENABLED“) versetzt. Vom Hostrechner aus kann beliebig zwischen beiden Zuständen umgeschaltet werden.

### Berechnung der Hardware-Parameter

Der Analyse-Prozeß ist für die Bearbeitung aller 3 möglichen Monitorspektren (kohärentes und inkohärentes TDC-, Impulshöhenspektrum) ausgelegt und wird nach Abschluß jeder Monitormessung neu gestartet. Er berechnet aus den inkohärenten TDC-Spektren die Kanalbreiten-Korrekturen und gegebenenfalls neue Parameter für die Form der TAC-Rampe, aus den kohärenten TDC-Spektren die individuellen Zeit-Offsets der Detektorkanäle und aus den Impulshöhenspektren die Lage des Maximums der Landauverteilung und den Parameterwert für die Myonschwelle (vgl. Abschnitt 5.6.1). Außerdem bestimmt er aus den von *ProcBackgroundRate* ermittelten Untergrund-Zählraten neue Parameterwerte für die Timing-schwellen. Für die Anpassung der Landauverteilung an das Impulshöhenspektrum werden Fitroutinen aus den „Numerical Recipes“ [PRE89] verwendet, eine Approximation an die nichtanalytische Landauverteilung ist den Short Writups der CERN-LIB entnommen [KOE84].

## 6.4 Die Prozesse des zentralen Crates

Auf dem Transputer der zentralen Crates laufen ständig folgende Prozesse:

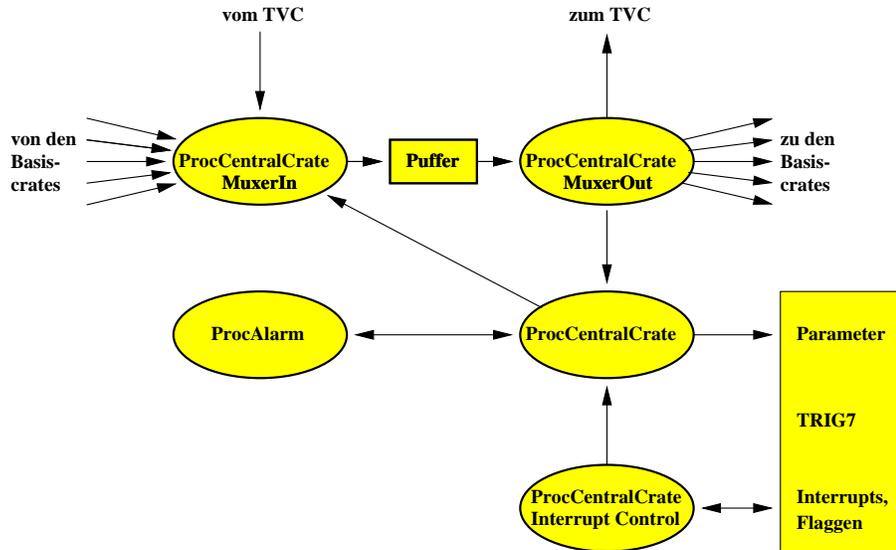


Abb. 6.3: Prozesse des Transputers im zentralen Crate.

Prozeß	Priorität	Aufgaben
ProcCentralCrate MuxerIn	hoch	Annahme eingehender Nachrichten
ProcCentralCrate MuxerOut	hoch	Weitergabe der Nachrichten
ProcCentralCrate	niedrig	Zugriffe auf Hardware-Parameter, Bearbeitung von Hostnachrichten, Zusammenfassung der Schauerdaten
ProcCentralCrate InterruptCtrl	niedrig	Bearbeitung der Interrupts
ProcAlarm	hoch	Feststellung von Timeouts bei der Aufnahme von Schauerdaten

Im zentralen Crate gibt es lediglich 2 Interruptquellen: den Event-Interrupt bei einem System-Triggersignal und den Sekunden-Interrupt für die Berechnung des Julianischen Datums eines Schauers. Da die Bearbeitung der Schauerdaten in den Basisrates bei weitem aufwendiger ist, benötigen wir weder eine bevorzugte Reaktion auf einen Event-Interrupt noch einen separaten, hoch priorisierten Prozeß für die Schauerdatenaufnahme. Durch die Priorisierung der Multiplexer-Prozesse wird vielmehr der Datenaustausch mit den Basisrates begünstigt. Ansonsten entsprechen die Konzepte der Software des zentralen Crates weitgehend denen der Basisrates, das gilt insbesondere für die Kopie der Hardware-Parameter und den Run-Status.

Nach einem Event-Interrupt wartet *ProcCentralCrate* auf die Schauerdaten aller vorhandenen Basisrates und faßt diese mit den Schauerdaten des zentralen Crates zu einer gemeinsamen Datenstruktur zusammen, die nach einer entsprechenden Anforderung an den TVC gesendet wird. Falls innerhalb einer festgelegten Zeit (gegenwärtig 2 s) nicht alle Schauerdaten eingetroffen sind, erkennt *ProcAlarm* einen Timeout. Der Schauerdatenaufnahme-Zyklus für das gegenwärtige Ereignis sendet eine entsprechende Fehlermeldung an den Hostrechner und terminiert.

Der Sekunden-Interrupt wird zur eindeutigen Bestimmung der Differenz zwischen dem Stand des Sekundenzählers auf der TRIG7 und dem Julianischen Datum (Sekunden ab 1. Januar 1970) benötigt (vgl. Abschnitt 5.5.5).

## 6.5 Software für die Spannungsüberwachung und Temperaturregelung

Da die Steuerung der Versorgungsspannungs-Überwachung und Temperaturregelung im PCTRL-Modul keine hohe Prozessorleistung erfordert, wurde an dieser Stelle anstatt eines Transputers ein einfacher Prozessor vom Typ MC80C32 verwendet. Die Assembler-Software für den MC80C32 wurde von M. Brendle und B. Luley entwickelt und im Rahmen dieser Arbeit getestet. Ihre wesentlichen Aufgaben sind:

- die regelmäßige Abfrage und Überprüfung der Spannungs- und Temperaturdaten der einzelnen Crates,
- die Bearbeitung von Anfragen des Hostrechners (Übermittlung der Daten, An- bzw. Abschaltung der Stromversorgungen, Übernahme von Parametern für die Temperaturregelung),
- Berechnung der Ventilöffnungszeiten an den Wärmetauschern aus den Temperaturdaten.

Der Datenaustausch mit dem Hostrechner wird vom TVC aus organisiert und findet über dessen VME-Bus statt. Eine detaillierte Beschreibung der PCTRL-Software (mit Ausnahme der später ergänzten Temperaturregelung) befindet sich in [LUL95].

# Kapitel 7

## Experimentelle Ergebnisse

### 7.1 Messung von Myonankunftszeitverteilungen

#### 7.1.1 Experimenteller Rahmen

Die Detektorsysteme von KASCADE waren bei der Messung der hier analysierten Schauerdaten bis auf den Myontunnel und die fehlenden Kanäle des Zentralkalorimeters voll funktionsfähig. Die Datenaufnahme hatte in soweit vorläufigen Charakter, als daß die eigentlichen Messungen nur zwischen 16.00 und 8.00 und an Wochenenden stattfanden, da tagsüber weiter am Aufbau des Detektorsystems und der Datenaufnahmesoftware gearbeitet wurde. Die Schauerdaten stammen aus 28 solcher Meßphasen zwischen dem 30. 10. 96 und dem 11. 12. 96, bei denen zumindest das Array, die Myonenkammern und die Triggerebene beteiligt waren. Ihre Gesamtdauer betrug etwa 600 Stunden, insgesamt wurden dabei 4 555 655 Schauer aufgezeichnet. Als Triggerquellen sind bei den Messungen das Array, die Triggerebene und das Topcluster mit folgenden Zuordnungen zu den Experimentteilen im Einsatz gewesen:

Triggerquelle	getriggerte Detektorsysteme
Array	Array
Triggerebene	Triggerebene, Topcluster, Myonkammern, Kalorimeter
Topcluster	Topcluster, Kalorimeter

Damit ist zwar keine Triggerquelle für alle Detektorsysteme wirksam, trotzdem wird ein Teil der Schauer von allen gesehen, indem er mehrere Triggerquellen aktiviert. Anhand der Triggerzeiten werden die Datenblöcke der Detektorsysteme von der Datenaufnahme-Software des Hostrechners in diesem Fall als zusammengehörig erkannt. Für die Analyse der Myonankunftszeiten kommen insgesamt 379 586 Schauer in Frage, bei denen neben den Daten der Triggerebene auch die des Arrays und der Myonkammern vorliegen.

#### 7.1.2 Datenrekonstruktion

Die gemessenen Rohdaten werden zunächst im Zebra-Format<sup>1</sup> abgespeichert; die Rekonstruktion der physikalischen Meßgrößen geschieht größtenteils zu einem späteren Zeitpunkt mit Hilfe des KRETA<sup>2</sup>-Programmpakets. Sie beinhaltet insbesondere alle Kalibrierungen, die nicht wie die LED-Kalibrierung (siehe Abschnitt 5.7.2) schon während der Datenaufnahme stattfinden; die erforderlichen Kalibrierungsdaten sind entweder wie im Fall der Myonkalibrierung vorab berechnet und werden

<sup>1</sup>Zebra: in der CERN-Software enthaltenes Datenbank-artiges Format für Experimentdaten.

<sup>2</sup>KRETA: Akronym für „Kascade Reconstruction of ExTended Air showers“.

einer HEPDB<sup>3</sup> entnommen, oder sie werden aus den jeweiligen Schauerdaten selbst bestimmt. Der Ablauf der Rekonstruktion ist dazu in mehrere „Level“ unterteilt, innerhalb derer jeweils alle Schauerdaten durchmustert werden.

Die KRETA-Unterprogramme für die Rekonstruktion der Daten der Triggerebene sind von M. Föllner [FÖL97] entwickelt worden. Sie verwenden folgende Prinzipien:

- Myonen in der Triggerebene werden zunächst anhand der von ihnen im Detektor deponierten Energie identifiziert; Unter- und Obergrenze liegen bei 0.3 bzw. 50 mal der wahrscheinlichsten Energiedeposition von 6.44 MeV. Die Erkennung von koinzidenten Mehrfachtreffern im gleichen Detektor ist nicht möglich.
- Die in den MWPCs gefundenen Myonspuren werden auf die Höhe der Triggerebene zurückverfolgt und mit den dortigen myonischen Treffern korreliert. Auf diese Weise können Myonen mit Energien oberhalb von 2 GeV selektiert werden [LEI96]. Nur sie gehen in die analysierten Zeitverteilungen ein.
- Die gemessenen Ankunftszeiten werden auf zwei verschiedene Zeitnullpunkte bezogen: zum einen auf die vom Array bestimmte Ankunftszeit des Schauerzentrums („globale Ankunftszeiten“); zum anderen auf das erste in der Triggerebene nachgewiesene Myon („lokale Ankunftszeiten“). In beiden Fällen werden die Zeiten anhand des vom Array rekonstruierten Schauereinfallswinkels in die Schauerebene projiziert, so daß die von schrägem Einfall verursachten Laufzeitunterschiede nicht mit in die Zeitverteilungen eingehen.
- Die Ankunftszeitverteilungen werden nicht komplett abgespeichert, sondern auf charakteristische Zeiten reduziert: für die globalen Verteilungen werden die Ankunftszeit des ersten Myons  $\tau_1$ , die mittlere Ankunftszeit  $\bar{\tau}^c$  und die zugehörige Standardabweichung  $\sigma_\tau$  sowie der Median, das erste und das dritte Quartil der Ankunftszeiten ( $\tau_m^c$ ,  $\tau_{q1}^c$  und  $\tau_{q3}^c$ ) berechnet, für die lokalen Ankunftszeiten lediglich Median, erstes und drittes Quartil ( $\tau_m$ ,  $\tau_{q1}$  und  $\tau_{q3}$ ).
- Die charakteristischen Zeiten werden nur für Schauer mit 3 oder mehr Myonen oberhalb 2 GeV bestimmt.

Vom theoretischen Standpunkt aus sind die globalen, auf das Schauerzentrum bezogenen Ankunftszeitverteilungen für eine Analyse geeigneter, da sie unmittelbarer mit der Erzeugungshöhe der Myonen zusammenhängen als die lokalen Ankunftszeiten: in diese geht prinzipiell die Zufälligkeit des Eintreffens vom ersten Myon in der Triggerebene ein. Die globalen Ankunftszeiten hängen allerdings von zusätzlichen fehlerbehafteten Größen ab:

- Eine typische Fehlpositionierung des Schauerzentrums im Array um 2.5 m (vgl. Abschnitt 4.2.3) führt bei Schauern mit 45° Neigung zu einer Zeitverschiebung von bis zu 6 ns. Auch Fehler in der Winkelrekonstruktion wirken sich auf globale Ankunftszeiten aus.
- Zwischen den Zeitmessungen von Triggerebene und dem Array besteht eine charakteristische Differenz, die von den bisherigen Kalibrierungsmethoden und Rekonstruktionsalgorithmen nicht bestimmt werden kann und deren Driften daher bislang nicht bekannt sind.

Wir beschränken uns bei der Datenanalyse deswegen vorrangig auf die lokalen Ankunftszeitverteilungen, die von diesen Unsicherheiten nicht betroffen sind. Lediglich die Standardabweichungen  $\sigma_\tau$  aus den globalen Ankunftszeitverteilungen

<sup>3</sup>HEPDB: Abk. für „High Energy Physics Data Bank“; in der CERN-Software enthaltenes Datenbanksystem.

werden nur von den Winkelungenauigkeiten bei der Schauerrekonstruktion beeinträchtigt und deshalb mit berücksichtigt.

Die Datenrekonstruktion von KASCADE ist gegenwärtig noch in der Entwicklung. Insbesondere für außerhalb des Arrays detektierte Schauerzentren ist mit erheblichen Fehlern bei der Rekonstruktion von Position, Größe und age-Parameter zu rechnen. Bei der Rekonstruktion von außerhalb des Arrays unter  $22^\circ$  simulierten  $1\text{-PeV}$ -Protonenschauern ergeben sich Abweichungen in der Lokalisierung von  $\sigma_r = 21\text{ m}$  und in der Richtungsrekonstruktion von  $\sigma_\Omega = 2.4^\circ$  [GLA97]. Wir haben solche Schauer trotzdem mit in die folgenden Analysen einbezogen, da für die Ankunftszeitverteilungen der Myonen gerade das Verhalten hin zu großen Radien von Interesse ist. Durch die Beschränkung auf die hinsichtlich der Datenrekonstruktion unproblematischen lokalen Ankunftszeiten und die Verwendung breiter Radius- und  $\sec(\theta)$ -Bereiche ( $\Delta r = 20\text{ m}$ ,  $\Delta \sec(\theta) = 0.05$ ) sind auch für Schauerzentrumspositionen außerhalb des Arrays qualitative Aussagen zum Verhalten der Ankunftszeitverteilungen möglich. Trotzdem sollte darauf hingewiesen werden, daß quantitative Aussagen von diesen Fehlern in gegenwärtig nicht genau abschätzbarer Weise betroffen sein können. In allen folgenden Angaben sind nur die statistischen Fehler berücksichtigt.

## 7.2 Charakterisierung der untersuchten Luftschauer

Die folgenden Analysen beschränken sich auf 181 833 Schauer,

- in denen wenigstens 4 Myonen in Triggerebene und MWPCs (und damit oberhalb einer Energie von  $2\text{ GeV}$ ) nachgewiesen worden sind,
- deren Schauerzentren innerhalb von  $200\text{ m}$  Abstand zum Zentraldetektor rekonstruiert worden sind,
- die Zenitwinkel  $\theta$  unterhalb von  $48.2^\circ$  ( $\sec(\theta) = 1.5$ ) aufweisen und
- für die ein age-Parameter  $s < 2$  aus der elektromagnetischen Lateralverteilung berechnet worden ist (größere  $s$ -Werte stehen oft im Zusammenhang mit schlecht rekonstruierten Schauern [GLA97]).

Die Abbildungen 7.1 und 7.2 zeigen die Verteilungen der Schauerzentrumsabstände  $r$ , der Zenitwinkel  $\theta$ , der Teilchenzahlen  $N_e$ , der Anzahl der rekonstruierten Myonen  $N_{\mu^*}$  oberhalb von  $2\text{ GeV}$  und des age-Parameters  $s$ . Aus Abbildung 7.1 ist dabei die  $r$ -Abhängigkeit der Akzeptanz des Experiments, wie sie sich aus den Trigger- und Auswahlbedingungen für die Schauer ergibt, ersichtlich.

Die charakteristischen Meßgrößen sind im vorliegenden Datensatz sowohl aufgrund intrinsischer Zusammenhänge in der Schauerentwicklung als auch durch die Akzeptanz von KASCADE miteinander korreliert. So ist beispielsweise die Abnahme der Teilchenzahl  $N_e$  mit  $\sec(\theta)$  (Abb. 7.3) durch das Aussterben eines Schauers bei zunehmenden atmosphärischen Tiefen erklärbar; die Zunahme von  $N_e$  mit dem Abstand vom Schauerzentrum  $r$  (Abb. 7.4) hingegen ist allein durch die abnehmende Akzeptanz des Experiments bei größeren  $r$  begründet.

Der age-Parameter  $s$  steigt mit zunehmenden Zenitwinkeln, die einer größeren atmosphärischen Tiefe des Experiments entsprechen, an, da sich die entsprechenden Schauer in einem späteren Entwicklungsstadium befinden (Abb. 7.5). Auch die mittleren Schauerzentrumsabstände  $r$  nehmen mit dem Zenitwinkel leicht zu, da bei schrägem Einfall die Lateralverteilungen ellipsenförmig werden und triggernde Myondichten auch bei größeren  $r$  erreicht werden können (Abb. 7.6).

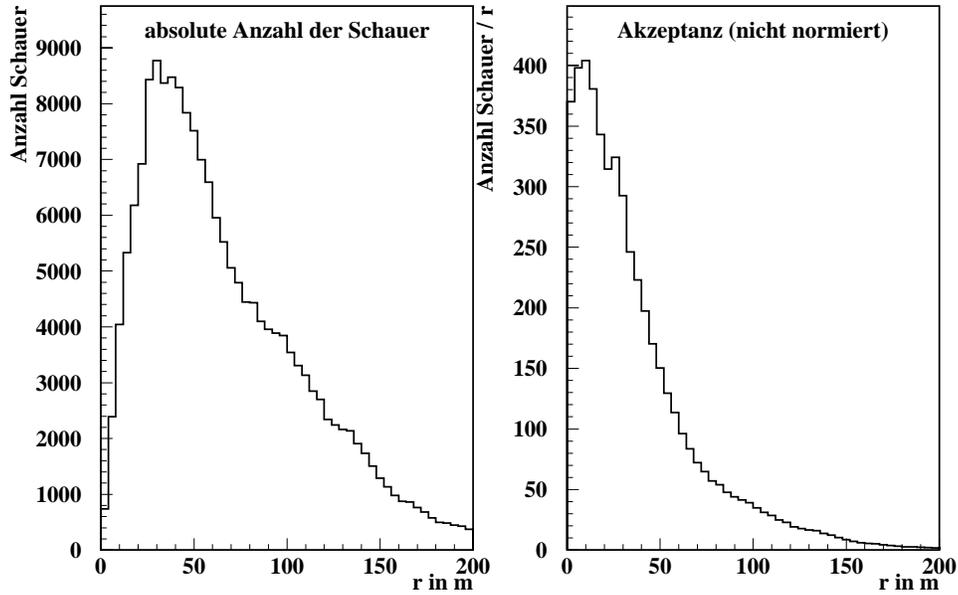


Abb. 7.1: Verteilung der Schauerzentrumsabstände für die ausgewerteten Schauer: links die absolute Anzahl der Schauer, rechts die Anzahl pro Flächenelement.

Abbildung 7.7 zeigt das Verhalten der Myondichte (repräsentiert durch  $N_{\mu^*}$ ) mit  $r$ :  $N_{\mu^*}$  fällt zunächst entsprechend der Form der Myonlateralverteilung ab, wird dann aber durch die an die Myondichte geknüpfte Triggerbedingung konstant gehalten.

Die lokalen Ankunftszeitverteilungen einzelner Schauer werden durch ihre Mediane  $\tau_m$  und Quartile  $\tau_1, \tau_3$  charakterisiert. Die aus den unterschiedlichen Produktionshöhen der Myonen resultierenden Weglängenunterschiede vergrößern sich mit zunehmendem Abstand  $r$  ihrer Detektion vom Schauerzentrum, Abb. 7.8 zeigt das entsprechende Verhalten der Medianverteilungen. Im weiteren untersuchen wir das Verhalten der Ankunftszeitverteilungen in Abhängigkeit von  $r$  genauer.

### 7.3 $r$ -Abhängigkeit der longitudinalen Dispersion

Die Zunahme der longitudinalen Dispersion der (elektromagnetischen) Schauerfront mit dem Abstand zum Schauerzentrum gehört zu den frühesten Erkenntnissen zu ausgedehnten Luftschauern [LIN62]. Agnetta et al. [AGN95] haben diesen Anstieg mit Daten des um zeitsensitive RPCs<sup>4</sup> erweiterten Haverah-Park-Experiments gemessen und durch die Funktion

$$\sigma_\tau(r) = m_1 + m_2 \left( \frac{r}{r_m} \right)^{m_3} \quad (7.1)$$

mit dem Molière-Radius  $r_m = 79 \text{ m}$  (vgl. Gleichung 2.4) parametrisiert. Die Messungen decken einen Abstandsbereich von 0 - 160  $\text{m}$  ab und enthalten Schauer, bei denen 5 oder mehr Teilchen in den ca.  $12 \text{ m}^2$  Detektorfläche der RPCs detektiert worden sind (in einer älteren Arbeit [LIN86] mit Daten des Volcano Ranch

<sup>4</sup>RPC: Abk. für „Resistive Plate Counter“; mit segmentierten ( $24 \cdot 24 \text{ cm}^2$ ) hochohmigen Elektroden aufgebauter Gas-Detektor mit einer Zeitaufösung von ca.  $2.5 \text{ ns}$ .

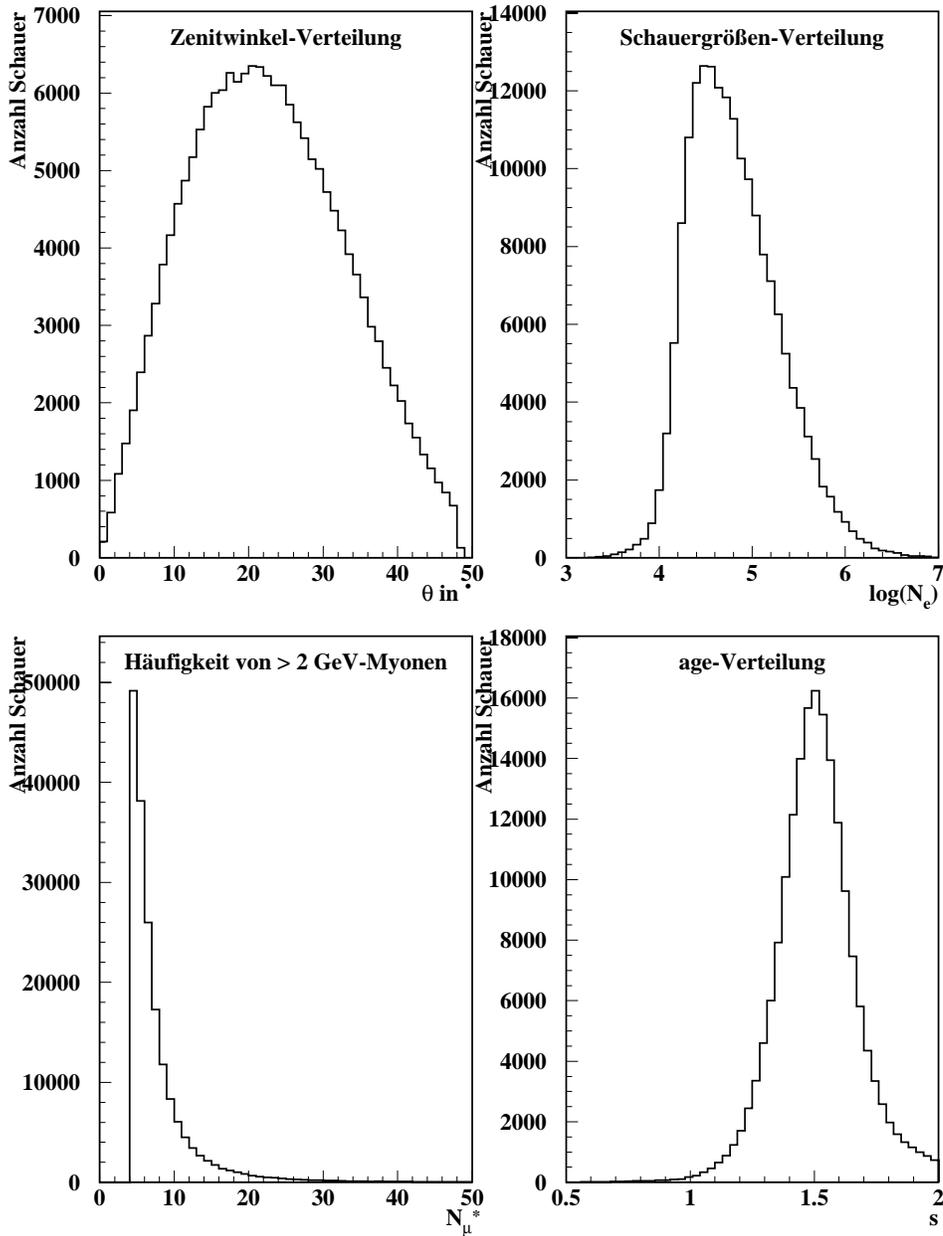


Abb. 7.2: Verteilung der Zenitwinkel  $\theta$ , der Schauergrößen  $N_e$ , der Anzahl von  $> 2$  GeV-Myonen  $N_{\mu^*}$  und des age-Parameters  $s$ ; aufgetragen ist jeweils die absolute Anzahl von Schauern.

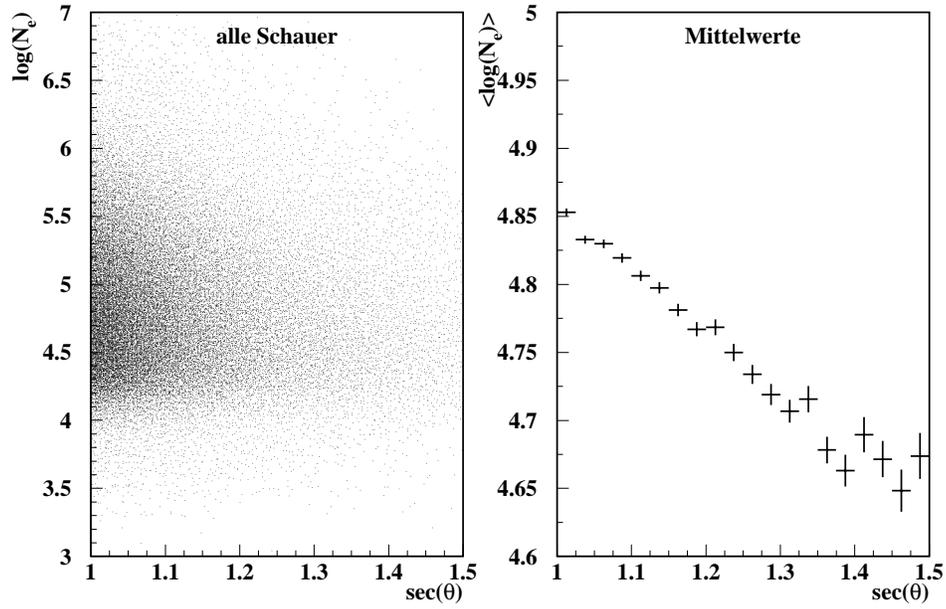


Abb. 7.3: Abnahme der Schauergröße  $N_e$  der analysierten Schauer mit dem Zenitwinkel  $\theta$ .

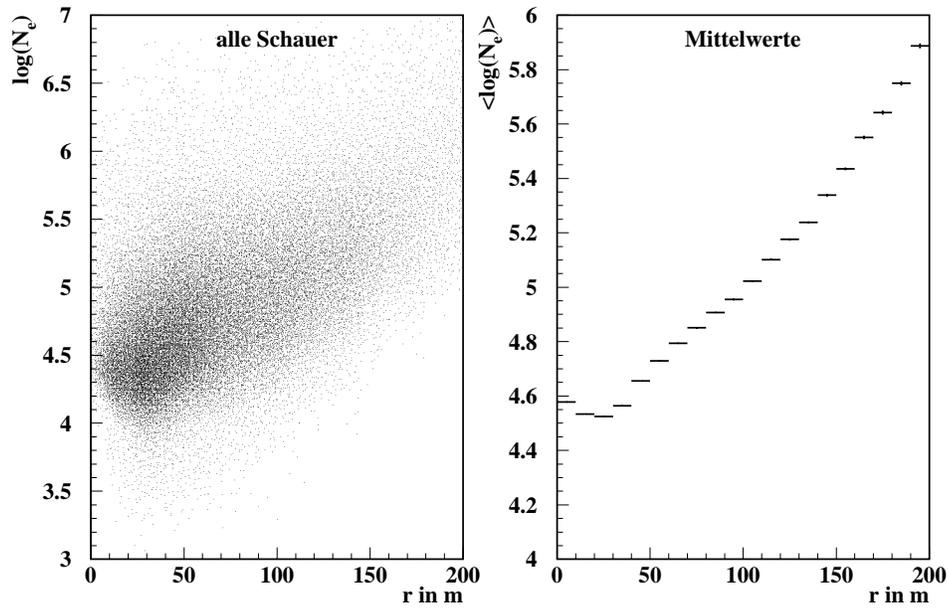


Abb. 7.4: Zunahme der Schauergröße  $N_e$  der analysierten Schauer mit dem Abstand  $r$  des Zentraldetektors vom Schauerzentrum.

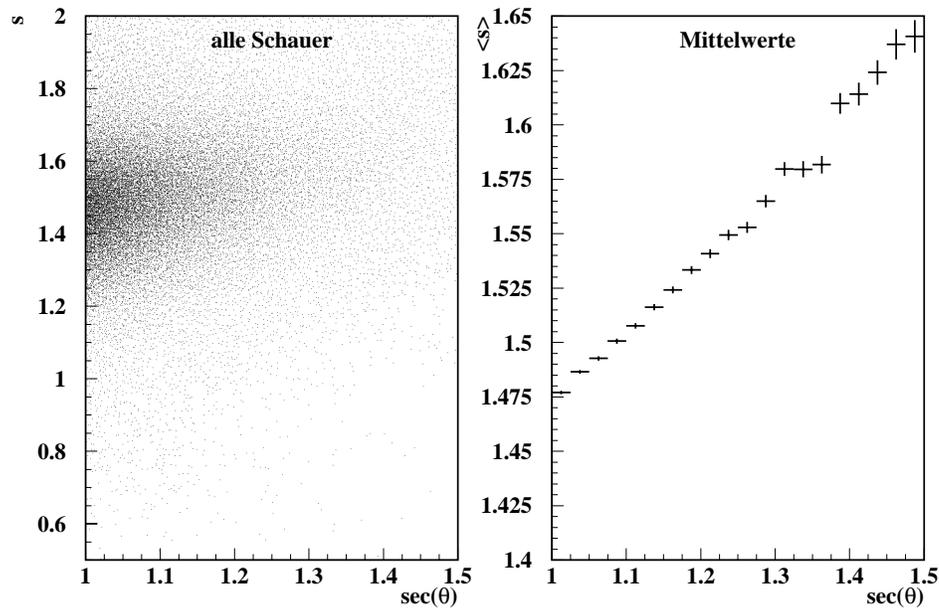


Abb. 7.5: Zunahme des age-Parameters  $s$  mit dem Zenitwinkel  $\theta$  für die analysierten Schauer.

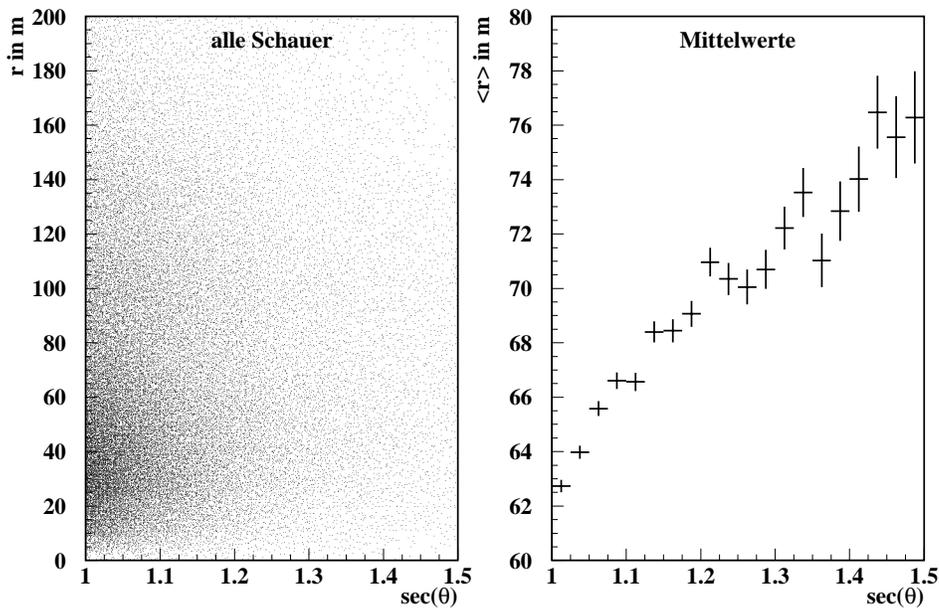


Abb. 7.6: Zunahme der Schauerzentrumsabstände  $r$  mit dem Zenitwinkel  $\theta$  für die analysierten Schauer.

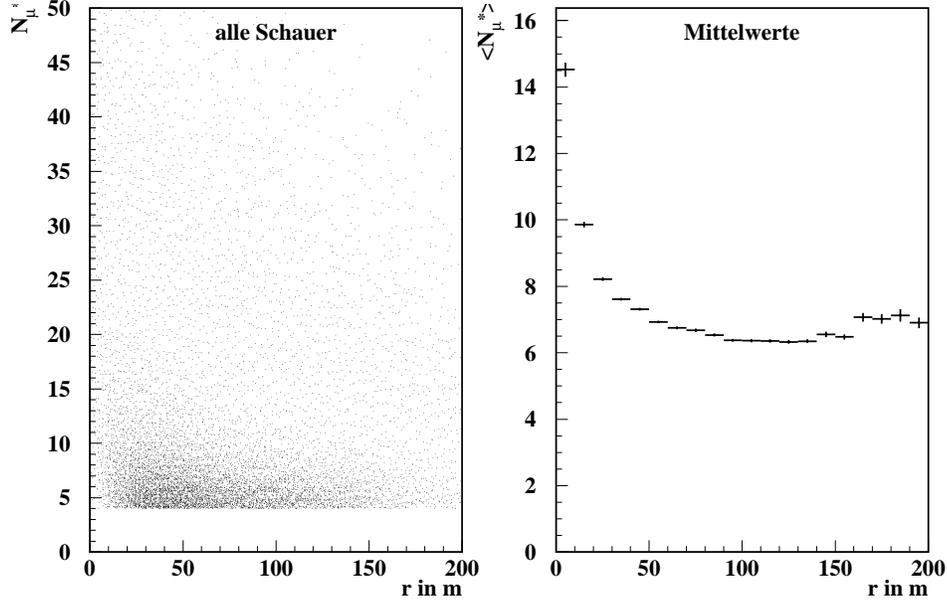


Abb. 7.7: Anzahl der mit  $E > 2 \text{ GeV}$  detektierten Myonen in Abhängigkeit vom Schauerzentrumsabstand  $r$ .

Experiments wird für die Anpassung, allerdings bei Schauerzentrumsabständen von 460 - 1350 m, ein  $r_m$  von 30 m verwendet). Im Unterschied zu den hier betrachteten KASCADE-Daten gehen bei Agnetta et al. sämtliche Schauerteilchen mit ein, so daß ihre Messung von der elektromagnetischen Schauerkomponente dominiert wird [REB96].

Abbildung 7.9 zeigt die  $r$ -Abhängigkeit der longitudinalen Dispersion (dargestellt durch  $\sigma_r$ , der Standardabweichung in den gemessenen Mzonankunftszeitverteilungen) für die mit dem KASCADE-Zentraldetektor identifizierten  $> 2 \text{ GeV}$ -Myonen. Die analysierten Schauer sind dabei in Anlehnung an [AGN95] ebenfalls auf eine Mindestzahl von 5 detektierten Teilchen und einen Radiusbereich von 160 m eingeschränkt worden. Außerdem haben wir, um den Einfluß der Schauergröße  $N_e$  auf die longitudinale Dispersion zu untersuchen, bei der Analyse 3  $N_e$ -Bereiche zwischen  $\log(N_e) = 4.0$  und  $\log(N_e) = 5.5$  unterschieden. Die Parameter aus der Anpassung von Gl. 7.1 sind in Tabelle 7.1 zusammen mit den Werten aus [AGN95] aufgelistet.

	$m_1/ns$	$m_2/ns$	$m_3$
[AGN95]	$4.99 \pm 0.29$	$3.65 \pm 0.29$	$2.20 \pm 0.13$
$4.0 < \log(N_e) < 4.5$	$2.26 \pm 0.03$	$0.97 \pm 0.05$	$1.51 \pm 0.10$
$4.5 < \log(N_e) < 5.0$	$2.58 \pm 0.03$	$0.93 \pm 0.04$	$1.72 \pm 0.08$
$5.0 < \log(N_e) < 5.5$	$3.15 \pm 0.08$	$1.10 \pm 0.10$	$1.53 \pm 0.12$
$4.0 < \log(N_e) < 8.0$	$2.46 \pm 0.02$	$1.59 \pm 0.03$	$1.59 \pm 0.03$

Tab. 7.1: Parameter aus der Anpassung von Gl. (7.1) an die  $r$ -Abhängigkeit der longitudinalen Dispersion. Die KASCADE-Daten enthalten lediglich die aus der Anpassung berechneten, nicht die instrumentellen Fehler.

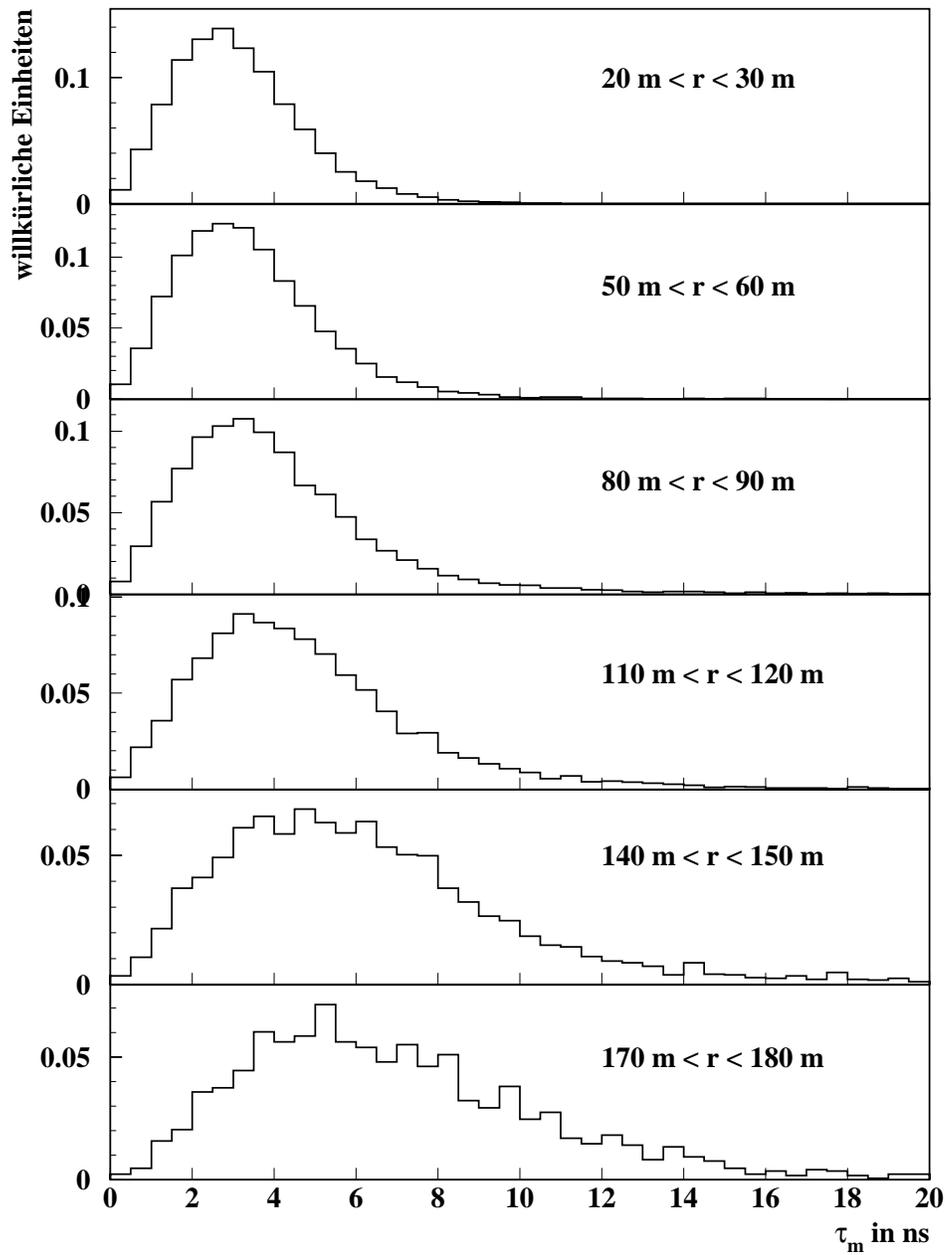


Abb. 7.8: Mediane der Ankunftszeitverteilungen für verschiedene Abstände vom Schauerzentrum. Zur besseren Vergleichbarkeit der Verteilungen sind ihre Flächen auf 1 normiert.

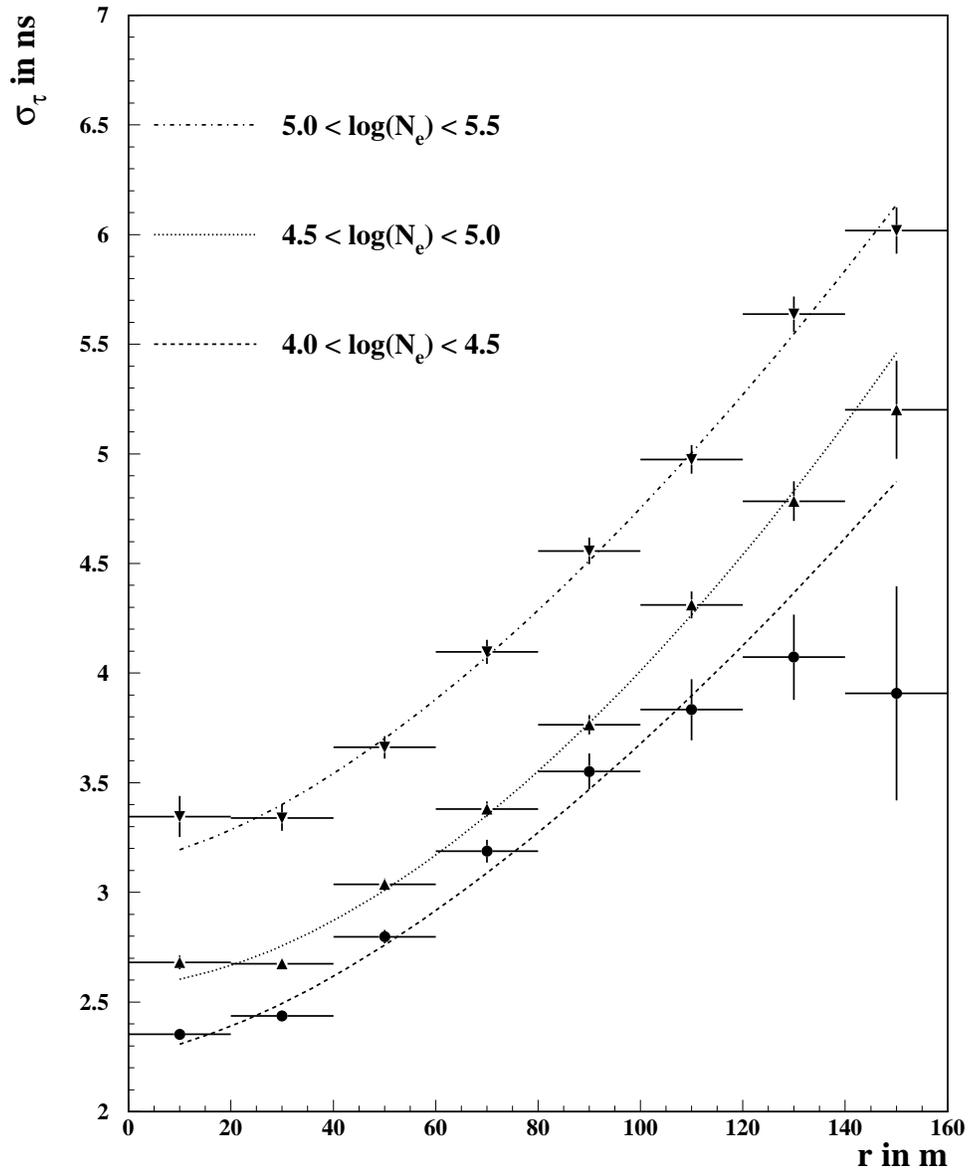


Abb. 7.9: Abhängigkeit der longitudinalen Dispersion  $\sigma_\tau$  vom Schauerzentrumsabstand  $r$  für verschiedene  $N_e$ -Bereiche.

Es zeigt sich, daß mit zunehmender Schauergröße die longitudinale Dispersion zwar zunimmt, ihre Abhängigkeit vom Schauerzentrumsabstand dadurch aber kaum beeinflußt wird: die Parameter  $m_2$  und  $m_3$  bleiben weitgehend gleich, die Zunahme der Dispersion beruht im wesentlichen auf dem konstanten Term  $m_1$ . Betrachtet man jedoch den Verlauf der longitudinalen Dispersion bei einem Datensatz, der einen weiten Schauergrößenbereich ( $4.0 < \log(N_e) < 8.0$ ) einschließt, so ergibt sich aus den KASCADE-Daten eine wesentlich ausgeprägtere  $r$ -Abhängigkeit: in Abbildung 7.10 ist diese Abhängigkeit zusammen mit den in Abbildung 7.9 an engere  $N_e$ -Bereiche angepaßten Funktionen gezeigt; die Parameter aus ihrer Anpassung sind ebenfalls in Tabelle 7.1 enthalten. Man erkennt, daß vor allem  $m_2$  deutlich von den Werten für die engeren  $N_e$ -Bereiche abweicht und den stärkeren Anstieg der Dispersion mit  $r$  bewirkt.

Dieses zunächst befremdliche Verhalten kommt durch die von  $N_e$  und  $r$  abhängige Akzeptanz von KASCADE zustande: aus Abbildung 7.4 wissen wir, daß die Größe  $N_e$  der detektierten Schauer mit dem Abstand  $r$  zum Schauerzentrum zunimmt. Bei kleineren  $r$  tragen zu den Daten in Abbildung 7.10 vor allem Schauer mit kleinen  $N_e$  bei – ihre kleineren Dispersionen dominieren die Daten; weiter entfernt vom Schauerzentrum steigt dagegen die mittlere Schauergröße an und suggeriert so eine stärkere  $r$ -Abhängigkeit der Dispersion als die eigentlich den Luftschauern eigene. Für die Bestimmung der  $r$ -Abhängigkeit der longitudinalen Dispersion ist somit die Berücksichtigung der Schauergröße zumindest für die Gegebenheiten von KASCADE entscheidend.

Die um den  $N_e$ -Effekt bereinigte longitudinale Dispersion ist für die  $> 2 \text{ GeV}$ -Myonen von KASCADE wesentlich schwächer von  $r$  abhängig als die in [AGN95] angegebene. Ob der Unterschied allein auf die andere Teilchenauswahl (s. o.) in [AGN95] zurückgeführt werden kann, oder inwieweit beim Haverah-Park-Experiment ein vergleichbarer Akzeptanzeffekt eine Rolle spielt, kann hier nicht entschieden werden. In [AGN95] ist keine entsprechende  $N_e$ -Analyse enthalten.

## 7.4 Analyse der Anstiegszeiten $\tau_m$ und $\tau_{75}$

Die in Abschnitt 3.3 dargelegte Bestimmung der Elongationsrate  $D_e$  und der Fluktuationen  $\sigma(X_m)$  bietet die Möglichkeit, ohne Zuhilfenahme von simulierten Schauern aus den Ankunftszeitverteilungen Aussagen zu relevanten Parametern der Schauerentwicklung zu treffen (wenngleich sie mit Unsicherheiten behaftet ist, die mit Hilfe von Simulationsrechnungen verkleinert werden könnten: etwa mit der Hypothese über den funktionalen Zusammenhang in Gleichung (3.2) oder dem Korrekturfaktor  $C$  in Gleichung (3.6)).

Bei den Analysen zum Haverah-Park-Experiment [WAL81, WAL82, BLA90] wurden die Signal-Anstiegszeiten  $T_{50}$  (von 10 % auf 50 %) und  $T_{70}$  (von 20 % auf 70 %) in abgeschirmten Wasser-Čerenkov-Detektoren verwendet, um die Ankunftszeitverteilungen zu charakterisieren. Wir untersuchen als analoge Größen  $\tau_m$ , den Median der lokalen Ankunftszeitverteilungen, und  $\tau_{75} = \tau_{q3} - \tau_{q1}$ , den Abstand zwischen drittem und erstem Quartil. Die Unterschiede der Messungen liegen in

- den Energieschwellen für die Myonen:  $0.45 \text{ GeV}$  bei Haverah Park gegenüber  $2 \text{ GeV}$  bei KASCADE,
- den Abständen  $r$  zum Schauerzentrum, innerhalb derer Ankunftszeiten gemessen werden können:  $300 - 1500 \text{ m}$  in [WAL81],  $100 - 500 \text{ m}$  in [BLA90],  $0 - 200 \text{ m}$  bei KASCADE,
- den primären Energien der analysierten Schauer: die Triggerschwelle liegt für die Haverah-Park-Analysen bei  $2 \cdot 10^{17} \text{ eV}$ , für KASCADE bei einigen  $10^{14} \text{ eV}$ .

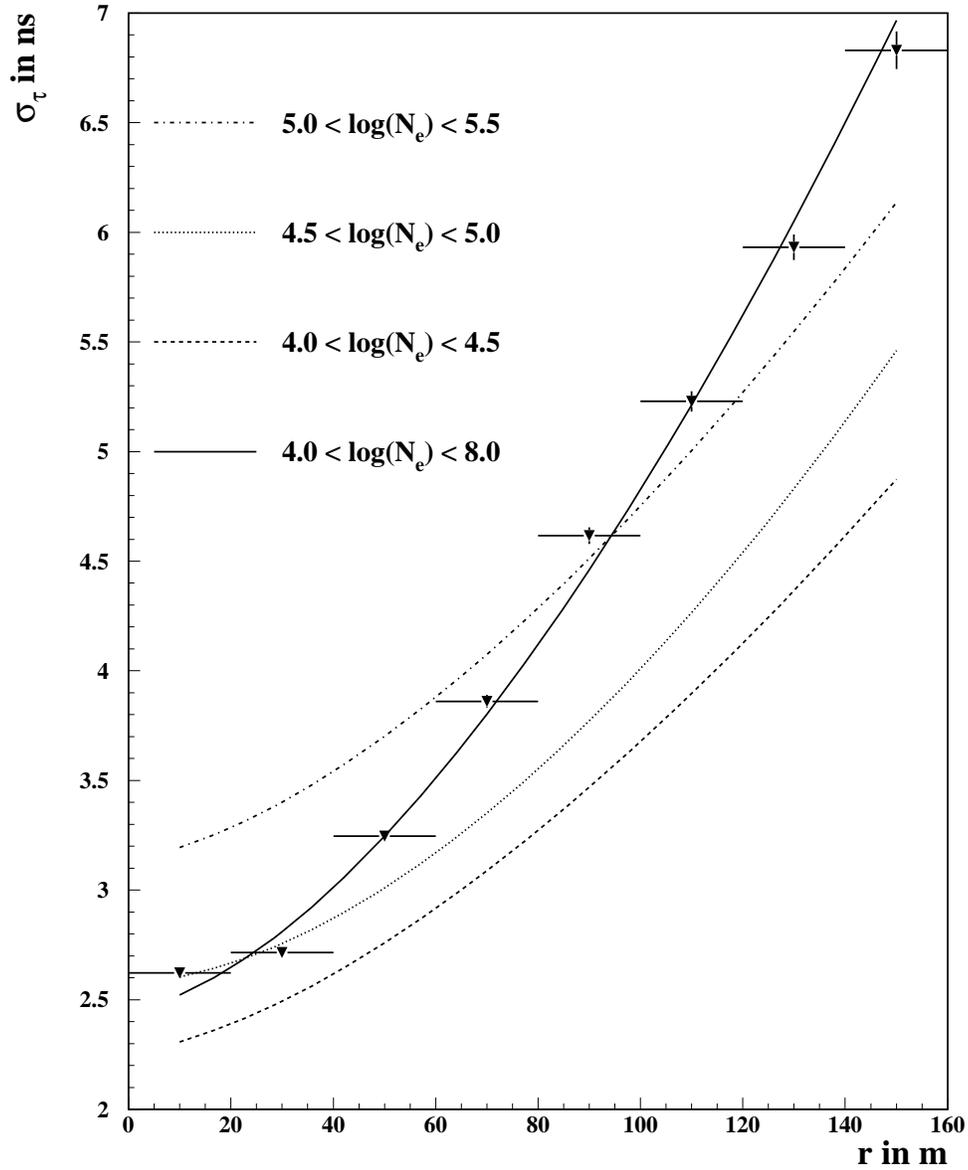


Abb. 7.10: Abhängigkeit der longitudinalen Dispersion  $\sigma_\tau$  vom Schauerzentrumsabstand  $r$  für verschiedene  $N_e$ -Bereiche, verglichen mit dem Ergebnis der Mittelung alle  $N_e$ .

Die höhere Myon-Energieschwelle von KASCADE führt zu tendenziell früheren Myonankunftszeiten, da Verzögerungen gegenüber der Schauerfront aufgrund von langsamen Myonen eine kleinere Rolle spielen. Die unterschiedlichen Radiusbereiche der Experimente erfordern die Berücksichtigung der  $r$ -Abhängigkeit der Meßgrößen. Um KASCADE-Daten mit denen des Haverah-Park-Experiments vergleichen zu können, werden wir daher insbesondere ihr Verhalten bei verschiedenen Abständen vom Schauerzentrum untersuchen. Es zeigt sich, daß statt der in [WAL81] angenommenen linearen  $r$ -Abhängigkeit der Daten offensichtlich eine  $r^2$ -Abhängigkeit vorliegt.

#### 7.4.1 Zenitwinkelabhängigkeit der Ankunftszeiten $\tau_m$ und $\tau_{75}$

Die Abhängigkeit der Ankunftszeitverteilungen von der atmosphärischen Tiefe ist in [WAL81, BLA90] aus ihrer Änderung mit dem Zenitwinkel bestimmt worden (vgl. Gl. (3.5)). Wir unterteilen die KASCADE-Schauer dazu in 8 Zenitwinkel-Bereiche zwischen  $\sec(\theta) = 1.0$  und  $\sec(\theta) = 1.4$  und 10 Radiusbereiche zwischen 0 und 200  $m$  ein. Die entsprechenden Daten sind in Abb. 7.11 dargestellt. Für jeden Radiusbereich wird  $\partial\tau_m/\partial\sec(\theta)$  bzw.  $\partial\tau_{75}/\partial\sec(\theta)$  durch Anpassung einer linearen Funktion an die  $\tau$ - $\sec(\theta)$ -Wertepaare ermittelt.

R. Walker und A. A. Watson [WAL81] geben für die aus Schauern zwischen 300 und 1500  $m$  ermittelten  $\partial T_{50}/\partial\sec(\theta)$ -Werte eine lineare Radiusabhängigkeit der Form

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{50}}{\partial\sec(\theta)} &= -(0.370 \pm 0.019) \frac{ns}{m} r + (82.8 \pm 7.2) ns & (7.2) \\ &= -(28.2 \pm 9.2) ns & \text{für } r = 300 m \\ &= -(472.2 \pm 29.4) ns & \text{für } r = 1500 m \end{aligned}$$

an.

Bei Blake et al. [BLA90] findet sich keine vergleichbare Angabe über die Radiusabhängigkeit von  $\partial T_{70}/\partial\sec(\theta)$  – offensichtlich wird dort über den Radiusbereich von 100 bis 500  $m$  gemittelt: aus dem angegebenen Wert für die Fluktuationen der Lage des Schauermaximums  $\sigma(X_m)$  folgt  $\partial T_{70}/\partial\sec(\theta) = 39 ns$ .

Die aus den KASCADE-Daten ermittelten Zenitwinkel-Abhängigkeiten liegen weit darunter: wir finden bei der Anpassung einer linearen Funktion in  $r$  an  $\partial\tau_m/\partial\sec(\theta)$  in Abb. 7.12

$$\frac{\partial\tau_m}{\partial\sec(\theta)} = -(0.0440 \pm 0.0017) \frac{ns}{m} r + (1.03 \pm 0.12) ns \quad (7.3)$$

und damit für den engeren Radiusbereich von KASCADE eine viel schwächere funktionale Abhängigkeit von  $r$  als Walker und Watson. Eine lineare Extrapolation der  $\partial T_{75}/\partial\sec(\theta)$  von KASCADE liefert bei  $r = 300 m$ , der Mitte des in [BLA90] untersuchten Bereichs, mit  $-(20.7 \pm 0.86) ns$  einen gerade halb so großen Wert wie die  $39 ns$  von Blake et al.

Diese Diskrepanz kann schwerlich allein aus den unterschiedlichen Myon- bzw. Schauer-Energieschwellen beider Experimente erklärt werden; viel eher stellt sich die Frage, wie geeignet die Anpassung einer linearen Funktion in  $r$  an die  $\partial\tau/\partial\sec(\theta)$ -Daten ist.

#### 7.4.2 Berechnung der $r$ -Abhängigkeit von $\partial\tau/\partial\sec(\theta)$ in einem einfachen Modell

Um diese Frage zu beantworten, berechnen wir die Auswirkungen einer Zenitwinkeländerung auf lokale Myonankunftszeiten im Rahmen eines einfachen Modells.

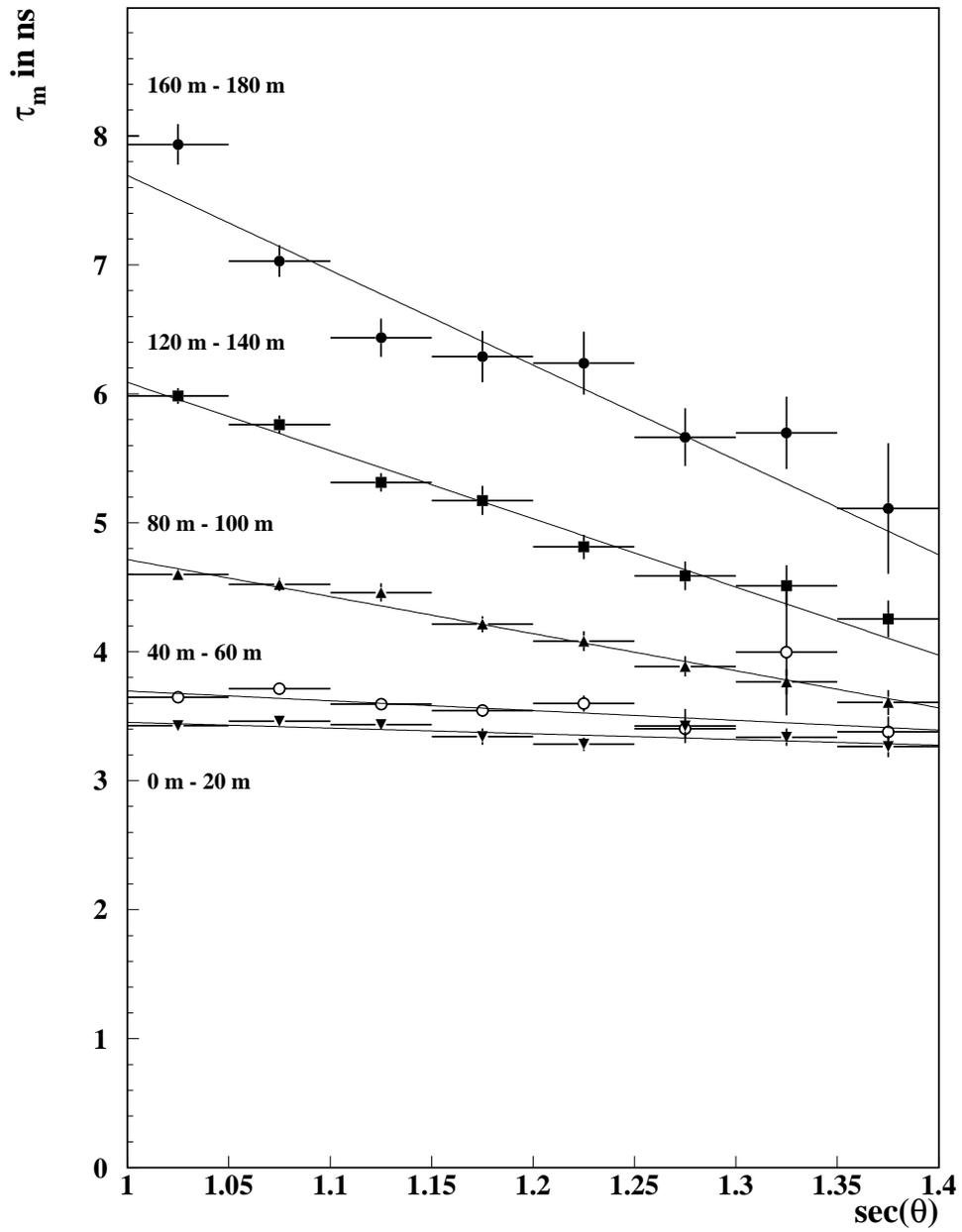


Abb. 7.11: Zenitwinkelabhängigkeit von  $\tau_m$  bei verschiedenen Schauerzentrumsabständen  $r$  (dargestellt ist nur jeder zweite Radiusbereich).

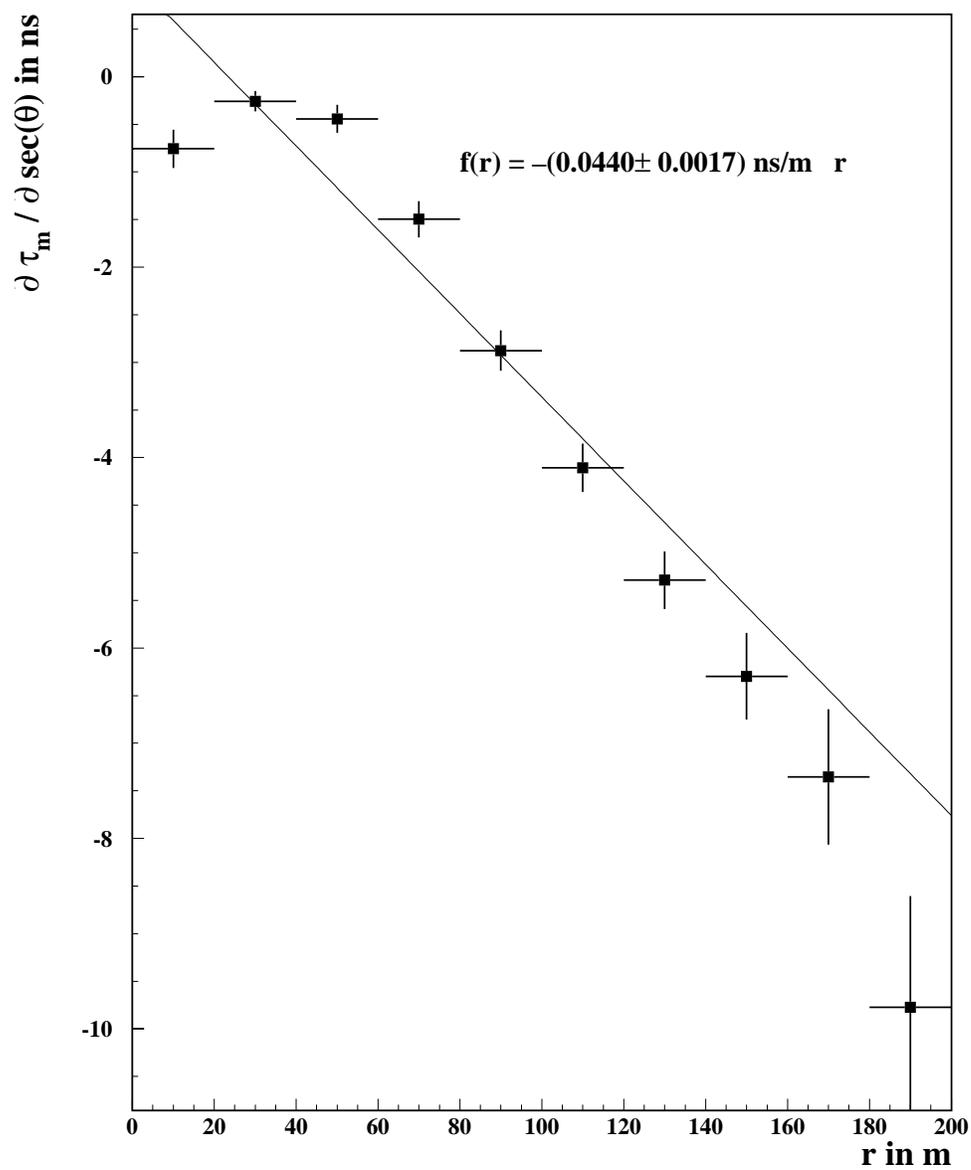


Abb. 7.12: Lineare Anpassung der  $r$ -Abhängigkeit von  $\partial \tau_m / \partial \sec(\theta)$ .

Wir betrachten dazu den Wegunterschied  $\Delta$  zweier in unterschiedlichen Höhen auf einer geneigten Schauerachse produzierter Myonen  $\mu_1$  und  $\mu_m$ , die beide im Abstand  $r$  vom Auftreffort des Schauerzentrums detektiert werden (s. Abb. 7.13). Die

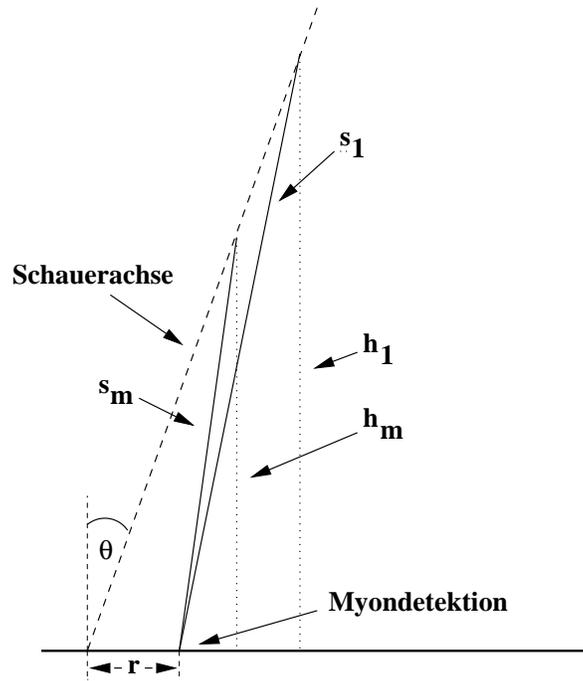


Abb. 7.13: Modell für die Untersuchung der  $r$ -Abhängigkeit von  $\partial\tau_m/\partial\sec(\theta)$ : die  $h_i$  sind die absoluten Produktionshöhen der beiden Referenzmyonen, die  $s_i$  die Abstände zwischen Produktion und Detektion.

Dichte  $\rho(h)$  der Modellatmosphäre nehme exponentiell mit der Höhe  $h$  über Grund ab<sup>5</sup>:  $\rho(h) = \rho_0 \exp(-h/H)$ .

Bei sich änderndem Zenitwinkel  $\theta$  der Schauerachse sollen die atmosphärischen Eindringtiefen der beiden Myonen konstant gehalten werden. Das bedeutet, daß mit zunehmendem  $\theta$  die Entfernungen  $s_i$  zwischen Produktion und Detektion sowohl aufgrund der stärkeren Neigung der Myonenwege als auch durch die größere Produktionshöhe der Myonen zunehmen: Für die Eindringtiefen  $X_i$  gilt mit der atmosphärischen Tiefe  $X_v$  auf Beobachtungshöhe

$$X_i = X_v \exp\left(-\frac{h_i}{H}\right) \sec(\theta) \quad (7.4)$$

und bei konstant gehaltenem  $\beta_i = X_v/X_i$  ergibt sich für die Entfernungen  $s_i$

$$\begin{aligned} s_i &= \sec(\theta)H (\ln \beta_i + \ln \sec(\theta)) \\ &= \sec(\theta) (h_{v,i} + H \ln \sec(\theta)). \end{aligned} \quad (7.5)$$

<sup>5</sup>Kompliziertere Parametrisierungen der Atmosphäre haben ebenfalls exponentielle Form, verwenden aber für verschiedene Höhen unterschiedliche Skalenfaktoren  $H$ : das in CORSIKA enthaltene, an die US-Standardatmosphäre angelehnte Modell etwa besteht aus 5 Schichten (0 - 4 km, 4 - 10 km, 10 - 40 km, 40 - 100 km, > 100 km) mit Skalenfaktoren  $H$ , die zwischen 9.94 km und 6.36 km variieren [CAP92]. Für eine lediglich mit einem Skalenfaktor beschriebene Atmosphäre gibt [SOK89] (S. 199) den Wert  $H = 7.5$  km an.

Die  $h_{v,i}$  sind dabei die Produktionshöhen der Myonen bei vertikalem Einfall des Schauers.

Die relativen Ankunftszeiten der beiden Myonen zueinander werden von der Differenz  $\Delta$  der Laufwege dominiert, die sie und ihre hadronischen Vorgänger auf der Schauerachse zurückgelegt haben (vgl. Abb. 7.13).  $\Delta$  berechnet sich in unserem Modell zu

$$\Delta = s_1 - s_m + \sqrt{s_m^2 + r^2 - 2\frac{s_m r}{\sec(\theta)}} - \sqrt{s_1^2 + r^2 - 2\frac{s_1 r}{\sec(\theta)}}. \quad (7.6)$$

Wir untersuchen nun die Änderung von  $\Delta$  mit  $\alpha = \sec(\theta)$ . Es gilt

$$\frac{\partial s_i}{\partial \alpha} = \frac{s_i}{\alpha} + H \quad (7.7)$$

$$\frac{\partial (s_i/\alpha)}{\partial \alpha} = \frac{H}{\alpha} \quad (7.8)$$

und damit

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta}{\partial \alpha} &= \frac{s_1}{\alpha} - \frac{s_m}{\alpha} + \frac{1}{2\sqrt{s_m^2 + r^2 - 2\frac{s_m r}{\alpha}}} \left[ 2s_m \left( \frac{s_m}{\alpha} + H \right) - \frac{2rH}{\alpha} \right] \\ &\quad - \frac{1}{2\sqrt{s_1^2 + r^2 - 2\frac{s_1 r}{\alpha}}} \left[ 2s_1 \left( \frac{s_1}{\alpha} + H \right) - \frac{2rH}{\alpha} \right] \end{aligned} \quad (7.9)$$

Die Abstände  $r$  der Myondetektion vom Schauerzentrum sind mit wenigen hundert  $m$  klein gegenüber allen anderen einheitenbehafteten Größen ( $H$ ,  $s_1$ ,  $s_m$ ) in Gleichung (7.9); alle auftretenden Vorfaktoren sind von der Ordnung 1. Wir können daher Gleichung (7.9) nach  $r$  entwickeln und erhalten als führende Ordnung einen  $r^2$ -Term:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta}{\partial \alpha} &\approx -\frac{r^2}{2} \left[ H \left( 1 - \frac{1}{\alpha^2} \right) \left( \frac{1}{s_m^2} - \frac{1}{s_1^2} \right) + \frac{1}{\alpha} \left( 1 - \frac{3}{\alpha^2} \right) \left( \frac{1}{s_m} - \frac{1}{s_1} \right) \right] \\ &\quad + \mathcal{O}(r^3) \end{aligned} \quad (7.10)$$

Das Verschwinden des konstanten Terms ist nicht verwunderlich: bei im Schauerzentrum detektierten Myonen wirkt sich die Produktionshöhe nicht auf die relevanten Weglängen aus. Bemerkenswert ist dagegen das Verschwinden des in  $r$  linearen Terms; die Diskrepanzen zwischen den KASCADE- und den Haverah-Park-Daten waren ja gerade bei der Anpassung einer in  $r$  linearen Funktion aufgetreten.

### 7.4.3 Vergleich von $\partial\tau/\partial\sec(\theta)$ mit Daten des Haverah-Park-Experiments

Das im letzten Abschnitt vorgestellte Modell für die Berechnung der  $r$ -Abhängigkeit von  $\partial\tau/\partial\sec(\theta)$  bezieht sich lediglich auf zwei immer in der jeweils gleichen atmosphärischen Tiefe erzeugte Myonen, die ungestreut und mit vernachlässigbaren Abweichungen von der Lichtgeschwindigkeit den Ort der Detektion erreichen. Es stellt sich die Frage, inwieweit die Ergebnisse dieses Modells auf reale Ankunftszeitverteilungen übertragbar sind. Folgende Effekte können zu Abweichungen von der berechneten reinen  $r^2$ -Abhängigkeit führen:

- Reale Myonen unterliegen Streuungen und Abweichungen von der Lichtgeschwindigkeit.
- Die Schauerentwicklung ändert sich mit der Schauerneigung, da die gestreckte Dichteverteilung der Atmosphäre nur auf die Wechselwirkungslängen, nicht

jedoch auf die Zerfallslängen einwirkt (das war gerade der Anlaß für R. Walker und A. A. Watson, in [WAL81] die Luftdruckabhängigkeit der Ankunftszeiten ebenfalls zu untersuchen [s. Gl. (3.6)]).

- Die Wahrscheinlichkeit, in einem festen Abstand vom Schauerzentrum gerade ein Myon aus einer bestimmten atmosphärischen Tiefe zu detektieren, ist ebenfalls vom Zenitwinkel abhängig: weiter vom Ort der Detektion entfernt produzierte Myonen haben eine ausgedehntere Lateralverteilung.
- Eine Mischung von Schauern mit verschiedenen Eindringtiefen kann, selbst wenn für jede einzelne Eindringtiefe die  $r^2$ -Abhängigkeit erfüllt wäre, zu komplizierteren  $r$ -Abhängigkeiten führen.

Um abzuschätzen, wie sehr sich diese Effekte auswirken, untersuchen wir für die  $\partial\tau_m/\partial\sec(\theta)$ - und  $\partial\tau_{75}/\partial\sec(\theta)$ -Daten jeweils zwei Anpassungen  $f(r)$  und  $g(r)$ , wobei

$$f(r) = pr^2 \quad (7.11)$$

$$g(r) = c_0 + c_1r + c_2r^2. \quad (7.12)$$

Es ist klar, daß eine Anpassung mit drei freien Parametern immer zu kleineren Abweichungen von den Daten führt als eine mit lediglich einem freien Parameter. Entscheidend ist, wie stark diese Verbesserung ausfällt. Die Abbildungen 7.14 und 7.15 zeigen zunächst die KASCADE-Daten im Bereich bis 200  $m$  Schauerzentrumsabstand mit beiden Funktionen. Die numerischen Werte von  $p$ ,  $c_i$  und der linearen Anpassung mit  $h(r) = a_0 + a_1r$  sind in Tabelle 7.2 enthalten.

	$\partial\tau_m/\partial\sec(\theta)$	$\partial\tau_{75}/\partial\sec(\theta)$
$p$ in $ns$	$-(3.02 \pm 0.09)10^{-4}$	$-(5.40 \pm 0.17)10^{-4}$
$c_0$ in $ns$	$-0.18 \pm 0.19$	$0.42 \pm 0.22$
$c_1$ in $ns/m$	$-(2.7 \pm 6.2)10^{-3}$	$-(2.68 \pm 0.83)10^{-2}$
$c_2$ in $ns/m^2$	$-(3.10 \pm 0.39)10^{-4}$	$-(3.46 \pm 0.57)10^{-4}$
$a_0$ in $ns$	$1.03 \pm 0.12$	$1.40 \pm 0.15$
$a_1$ in $ns/m$	$-(4.40 \pm 0.17)10^{-2}$	$-(7.38 \pm 0.28)10^{-2}$

Tab. 7.2: Numerische Werte der an die  $\partial\tau/\partial\sec(\theta)$ -Daten angepaßten Funktionen  $f(r)$ ,  $g(r)$  und  $h(r)$ .

In den Abbildungen 7.16 und 7.17 sind die gleichen Anpassungen bis 1000  $m$  Schauerzentrumsabstand extrapoliert und mit den entsprechenden Funktionen bzw. Daten aus [WAL81] und [BLA90] verglichen.

Tatsächlich lassen sich mit den Extrapolationen  $f(r)$  und  $g(r)$ , die quadratische  $r$ -Abhängigkeiten enthalten, gute Übereinstimmungen zwischen den KASCADE- und den Haverah-Park-Daten erzielen:

In Abb. 7.16 liegt der Schnittpunkt beider KASCADE-Extrapolationen mit der in [WAL81] angegebenen Funktion um 900  $m$ , also gerade in der Mitte des Haverah-Park-Abstandsbereichs von 300  $m$  bis 1500  $m$ ; hätte man eine durch den Ursprung gehende Parabel gesucht, die sich zwischen 300  $m$  und 1500  $m$  möglichst wenig von der gegebenen Geraden entfernt, wäre die Wahl kaum anders ausgefallen.

In Abb. 7.17 ist die Übereinstimmung der KASCADE-Extrapolationen mit dem Haverah-Park-Wert aus [BLA90] schwieriger zu beurteilen, da Blake et al. keine genaueren Angaben über die  $r$ -Abhängigkeit ihrer Daten im Abstandsbereich zwischen

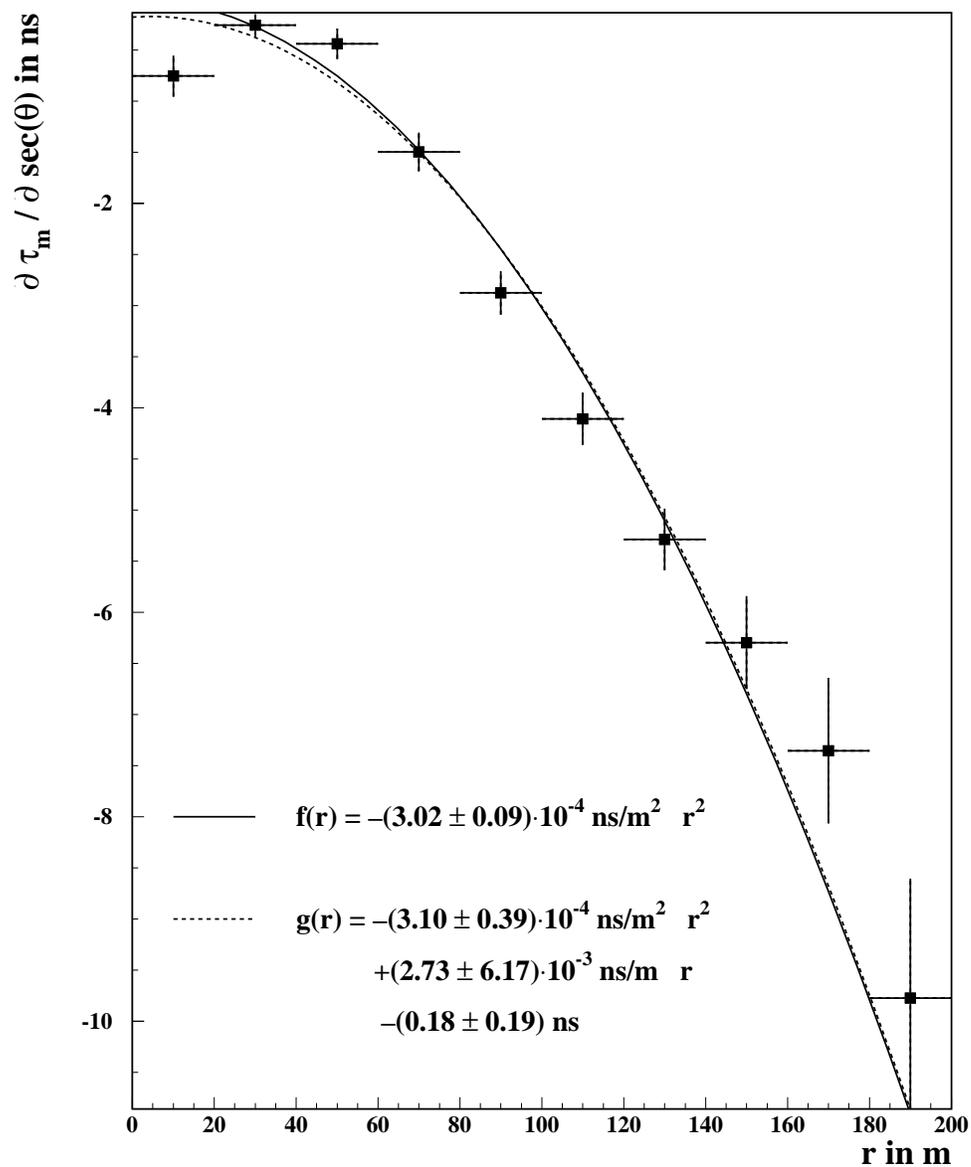


Abb. 7.14: Vergleich der Anpassung von  $f(r)$  (ein Parameter) und  $g(r)$  (3 Parameter) an die  $\partial \tau_m / \partial \sec(\theta)$ -Daten.

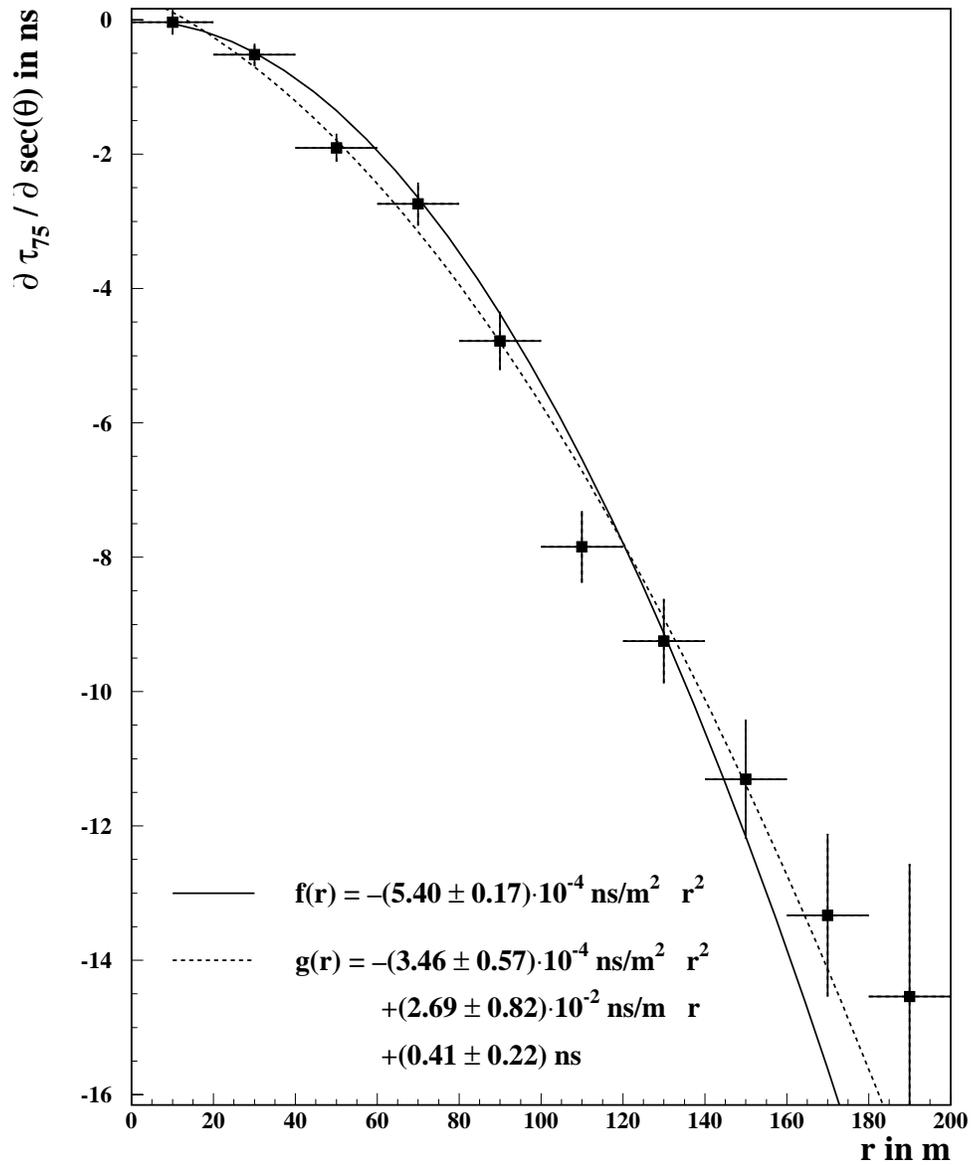


Abb. 7.15: Vergleich der Anpassung von  $f(r)$  (ein Parameter) und  $g(r)$  (3 Parameter) an die  $\partial \tau_{75} / \partial \sec(\theta)$ -Daten.

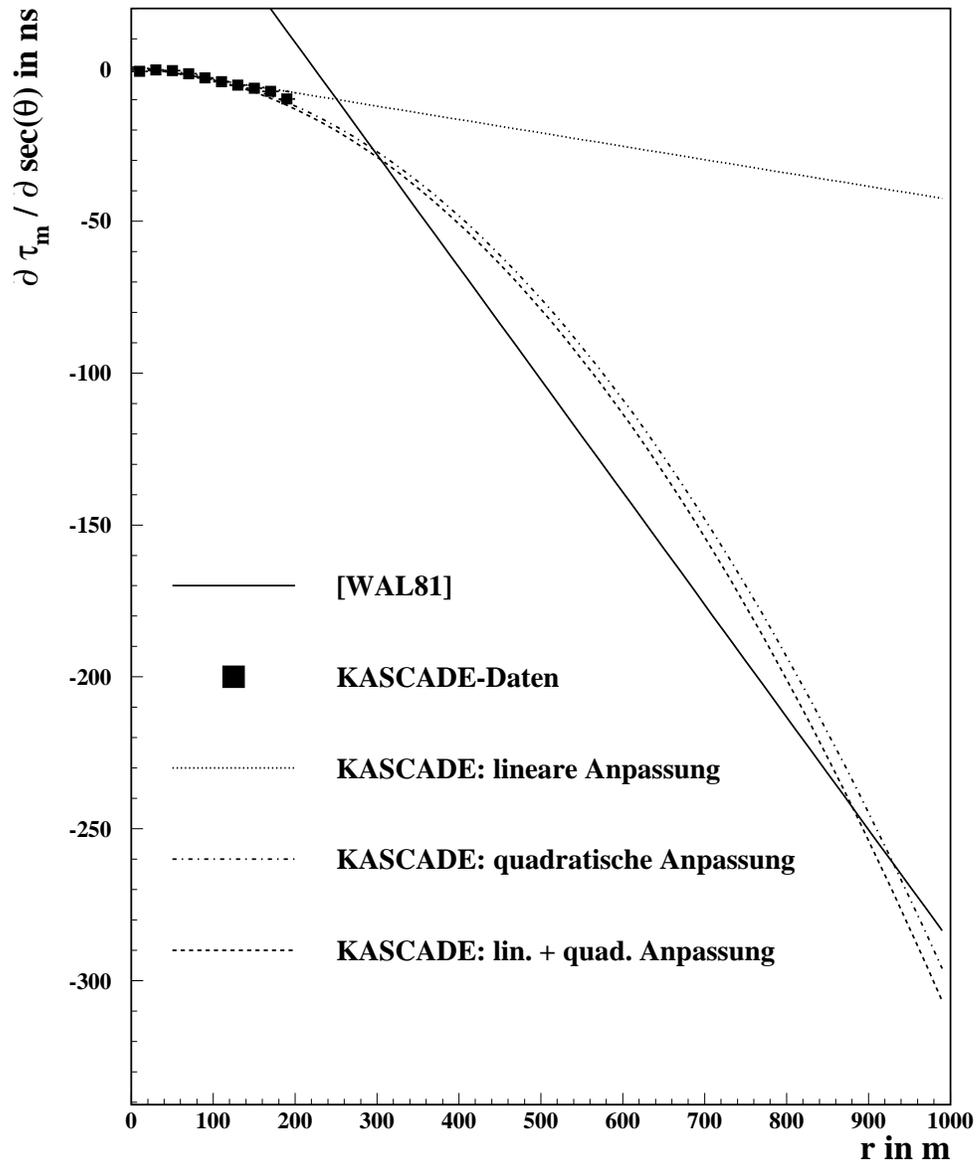


Abb. 7.16: Mittlere Ankunftszeiten  $\partial\tau_m/\partial\sec(\theta)$  bzw.  $\partial T_{50}/\partial\sec(\theta)$  aus [WAL81] in Abhängigkeit vom Abstand  $r$  zum Schauzentrum. Die gestrichelten Kurven geben verschiedene Anpassungen an die KASCADE-Daten wieder.

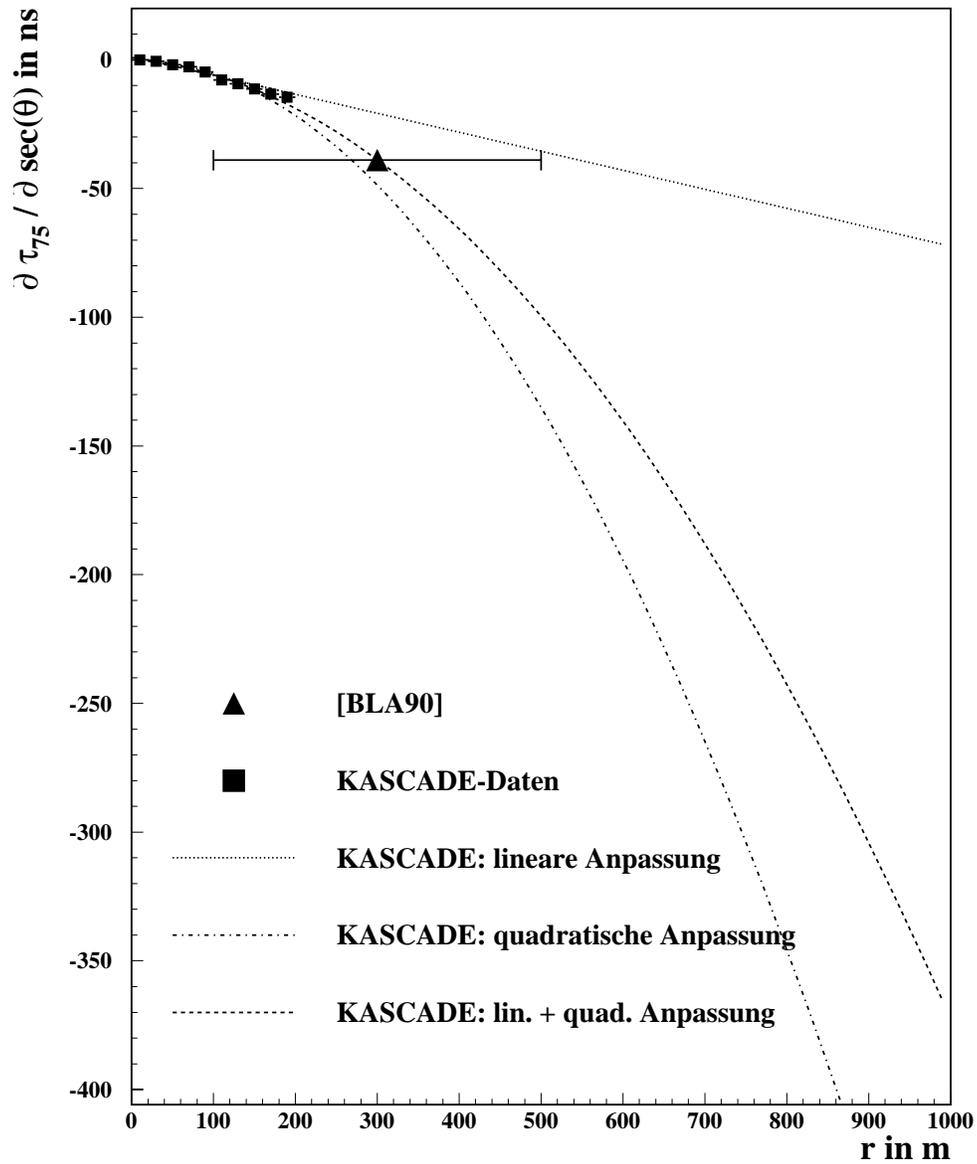


Abb. 7.17: Mittlere Ankunftszeiten  $\partial \tau_{75} / \partial \sec(\theta)$  bzw.  $\partial T_{70} / \partial \sec(\theta)$  aus [BLA90] in Abhängigkeit vom Abstand  $r$  zum Schauerczentrum. Die gestrichelten Kurven geben verschiedene Anpassungen an die KASCADE-Daten wieder.

100 m und 500 m machen; die Lage des Werts bei  $r = 300$  m ist lediglich die einfachste Annahme. Trotzdem ist deutlich, daß die beiden eine  $r^2$ -Abhängigkeit enthaltenden Extrapolationen keine auffälligen Diskrepanzen zwischen den KASCADE- und den Haverah-Park-Daten erkennen lassen, wohl aber die lineare KASCADE-Extrapolation.

Interessant ist auch der Vergleich von  $f(r)$  und  $g(r)$  für die beiden Meßgrößen  $\partial\tau_m/\partial\sec(\theta)$  und  $\partial\tau_{75}/\partial\sec(\theta)$ : Bei  $\partial\tau_m/\partial\sec(\theta)$  unterscheiden sich die beiden Funktionen praktisch nicht, sowohl  $c_0$  als auch  $c_1$  in  $g(r)$  sind innerhalb der Fehler mit dem Wert 0 verträglich – wir finden keine Abweichung von der Vorhersage der Modellrechnung aus Abschnitt 7.4.2. Bei der Anpassung der  $\partial\tau_{75}/\partial\sec(\theta)$ -Daten hingegen weichen beide Funktionen merklich voneinander ab – die Daten enthalten offensichtlich eine lineare  $r$ -Abhängigkeit.

$\partial\tau_m/\partial\sec(\theta)$  und  $\partial\tau_{75}/\partial\sec(\theta)$  unterscheiden sich im wesentlichen in der Produktionshöhe der Myonen, auf die sie sich beziehen:  $\partial\tau_m/\partial\sec(\theta)$  enthält die früher in der Schauerentwicklung entstandenen Myonen. Der Vergleich beider Meßgrößen läßt daher den Schluß zu, daß sich die genannten Effekte für die Abweichung der realen Ankunftszeitverteilungen von den Modellvorhersagen aus Abschnitt 7.4.2 bei niedrigeren Myon-Produktionshöhen stärker auswirken.

## Kapitel 8

# Zusammenfassung und Ausblick

Die Messung von Myonankunftszeitverteilungen mit dem Trigger- und Zeitmessungssystem des Zentraldetektors von KASCADE bedurfte wegen der Anforderungen an Zeitauflösung und Stabilität vielfältiger Optimierungen hinsichtlich der Korrektur von Driften und der Kalibrierung der Zeitmessung. Der Aufbau des Detektorsystems und seiner Datenaufnahmeelektronik sowie die Entwicklung der Kalibrierungsmethoden sind abgeschlossen und auf ihre Funktionstüchtigkeit getestet. Zeitgleich wurde von der KASCADE-Gruppe die zentrale Datennahme mit allen Detektorkomponenten von KASCADE aufgebaut und die Software für die Rekonstruktion der wesentlichen Schauerparameter aus den experimentellen Daten entwickelt.

Erste Messungen von Myonankunftszeitverteilungen im Zusammenhang mit den elektromagnetischen Schauerparametern und einer Energieselektion mit  $2\text{ GeV}$  Schwellenenergie für Myonen konnten durchgeführt und ausgewertet werden. Die Zeitkalibrierung innerhalb des Trigger- und Zeitmessungssystems ist vollständig und die Genauigkeit lokaler Ankunftszeitverteilungen somit nur durch die Detektor-Zeitauflösung begrenzt. Die Messungen und Auswertungen unterliegen gleichwohl noch Einschränkungen:

- Die im Zentraldetektor gemessenen Zeiten können noch nicht genau auf im KASCADE-Array bestimmte Zeiten bezogen werden, da im  $ns$ -Bereich noch kein Verfahren für die Ermittlung der Zeitbeziehung zwischen beiden Experimentteilen existiert. Ausgewertet wurden deshalb vorrangig lokale, auf das erste im Zentraldetektor nachgewiesene Teilchen bezogene Zeiten.
- Die komplexen Rekonstruktionsalgorithmen für die Bestimmung von Schauerzentrumspositionen außerhalb des Arrays, Schauergröße und age-Parameter sind in der Entwicklung und weisen in ihrem jetzigen Stadium möglicherweise noch systematische Fehler auf.
- Die Bestimmung der primären Energie eines Schauers aus den elektromagnetischen und myonischen Lateralverteilungen bedarf einer eigenen Analyse. Im Rahmen der Datenrekonstruktion werden lediglich die Teilchenzahlen ermittelt.

In dieser Arbeit ist ein Vergleich der Ergebnisse von KASCADE-Myonankunftszeitmessungen mit denen früherer Experimente durchgeführt worden. Gegenstand des Vergleichs sind Daten des Haverah-Park-Experiments aus den achtziger Jahren

zur Beziehung zwischen lokalen Ankunftszeiten und Schauerentwicklung. Die Untersuchungen basieren auf der Analyse der Zenitwinkelabhängigkeiten  $\partial T/\partial \sec(\theta)$  von Momenten der Myonankunftszeitverteilungen. Der Vergleich führt zu folgenden Ergebnissen:

- Die unterschiedlichen Zentrumsabstandsbereiche der Messungen bei KASCADE und Haverah Park erfordern eine Extrapolation der KASCADE-Daten hin zu größeren Abständen  $r$  vom Schauerzentrum.
- Um einen geeigneten funktionalen Zusammenhang zwischen  $\partial T/\partial \sec(\theta)$  und  $r$  für die Anpassung und Extrapolation der KASCADE-Daten zu finden, ist ein einfaches geometrisches Modell für die Myonankunftsverzögerungen entwickelt und analytisch ausgewertet worden. Es zeigt in erster Näherung eine reine  $r^2$ -Abhängigkeit von  $\partial T/\partial \sec(\theta)$ .
- Die Vorhersage des Modells wird von den KASCADE-Daten insbesondere in bezug auf früh in der Schauerentwicklung produzierte Myonen bestätigt. Für  $\partial \tau_m/\partial \sec(\theta)(r)$ , der Zenitwinkelabhängigkeit des Medians, sind der konstante und der in  $r$  lineare Term innerhalb der Fehler mit 0 verträglich. Für das Verhalten des Abstands zwischen drittem und erstem Quartil,  $\partial \tau_{75}/\partial \sec(\theta)$ , in dem Ankunftszeiten später produzierter Myonen enthalten sind, zeigt sich eine leichte Abweichung vom vorhergesagten reinen  $r^2$ -Verhalten. Eine lineare Anpassung, wie sie in den Arbeiten zum Haverah-Park-Experiment verwendet wurde, reproduziert die KASCADE-Daten nur unzureichend.
- Die Vergleichbarkeit der aus den KASCADE-Daten bestimmten  $\partial \tau_m/\partial \sec(\theta)$  bzw.  $\partial \tau_{75}/\partial \sec(\theta)$  mit den entsprechenden Haverah-Park-Ergebnissen steht und fällt mit der Annahme über die charakteristische  $r$ -Abhängigkeit der Daten: Setzt man für die Extrapolation der auf Schauerzentrumsabstände  $r < 200 \text{ m}$  beschränkten KASCADE-Daten eine lediglich lineare  $r$ -Abhängigkeit an, so weisen die Ergebnisse beider Experimente Unterschiede auf, die kaum mit den unterschiedlichen Energieschwellen bei der Schauertriggerung und der Myondetektion begründet werden können. Unter der Annahme eines in  $r$  quadratischen Verhaltens stimmen beide Experimente dagegen überraschend gut überein. Ein qualitativer Unterschied zwischen der einparametrischen quadratischen und der dreiparametrischen, einen linearen und einen konstanten Term einschließenden Anpassung der  $r$ -Abhängigkeit von  $\partial T/\partial \sec(\theta)$  ist nicht erkennbar.
- Der Vergleich der Daten stützt damit sowohl die  $r^2$ -Hypothese als auch die Zuverlässigkeit der mit KASCADE ermittelten Ergebnisse für  $\partial \tau_m/\partial \sec(\theta)$  bzw.  $\partial \tau_{75}/\partial \sec(\theta)$ .

Darüber hinaus wurden die Ankunftszeitdaten dazu verwendet, die  $r$ -Abhängigkeit der longitudinalen Dispersion (Standardabweichung in den Ankunftszeitverteilungen) der myonischen Schauerfront zu untersuchen. Hier war ein direkter Vergleich mit Haverah-Park-Daten nicht möglich, da entsprechende Messungen von der elektromagnetischen Schauerkomponente dominiert sind [AGN95]. Die Daten wurden, abweichend von [AGN95], im Hinblick auf ihren Zusammenhang mit der Schauergröße  $N_e$  untersucht:

- Die longitudinale Dispersion von Myonen mit  $E > 2 \text{ GeV}$  ist wesentlich schwächer vom Abstand zum Schauerzentrum abhängig als die der elektromagnetischen Schauerkomponente.
- Die Zunahme der Schauergröße führt im wesentlichen zu einer über den betrachteten Zentrumsabstandsbereich ( $0 \text{ m} < r < 160 \text{ m}$ ) konstanten Zunahme der longitudinalen Dispersion.

- Bei einer unterschiedliche Schauergrößen  $N_e$  nicht berücksichtigenden Analyse ergibt sich eine ausgeprägtere  $r$ -Abhängigkeit der longitudinalen Dispersion, die jedoch ein Artefakt der sowohl  $N_e$ - als auch  $r$ -abhängigen Akzeptanz des Experiments ist.

Die Analyse von Zenitwinkelabhängigkeiten der Myonankunftszeitverteilungen ist eine Voraussetzung für die Bestimmung der Elongationsrate  $D_e$  und der Fluktuationen in der Lage des Schauermaximums  $\sigma(X_m)$ , die direkt mit Änderungen der Elementzusammensetzung bei steigender Primärenergie verknüpft sind. Für eine Bestimmung dieser Größen aus den KASCADE-Daten sind weitere Schritte erforderlich:

- Die Abschätzung der primären Energie  $E_0$  aus den gemessenen Lateralverteilungen muß in die Analyse miteinbezogen werden.
- Durch die Untersuchung der Änderung der Anstiegszeiten  $T$  mit dem Luftdruck kann der Korrekturfaktor  $C$  in Gl. (3.6) für die Umrechnung ihrer Zenitwinkelabhängigkeit in die Abhängigkeit von der atmosphärischen Tiefe ermittelt werden. Alternativ dazu könnte der Korrekturfaktor auch aus CORSIKA-Simulationen gewonnen bzw. mit ihnen überprüft werden.
- Mit Hilfe von  $E_0$  kann die Änderung von Anstiegszeiten  $T$  bei der Schauerentwicklung auf Beobachtungshöhe mit deren Änderung am Schauermaximum in Beziehung gesetzt werden (vgl. Gl. (3.2)). Auch hier ist die Überprüfung mit CORSIKA-Daten denkbar.
- Die Berechnung der intrinsischen  $X_m$ -Fluktuationen bei der Schauerentwicklung nach der Methode von [BLA90] erfordert eine Parametrisierung der Momente der Myonankunftszeitverteilungen nach den Schauerparametern  $r$ ,  $\theta$  und, wenn möglich,  $E_0$ .

Bei der Anwendung der für Haverah-Park-Daten entwickelten Methoden in [WAL81, BLA90] darf nicht übersehen werden, daß die relativ enge Beschränkung des KASCADE-Zentrumsabstandsbereichs für die Bestimmung von  $D_e$  und  $\sigma(X_m)$  ein gewichtiger Nachteil ist. Die vorliegende Untersuchung hat allerdings gezeigt, daß die um mehr als eine Größenordnung bessere Statistik des KASCADE-Experiments detaillierte Untersuchungen der  $r$ -Abhängigkeit der relevanten Größen ermöglicht, und so die Nachteile der  $r$ -Beschränkung zumindest teilweise aufgehoben werden können. Der genauen Untersuchung des funktionalen Zusammenhangs der Analyseparameter mit dem Schauerzentrumsabstand kommt dann aber eine zentrale Rolle zu.

Neben den hier beschriebenen Analysemethoden für die Nutzung myonischer Zeitinformationen bieten die detaillierten, die Detektoreigenschaften einschließenden Simulationsrechnungen, die im Rahmen von KASCADE durchgeführt werden, auch die Möglichkeit, direkte Vergleiche zwischen simulierten und gemessenen Ankunftszeiten durchzuführen. Diese Vergleiche laufen darauf hinaus, jeden einzelnen gemessenen Schauer einer Massenklasse zuzuordnen aufgrund der Ähnlichkeit seiner Daten zu denen simulierter Schauer. Für die Quantifizierung der Ähnlichkeiten kommt der Einsatz von neuronalen Netzen oder anderen statistischen Methoden wie der Bayes'schen Entscheidungsregel [CHI91] in Betracht. Zu solchen nicht-parameterischen Methoden, die den Umweg über abgeleitete Meßgrößen wie  $D_e$  oder  $\sigma(X_m)$  meiden, sind bei KASCADE Voruntersuchungen mit simulierten Ankunftszeitverteilungen durchgeführt worden [REB95, BRA96]. Erste Schritte für die Anwendung dieser Entwicklungen auf gemessene Myonankunftszeitverteilungen finden sich in [FÖL97].

*Das Entstehen dieser Arbeit war nur aufgrund vielfältiger Unterstützung möglich, für die ich sehr zu Dank verpflichtet bin. Ich bitte, die Reihenfolge der Nennungen nicht im Sinne einer Rangfolge, die zu erstellen mir unmöglich wäre, sondern thematisch zu verstehen.*

*Herzlich bedankt sollen sein*

*Dr. habil. Martin Brendle, mit dem in so partnerschaftlicher Weise dreieinhalb Jahre arbeiten zu dürfen ein Glück für mich war,*

*Dr. Hermann-Josef Mathes, der den Aufbau der Trigger Elektronik intensiv begleitete, wesentliche Beiträge zur Softwareentwicklung für das Transputernetzwerk geleistet hat und mir an vielen Stellen eine große Hilfe war,*

*Bernhard Luley für die gute und angenehme Zusammenarbeit und seine vielfältige Mithilfe beim Aufbau der Trigger Elektronik,*

*Dr. Albrecht Hanser und Dr. Gerold Völker für ihre Beratung und aktive Unterstützung bei der Entwicklung und dem Aufbau der Trigger Elektronik,*

*Frank Feßler für seine unverzichtbare Hilfe bei der Entwicklung und Durchführung der Zeitkalibrierung,*

*Wolfgang Schmidt für seine Vorarbeiten zur Transputersoftware,*

*Miriam Föller für ihre Unterstützung bei der Datenrekonstruktion und -auswertung,*

*Torsten Antoni, Sabine Bucher, Dr. Andreas Haungs, Hanno Leibrock und Dr. Jürgen Wentz für ihre vielen Hilfen, Hinweise, Fehlerfindungen und erhellenden Diskussionen,*

*Dr. Joachim Engler, Heinrich Keim, Dr. Johannes Knapp und Dr. Jürgen Wochele für ihre Beratung und Unterstützung bei allen Fragen zum Zentraldetektor,*

*alle ungenannten Mitglieder der KASCADE-Kollaboration, die durch ihre experimentellen Beiträge und ihre Hinweise an den Ergebnissen dieser Arbeit mitgewirkt haben,*

*Hans Schreyer, Simon Ackermann, Jürgen Kost, Michael Motzer und Volker Wezel von der Tübinger Elektronikwerkstatt für ihre prompte und unkomplizierte elektronische Unterstützung,*

*Klaus Schmid vom Tübinger Physikalischen Institut und D. Bormann vom Forschungszentrum Karlsruhe für ihre kompetente Hilfe in PC- und Transputerfragen,*

*Rosmarie und Gerd Schückle für ihre großartige Gastfreundschaft während meiner Karlsruhe-Aufenthalte,*

*Prof. Dr. Heinigerd Rebel für seine Begleitung und Unterstützung während der ganzen Arbeit und seine wertvollen Hinweise bei der Durchsicht all ihrer schriftlichen Fassungen,*

*Prof. Dr. Gerhard-J. Wagner, der die Arbeit am Tübinger Physikalischen Institut ermöglicht und durch sein stetiges Interesse und seine Beratung gefördert hat,*

*das Forschungszentrum Karlsruhe, namentlich Dr. Hans-Otto Klages und Prof. Dr. Bernhard Zeitnitz für die finanzielle Ausstattung dieser Arbeit.*

# Literaturverzeichnis

- [AMB97] M. Ambrosio et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23** (1997), 219
- [AGN95] G. Agnetta et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A359** (1995), 596
- [ALD96] S. S. Al-Dargazelli, A. W. Wolfendale, A. Smialkowski und J. Wdowczyk, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **22** (1996), 1825
- [AMA95] M. Amann, *Prototyp-Untersuchungen an den Triggerzählern für den KASCADE- Zentraldetektor*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1995)
- [ASA95] K. Asakimori et al., *Proc. 24th Int. Conf. on Cosmic Rays, Rom* **2** (1995), 707
- [BAS53] T. Bassi, G. Clark und B. Rossi, *Phys. Rev.* **92** (1953), 441
- [BIE97] P. L. Bierbaum, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23** (1997), 1
- [BIR93] D. J. Bird, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993), 3401
- [BLA90] P. R. Blake, V. S. Collis, M. Luksys, W. F. Nash und A. J. Sephton, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **16** (1990), 755
- [BOR92] D. Bormann, *Kernforschungszentrum Karlsruhe, HPE* (1992), unveröffentlichter Bericht
- [BRA96] I. M. Brâncuş et al., *Forschungszentrum Karlsruhe, wiss. Bericht FZKA 5835* (1996)
- [BRE96] M. Brendle und U. Raidt: *Dokumentation zur Elektronik der Triggerebene*, Physikalisches Institut der Uni Tübingen (1996), unveröffentlichter Bericht
- [CAP89] J. N. Capdevielle, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **15** (1989), 909
- [CAP92] J. N. Capdevielle et al., *Kernforschungszentrum Karlsruhe, Report KfK 4998* (1992),
- [CER94] *CERN Program Library Long Writeup W5013* (1994),
- [CHA82] M. P. Chantler et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **8** (1982), L51
- [CHI91] A. A. Chilingarian und G. Z. Zazian, *Il Nuovo Cimento* **14** (1991), 555
- [CHI94] X. Chi et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **20** (1994), 673
- [DAN94] T. V. Danilova, D. Dumora, A. D. Erlykin und J. Procureur, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **20** (1994), 961
- [DOL90] P. Doll et al., *Kernforschungszentrum Karlsruhe, Report KfK 4686* (1990); *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) A* **14** (1990), 336

- [FES97] F. Feßler, *Diplomarbeit*, Universität Karlsruhe (1997), in Vorbereitung
- [FEU92] B. Feurer, A. Hanser, H. Rebel, G. Völker, *Kernforschungszentrum Karlsruhe, Primärbericht* (1992), unveröffentlicht
- [FÖL97] M. Föllner, *Dissertation*, Universität Heidelberg (1997), in Vorbereitung
- [GAB92] P. Gabriel, *Kernforschungszentrum Karlsruhe, Report KfK 5012* (1992)
- [GAI79] T. K. Gaisser, T. J. L. McComb und K. E. Turner, *Proc. 16th Int. Conf. on Cosmic Rays, Kyoto* **9** (1979), 275
- [GAI82] T. K. Gaisser, T. Stanev, P. S. Freier und C. J. Waddington, *Phys. Rev. D* **25** (1982), 2341
- [GAI90] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1990)
- [GLA97] R. Glasstetter, *Dissertation*, Universität Karlsruhe (1997), in Vorbereitung
- [GRE66] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966), 748
- [HAN91] A. Hanser, B. Schulze, *Kernforschungszentrum Karlsruhe, Primärbericht* (1991), unveröffentlicht
- [INM88] Transputer Reference Manual, *INMOS LTD.*, 1988
- [INM92] ANSI C Toolset IMS D0314-DOCA, *INMOS LTD.*, 1992
- [KAK86] F. Kakimoto et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **12** (1986), 151
- [KAL95] N. N. Kalmykov und G. B. Khristiansen, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **21** (1995), 1279
- [KAM58] K. Kamata und J. Nishimura, *Prog. Theoretical Phys. Suppl.* **6** (1958), 93
- [KLA97] H. O. Klages et al., *Nucl. Phys.* **52B** (Proc. Suppl.) (1997), 92, im Druck – Proc. 9th ISVHECRI, Karlsruhe, 19–23 August 1996, Hrsg. H. Rebel, G. Schatz und J. Knapp
- [KNA93] J. Knapp und D. Heck, *Kernforschungszentrum Karlsruhe, Report KfK 5196 B* (1993) und Aktualisierungen (Forschungszentrum Karlsruhe, unveröffentlichte interne Berichte)
- [KOE84] K. S. Kölbig, B. Schorr, *Computer Phys. Comm.* **31** (1984), 97
- [LEI96] H. Leibrock, *private Mitteilung* (1996)
- [LEI91] H. Leich: *Transputer based VME Controller*, IfH Zeuthen (1991), unveröffentlichter Bericht
- [LIN62] J. Linsley und L. Scarsi, *Phys. Rev.* **128** (1962), 2384
- [LIN77] J. Linsley, *Proc. 15th Int. Conf. On Cosmic Rays, Plovdiv* **12** (1977), 89
- [LIN81] J. Linsley und A. A. Watson, *Phys. Rev. Lett.* **46** (1981), 459
- [LIN86] J. Linsley, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **12** (1986), 51

- [LUL95] B. Luley, *Energieversorgung, Kühlung und Überwachung der Trigger-Elektronik des Hadronkalorimeters von KASCADE*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (1995)
- [MAT95] H.-J. Mathes, *Forschungszentrum Karlsruhe, interner Bericht* (1995), unveröffentlicht
- [PRE89] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, *Numerical recipes in C*, Cambridge University Press, 1989
- [REB91] H. Rebel, *Kernforschungszentrum Karlsruhe, Primärbericht* (1991), unveröffentlicht
- [REB95] H. Rebel, G. Völker, M. Föller und A. A. Chilingarian, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **21** (1995), 451
- [REB96] H. Rebel, *Proc. 15th Cracov Summer School on Cosmology, Lodz, Polen, 15 - 19 July 1996*, Hrsg. M. Giller und W. Tkaczyk
- [SCH94] W. Schmidt, *Die Rechnersteuerung der Triggerelektronik für den Zentral-detektor von KASCADE*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (1994)
- [SOK89] P. Sokolsky, *Introduction to ultrahigh energy cosmic ray physics*, Addison-Wesley (1989)
- [STA95] T. Stanev et al., *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995), 3056
- [UNG97] J. Unger, *Forschungszentrum Karlsruhe, wiss. Bericht FZKA 5896* (1997)
- [WAL81] R. Walker und A. A. Watson, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **7** (1981), 1297
- [WAL82] R. Walker und A. A. Watson, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **8** (1982), 1131
- [WEN95] J. Wentz, *Forschungszentrum Karlsruhe, wiss. Bericht FZKA 5500* (1995)
- [ZAT66] G. T. Zatsepin und V. A. Kuzmin, *JETP Lett.* **4** (1966), 78