

KfK 5173
März 1993

**Messungen der Myonen der
Höhenstrahlung mit
Vielfrahtproportionalkammern
an einem Prototypaufbau für
KASCADE**

H. J. Mathes
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 5173

Messungen der Myonen der Höhenstrahlung mit
Vieldrahtproportionalkammern
an einem Prototypaufbau für KASCADE

Hermann-Josef Mathes

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH, KARLSRUHE

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Das im KfK im Aufbau befindliche Höhenstrahlexperiment KASCADE beabsichtigt die simultane Messung der elektromagnetischen, myonischen und hadronischen Schauerkomponenten, um die chemische Zusammensetzung der primären Strahlung im Energiebereich von $3 \cdot 10^{14} - 10^{17}$ eV zu bestimmen. Unter dem zentralen Hadron-Kalorimeter dieses Experiments sollen auf einer Fläche von $16 \cdot 20 \text{ m}^2$ Myonen über einer Energieschwelle von 2 GeV nachgewiesen werden, wozu großflächige, ortsempfindliche Vieldrahtproportional-kammern eingesetzt werden.

Vier Kammern dieses Typs wurden, nachdem die erforderlichen Versorgungseinrichtungen installiert waren, in einem Prototypaufbau zum Funktionieren gebracht. Die Testanordnung wurde mit einem Triggersystem erweitert, das es erlaubt, mittels der Myonen der Höhenstrahlung die Nachweiseffizienz und Ortsauflösung der Kammern zu bestimmen und zu überwachen. Um Ereignisse mit mehreren, gleichzeitig vorhandenen Spuren zu messen, sollte die Meßanordnung mit Luftschauern getriggert werden. Dazu wurde ein Mini-Detektorarray aufgebaut, mit dem sich auch die Richtung der Schauer grob bestimmen läßt.

Für diese Konfiguration von Detektoren wurde ein Verfahren zur Spurrekonstruktion entwickelt, das zu zufriedenstellenden Ergebnissen bis zu Ereignissen mit zwei gleichzeitig vorhandenen Spuren führt. Darüberhinaus zeigte sich, daß die Bestimmung von Treffern mit nur einer Kammer aufgrund der auftretenden Mehrdeutigkeiten nicht sehr zuverlässig ist, und durch elektromagnetischen Untergrund sowie durch Rauschen der verwendeten Elektronik noch verschlechtert wird.

Die Integration einer Zeitmeßeinrichtung in das Triggersystem erlaubte es für ausgewählte Ereignisse, die Ankunftszeiten der Myonen mit einer Genauigkeit von besser als 2 ns zu messen. Die damit aufgenommenen Verteilungen der relativen Ankunftszeiten der Myonen konnten mit Hilfe von Literaturergebnissen verstanden werden.

Abstract

Measurements of Cosmic Ray Muons with Multi-Wire Proportional Chambers with a Prototype Setup for KASCADE

The cosmic ray experiment KASCADE being currently under construction in KfK intends to measure simultaneously the electromagnetic, muonic and hadronic components of extensive air showers to determine the primary cosmic ray mass composition in the energy range of $3 \cdot 10^{14}$ eV - 10^{17} eV. Beneath the central hadron calorimeter of this experiment measurements of muons with an energy threshold of 2 GeV are planned. For covering an area of $16 \cdot 20$ m² large position sensitive multi-wire proportional chambers will be used.

Four chambers of that type were brought into operation after the required supply units had been installed. This test setup was extended with a trigger system for cosmic ray muons. The trigger permits to measure muon detection efficiencies and the spatial resolution of the chambers.

To enhance the content of multiple track events in the data a trigger system for air showers was required. Therefore a small detector array was installed with the possibility to determine roughly the arrival direction of the shower.

For that configuration of chambers an algorithm for track reconstruction was developed. It led to satisfying results for single and double track events. It was demonstrated that the determination of hits with only one chamber is influenced by the ambiguities resulting from the chambers layout. In addition this effect was enhanced by electronic noise and electromagnetic background.

An extension with a time measuring system of an accuracy better than 2 ns (σ) enabled us to measure the arrival times of the muons for some events. The resulting arrival time distribution could be qualitatively understood.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Motivation und Vorgehensweise	5
2.1	Einführung	5
2.2	Vorgehensweise	7
3	Das Detektorsystem	9
3.1	Aufbau von Detektorsystem und Trigger	9
3.2	Das Mini-Detektorarray	12
3.3	Detektor zur Myon-Ortsbestimmung	12
3.4	Die Nachweiselektronik	14
3.5	Einstellung des Detektorsystems	20
3.5.1	Abgleich der Kammerelektronik	20
3.5.2	Einstellung des Triggers	21
3.5.3	Zeiteichnung und Zeitmessung	22
4	Detektortests und Messungen	25
4.1	Charakterisierung der Meßdaten	25
4.2	Mögliche Triggereinstellungen	26
4.3	Messung von Spuren mit Gasdetektoren	27
4.4	Detektoroptimierung mit Hilfe einzelner Myonen	28
4.4.1	Vermessung des Myonkammer-Teststandes	28
4.4.2	Bestimmung der Nachweiseffizienz des Detektorsystems	30
4.4.3	Der Untergrund während der Messungen	31
5	Analyse der Messungen und Ergebnisse	33
5.1	Bestimmung der Ankunftszeiten	33
5.2	Bestimmung der Schauerrichtung mit dem Mini-Array	33
5.3	Das Verfahren der Spurrekonstruktion	34
5.3.1	2D-Rekonstruktion	34
5.3.2	Spurrekonstruktion im Myonkammer-Teststand	37

5.3.3	Genauigkeit und Grenzen der Spurbestimmung	40
5.3.4	Möglichkeiten zur Verbesserung durch Zusatzinformationen	42
5.4	Winkelverteilungen der Myonen	44
6	Messung von Myon-Ankunftszeiten	49
6.1	Einführende Bemerkungen	49
6.2	Zeitverteilungen von einzelnen Myonen	52
6.3	Ankunftszeitverteilungen bei Mehrspur-Ereignissen	53
6.3.1	Auswertung von Doppelspurereignissen	54
6.3.2	Interpretation der Zeitmessungen	57
7	Schlußbemerkungen und Ausblick	63
	ANHANG	65
A	Ansprechverhalten des Mini-Arrays	65
B	Das Datenaufnahmesystem	69
	Literaturverzeichnis	71

1 Einleitung

Unsere Erde wird ständig von hochenergetischen Teilchen aus dem Weltall bombardiert. Diese Teilchen lösen in der Erdatmosphäre kaskadenartige Schauer von Teilchen aus (π , μ , e , γ , ...), die als sekundäre Höhenstrahlung im Jahre 1912 von Victor Hess bei seinen Ballonaufstiegen entdeckt wurde [Hes12]. Bei den primären Teilchen handelt es sich zum überwiegenden Teil um Atomkerne (Protonen bis Eisen) und zu einem sehr geringen Teil um Elektronen und γ -Quanten (unter 1%).

Die Energien der Primärteilchen reichen bis etwa 10^{20} eV. Ihr Energiespektrum ist abschnittsweise durch ein Potenzgesetz beschreibbar, dessen Erklärung bei kleinen bis mittleren Energien ($\approx 10^{16}$ eV) als Folge einer Schockwellenbeschleunigung in einer Supernova allgemein anerkannt ist [Voe88]. Ungeklärt sind jedoch Herkunft und Beschleunigungsmechanismen für die beobachteten Teilchen bei den höchsten Energien. Dazu kommt, daß sich der Index des Potenzgesetzes bei etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV ändert [Lin83] („Knie“-Region). Eine mögliche Erklärung ist eine Änderung der chemischen Zusammensetzung der Höhenstrahlung mit einer relativen Zunahme des Eisenanteils. Dies stellt die Frage nach möglichen elementspezifischen Änderungen des Beschleunigungsvorganges oder der Ausbreitungsbedingungen, so daß die Untersuchung der Höhenstrahlung in diesem Bereich von großem Interesse ist.

Im unteren Energiebereich (10^7 - $5 \cdot 10^{13}$ eV) ist die Primärstrahlung experimentell durch hochfliegende Ballon- [Bur83] und Satellitenexperimente [Heu90] der direkten Messung zugänglich. Hier kennt man ihre Zusammensetzung relativ genau [Mue91]. Bei höheren Energien ist man aufgrund des steil abfallenden Energiespektrums gezwungen, die von der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre ausgelösten Luftschauer mit erdgebundenen Detektoren zu messen. Die entstehenden Teilchenkaskaden werden in ihre elektromagnetische, myonische und hadronische Komponente unterteilt. Bei Energien ab etwa 10^{14} eV erreichen die Schauerteilchen aller Komponenten in größerer Anzahl Meeresniveau. Man spricht hier von ausgedehnten Luftschauern (*Extensive Air Shower: EAS*).

Bei den erdgebundenen Experimenten müssen im Prinzip Art, Anzahl, Energie, Ort und Ankunftszeit der Schauerteilchen gemessen werden, um auf die Kaskaden-Entwicklung und das Primärteilchen zurückzuschließen. Dies setzt detaillierte Kenntnisse der beteiligten Wechselwirkungen voraus. Da hierbei Energien und kinematische Bereiche erfaßt werden, die z.Zt. nicht im Labor studiert werden können, besteht auch aus teilchenphysikalischer Sicht Interesse an diesem Gebiet. Um auf die Kaskadenentwicklung zurückzuschließen, werden Simulationsrechnungen durchgeführt, z.B. mit dem Simulationsprogramm CORSIKA [Cap92]. Die Modelle der Wechselwirkungen der Primärteilchen mit den Atomen der Atmosphäre geben die experimentellen Daten bei niedrigen Energien recht gut wieder. Man vertraut daher den Extrapolationen dieser Modelle zu höheren Energien hin.

Die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung im Energiebereich von $3 \cdot 10^{14}$ eV bis etwa 10^{17} eV hat sich das KASCADE-Experiment [Dol90] zur Hauptaufgabe gemacht. Daneben soll auch die hochenergetische γ -Strahlung untersucht werden. Mit einem großflächigen Detektorarray (ca. $200 \cdot 200 \text{ m}^2$) werden die elektromagnetische und die myonische Komponente gemessen. Mittels eines zentral im Array gelegenen Hadron-Kalorimeters (Fläche $16 \cdot 20 \text{ m}^2$) werden Energie und Ort der begleitenden Hadronen gemessen. Unter diesem Kalorimeter sollen mit hoher Flächenbelegung mittels großflächigen Vieldrahtproportionalkammern (bis 9 m^2) Myonen nachgewiesen werden. Die in dieser Hinsicht erstmalige simultane Messung vieler Komponenten eines einzelnen ausgedehnten Luftschauers erlaubt es, unter Ausnutzung von Korrelationen zwischen verschiedenen Beobachtungsgrößen, auf Masse und Energie des Primärteilchens zurückzuschließen [Gab92].

Bei der Messung von Luftschauern kommt der Messung der Myonkomponente eine wichtige Bedeutung zu. Diese Luftschauerkomponente hat ihren Ursprung im wesentlichen in dem Zerfall von Pionen und Kaonen der hadronischen Komponente. Da es außer Vielfachstreuung und Ionisation keine nennenswerten Wechselwirkungen der Myonen in der Atmosphäre gibt, besitzen sie ein hohes Durchdringungsvermögen. Die Anzahlen und Winkelverteilungen der entstehenden Sekundärteilchen, welche die ersten Wechselwirkungen der Primärteilchen mit der Atmosphäre charakterisieren, äußern sich dadurch relativ unverfälscht in Anzahl und Lateralverteilung der Myonkomponente. Das Studium des hochenergetischen Anteils erlaubt es, auf diese Wechselwirkungen zurückzuschließen. Weitere Bedeutung hat der Myonnachweis für die Bestimmung der primären Teilchenenergie und als Signatur, die hadronisch induzierte Luftschauer von γ -induzierten Luftschauern unterscheidet.

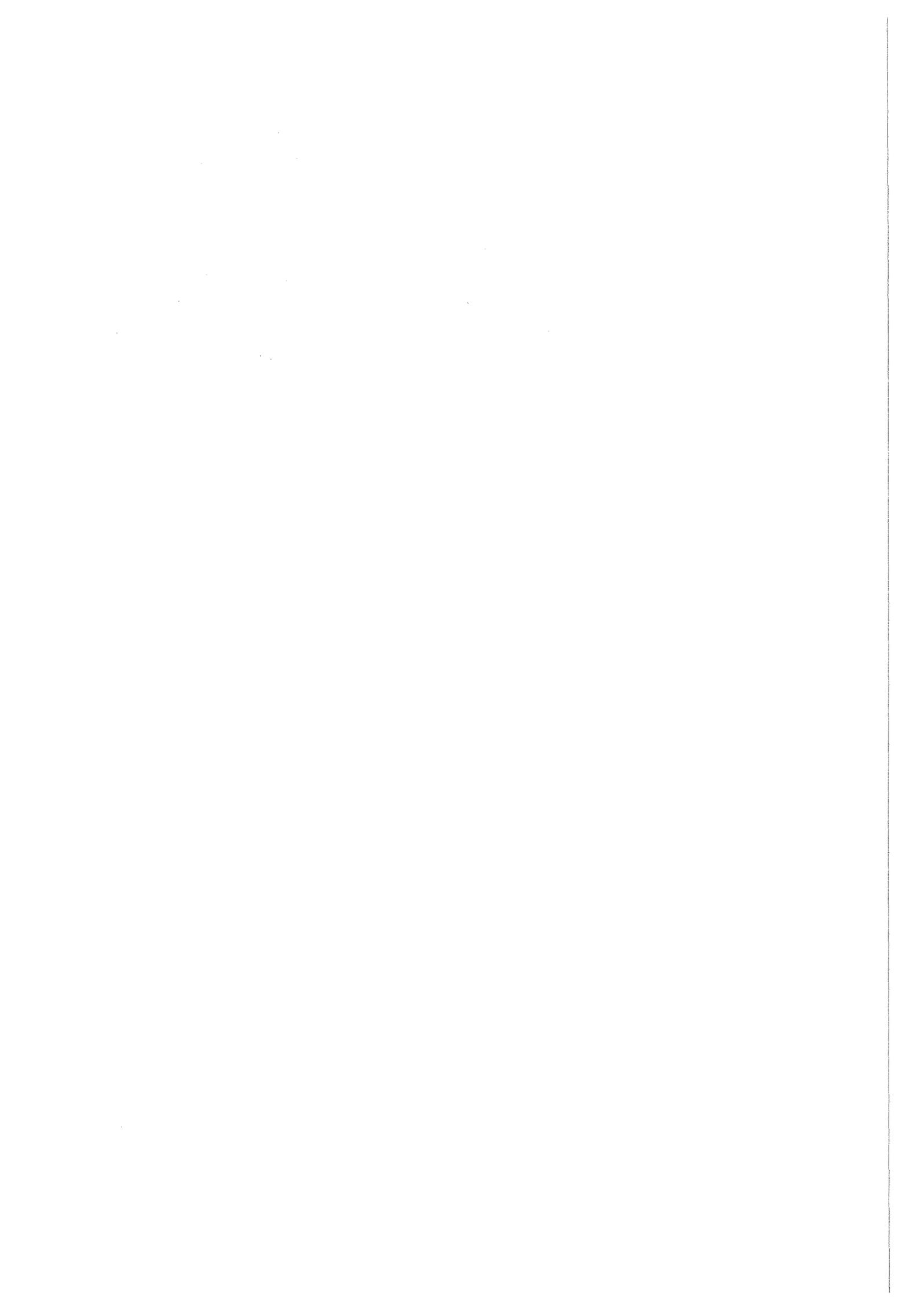
Zur Messung von Myonzahl und Lateralverteilung unter dem Zentral-Kalorimeter des KASCADE-Experiments bei einer Schwellenenergie von etwa 2 GeV werden Vieldrahtproportionalkammern eingesetzt. Diese stammen aus dem CELLO-Experiment [Ale81] und haben eine Gesamtnachweisfläche von etwa 260 m^2 . Die Kammern ergänzen den Myonnachweis des Arrays bei wesentlich höherer Flächenbelegung. Wegen der mit zunehmendem Abstand zur Schauerachse abfallenden Myondichte ist die Messung der Myonkomponente nahe der Schauerachse zur zuverlässigen Bestimmung der Myonzahl notwendig. Darüberhinaus ist für zentral ins Array fallende Schauer die kombinierte Messung von Myonen und Hadronen besonders wichtig.

Viele Luftschauerexperimente messen zumeist nur die lateralen Eigenschaften des Schauers. Informationen, welche die longitudinale Entwicklung betreffen, sind daher nur indirekt über Korrelationen zwischen den Meßgrößen zugänglich. Zusätzliche Informationen über die longitudinale Schauerentwicklung erhält man durch die Messung der Teilchenankunftszeiten. Dazu ist es notwendig mit guter Zeitaufösung (im ns-Bereich) zu messen, da nur geringe Unterschiede zwischen Schauern verschiedenen Ursprungs zu erwarten sind.

Durch den Einsatz von ortsempfindlichen Detektoren in Zusammenhang mit einem Zeit-

meßsystem ist es möglich, einzelnen Teilchenspuren Ankunftszeiten zuzuordnen. Damit können Probleme bei der Interpretation von Signalpulsformen vermieden werden, wie es bei der bislang meist für diesen Zweck eingesetzten Technik der Analyse des Zeitpulses der Fall ist [Kak83, Khr90].

Diese Arbeit hat das Ziel, einige der für den Myonnachweis vorgesehenen Vieldrahtproportionalkammern in einem Prototypaufbau in Betrieb zu nehmen. Die Messungen zielen darauf ab, die Eigenschaften der Kammern zu bestimmen und Probleme während des Betriebs zu studieren. Insbesondere wird die prinzipielle Vorgehensweise bei der Auswertung der Daten dieser Detektoren erarbeitet. Durch geeignete Auslegung der Experimentanordnung werden weiterhin die zeitlichen Eigenschaften der Myonkomponente untersucht.



2 Motivation und Vorgehensweise

2.1 Einführung

Das experimentelle Ziel bei der Messung ausgedehnter Luftschauer ist die Bestimmung der Eigenschaften und Intensität der primären Teilchen, wobei sich die Signaturen für Masse und Energie der Primärteilchen aus der im Mittel unterschiedlichen Kaskadenentwicklung ergeben.

Die Wechselwirkungslänge in der Atmosphäre ist für Eisenkerne kleiner als für Protonen. Dadurch erreichen im Mittel eisen-induzierte Schauer (Eisen-Schauer) ihr Maximum in der Teilchenzahl früher als protonen-induzierte Schauer (Protonen-Schauer) bei gleicher Primärenergie E_0 . Die Messung der Verteilung der Höhe der ersten Wechselwirkung würde die direktesten Rückschlüsse auf das Primärteilchen erlauben. Diese Größe ist aber experimentell nicht zugänglich. Deshalb werden im allgemeinen die auf erdgebundenem Beobachtungsniveau ankommenden Komponenten des Schauers gemessen und auf massenabhängige Korrelationen hin untersucht.

Die höhere Myonzahl von Schwerionenschauern gegenüber Protonen-Schauern läßt sich durch die Vorstellung verstehen, wonach diese aus einer Superposition von Protonen-Schauern niedriger Energie hervorgeht. Dazu stellt man sich in erster Näherung vor, der Eisenkern z.B. bestehe aus 56 unabhängigen (unter Vernachlässigung der Bindungsenergie) Nukleonen der Energie $E_0/56$. Da die Anzahl der entstehenden Sekundärteilchen im wesentlichen logarithmisch von der Energie abhängt [Aln87], erzeugen 56 Nukleonen mit der Energie $E_0/56$ insgesamt mehr Sekundärteilchen als ein Nukleon mit der Energie E_0 . Neben dem relativistisch verzögerten Zerfall, haben die geladenen Pionen die Chance, an einer weiteren Wechselwirkung teilzunehmen und zur Sekundärteilchenproduktion noch beizutragen. Die Wahrscheinlichkeit einer weiteren Wechselwirkung ist aufgrund der höheren Energie per Nukleon für protonen-induzierte Schauer größer.

Darüberhinaus ist der mittlere Transversalimpuls nur sehr schwach energieabhängig. Daher werden in Eisen-Schauern Sekundärteilchen im Mittel mit einer breiteren Winkelverteilung emittiert als in protonen-induzierten Schauern, was zu unterschiedlichen Lateralverteilungen führt.

Solche vom primären Teilchen abhängigen Unterschiede wirken sich auf die Teilchenanzahl, das Energiespektrum und die Lateralverteilungen aller drei Schauerkomponenten (Hadronen, Myonen und elektromagnetische Komponente) aus. Sie sind zur analytischen Beschreibung der Kaskadenentwicklung und damit zur Beschreibung von Mittelwerten ausreichend. In den einzelnen Schauern treten jedoch große Fluktuationen auf, zu deren Beschreibung Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt werden müssen.

Auf den masse- und energieabhängigen Unterschieden bei der elektromagnetischen und der Myonkomponente basiert das Standardverfahren. Es macht Gebrauch von der Messung

der Lateralverteilungen von Elektronen und Myonen und der daraus bestimmten Myonzahl N_μ und der Schauergröße N_e [Cap90, Gab92] zur Energiebestimmung. Zusätzlich gewinnt man Informationen aus der hadronischen Komponente [Gab92], deren Entwicklung ebenfalls vom Primärteilchen abhängt.

Die vorhergesagten Unterschiede zwischen protonen- und eisen-induzierten Schauern (bei gleichem E_0) konnten erwartungsgemäß auch bei den Ergebnissen des Simulationsprogramms CORSIKA bestätigt werden [Gab92]. In Bezug auf die Myonkomponente sind die Unterschiede nicht sehr groß. Es ist daher sehr wichtig, die Lateral-Verteilung der Myonen, und damit die Myonzahl N_μ mit hoher Genauigkeit zu messen. Diese Meßgröße ist der stärkste Indikator für die Primärenergie E_0 (siehe Abb. 2.1), deren teilchenunabhängige Bestimmung zudem nach geeigneter Modifikation mit dem Verhältnis N_e/N_μ möglich ist [Gab92].

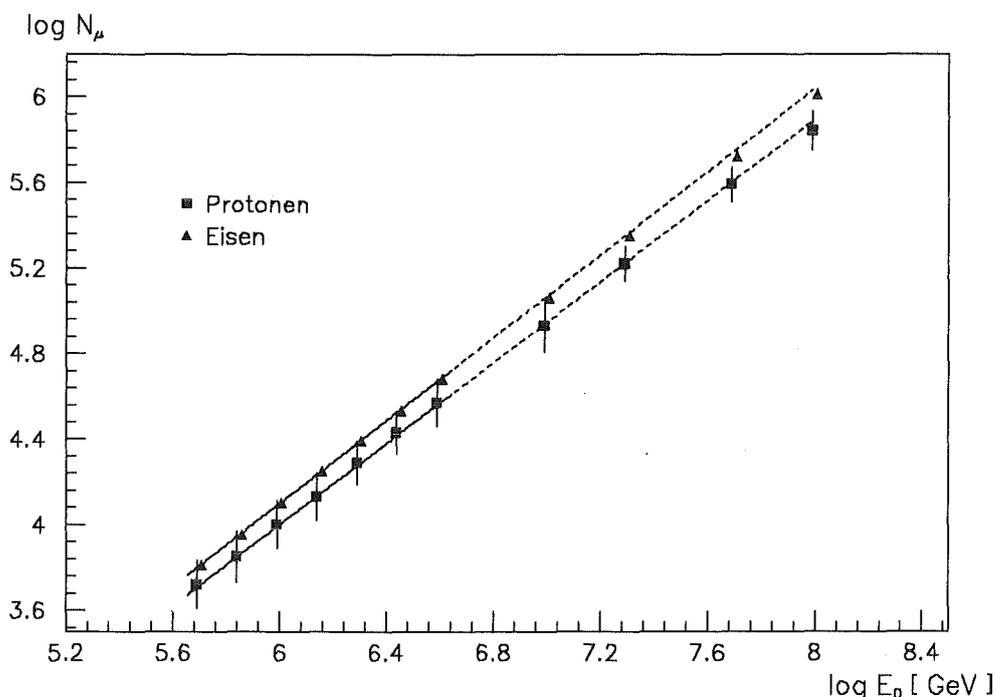


Abbildung 2.1: Monte-Carlo-Simulation der Myonzahl N_μ als Funktion der Primärenergie E_0 . Dargestellt sind Mittelwerte und Standardabweichungen für jeweils 200 Protonen- bzw. Eisen-Schauer [Gab92]

Es stellt sich weiterhin heraus, daß der Parameter $\eta = \log N_\mu - 0.74 * \log N_e$ eine von der Primärenergie unabhängige Signatur für die Masse der Primärteilchens ist [Gab92].

2.2 Vorgehensweise

In dieser Arbeit werden vier übereinander angeordnete Vieldrahtproportionalkammern in einer dafür aufgebauten Testanordnung betrieben. Entsprechende Erkenntnisse aus den Betriebserfahrungen sind in die Planung und in die Aufbauarbeiten der KASCADE-Detektorinstallation eingeflossen.

Im Unterschied zur geplanten Anordnung beim KASCADE-Experiment [Dol90], welche aus jeweils 2 Kammern übereinander bestehen soll, wird eine Anordnung mit 4 Kammern verwendet. In Voruntersuchungen [Hor90] wurde bereits festgestellt, daß das Verfahren zur Spurrekonstruktion durch „zufällige“ Treffer in den Kammern gestört werden kann. Diese wurden teilweise durch die nicht gut abgeschirmte elektromagnetische Komponente verursacht. Um diesen Untergrund nun hinreichend zu verringern, wurde zusätzlich eine Abschirmung über den Kammern angebracht [Mat91]. Außerdem kann mit dieser Anordnung die Nachweiseffizienz jeder Kammer zuverlässig und konsistent gemessen werden. Aufbau und Inbetriebnahme der dafür vorgeschlagenen Anordnung werden beschrieben und diskutiert.

Die Erkennung und Interpretation der Detektorsignale für die Spurrekonstruktion und die damit verknüpften Schwierigkeiten sind weitere zu lösende Aufgaben (s. Abschnitte 4.4.3 und 5.3). Ziel ist es, ein zuverlässig arbeitendes Rekonstruktionsverfahren mit 4 Kammern zu realisieren. Dieses Verfahren und der Detektor können dann als „Testumgebung“ für ein modifiziertes Verfahren mit 2 Kammern dienen, so wie es bei KASCADE vorgesehen ist.

Um die Meßanordnung mit Myonen der Höhenstrahlung zu testen, wird das Experiment zusätzlich mit einem Triggersystem ausgestattet. Zum Abgleich von Diskriminatorschwellen und zur Einstellung der korrekten Zeitbeziehungen werden Testmessungen durchgeführt. Damit können die Effizienzen der Einzeldetektoren bestimmt und während der Messungen überwacht werden. Weiterhin werden mit diesen Testmessungen die Relativpositionen der Kammern zueinander bestimmt.

Da die Testapparatur als Vorstudie für den Einsatz der Proportionalkammern für das KASCADE-Experiment gedacht ist, sind Ereignisse mit höheren Myondichten ($> 1 \text{ m}^{-2}$) auszuwählen, wozu besondere Vorkehrungen notwendig sind. Abb. 2.2 zeigt die dabei im Mittel zu erwartenden Myondichten bei verschiedenen Primärenergien. Diese Situation findet sich später bei den Ereignissen, bei denen sich der Schauerkernel in der Nähe des Zentralkalorimeters befindet oder es gar trifft. Dies erfordert den Aufbau eines kleinen Detektorarrays, um diese Situation nachzuvollziehen (siehe Abschnitt 3.2).

Dieses Mini-Detektorarray zeigt die Existenz ausgedehnter Luftschauer an und wird zusätzlich zur groben Richtungsbestimmung (siehe Abschnitt 5.2) benutzt. Die Anreicherung von höherenergetischen Myonen bei diesen Messungen erlaubt das Studium der mit höherer Myondichte auftretenden Effekte bei der Spurrekonstruktion durch den von Myonen

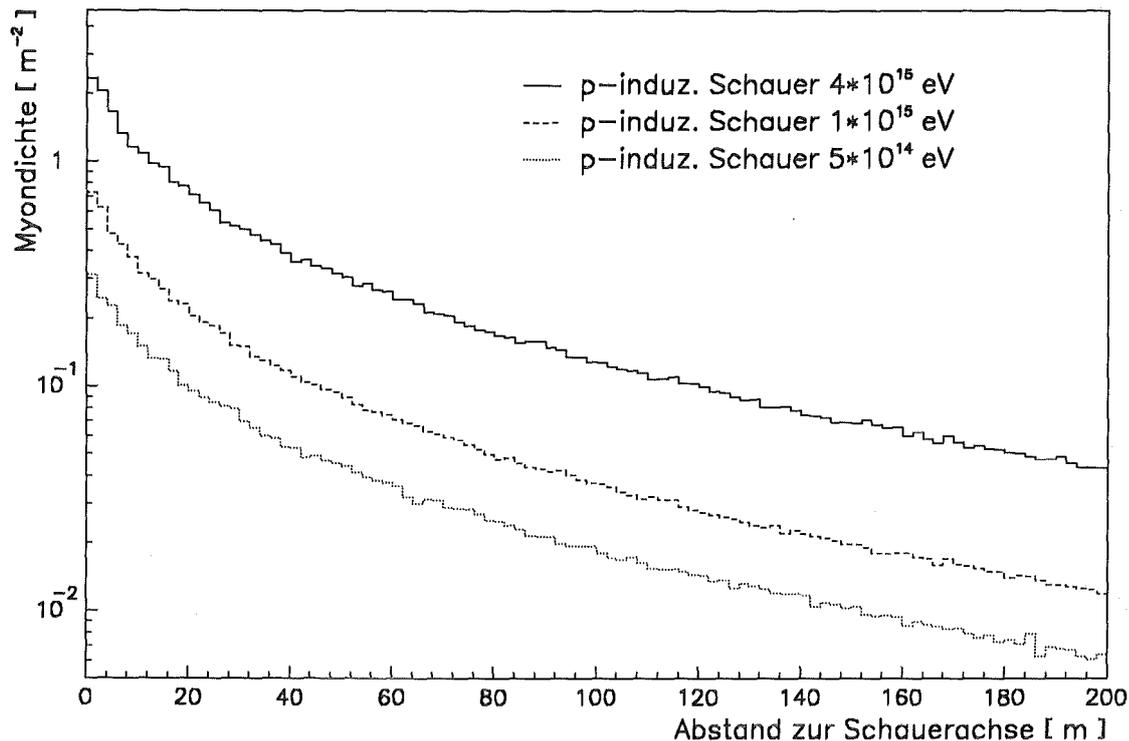


Abbildung 2.2: Myondichte als Funktion des Abstandes zur Schauerachse
(aus Monte-Carlo-Simulation)

ausgelösten Untergrund (vgl. Abschnitte 4.3 und 4.4.3).

In einem weiteren Teil dieser Arbeit steht das Studium zeitlicher Eigenschaften der Myonkomponente im Vordergrund. Bisher auf diesem Gebiet durchgeführte Experimente benutzen für diese Messungen meist die Pulsanalysetechnik, bei der Charakteristika der gemessenen Detektorsignale (Anstiegszeit, Pulsform) mit Eigenschaften des Primärteilchens oder der Schauerentwicklung in Zusammenhang gebracht werden [Kak83, Khr90]. Auf der Basis der Spurrekonstruktion wird eine Anordnung zur Zeitmessung mit TDCs (Time-to-Digital-Converter) aufgebaut, bei der jedes Teilchen individuell eine Zeit zugeordnet bekommt. Diese Meßmethode kam in ähnlicher Form auch bei [Vil86] zur Anwendung.

Die Myonen, die auf Beobachtungsniveau ankommen, haben unterschiedliche Energie und wurden in unterschiedlicher Höhe erzeugt. Energie, Entstehungszeit und -ort sind die wesentlichsten Faktoren, die zu unterschiedlichen Ankunftszeiten führen können. Die verschiedenen Tiefen der Schauermaxima von Protonen- bzw. Eisen-Schauern gleicher Primärenergie haben auch eine unterschiedliche Höhe des Maximums der Myonerzeugung zur Folge. Das bewirkt in erster Näherung verschiedene Krümmungsradien und „Dicken“ der Schauerscheibe der Myonen. Dieser geometrische Effekt macht sich mit zunehmender Entfernung zur Schauerscheibe bei den Ankunftszeiten immer deutlicher bemerkbar.

3 Das Detektorsystem

3.1 Aufbau von Detektorsystem und Trigger

Der in diesem Abschnitt beschriebene Prototypaufbau wurde in einer Experimentierhalle des Instituts neben dem Kalorimeter-Prototyp für das KASCADE-Zentralkalorimeter [Mie93] aufgebaut (siehe Abb. 3.1). Die aktiven Komponenten dieses Prototypaufbaus sind die ortsempfindlichen Vieldrahtproportionalkammern, die beiden Trigger-Szintillatorebenen, sowie das außerhalb der Halle gelegene Mini-Detektorarray (Stationen A-D). Vieldrahtproportionalkammern, Triggerszintillatoren und die Abschirmung bilden den Myonkammer-Teststand (siehe Abb. 3.1).

Ein Stapel von vier übereinander angeordneten Vieldrahtproportionalkammern bildet den Detektorteil zur Messung der Myonspuren (siehe Abb. 3.2, 3.3 und 3.4). Diese Kammern befinden sich auf Tragschienen, die alle in einem dafür gebauten Metallgestell montiert sind. Die Kammern sind beweglich auf Rollen gelagert, die in den Tragschienen laufen. Dadurch wird der Zugang zur Elektronik zu Prüf- und Wartungszwecken ermöglicht.

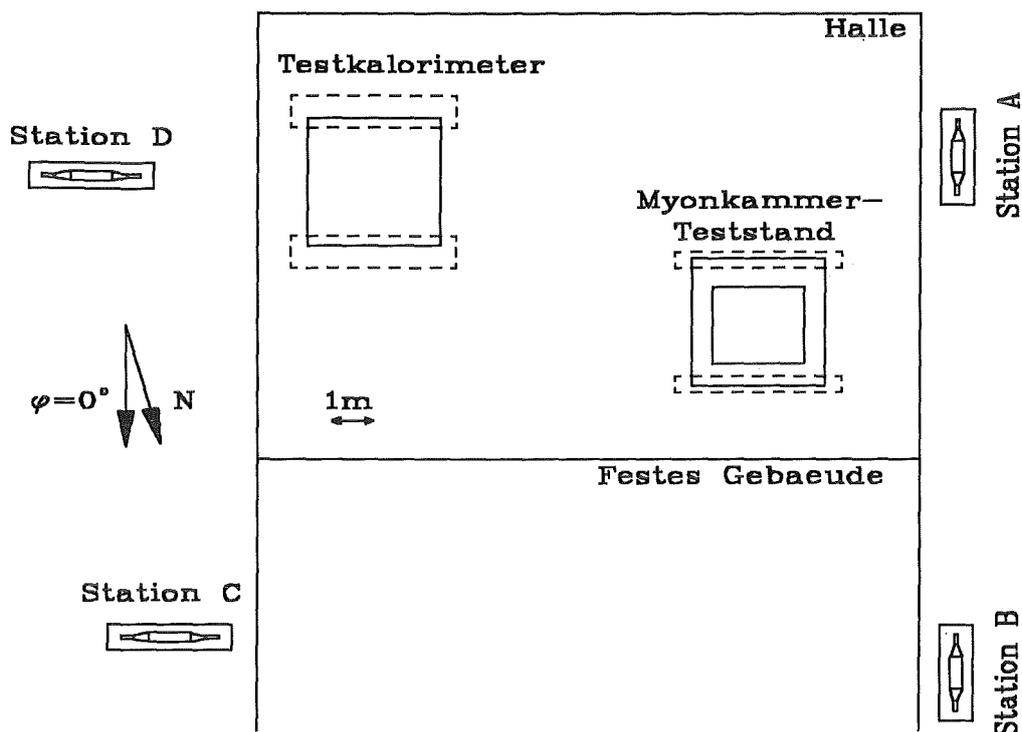


Abbildung 3.1: Anordnung des Myonkammer-Teststandes und des Mini-Detektorarrays

Über dieser Detektoranordnung befindet sich eine Blei-Eisen-Abschirmung (10 cm Blei und 12 cm Eisen). Diese liegt auf mehreren massiven Stahlträgern, welche ihrerseits von den seitlichen, aus Betonblöcken aufgestapelten, Wänden getragen werden. Für das Ei-

sen der Abschirmung wurden Platten verwendet, wie sie auch beim KASCADE-Zentralkalorimeter verwendet werden [Eng91]. Dieses Eisen stammt aus der Abschirmung eines stillgelegten Reaktors und ist daher leicht radioaktiv, im wesentlichen durch ^{60}Co , was einen γ -Untergrund zur Folge hat.

Zwischen den beiden unteren Kammern und über der gesamten Anordnung befinden sich die bereits erwähnten Szintillatorzähler beider Triggerebenen. Die untere Szintillatorebene besteht aus vier Plastikszintillatoren mit den Maßen $200 * 50 * 3 \text{ cm}^3$, die aus dem Material BC 408 des Herstellers Bicron gefertigt sind. Die Auslese erfolgt beidseitig mittels XP 2252 - Photomultipliern (s. Abb. 3.3), womit eine ortsunabhängige Zeitmessung möglich ist. Die Anordnung zwischen den Myonkammern wurde gewählt, um die Spuren auch nach dem Szintillator noch feststellen zu können.

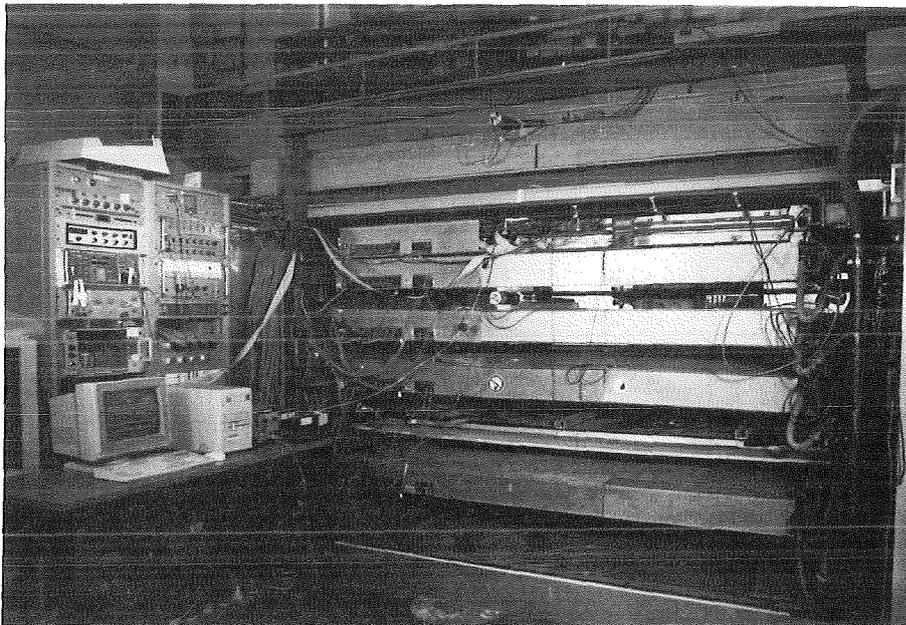


Abbildung 3.2: Frontansicht des Myonkammer-Teststandes

Die zweite Szintillatorebene liegt auf der Abschirmung. Sie ist ebenfalls segmentiert und besteht aus 12 NE 102 Plastikszintillatoren in den Maßen $100 * 30 * 1.5 \text{ cm}^3$. Die Auslese erfolgt hier nur einseitig durch XP 2230B-Röhren, wobei jeweils zwei Szintillatoren mit ihren Stirnflächen gegeneinander liegen (s. Abb. 3.3). Diese Szintillatoren können zur Messung der lokalen elektromagnetischen Teilchendichte (vorwiegend Elektronen) verwendet werden. Sie können jedoch nicht in das Zeitmeßsystem mit einbezogen werden, da eine Unterscheidung zwischen Elektronen und Myonen mittels der Szintillatorsignale nicht möglich ist.

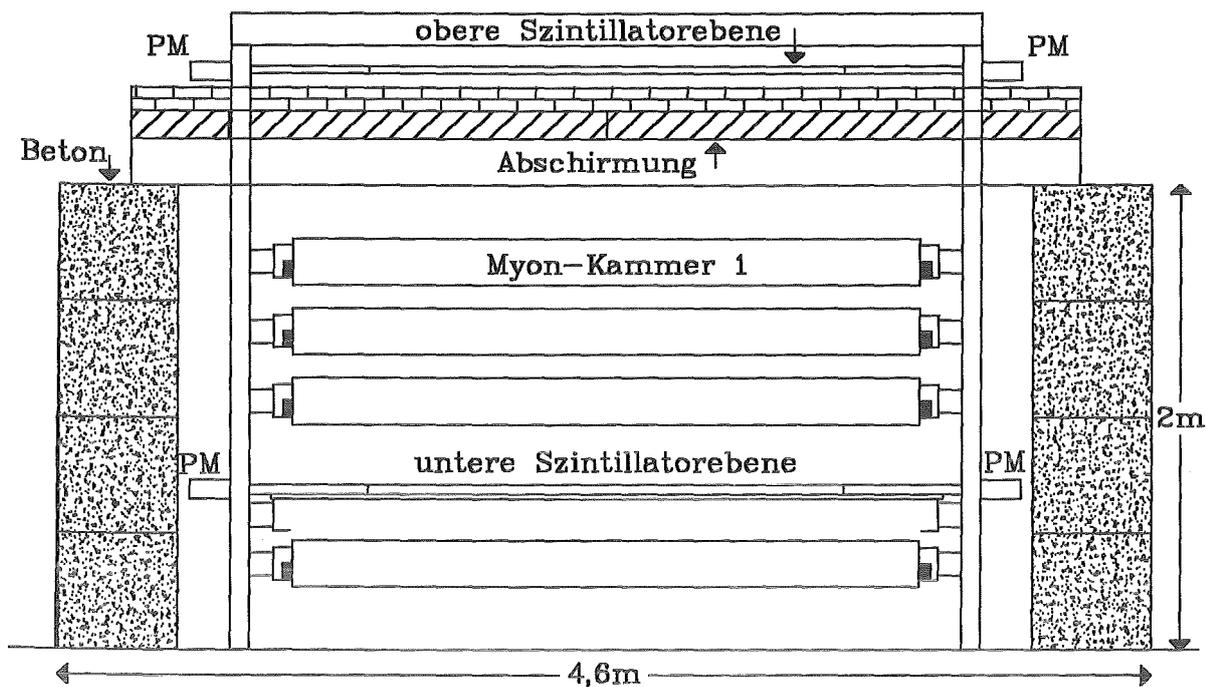


Abbildung 3.3: Frontansicht des Detektoraufbaus (Myonkammer-Teststand)
(PM = Photomultiplier)

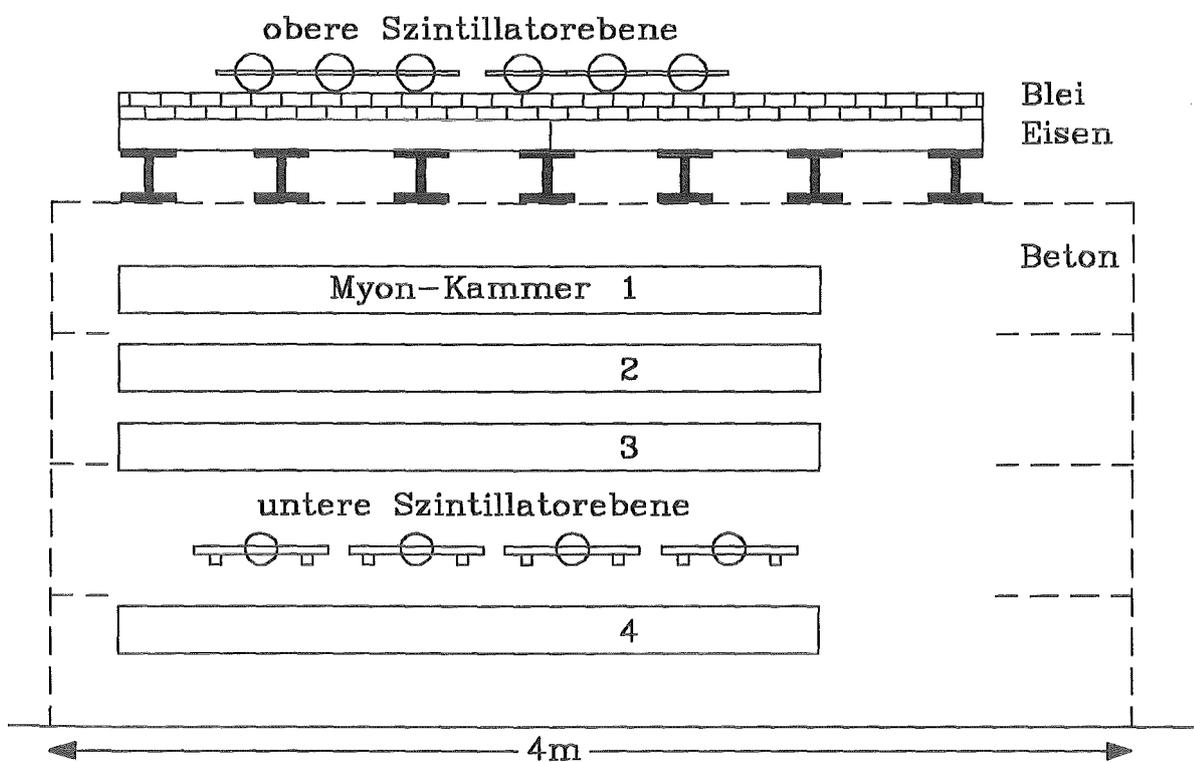


Abbildung 3.4: Seitenansicht des Detektoraufbaus (Myonkammer-Teststand)

Die 25 Strahlungslängen der Abschirmung sind ein ausreichendes Filter zur Unterdrückung von unerwünschten Koinzidenzen mit der unteren Szintillatorebene, die durch hochenergetische Elektronen ausgelöst werden [Mat91]. Damit stammt die überwiegende Anzahl der registrierten Koinzidenzen von Myonen mit einer Energie größer als 0.45 GeV.

3.2 Das Mini-Detektorarray

Das Mini-Detektorarray besteht aus 4 Detektorstationen, wobei jeweils zwei auf einer Hallenseite untergebracht sind. Bedingt durch die räumlichen Gegebenheiten innerhalb und außerhalb der Halle sind die Detektoren asymmetrisch zur Position des Myonkammer-Teststandes angeordnet. Das Mini-Array wird lediglich zur Anzeige eines Schauers und zur groben Richtungsbestimmung verwendet, indem die Ankunftszeit der elektromagnetischen Schauerkomponente gemessen wird (siehe Abschnitt 5.2). Da zu Beginn der Auswertung die Energieinformation dieser Szintillatoren nicht zur Verfügung stand, wurde sie nicht berücksichtigt.

Den schematischen Aufbau einer Detektorstation im Längsschnitt zeigt Abb. 3.5. Beide Szintillatoren haben eine Fläche von $100 \times 30 \text{ cm}^2$ bei einer Dicke von 1.5 cm. Während der obere Szintillator von beiden Enden ausgelesen wird, hat der untere nur an einem Ende Lichtleiter und Photomultiplier. Es werden hier hauptsächlich Photomultiplier von Valvo des Typs XP 2230B verwendet, die aus anderen Experimenten stammen. Der untere Szintillator ist rundherum mit mindestens 5 cm Blei von der weichen elektromagnetischen Komponente abgeschirmt.

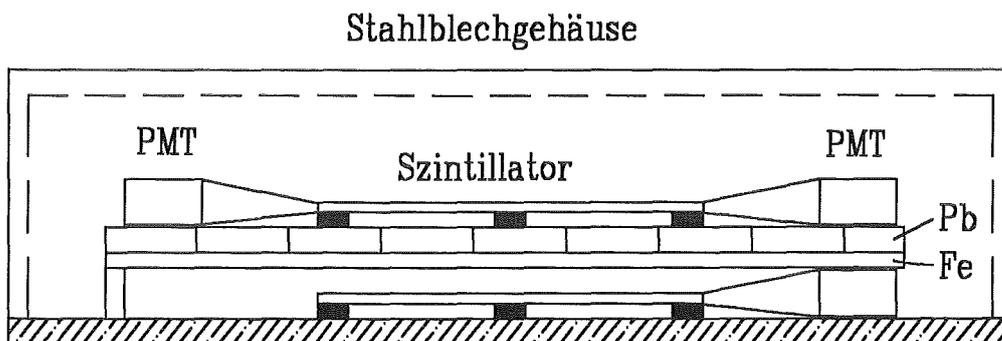


Abbildung 3.5: Längsschnitt durch eine Detektorstation des Mini-Detektorarrays

3.3 Detektor zur Myon-Ortsbestimmung

Als ortsempfindliche Detektoren für die Myonen werden großflächige, nach dem Saclay-Prinzip [Sau77] aufgebaute, Vieldrahtproportionalkammern benutzt. Diese stammen ursprünglich aus dem CELLO-Experiment [Ale81], wo sie ebenfalls zum Myonnachweis ein-

gesetzt wurden.

Die Kammern sind selbsttragend durch die in Wabenstruktur aufgebauten Deckel, an deren Innenseiten sich die Kupferstreifen der Kathoden befinden. Die starre mechanische Konstruktion gewährleistet eine ausreichende Stabilität bei einer Spannweite von maximal 2.80 m. Dadurch werden die Abweichungen des elektrischen Feldes in der Kammer auf maximal 1% begrenzt [Ale81]. Das aktive Volumen der Kammern hat eine Dicke von 1.6 cm. In dessen Mitte sind Anoden- und Potentialdrähte aufgespannt. Es wechseln sich ständig Anodendrähte mit Potentialdrähten ab, wobei letztere der Feldformung hinsichtlich homogener Gasverstärkung dienen. Eine detaillierte Beschreibung der Eigenschaften der verwendeten Kammern findet sich in [Ale81]. Alle Details zur Funktionsweise von Vieldrahtproportionalkammern finden sich in [Sau77], so daß hier nicht weiter darauf eingegangen wird.

Zum Nachweis der minimal ionisierenden Teilchen ist eine hohe Gasverstärkung erforderlich. Dem Argon ist daher Isobutan als *Quenchgas* im Volumenverhältnis 2 : 1 begefügt. Eine zusätzliche Beimischung von Isopropylalkohol bewirkt eine Erhöhung und Stabilisierung der Gasverstärkung [Bou70], wobei auch ein Reinigungseffekt auftritt.

Die Signale der Anodendrähte und beider Ebenen von Streifen sind nach außen auf Kontaktzungen geführt. Daran ist die Ausleseelektronik angeschlossen (siehe Kap. 3.4). Die Richtung der Streifen zu den Anoden schließt einen Winkel von $\pm 34.27^\circ$ ein, so daß hiermit eine Ortsinformation gewonnen werden kann (siehe auch Abb. 5.1 in Abschnitt 5.3.1). Tabelle 3.1 enthält die wesentlichen Kenngrößen der bei den Messungen verwendeten Vieldrahtproportionalkammern.

Abmessungen	: 266 * 266 cm ²	sensitive Fläche	: 219.6 * 242.6 cm ²
Anodendrähte	: 192	Dicke	: 20 μ m, Wolfram
		Abstand	: 12.7 mm
Potentialdrähte	: 192	Dicke	: 100 μ m, Cu-Be
		Abstand	: 12.7 mm
Kathodenstreifen	: 256 je Ebene	Breite	: 10.6 mm
		Abstand	: 2.0 mm
Hochspannung(typ.)			
Anoden	: +2100 V	Potentialdrähte	: -500 V
Gasgemisch	: Argon-Isobutan im Volumenverhältnis 2:1 Verbrauch 8 - 10 l/h pro Kammer		

Tabelle 3.1: Die Kenngrößen der bei den Messungen verwendeten Vieldrahtproportionalkammern

3.4 Die Nachweiselektronik

Der elektronische Aufbau läßt sich grob in vier Bereiche unterteilen:

- Koinzidenztrigger für Myonen
- Triggerlogik für die Myonkammern und Frontend-Elektronik zur Verarbeitung der Kammersignale
- Triggerelektronik des Mini-Arrays
- Datenaufnahmesystem

Die Nachweiselektronik, welche für den Trigger verwendet wurde, bestand im wesentlichen aus käuflichen NIM-Einschubmodulen der Firmen EG&G Ortec und LeCroy. Für die Frontend-Elektronik der Vieldrahtproportionalkammern und die dazugehörige Triggerschaltung wurden die vorhandenen Module des CELLO-Experiments [Ale81] verwendet. Einige wenige Module waren Eigenentwicklungen, die von der institutseigenen Elektronikwerkstatt gebaut wurden.

Der *Koinzidenztrigger* (siehe Abb. 3.6) faßt die Signale beider Szintillatorebenen jeweils getrennt zusammen und bildet daraus eine Koinzidenz. Aufgrund der zwischen beiden Szintillatorebenen liegenden Abschirmung mit einer Dicke von 25 Strahlungslängen, werden hauptsächlich Ereignisse mit einzelnen Myonen angezeigt. Die Rate dieser Koinzidenz beträgt etwa 140 Hz, bei einer Koinzidenzbreite von 100 ns. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert, welcher mit einer Monte-Carlo-Simulation ermittelt wurde.

Alternativ zu dieser einfachen Koinzidenz beider Szintillatorebenen kann mittels einer Multiplizitätslogik das Ansprechen mehrerer Szintillatorzähler der unteren Ebene in Koinzidenz mit der oberen Ebene verlangt und innerhalb der Triggerlogik realisiert werden.

Zur Messung der Pulshöhe sind die an den Ecken befindlichen Szintillatoren der oberen Ebene und alle unteren Szintillatoren, welche beidseitig ausgelesen werden, mit ADC's (Analog-to-Digital-Converter) verbunden. Die an den oberen Szintillatoren angeschlossenen CFDs (Constant-Fraction-Discriminator) werden mit jeweils einem Eingang einer Pattern Unit verbunden. Diese Information wird für die Effizienzkontrolle benötigt (s. Abschnitt 4.4.2). Zur Messung der Zeit des Teilchendurchtritts nach der *Meantiming*-Methode [Hel88, Wed86] sind die unteren Szintillatoren zudem noch mit TDC's (Time-to-Digital-Converter) verbunden.

Die Länge der unteren Szintillatoren bewirkt trotz einer Dicke von 3 cm, noch eine merkliche Abschwächung der Pulshöhe für Teilchen, die am jeweils entgegengesetzten Ende (bzgl. der Auslese) durch den Szintillator fliegen. Die Diskriminatorschwellen müssen darum so niedrig stehen, daß ein an einem beliebigen Ort hindurchfliegendes minimalionisierendes Teilchen von beiden Diskriminatoren registriert wird.

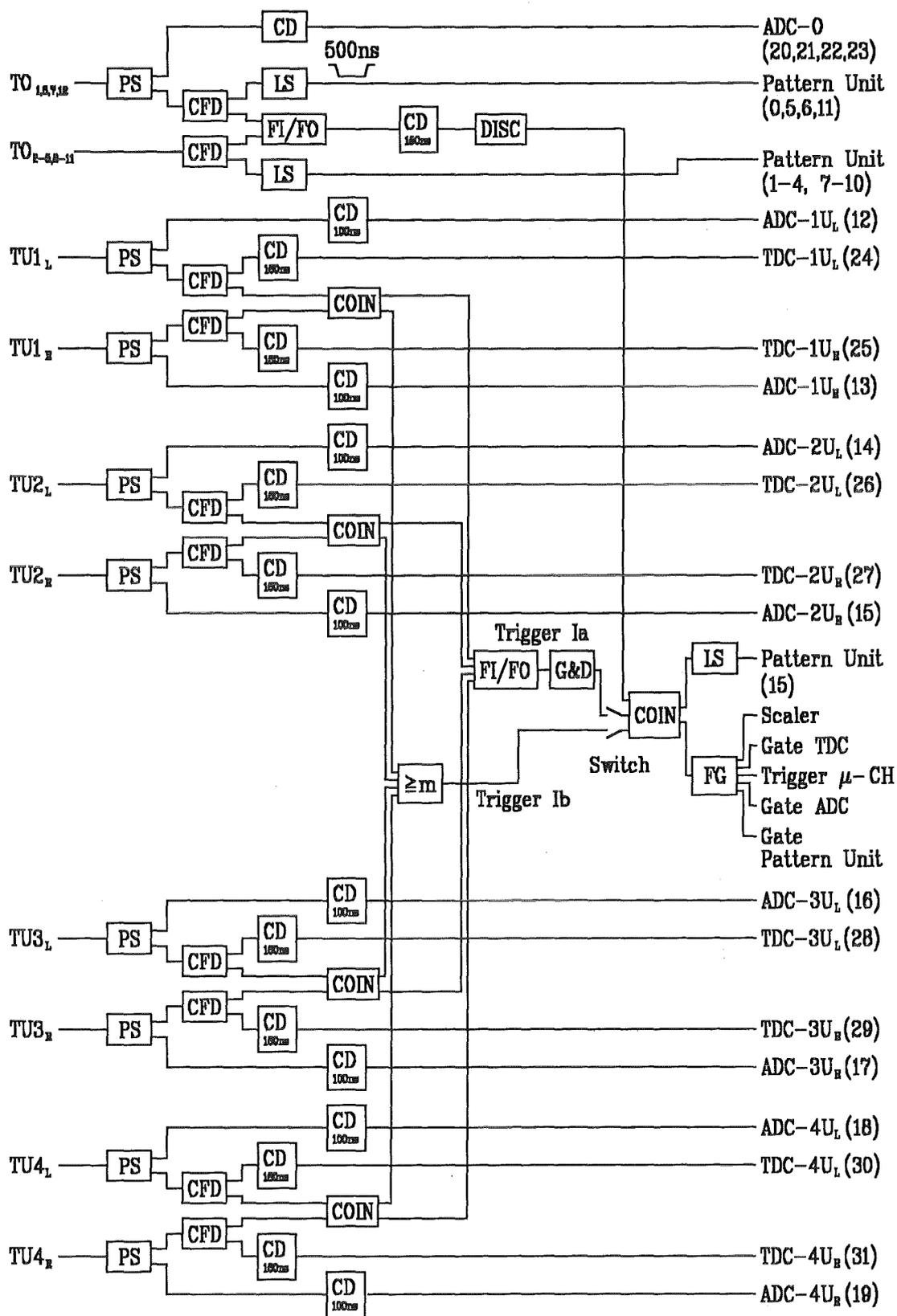


Abbildung 3.6: Blockschaltbild der Nachweiselektronik des Koinzidenztriggers und des Zeitmeßsystems für die Myonen. Die eingeklammerten Zahlen sind die Kanalnummern des Datenaufnahmeprogramms

Beide Signale werden zu einer Koinzidenz geführt (siehe Abb. 3.6), welche für die Elektronik dann ein minimalionisierendes Teilchen definiert. Die Zählrate an einem einzelnen Diskriminator beträgt etwa 220 Hz, nach der Links-Rechts-Koinzidenz sind es ca. 125 Hz. Verantwortlich für die insgesamt sehr hohen Raten ist der Untergrund aus der Eisenabschirmung und die durch die große Szintillatorfläche verringerte Energieauflösung dieser Szintillatormodule.

Die Vieldrahtproportionalkammern haben eine sehr aufwendige Verstärker- und Ausleselektronik, die zum größten Teil direkt an den Kammern angebracht ist. Abb. 3.7 zeigt schematisch den elektronischen Aufbau eines solchen Verstärkerkanals der Kammer [Ale81]. Im wesentlichen bestimmen die Komponenten Verstärker (Amp) und der Diskriminator (DISC) die Empfindlichkeit und damit die Effizienz eines Nachweiskanal. Die anderen Komponenten dienen der Einbindung in die Trigger- und Datenaufnahmekomponenten, wie weiter unten erläutert wird. Jeweils acht solcher Einheiten sind in einem Modul untergebracht, für das die Parameter *Schwelle* und *Verzögerung* eingestellt werden können. Die Einstellung dieser Parameter geschieht auf jeder Verstärkerplatine durch verstellbare Spannungsteiler. Die an diese Spannungsteiler herangeführten Spannungen stammen von regelbaren Netzgeräten. Damit ist es prinzipiell möglich, die Änderungen auch global durchzuführen. Wegen Bedenken hinsichtlich eines identischen Verhaltens aller Kanäle, worauf hier nicht weiter eingegangen wird, wurde davon jedoch kein Gebrauch gemacht.

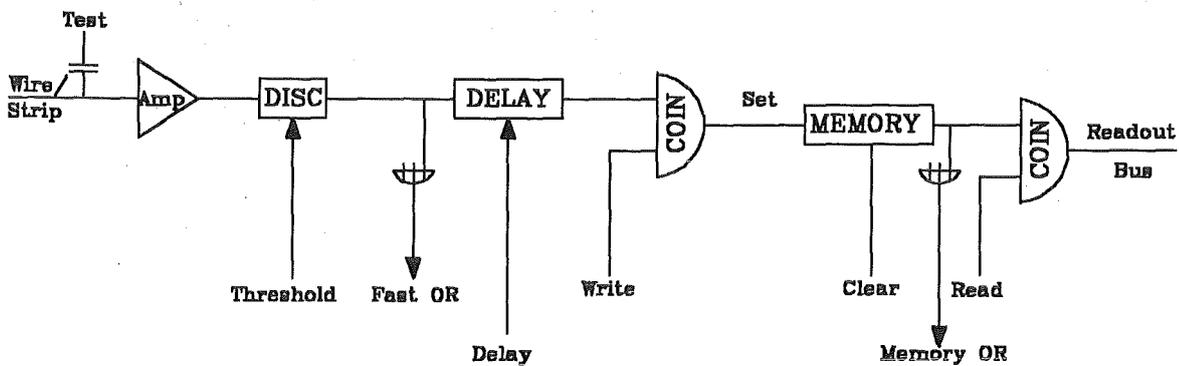


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau eines Verstärkerkanals der Vieldrahtproportionalkammer. Die OR-Signale von mehreren Kanälen werden zusammengefaßt

Im Betrieb zeigten die zuvor eingestellten Parameter eine Abhängigkeit von der Temperatur. Diese ergibt sich aus der in [Koe91] dargestellten Einflußnahme der Betriebsspannungen auf die Eigenschaften der Vorverstärkerelektronik. Eine Erhöhung von Trigger- und Ausleserate erhöht die mittlere Leistungsaufnahme und damit wird mehr Verlustwärme frei. Die daraus resultierende Änderung der ohmschen Widerstände der Zuleitungen ver-

ursacht dann intolerable Spannungsänderungen.

Dieses nachteilige Verhalten sowie der hohe Arbeitsaufwand zur Einstellung und Wartung der Elektronik gaben u.a. den Anstoß zur Neuentwicklung der Kammer-Frontend-Elektronik [Koe91]. Ebenso bedeutete das für die Messungen dieser Arbeit, daß die Trigger- und Ausleserate niedrig gehalten werden mußte (maximal 2...4 Hz).

Um die externe Triggerelektronik sehr schnell über das Vorhandensein von Teilchen in der Kammer zu informieren, werden die sogenannten Fast-OR-Signale (F.OR) aller Anoden zusammengefaßt (siehe Abb. 3.7). Dieses Signal der Vieldrahtproportional-kammer hat aufgrund des Rauschens eine Frequenz von ca. 12 kHz. Da andererseits die freie Myonrate (aus dem gesamten Raumwinkel) nur 1 kHz beträgt, können die Kammern nicht selbsttriggernd betrieben werden. Deshalb ist es notwendig, die Kammersignale mit einem externen Triggersignal in Koinzidenz zu bringen, um die richtigen Signale auszuwählen. Das kann beispielsweise das Koinzidenzsignal beider Szintillatorebenen sein. Aus diesem Grund wird zum einen das schnelle Triggersignal F.OR aus der Elektronik ausgekoppelt und zum anderen besitzt jeder Auslesekanal eine einstellbare Verzögerung, damit der externen Elektronik genügend Zeit bleibt, eine Triggerentscheidung zu treffen. Diese wird dann als WRITE-Signal auf das Auslesem modul zurückgeführt.

Die Einbindung der Kammerelektronik in das externe Triggersystem zeigt Abb. 3.8. Die Elektronik des *Kammertriggers* enthält diverse Verzögerungsglieder (Delays), welche die richtige zeitliche Lage der Signale zueinander sicherstellen. Das in allen Blockschaltbildern vorkommende *Fast Gate* dient der Synchronisation von Trigger-Elektronik mit dem Datenaufnahmesystem.

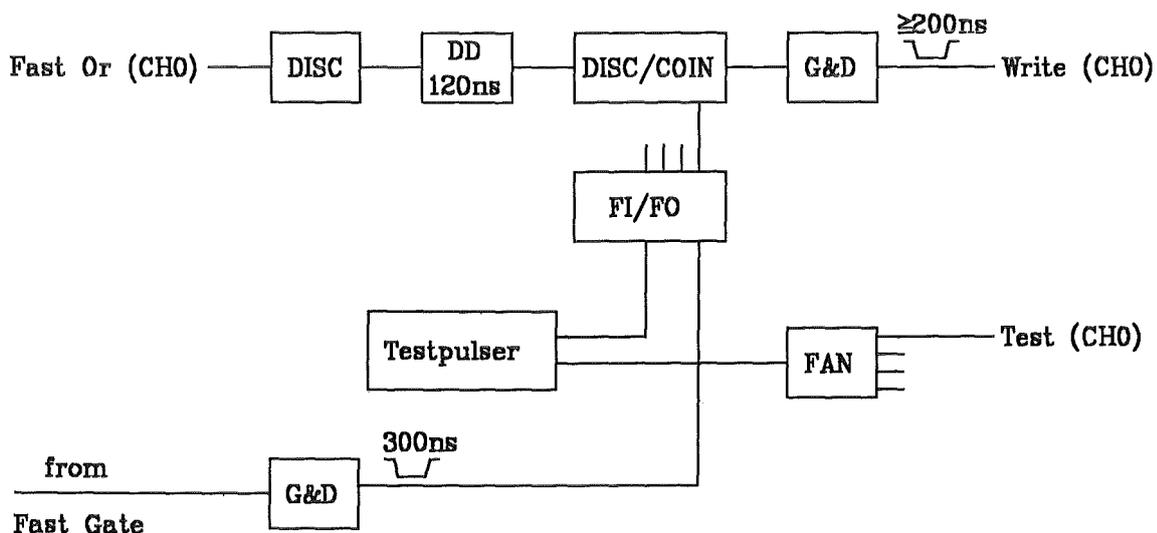


Abbildung 3.8: Kopplung der Kammerelektronik und des Testpulsers mit der Triggerlogik, welche durch den Fast-Gate-Ausgang symbolisiert wird

Wenn das F.OR-Signal einer Kammer vom externen Trigger für gültig erklärt wurde, wird das Auftreten von Signalen in den einzelnen Kanälen in den zugehörigen Speicher-Flip-Flops vermerkt. Es liegt dann allerdings nur die Information vor, daß der betreffende Kanal ein Signal über seiner Diskriminatorschwelle gemessen hat, eine Information über die Pulshöhe gibt es nicht. Nach der Triggerung hat die Auslese zu erfolgen, da die Speichertiefe nur für ein Ereignis ausreicht.

Die Auslese geschieht Modul für Modul, wobei für jeden angesprochenen Draht bzw. Streifen eine 16-Bit-Adresse generiert wird (siehe Abb. 3.9), die in einem dem Datenaufnahmerechner zugänglichen Speicher (CAMAC-Einschub) abgelegt wird. Die Ausleseelektronik tastet hierzu nacheinander alle Kammern ab und liest nur solche Ebenen aus, die auch Informationen enthalten (angezeigt durch das jeweilige Memory-OR-Signal (M.OR) siehe Abb. 3.7). Da die Reihenfolge der Auslese durch die Elektronik bestimmt wird, also nicht vom Rechner zu beeinflussen ist, führen hier Fehler zu einer falschen Interpretation der Daten (s. auch Abschnitt 3.5.1).

Kammeradresse					Ebene		Draht- bzw. Streifennummer									
15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0	

Abbildung 3.9: Interner Aufbau (Bit-Format) des von der Ausleseelektronik generierten Datenwortes

Eine weitere Möglichkeit zum Triggern der Myonkammern ist durch das *Mini-Array* außerhalb der Experimentierhalle gegeben. Ein gleichzeitiges Ansprechen von mehr als einem Zähler zeigt mit hoher Wahrscheinlichkeit das Vorhandensein eines Luftschauers an. Zu diesem Zweck sind die Diskriminator-Signale der oberen Szintillatoren einer Miniarray-Detektorstation auf eine Multiplizitätslogik ($\geq m$) geführt, an der die gewünschte Koinzidenzbedingung eingestellt wird (siehe Abb. 3.10). Sämtliche Messungen dieser Arbeit verlangten das Ansprechen von mindestens 2 dieser Detektoren. Die Rate beträgt hier ungefähr 580 h^{-1} . Die oberen Szintillatoren dieser Detektoren sind zusätzlich mit TDC's verbunden und jeweils eine Seite noch mit ADCs. Die unteren Szintillatoren sind nur über langsame Vorverstärker mit entsprechenden ADCs verbunden. Aus den TDC-Signalen wird die Information zur Richtungsbestimmung des Schauers gewonnen. Dazu müssen dann mindestens 3 Stationen angesprochen haben. Dies geschieht bei dem vorhandenen Aufbau mit einer Rate von etwa 80 h^{-1} . Die ADC-Signale der oberen Szintillatoren geben über die lokale Teilchendichte im Schauer Auskunft, wozu es einer Energieeichung bedarf. Die unteren Szintillatoren dienen der Erkennung harter elektromagnetischer Strahlung in der Nähe des Schauerkernes, wobei eine Fehlerkennung, verursacht vor allem durch Myonen, in Betracht zu ziehen ist [Sch93].

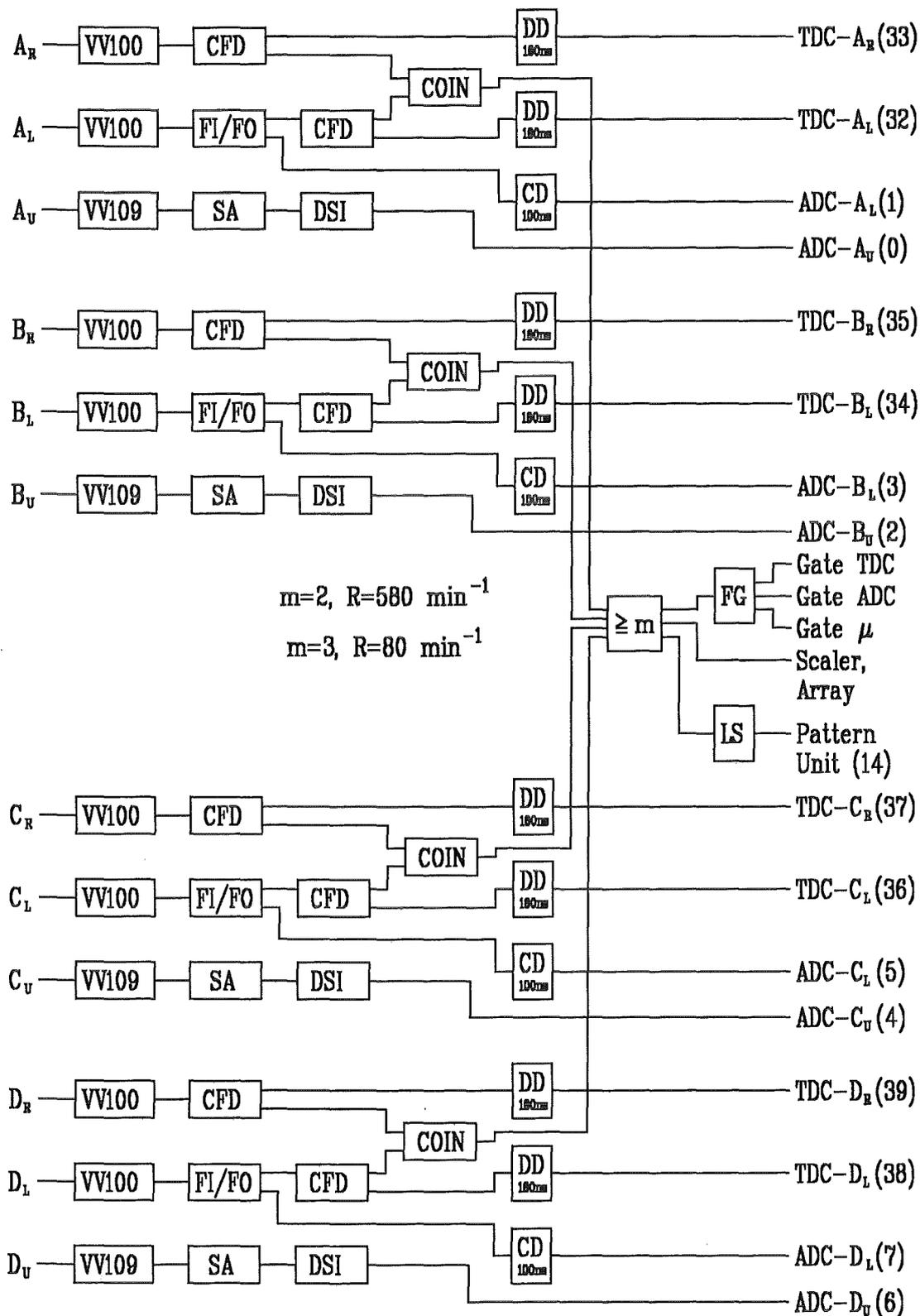


Abbildung 3.10: Blockschaltbild der Nachweiselektronik für das Mini-Array. Zur Erklärung der Abkürzungen siehe Tabelle 3.4

Bedeutung der Abkürzungen in den Blockschaltbildern Abb. 3.6 bis Abb. 3.10

CD	Cable Delay	CFD	Constant Fraction Discriminator
COIN	Coincidence Unit	DD	Digital Delay
DSI	Dual Sum & Invert	FG	Fast Gate
FI/FO	Fan-In/Fan-Out	G&D	Gate & Delay Generator
LS	Logic Stretcher	$\geq m$	Multiplicity Logic
PS	Passive Splitter	SA	Spectroscopy Amplifier
VV100	Fast Preamplifier	VV109	Charge Integrating Preamplifier

TO_i Trigger Oben, Szintillatormodul i

TU_{R,L} Trigger Unten, PM Rechts, Links

A_{R,L,U} Arraystation A, Anschluß Rechts, Links, Unten

Die Wahrscheinlichkeit, daß die unteren Szintillatoren ein Signal über der zuvor eingestellten Schwelle sehen, nimmt mit abnehmendem Abstand zum Schauer Kern zu. Gleichzeitig erhöht sich auch die Chance, in mehr als einem unteren Szintillator ein solches Signal zu sehen. Einen ähnlichen Einfluß hat allerdings auch die Zunahme der Schauergröße, so daß diesbezüglich keine eindeutigen Schlüsse aus den Szintillatorinformationen gezogen werden können (s. auch Anhang A).

Das *Datenaufnahmesystem* besteht im wesentlichen aus einem CAMAC-Meßsystem, das die digitalisierten Daten aus den Zeit-, Ort- und Impulshöheninformationen an den Datenaufnahmerechner zur Bearbeitung und Speicherung weiterreicht. Eine detailliertere Beschreibung dieses Systems befindet sich in Anhang B.

3.5 Einstellung des Detektorsystems

3.5.1 Abgleich der Kammerelektronik

Zur Kontrolle der Kammer-Frontend-Elektronik ist ein Testpulser in das Triggersystem integriert (siehe Abb. 3.8), mit dem sich die Funktion jedes Auslesekanals überprüfen läßt. Da die Auslese alleine vom Rechner gestartet werden kann und dann vollständig von der Ausleseelektronik gesteuert wird, ist die Umschaltung auf die verschiedenen Detektoren bzw. Nachweisebenen bei diesem System manuell nicht zu beeinflussen. Deshalb wurde bei der Neuentwicklung der Kammerelektronik [Koe91] eine aktive Steuerung der Auslese jedes einzelnen Kanals vorgeschlagen und auch realisiert.

Zum Erreichen einer hohen Nachweiseffizienz für Myonen kommt es darauf an, daß die Schwellen der Vorverstärker so tief eingestellt sind, daß möglichst alle Myonensignale registriert werden. Andererseits darf sie aber nicht zu tief liegen, da der Kanal sonst rauscht und bei jedem Trigger anspricht, obwohl er nicht an einem Treffer beteiligt ist.

Für eine systematische Einstellung der Schwellen wird der Myon-Koinzidenztrigger ver-

wendet. Die damit aufgenommenen Ereignisse werden während der Messung in Histogramme eingefüllt, welche für jeden Kanal die Ansprechhäufigkeit wiedergeben. Diese Histogramme werden für jede Kammer jeweils für jede Nachweisebene getrennt angelegt. Das Integral unter dieser Kurve muß dann in einem konstanten Verhältnis zur Anzahl der gemessenen Ereignisse liegen. Für die Anodenebene beträgt es 1.1 bis 1.2, da neben dem Untergrund auch gelegentlich 2 Anoden nebeneinander ansprechen. Das Verhältnis bei den Histogrammen der Kathodenebenen beträgt zwischen 2 und 3, da meist mehrere Kathodenstreifen bei einem Treffer ansprechen (s. Abschnitt 5.3). Diese Zahlen gelten selbstverständlich nur für die benutzte Detektor- und Triggergeometrie. Hiermit erfolgt die Absolutnormierung der gewonnenen Häufigkeitsverteilungen.

Die Vorgabe für den Verlauf der Histogramme erhält man durch eine Monte-Carlo-Simulation. Aus der bekannten Geometrie des Triggers und der Kammern lassen sich hiermit die zu erwartenden Ansprechhäufigkeiten ungefähr ermitteln. Dieses setzt zur Übereinstimmung mit den gemessenen Verteilungen einen gleichverteilten Azimutwinkel und eine entsprechend gewählte Zenitwinkelverteilung der Myonen der Höhenstrahlung voraus [All84]. Auf diese Fragestellung wird in Abschnitt 5.4 näher eingegangen.

Es ist erst sinnvoll eine Aussage für den Einzelkanal zu treffen, wenn bei genügender Statistik, das sind mindestens 5000 Ereignisse pro Kammer, die Histogramme möglichst gleichmäßig, also ohne „Zacken“, verlaufen. Stark vom Sollwert abweichende Kanalgruppen werden mittels eingespeister, in der Pulshöhe veränderlicher Testpulse abgeglichen. Dazu gibt es für die verwendete Ausleseelektronik ein spezielles Testgerät [Mat90]. Damit wird auch die korrekte Zeitbeziehung zwischen dem externen Triggersignal und den modulinternen Verzögerungen eingestellt.

Es müssen jeweils die acht Kanäle eines Moduls gleichzeitig eingestellt werden, was sehr langwierig sein kann. Besonders bei der Schwelleneinstellung zeigen sich sehr große Unterschiede zwischen den Kanälen eines Moduls, was häufig den Austausch des Moduls erforderlich macht. Es zeigte sich auch, daß die Signalform der Testpulse einen Einfluß auf das Resultat hat. Reflexionen auf den Zuleitungen durch schlechte Kontakte sowie Verfälschungen der Signalpulsformen durch die in der Testpulszuleitung vorhandenen, aktiven Komponenten wurden als die Hauptursachen erkannt. Obwohl davon die meisten Ursachen zu beseitigen waren, gab es immer noch nicht weiter behebbare Unterschiede in der Amplitude, so daß ein Vergleich der Schwellen zwischen verschiedenen Orten der Kammer nur bis zu einem gewissen Grad möglich war. Die Vorgaben für den Feinabgleich resultierten aus den bei niedriger Triggerrate aufgenommenen, bereits oben erwähnten, Histogrammen.

3.5.2 Einstellung des Triggers

Neben der zeitlichen Anpassung der einzelnen Elektronikzweige aufeinander, sind noch weitere Justierungen erforderlich. Alle Diskriminatorschwellen der Szintillatoren werden

so eingestellt, daß ein minimalionisierendes Teilchen erkannt wird. Damit werden dann alle Myonen registriert. Die Szintillatoren der oberen Ebene und der Detektoren des Mini-Arrays sind alle vom gleichen Typ. Aufgrund ihrer Abmessungen ($100 * 30 * 1.5 \text{ cm}^3$) ist ihre Energieauflösung nicht besonders gut, der Peak der minimalionisierenden Teilchen hebt sich nicht weit vom Untergrund ab, welcher durch niederenergetische Elektronen und γ -Quanten erzeugt wird.

Mittels einer Koinzidenzanordnung nach Abb. 3.11 wird die Abschneideschwelle bestimmt und in dem Parallelzweig die Zählrate aller Ereignisse über der Schwelle gemessen. Mit dieser Zählrate ist später eine einfache und schnelle Kontrolle während der Datenaufnahmephase möglich, unter der Voraussetzung, daß sich die Detektoreigenschaften zeitlich nicht verändern.

In gleicher Weise wird auch bei der unteren Szintillatorebene vorgegangen. Die Energieauflösung deren Szintillatoren ist aufgrund des dickeren Szintillatorplastiks besser.

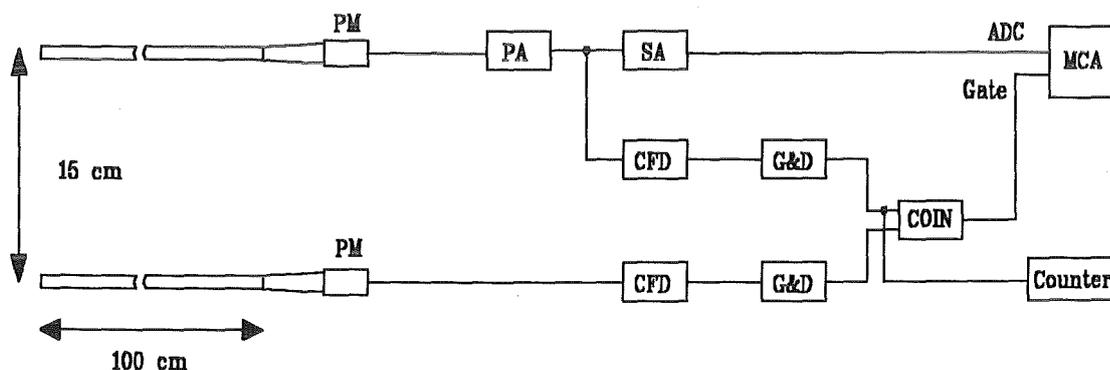


Abbildung 3.11: Koinzidenzanordnung zur Schwelleneinstellung, die Maße gelten für Szintillatoren des Typs $100 * 30 * 1.5 \text{ cm}^3$

3.5.3 Zeiteichung und Zeitmessung

Zur Ankunftszeitmessung der Myonen bzw. bei der Bestimmung der Schauerfront ist eine möglichst genaue Zeitmessung erforderlich. Dazu ist eine präzise Zeiteichung notwendig, wodurch die zeitlich geringfügig unterschiedlichen Signalzweige der einzelnen Module aufeinander abgestimmt werden.

Die in Abb. 3.12 skizzierte Versuchsanordnung dient zur Zeiteichung und auch zum Ermitteln der Zeitauflösung der beidseitig ausgelesenen Szintillatormodule. Um die erforderliche Präzision zu erhalten, ist es notwendig, daß diese Anordnung für alle Module verwendet und daß anschließend in den direkten Zweigen nichts mehr geändert wird (durchgezogene Verbindungen in Abb. 3.12). An die hiermit gemessenen Zeitspektren kann eine Gauß-

kurve angepaßt werden, deren Mittelwert die gesuchte Konstante ergibt ¹.

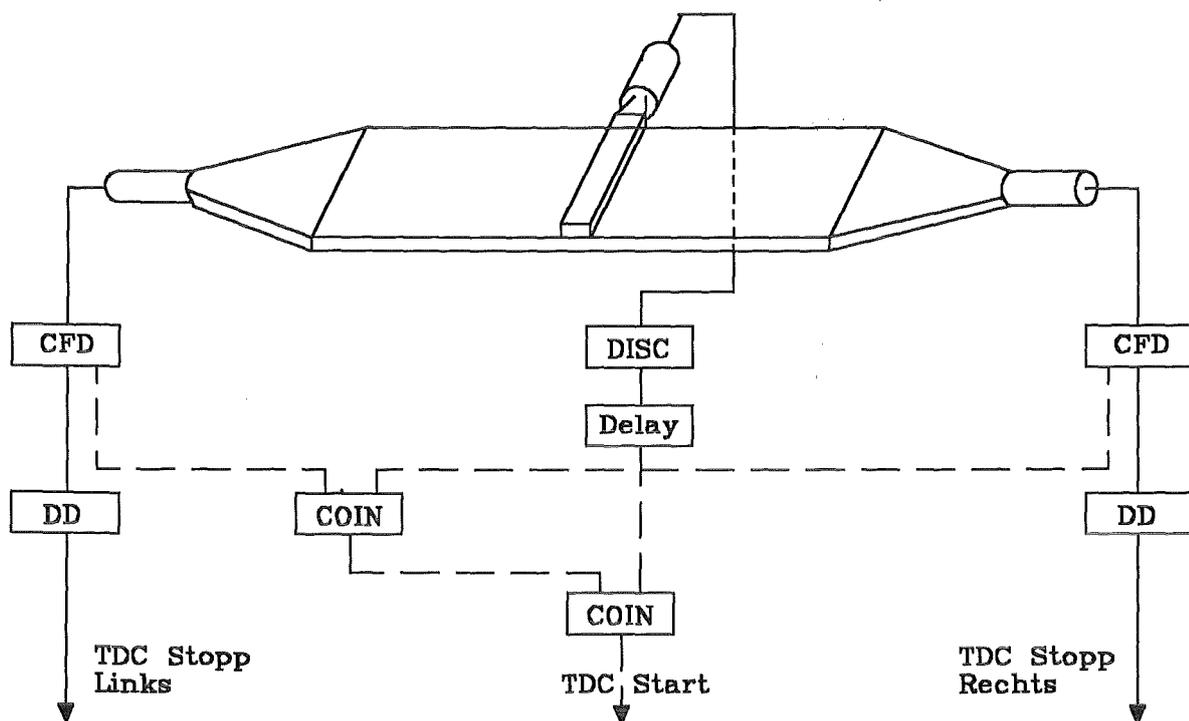


Abbildung 3.12: Meßaufbau zur Zeiteichung der beidseitig ausgelesenen Szintillatormodule. Der Querszintillator ist in der Mitte zu positionieren

Bei einer Messung im gesamten Meßaufbau werden alle Zeitmeßkanäle (TDCs) vom gleichen Startimpuls getriggert (Ausgang des Fast Gates), so daß die zuvor ermittelten Konstanten jetzt zur Korrektur herangezogen werden.

$$t = \frac{t_l + t_r}{2} = \frac{(t_l^m - \Delta t_l^c + t_r^m - \Delta t_r^c)}{2} \quad (3.1)$$

Hierbei ist

- t^m : gemessene Zeit
- t_l, t_r : wahre Zeit links bzw. rechts
- Δt^c : mittels Zeiteichung ermittelter Korrekturwert

Bei der Berechnung der relativen Teilchenankunftszeit im Szintillatormodul nach Beziehung 3.1 wird vorausgesetzt, daß sich nur ein Teilchen im Modul befindet. Andernfalls ergibt sich immer ein zu früher Wert für t . Für die Zähler des Mini-Arrays ist dies bei hoher elektromagnetischer Teilchendichte nicht garantiert. Dadurch ergibt sich für die Richtungsbestimmung bereits ein Fehler (siehe Abschnitt 5.2). Bei den Szintillatoren der

¹Dieser Aufwand stellte sich als unnötig heraus, da der Mittelwert der Zeitverteilung höchstens um einen Kanal (0.1 ns) vom Mittelwert der Gauß-Verteilung abweicht.

unteren Triggerebene soll das Einhalten dieser Bedingung mit der Spurrekonstruktion überprüft werden.

4 Detektortests und Messungen

4.1 Charakterisierung der Meßdaten

Mit dem in Abschnitt 3 beschriebenen Myonkammer-Teststand wurden in vier Meßperioden Daten genommen (siehe Tabelle 4.1). Bei der ersten Meßperiode standen aufgrund von Problemen mit der Gasversorgung nur drei Kammern zur Verfügung. Da diese Daten für die später beschriebene Auswertung nur wenig Ereignisse lieferten, wurden sie nur zu Kontrollzwecken berücksichtigt. Damit standen für die Auswertung im wesentlichen die Daten der Meßperioden II bis IV zur Verfügung. Die hohe Anzahl von Ereignissen mit Trigger II bei Lauf II erklärt sich in einer erst während dieser Zeit vorgenommenen Änderung des Softwaretriggers (s. Abschnitt 4.2).

Meßperiode		Trigger I (alle)	Trigger II	Bemerkungen
Lauf I	Ereignisse	101 677	96 078	nur 3 Kammern aktiv
	Meßzeit [min]	109	13 521	
Lauf II	Ereignisse	147 190	186 219	Szintillatoreffizienz zu gering
	Meßzeit [min]	3 149	54 964	
Lauf III	Ereignisse	114 535	45 781	
	Meßzeit [min]	7 379	21 253	
Lauf IV	Ereignisse		65 064	
	Meßzeit [min]		30 322	

Tabelle 4.1: Kurzübersicht der durchgeführten Messungen. Die Ereignisse mit Trigger I sind nicht in die verschiedenen Subtrigger aufgeteilt

In den ersten beiden Meßperioden wurde der Auswertung und Interpretation der mit Trigger Ia und Ib gewonnenen Daten sehr viel Aufmerksamkeit gewidmet. Sie dienten den bereits erwähnten Detektortests. In den darauffolgenden Meßperioden waren die entsprechenden Tests miteinander konsistent und die Auswertesoftware genügend weit entwickelt und ausgereift. Die zur Einstellung des Detektors notwendigen Messungen mit Trigger Ia beanspruchten dann einen geringeren Teil der Gesamtmeßzeit. Auch diese Messungen unterlagen einer ständigen Kontrolle, wie in Abschnitt 4.4 beschrieben.

4.2 Mögliche Triggereinstellungen

Um die Myonkammern zu triggern, gibt es zwei Detektorsysteme: den *Koinzidenztrigger* und das *Mini-Array*.

Der *Koinzidenztrigger*, zeigt überwiegend einzelne Myonen an (**Trigger Ia**). Es handelt sich dabei vorwiegend um die Myonen von Luftschauern niedriger Energie, deren elektromagnetische Komponente bereits ausgestorben ist. Die Häufigkeit dieser Schauer ist aufgrund des steil abfallenden primären Energiespektrums ein Vielfaches größer als die der höherenergetischen Schauer mit interessanten Mehrfachspur-Ereignissen. Die Rate dieses Triggers beträgt 140 Hz, welche wegen der begrenzten Ausleserate (s. Abschnitt 3.4) um den Faktor 50 untersetzt wird.

Bei diesem Koinzidenztrigger gibt es zwei weitere Optionen, mit denen versucht werden sollte, den Anteil von interessanten Ereignissen mit mehreren Teilchenspuren zu erhöhen.

- Eine Möglichkeit hierzu besteht darin, unter Ausnutzung der Segmentierung der unteren Szintillatorebene mittels geeigneter elektronischer Verschaltung, das gleichzeitige Ansprechen mehrerer Segmente in Koinzidenz zur oberen Triggerebene zu verlangen (**Trigger Ib**). Damit sollen bevorzugt Mehrfachspur-Ereignisse mit größerem Abstand selektiert werden. Diese Variante läßt sich durch geeignete Erweiterung der Triggerelektronik erreichen, indem die in Abschnitt 3.4 angesprochene Multiplizitätslogik eingesetzt wird. Je nach der daran eingestellten Koinzidenzbedingung beträgt die Triggerrate zwischen 2 und 80 min^{-1} .
- Die zweite Alternative (**Trigger Ic**) fordert, daß in mindestens 3 Kammern mindestens jeweils 2 Anoden gleichzeitig ansprechen müssen. Hiermit sollen enger zusammenliegende Mehrfachereignisse bevorzugt erkannt werden. Hier wird die Auswahl innerhalb des Datenaufnahmeprogramms realisiert, d.h. es handelt sich um einen Softwaretrigger. Die primäre Triggerrate wird ebenso wie oben untersetzt (Faktor 50). Bei diesen Messungen wird dann ungefähr jedes 13. Ereignis als gültig erkannt und weggeschrieben.

Zur Messung von Myonen eines ausgedehnten Luftschauers dient das Triggersignal des *Mini-Arrays* (**Trigger II**). Aufgrund der Triggerrate des Mini-Detektorarrays wird geschlossen, daß die Energieschwelle zwischen $5 \cdot 10^{13} \text{ eV}$ und 10^{14} eV liegt, was durch eine Monte-Carlo-Simulation (vgl. Anhang A) ungefähr bestätigt wird. An dieser Energieschwelle liegt der Schauerkern praktisch immer innerhalb des Arrays. Die Energieschwelle ist weniger auf den Abstand der Detektoren untereinander zurückzuführen, sondern mehr auf die Dicke der Luftschicht. Niederenergetische Schauer haben nur bei senkrechtem Einfall oder bei Schauern, die ihr Maximum sehr spät erreichen, die Chance registriert zu werden.

Die Simulation zeigt, daß bereits die Messung von Ereignissen mit nur zwei angesprochenen Array-Detektoren in diesem Energiebereich liegt. Dies bedeutet, daß die Anzahl der angesprochenen Array-Detektoren nicht geeignet ist, um eindeutig auf Primärenergie bzw. Schauergröße zurückzuschließen.

4.3 Messung von Spuren mit Gasdetektoren

Neben den mechanischen und elektronischen Eigenschaften der CELLO-Myonkammern, ergibt sich aus den grundsätzlichen Eigenschaften eines Gasdetektors eine gewisse Problematik bei der Spurrekonstruktion.

Mittels der Bethe-Bloch-Formel wird der mittlere Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens in 1.6 cm Argon-Isobutan zu 7.0 keV abgeschätzt. Im Vergleich dazu liegt der Energieverlust bei der gleichen Wegstrecke Szintillator bei 3.0 MeV. Die maximale Pulshöhe ergäbe sich nun für den Fall, daß ein Teilchen im Detektor gestoppt wird (das sind im Gasgemisch ca. 50 keV deponierte Energie). Aufgrund des Anstiegs im Energiespektrum des Untergrundes (Höhenstrahlung und natürliche Radioaktivität) mit fallender Teilchenenergie ist die Pulshöhe eines gasgefüllten Detektors alleine schlecht geeignet, um minimal ionisierende Teilchen eindeutig nachzuweisen, d.h. von diesem Untergrund zu trennen.

Im konkreten Fall der Messung von Myonen der Höhenstrahlung verbessert sich die Situation, da der überwiegende Teil der Myonen von Luftschauern mit ausgestorbener elektromagnetischer Komponente stammt, so daß die Chance eines korreliert auftretenden elektromagnetischen Untergrundes relativ gering ist. Die Wahrscheinlichkeit für eine zufällige Koinzidenz zwischen Myonen und Elektronen der Höhenstrahlung beträgt für einen Detektor der verwendeten Größe ca. 0.08 % bei einem Koinzidenzfenster von 300 ns.

Das ändert sich gravierend, wenn die Myonen eines Luftschauers damit gemessen werden sollen. Die nun gleichzeitig vorhandenen Elektronen stellen ein ernsthaftes Problem dar. Zu ihrer wirksamen Unterdrückung werden mindestens ca. 25-30 Strahlungslängen Abschirmung benötigt. Damit werden auch die durch die elektromagnetische Schauerkomponente induzierten Sekundärschauer wirkungsvoll gedämpft [Mat91]. Zur Unterdrückung von Hadronen wird noch mehr Material benötigt, etwa 10 hadronische Wechselwirkungslängen sind meist ausreichend, außer für extrem hochenergetische Hadronen. In diesem Schutzschild werden Sekundärschauer durch inelastische Wechselwirkungen der Myonen mit dem Abschirmmaterial [Loh85, Tre91] erzeugt. Darunter sind myonische Bremsstrahlung und Paarbildung zu verstehen, die zu Sekundärschauern in und unterhalb der Abschirmung führen. Ist dieser Anteil im Vergleich zum gesamten Myonfluß auch gering, so wird er für Messungen der Myonen in der Nähe des Schauerkerens, wo hochenergetische Myonen wahrscheinlicher sind, doch relevant.

Die Extrapolation der in [Mar68] angegebenen empirischen Energie-Reichweite-Beziehung

für Elektronen ergibt, daß alle Elektronen von mindestens 25 MeV Energie unterhalb der Abschirmung in der Lage sind, alle aktiven Detektorteile zu durchdringen, und damit eine Myonspur vortäuschen können. Elektronen dieser Energie können damit auch durch Ionisationsverluste mit hohem Energietransfer (δ -Elektronen) entstehen. Die Wahrscheinlichkeit, hiermit eine Spur durch alle Kammern zu erzeugen, beträgt etwa 1 % von der Anzahl aller Myonereignisse, wie Simulationen mit GEANT [Bru87] zeigen.

Die aufgebaute Abschirmung ist demnach nur gegen einen Großteil der elektromagnetischen Schauerkomponente ausreichend. Eine Fehlidentifizierung von Spuren geladener Teilchen als Myonen ist dennoch nicht auszuschließen.

4.4 Detektoroptimierung mit Hilfe einzelner Myonen

4.4.1 Vermessung des Myonkammer-Teststandes

Es ist die Aufgabe der vier übereinander angeordneten Vieldrahtproportionalkammern die Durchstoßpunkte von Myonen zu bestimmen. Aus diesen Durchstoßpunkten sollen dann Spuren berechnet werden, was eine genaue Kenntnis der räumlichen Lage der Kammern zueinander erfordert. Da an der Elektronik der Vieldrahtproportionalkammern nach längeren Meßperioden immer wieder Abgleicharbeiten durchzuführen sind, ist es notwendig, die Kammern in ihren Aufhängungen zu bewegen. Die frühere Position kann nach diesen Arbeiten nur mit einer Genauigkeit von etwa 1-2 cm wieder eingenommen werden, was für die Spurberechnung nicht ausreichend ist.

Weiterhin muß eine Zuordnung der Spuren zu den Signalen beider Szintillatorebenen des Triggers möglich sein. Insbesondere ist es wichtig die Schnittpunkte der Spuren mit den Szintillatoren der unteren Szintillatoren zu kennen, da hiermit die Ankunftszeit jedes Teilchens individuell bestimmt werden soll.

Zur Beschreibung der Detektorgeometrie werden nur einfache geometrische Formen (Rechtecke und Quader) benötigt, deren räumliche Zuordnung zueinander durch entsprechende Verschiebevektoren und Winkel anzugeben sind. Diese für die Arithmetik sehr geeignete Form hat allerdings den Nachteil, daß sie meßtechnisch nicht einfach zu erfassen ist. Um bei einer kleinen Änderung die neuen Maße aufzunehmen, ist ein höherer Aufwand notwendig. Deshalb werden am Detektoraufbau zwei senkrechte Referenzlinien gewählt (die vorderen vertikalen Stützen), deren Abstand bekannt ist, und von denen aus alle relevanten Meßpunkte (Ecken der Detektoren) schnell zu erreichen sind.

Mit Hilfe der Spurberechnung wird zunächst die notwendige Prüfung auf Konsistenz zwischen Aufmaß und abgespeicherten Geometriedaten durchgeführt, um grobe Fehler auszuschließen. Zur Bestimmung der genauen Lage der Kammern zueinander werden Messungen mit Trigger Ia durchgeführt. Bei der Auswertung wird jede Kammer in vier Sektionen eingeteilt, in denen die Abweichungen der berechneten Spuren von den gemessenen

Trefferorten dargestellt werden. Abb. 4.1 zeigt ein Beispiel für die damit erhaltenen Verteilungen vor und nach der Positionskorrektur. Eine unsymmetrische oder verschobene Kurve weist auf Verschiebung hin, und falls die Ergebnisse der einzelnen Sektionen sehr unterschiedlich sind, liegt eine gegenseitige Verdrehung vor.

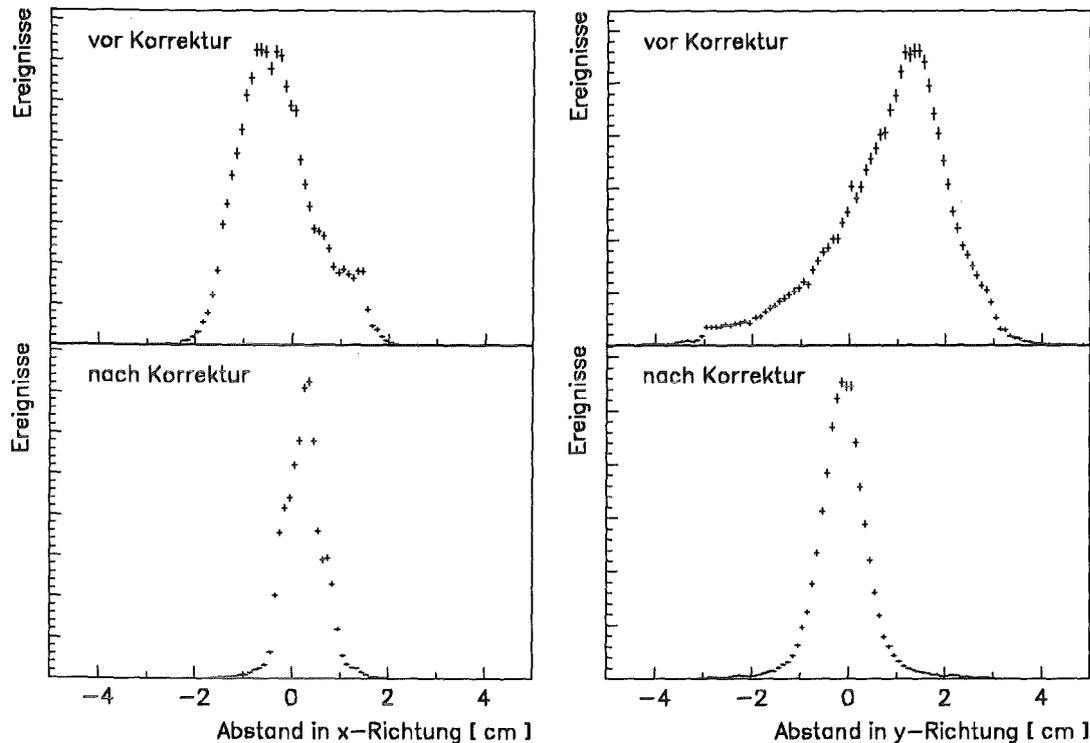


Abbildung 4.1: Abstände der gemessenen Trefferpositionen von der berechneten Spur vor und nach der Lagekorrektur

In gleicher Weise werden die Positionen der Szintillatoren überprüft. Merkliche Abweichungen ergeben sich für die obere Szintillatorebene. Dies resultiert im wesentlichen aus der Vielfachstreuung in der Abschirmung, die bei der Spurverfolgung nicht berücksichtigt wurde (s. auch Abschnitt 5.3.4). Infolgedessen wird bei der Auswertung stets von einer kleineren Fläche der Szintillatoren ausgegangen, wobei die Lage des Szintillatorschwerpunktes zwar beibehalten wird, jedoch die äußeren Abmessungen um 10% bei der oberen bzw. 5% bei der unteren Ebene reduziert werden.

Eine Verbesserung der Situation bei den Kammern ließe sich in Zukunft durch ein stabileres Haltegestell und durch geeignete Arretierungen erreichen, mit denen die Kammern nach Ende der Wartungsarbeiten immer wieder fixiert werden können. Die mit diesem Aufbau und den beschriebenen Korrekturen erreichte Genauigkeit ist jedoch für diese Arbeit als ausreichend anzusehen. Für den KASCADE-Aufbau werden jeweils 2 Kammern fest miteinander verbunden [Zag92], so daß nur noch die Relativlage dieser „Pakete“ zueinander und zum Kalorimeter reproduzierbar sein muß.

4.4.2 Bestimmung der Nachweiseffizienz des Detektorsystems

Zur Messung winkelabhängiger Verteilungen oder absoluter Flüsse sind Korrekturen bezüglich der Detektoreffizienz, die orts- und winkelabhängig sein kann, notwendig.

Die Bestimmung der Nachweiseffizienzen der Myonkammern geschieht mit 1-Spur-Ereignissen, welche aufgrund der zuverlässigen Rekonstruktion (s. Abschnitt 5.3.3) und der hohen Raten am geeignetsten sind. Es werden nur solche Spuren verwendet, die durch alle vier Kammern verlaufen. Bei der Berechnung wird jeweils die Effizienz einer Kammer gegenüber den anderen drei Kammern wechselseitig ermittelt. Dies geschieht in der Weise, daß überprüft wird, welche Kammern einen Treffer am Spurdurchstoßpunkt besitzen. Aufgrund der bei der Rekonstruktion angelegten Kriterien (s. Abschnitt 5.3) darf ein Treffer in höchstens einer Kammer fehlen, was dann deren Effizienz verringert.

Für die gesamte Meßperiode betrug die damit berechnete Nachweiseffizienz des Gesamtdetektors zum Myonnachweis 94 . . . 96 %, gemittelt über alle Winkel. Bei der Bestimmung zeigten sich Einflüsse durch Verschiebungen oder Verdrehungen der Kammern untereinander, welche deshalb zuvor entsprechend zu korrigieren waren (siehe vorheriger Abschnitt).

Eine Zunahme der Nachweiseffizienz (s. Abb. 4.2) mit dem Winkel wird für die Kammern 1,2 und 3 beobachtet. Das ist dadurch zu erklären, daß bei schrägem Einfall mehr Energie im Gas deponiert wird und damit ein höheres Signal zur Verfügung steht. Dies ist ein Hinweis auf noch zu hoch stehende Diskriminatorschwellen der Kammerelektronik. Die bei kleinen Winkeln zu geringe Effizienz für Kammer 3 konnte durch Änderung der Hochspannung nur in geringem Maße erhöht werden. Im Gegensatz dazu zeigt Kammer 4 eine Abnahme der Effizienz mit dem Winkel, die nur ungenügend verstanden ist. Denkbar wäre ein Einfluß einer nicht vollständig korrigierten Kammerverdrehung.

In Erweiterung zu dieser Effizienzberechnung ist es möglich, die Effizienz jedes einzelnen Nachweiskanals der Myonkammer zu bestimmen. Dies ist für eine zukünftig geplante, automatisch arbeitende Detektorkontrolle wichtig.

Zur Bestimmung der Gesamttriggereffizienz und der Szintillatoreffizienzen beider Triggerebenen dürfen keine Trigger I-Daten verwendet werden, da dann nur solche Spuren verwendet würden, auf die beide Szintillatorebenen bereits angesprochen hätten. Statt dessen werden werden 1-Spur-Ereignisse genommen, die mit Trigger II aufgenommen wurden.

Die mit den Daten abgespeicherten Inhalte der Pattern Unit (s. Abschnitt 3.4) und verschiedener Impulszähler wurden zur Bestimmung der Trigger-Effizienz herangezogen. Von allen erfolgten Triggern Ia erkennt das Datenaufnahmeprogramm 96 . . . 98 % als gut an, d.h. in mindestens drei Kammern haben Anoden angesprochen. Allerdings können nicht aus allen Ereignissen Spuren rekonstruiert werden, sondern nur aus ca. 94 %.

Bei der Ermittlung der Szintillatoreffizienz werden die Schnittpunkte der Spuren mit den Triggerszintillatoren gebildet. Sofern diese existieren, wird nachgeschaut, ob das jeweilige

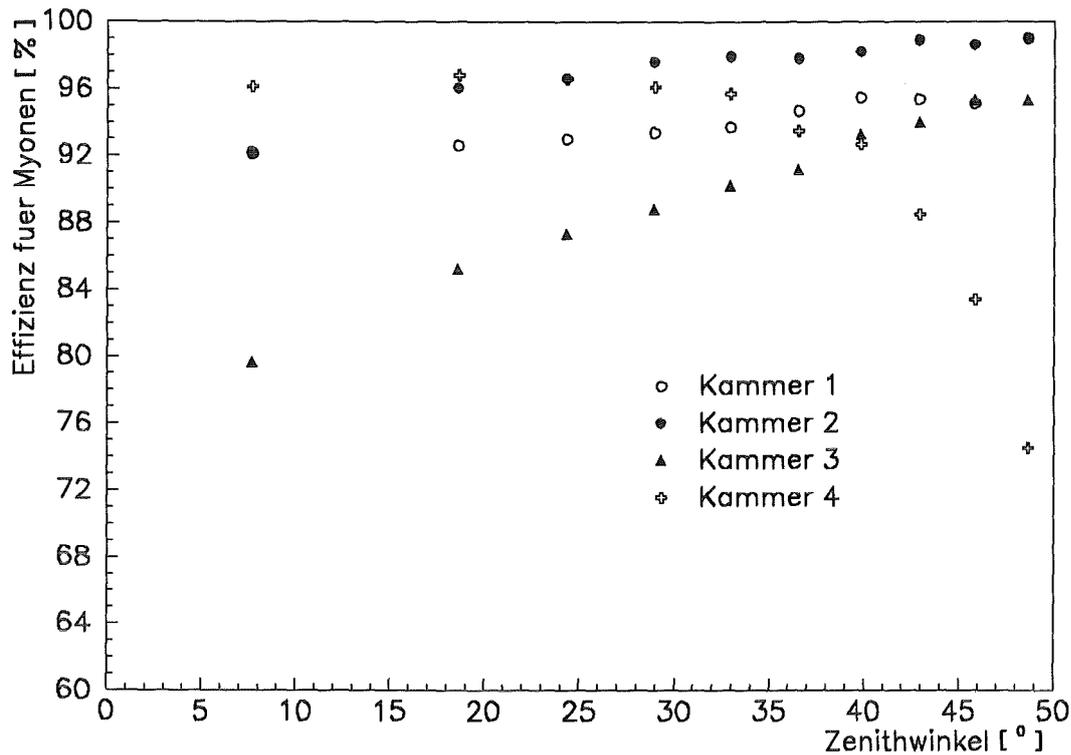


Abbildung 4.2: Winkelabhängige Darstellung der Nachweiseffizienz aller vier Kammern

Szintillatormodul aktiv gewesen ist. Für die oberen Szintillatoren bedeutet das, daß ihre Signale über der Schwelle des jeweiligen CFDs lag, was durch ein gesetztes Bit der Pattern Unit angezeigt wird. Damit wird die Effizienz der oberen Szintillatoren zu 91...99 % ermittelt. Bei der unteren Ebene wird im Prinzip ähnlich verfahren, hier geben jeweils zwei TDCs ein gültiges Signal an.

Nachdem die Diskriminatoren der unteren Triggerebene zunächst nicht richtig eingestellt waren, ergab sich für diese Szintillatoren (Runperiode I und II) nur eine Effizienz von 44...56 %. Nach Überprüfung, neuer Einstellung und besserer Überwachung lag diese dann bei 87...95 %.

4.4.3 Der Untergrund während der Messungen

Nicht alle gemessenen Spuren konnten eindeutig rekonstruiert werden (s. Abschnitt 5.3.3). Diese werden desweiteren als Untergrund bezeichnet. In den Abschnitten 4.3 und 5.3.3 werden die grundsätzlichen Ursachen und die sich daraus ergebenden Konsequenzen ausführlich diskutiert.

Zur Ermittlung des Untergrundes in den Myonkammern werden mit Trigger Ia und Ic genommene Daten verwendet. Da es sich bei Trigger Ia-Daten überwiegend um Einzelspuren handelt, stellt der hiermit ermittelte Wert eine untere Grenze für den gleichzeitig

mit den Myonen vorhandenen Untergrund dar.

Eine Betrachtung der Ereignisse zeigt, daß es sich bis auf wenige Ausnahmen, bei allen Mehrspurereignissen, um sogenannte Aufschauernungen handelt. Das wird weiter unten und in Abschnitt 4.3 näher erläutert. Bei den 2-Spur-Ereignissen gibt es eine größere Anzahl, die aufgrund des kleinen Abstandes zwischen den Spuren, fehlinterpretierte 1-Spur-Ereignisse sein könnten. Berücksichtigt man dieses, so ergibt sich ein Anteil an Untergrundereignissen von 0.9%, andernfalls von 2.5%.

Bei Trigger Ic, der nur solche Ereignisse zuläßt, bei denen genügend Anoden angesprochen haben, erhöht sich der Anteil dieser Ereignisse deutlich. Je nach Bewertung der 2-Spur-Ereignisse mit sehr kleinem Spur-Abstand, ergibt sich ein Anteil von unidentifizierbaren Ereignissen von 11.3 % bzw. von 28 %. Dies bedeutet in jedem Falle, daß diese Triggerbetriebsart Ereignisse mit Sekundärschauern bevorzugt auswählt. Die gleiche Situation findet sich auch bei den Trigger Ib-Daten. Damit ist es nicht möglich, mit Trigger I Ereignisse mit mehreren Spuren effizient anzureichern, ohne sich Schwierigkeiten bei der Rekonstruktion und deren Interpretation einzuhandeln.

Als Quellen für diese Ereignisse kommen mehrere Ursachen in Betracht:

- Bei der verwendeten Frontend-Elektronik ließ sich das Rauschen einiger Kanäle nicht vollständig unterdrücken. Dies führte zu zusätzlichen Treffern in den Kammern, die jedoch bei geringer Myondichte kaum zu Spuren beitragen konnten.
- Die Abschirmung konnte, bedingt durch die räumlichen Gegebenheiten, nicht groß genug ausgeführt werden. Deshalb wird bei schrägem Einfall die elektromagnetische Komponente nicht ausreichend unterdrückt. Besonders hochenergetische Elektronen können im Randbereich des Detektors Treffer verursachen.
- Die kritische Energie zur Paarbildung bzw. Bremsstrahlung von Myonen in der Abschirmung beträgt bei Blei 180 GeV bzw. bei Eisen 350 GeV. Dies führt zu myon-induzierten elektromagnetischen Schauern unterhalb der Abschirmung. Die Wahrscheinlichkeit dieses sehr energiereichen Prozesses steigt dabei mit der Myonenergie. Für Trigger I-Ereignisse ist entsprechend des Anteils hochenergetischer Myonen im Spektrum [All84](nur 0,02 % mit mehr als 100 GeV) die Wahrscheinlichkeit sehr gering. Diese Ereignisse sollten mehrere Spuren haben, welche auf einem engeren Bereich konzentriert sind.
- Wegen der geringeren Teilchendichte ist der Anteil von Hadronschauern nicht so kritisch. Unter Berücksichtigung einer Absorberdicke von 1.3 hadronischen Wechselwirkungslängen tragen etwa 71% aller Hadronen ebenfalls zu Schauern bei. Geladene, nicht aufschauernde Hadronen, werden dagegen als Myonen fehlidentifiziert. Der Anteil fehlidentifizierter Spuren wird für Trigger I zu weniger als 1 % abgeschätzt. Für Messungen mit Trigger II wird erwartet, daß sich dieser Anteil etwas erhöht.

5 Analyse der Messungen und Ergebnisse

5.1 Bestimmung der Ankunftszeiten

Zur Bestimmung der Teilchenankunftszeit wird die Zeit des Durchtritts durch das jeweilige Szintillatormodul ermittelt. Über die Spurrekonstruktion wird das entsprechende Modul festgestellt. Für dieses Modul müssen die an den Enden angeschlossenen ADCs ein Signal über einer zuvor festgelegten Schwelle gemessen haben. Diese wird aus einem Eich-Run mit Trigger Ia ermittelt. Für das durchzuführende Mean-Timing müssen beide TDC-Zeitinformationen vorliegen (vom linken und vom rechten Photomultiplier). Um auszuschließen, daß mehr als ein Teilchen durch das Modul geflogen ist, wurde bei der Datenanalyse das Ergebnis der Spuranalyse benutzt.

Im Falle einer geringen Teilchendichte im gesamten Detektoraufbau und bei korrekt arbeitender Spurrekonstruktion ist dieses Ausschlußverfahren auch erfolgreich. Zur Unterstützung dieses Verfahrens bzw. wenn eine sichere Spurerkennung nicht möglich ist, könnte für das ADC-Impulshöhenspektrum noch ein oberer Abschneidekanal definiert werden. Da sich dieser Abschneidekanal für 2-Teilchensignale innerhalb des Ausläufers der Landauverteilung [Lan44] des 1-Teilchen-Spektrums befindet, werden auch 1-Teilchen-Ereignisse verworfen, d.h. die rechnerische Effizienz der Szintillatoren sinkt.

5.2 Bestimmung der Schauerrichtung mit dem Mini-Array

Die beidseitige Auslese der oberen Szintillatoren der Detektoren des Mini-Arrays gestattet es, mittels der hieran angeschlossenen TDCs, die Ankunftszeit der Schauerfront bei diesem Detektor ungefähr zu bestimmen.

Bei der geringen Anzahl von Detektoren (4) ist eine Ebene die einzig sinnvolle Darstellung der in Wahrheit gekrümmten Schauerfront. Es müssen also mindestens drei der vier Detektoren ein gültiges Zeitsignal gemessen haben. Ein zusätzlicher Plausibilitätstest verlangt, daß die Zeitdifferenz zwischen zwei Detektoren nicht größer ist als der maximale, sich aus der Lichtgeschwindigkeit und der Entfernung beider Detektoren ergebende Wert.

In dem Fall, daß vier Detektoren ein Zeitsignal haben, ist im allgemeinen eine höhere Genauigkeit zu erwarten. Es wird der Mittelwert aus den Richtungen aller 3-er-Kombinationen gebildet. Die hierdurch erhaltenen Streuungen sind sehr groß. Die Fehler bei diesem Verfahren können etwa so abgeschätzt werden:

Bei einer angenommenen Dicke der Schauerscheibe der elektromagnetischen Komponente von 2 m (bis etwa 60 m Abstand zur Schauerachse) ergibt sich eine Fluktuation der Ankunftszeit von 3 bis 4 ns bei niedrigen Teilchendichten. Im Gegensatz dazu ist bei hoher Teilchendichte die Chance sehr groß, daß mehr als ein Teilchen den Detektor trifft. Dann führt das *Mean-Timing* zu einem systematischen Fehler, der im ungünstigsten Fall

bis zu 3.5 ns betragen kann. Zusätzlich beträgt die Zeitaufösung der Detektoren 1.5 ns, und die Wahl einer Ebene anstatt einer gekrümmtten Oberfläche ergibt einen geschätzten maximalen Fehler von ca. 4 ns.

Der damit abgeschätzte Gesamtfehler beträgt für die ungünstigste geometrische Konstellation (kürzeste Basislinie) etwa 8° bei einem Zenitwinkel von 45° bzw. 14° bei 0° Zenitwinkel.

5.3 Das Verfahren der Spurrekonstruktion

Die Rekonstruktion von Teilchenspuren wird in zwei Schritten durchgeführt. Wie in Abschnitt 4.3 erläutert wurde, sind Teilchen, die in einer Kammer gestoppt wurden, nur aufgrund ihres Energiedeposits nicht von solchen Teilchen zu unterscheiden, die alle vier Kammern passierten. Aus diesem Grund ist es von Vorteil mehrere Kammern zu verwenden und die im ersten Schritt rekonstruierten Treffer in jeder Kammer in einem weiteren Schritt zu Spuren zu kombinieren und damit überzählige Treffer auszusortieren.

5.3.1 Trefferermittlung in einer Kammer

Die beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens entstehende Ladungswolke führt zu elektrischen Signalen auf den dem Ort des Teilchens benachbarten Drähten und Streifen der Vieldrahtproportionalkammer. Unter der Annahme einer korrekten Einstellung der Detektorelektronik beträgt die Effizienz jedes einzelnen Nachweiskanals 100%, was bedeutet, daß ein gültiger Treffer als ein Kreuzungspunkt (Triplet) von einem Anodendraht mit Kathodenstreifen jeder Kathodenebene darstellbar ist (s. Abb. 5.1). Da die entstehende Raumladung entsprechend ihrer Größe von mehreren Kathodenstreifen „gesehen“ wird, sprechen meist mehrere benachbarte Kathodenstreifen (1-6 Streifen, 3 am häufigsten) an, welche hier als Cluster bezeichnet werden.

Die große Fläche der Kammern führt dazu, daß bei höheren Teilchendichten oder bei zufälligen Untergrundereignissen sich mehrere Treffer in einer Kammer befinden. Die Trefferbestimmung muß aus diesem Grund in der Lage sein, die Muster mehrerer Treffer zu erkennen und diese voneinander zu unterscheiden. Es besteht hierbei noch eine kleine Wahrscheinlichkeit dafür, daß zu zwei Treffern teilweise die selben Streifen oder Drähte gehören, wogegen die Möglichkeit, daß zwei Treffer so eng beieinander liegen, daß sie nicht mehr voneinander zu unterscheiden sind, sehr unwahrscheinlich und daher hier zu vernachlässigen ist.

Die aus den Kammern ausgelesenen Datenworte (s. Abb. 3.7) stellen die Adresse eines angesprochenen Drahts bzw. Streifens dar. Nach Trennung der Datenworte für die verschiedenen Kammern und Ausleseebenen können nach Beziehung 5.1 die Koordinaten des Treffers berechnet werden, welche sich aus der schematischen Darstellung (Abb. 5.2)

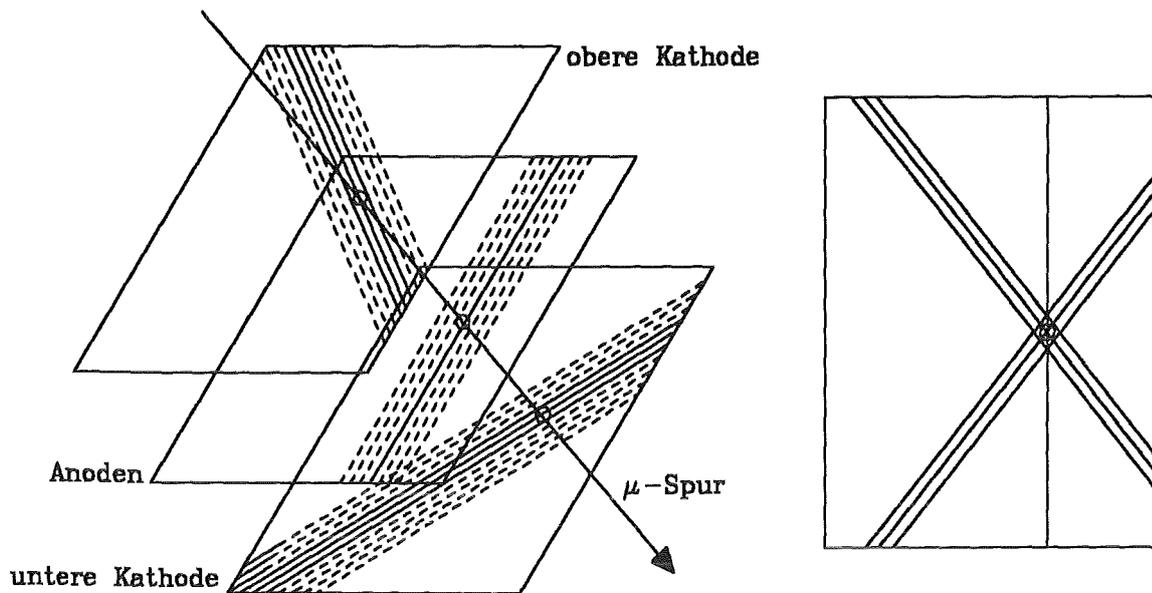


Abbildung 5.1: Darstellung eines gültigen Treffers und seiner Projektion

ergeben. Bei den Kathodenstreifen wird davor noch eine Mittelung durchgeführt (Schwerpunktstreifen). Hierbei wird das Ende dieser Cluster durch Abschneiden nach einer festzulegenden Streifenanzahl bestimmt. Zur Steuerung des Abschneidevorgangs gibt es zwei Parameter, welche die minimale bzw. maximale Größe eines Clusters festlegen.

$$\begin{aligned}
 x &= A + \Delta_A * n_A \\
 y_0 &= (C_0 + n_{C0} * \Delta_C - x) * \frac{1}{\tan\alpha} \\
 y_1 &= -(C_1 + n_{C1} * \Delta_C - x) * \frac{1}{\tan\alpha}
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Hierbei bedeuten:

- A, C_0, C_1 : vom Kammertyp abhängige Konstanten
- n_A, n_{C0}, n_{C1} : Draht(A)- bzw. Streifennummer(C)
- Δ_A, Δ_C : Abstand der Drähte bzw. Streifen
- α : Winkel zwischen Anodendrähten und Kathodenstreifen in der Aufsicht

Diese Konstanten sind in [Coz84] und [Mat90] dokumentiert.

Mit diesen Beziehungen werden zwei Punktemengen berechnet, die sich durch Kombination der Anodendrähte mit den Clustermitten jeweils einer Kathodenebene ergeben (Dubletts). Diese Punkte sind dann nach aufsteigender x-Koordinate sortiert (entspricht der Anodendrahtnummer). Unter Ausnutzung dieser Vorsortierung wird versucht, ent-

sprechende Punkte mit identischer x-Koordinate zu Triplets zu kombinieren, wobei die Vorsortierung den Rechenaufwand vermindert. Ein weiterer Steuerparameter legt fest, inwieweit sich die y-Koordinaten zweier zu einem Triplet zu vereinigenden Punkte unterscheiden dürfen. Für alle Analysen wurde ein Wert von 3.0 cm gewählt, das ist der 1.3-fache Abstand zweier Kathodenstreifen projiziert auf einen Anodendraht. Dadurch wird die maximale Toleranz vorgegeben, um die sich die Clustermitten beider Ebenen, zum Beispiel durch Ausfall eines Streifens, unterscheiden dürfen, um noch akzeptiert zu werden.

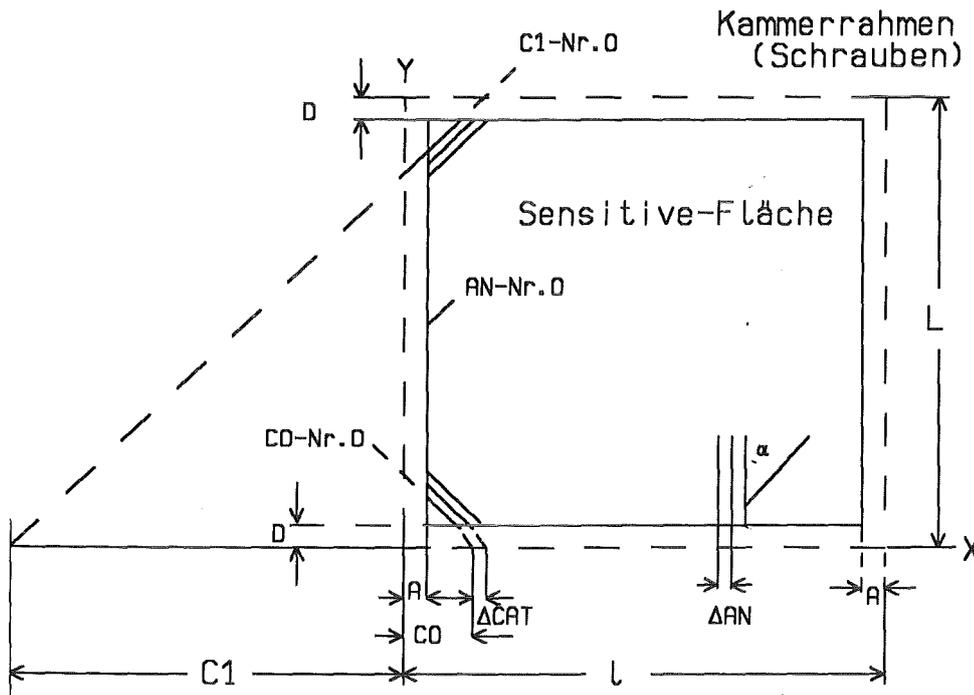


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der Kammergeometrie

Der Ablauf der Trefferbestimmung ist so gewählt, daß alle Punkte in einer Kammer, auf die die Merkmale eines Triplets zutreffen, als gültige Treffer akzeptiert werden. Damit werden auch Treffer mit teilweise identischen Draht- oder Streifennummern richtig erkannt.

Dieses Verfahren führt aber zu Mehrdeutigkeiten, wie z.B. in Abb. 5.4 dargestellt ist. Die Orientierung der Drähte und Streifen zueinander läßt auf der mittleren Anode mehr als ein Treffer entstehen. Die Entscheidung, welcher davon der richtige ist, kann das eingesetzte Verfahren nicht treffen.

Mittels Monte-Carlo-Simulationen wurde dieses Problem näher untersucht. Dabei wurden Punkte vorzuegebender Anzahl zufällig auf der Fläche der Kammer verteilt. Durch geeignete Umkehrung der Beziehungen 5.1 wurden daraus dann Rohdaten gewonnen, so wie sie die Kammer liefert. Nach Durchlaufen der soeben geschilderten Rekonstruktionsprozedur

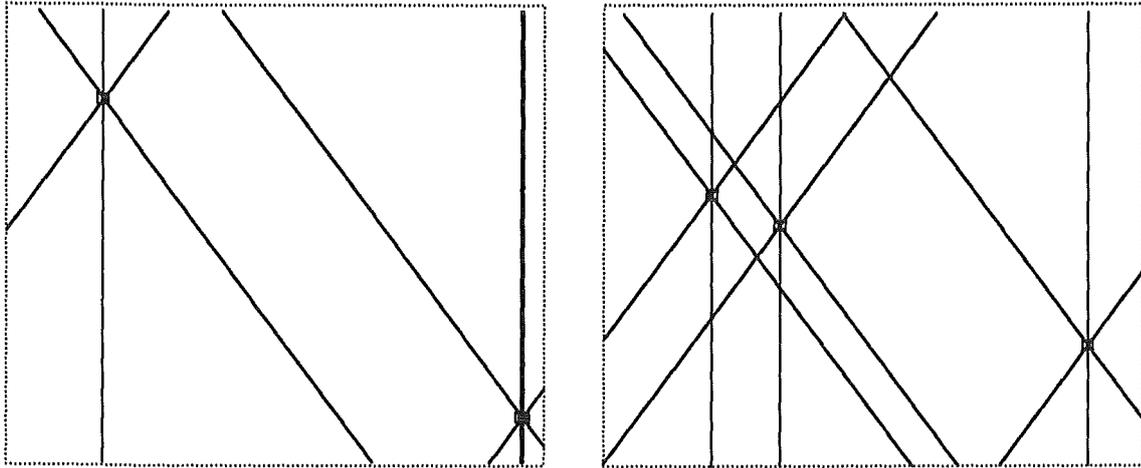


Abbildung 5.3: Treffermuster zweier Ereignisse in der xy -Projektion (Aufsicht). Die Treffer (Triplets) sind durch Rechtecke markiert

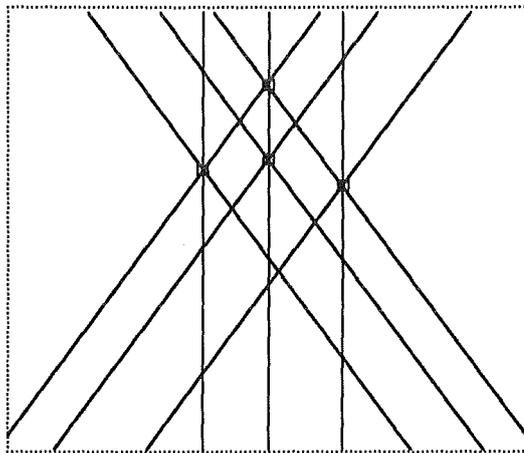


Abbildung 5.4: Beispiel für einen „Phantomtreffer“ auf der mittleren Anode. Durch konsistenten Ausschluß von Doppelbelegungen ließe sich das in diesem Fall vermeiden

erfolgte ein Vergleich mit den ursprünglichen Punkten.

Es zeigte sich, daß dadurch für 5 % (bei 3 Treffern pro Kammer) bis 27 % (bei 5 Treffern pro Kammer) der simulierten Ereignisse eine zu hohe Trefferanzahl rekonstruiert wird. Bei den in dieser Arbeit nicht benutzten Kammern mit größerer Nachweisfläche (siehe [Ale81]), wird die Situation noch etwas problematischer, da deren Kanalanzahl in geringerem Maße als ihre Fläche zunimmt.

5.3.2 Spurrekonstruktion im Myonkammer-Teststand

Das im vorigen Abschnitt aufgetauchte Problem, daß es bei der Bestimmung von Treffern in einer Kammer mehr rekonstruierte Punkte als tatsächlich vorhandene Spuren geben kann, soll dadurch gelöst werden, indem die Informationen aus mehreren, über-

einander angeordneten Kammern verwendet werden. Es ist zu erwarten, daß sich bei 1-Spur-Ereignissen sowie bei bestimmten Mehrspur-Ereignissen (mit parallelen Spuren) die Treffermuster in den einzelnen Kammern nicht sehr stark voneinander unterscheiden. Dies bietet dann die Möglichkeit, vom Untergrund (d.h. nicht von Teilchen, die die gesamte Detektoranordnung passiert haben) herrührende Treffer zu entfernen.

Bei der Datenanalyse dieser Arbeit gilt als Minimalanforderung, daß es in mindestens drei Kammern Treffer gibt. Diese dürfen von einer Idealspur nicht zuweit entfernt liegen, was durch festzulegende Auflösungsrechtecke bewirkt wird. Gibt es mehrere Kandidaten innerhalb der durch die Auflösung definierten Fläche, so wird derjenige mit dem geringsten Abstand zur Gerade gewählt, der dann für weitere Spuren nicht mehr zur Verfügung steht. Durch die ausgewählten Treffer wird eine Gerade angepaßt. Die Steigungs- und Achsenabschnittsparameter der Projektion der Spuren auf die xz - und yz -Ebene werden für die weitere Analyse gespeichert.

Um alle Möglichkeiten einer gültigen Kombination von Treffern zu Spuren zu erfassen, wird zunächst mit Kombinationen von Startpunkten in den Kammern 1 und 4 angefangen. Dazu werden dann passende Punkte in den Kammern 2 und 3 gesucht. Dies geschieht in der Weise, daß um den Durchstoßpunkt der Verbindungsgerade (1 nach 4) eine Rechteckfläche gelegt wird, innerhalb der Kandidaten gesucht werden. Danach werden die verbleibenden Punkte, ausgehend von den Kammern 2 und 3, nach gültigen Spuren durchsucht, indem Kandidaten in den Kammern 1 oder 4 dazu gesucht werden. Nach Voruntersuchungen und im Hinblick auf die nicht vollständig korrigierbaren Verschiebungen der Kammern zueinander (s. Abschnitt 4.4.1), wurde eine Rechteckgröße von $3.2 * 4.8 \text{ cm}^2$ gewählt. Diese Größe der Suchrechtecke bedeutet gleichzeitig eine Optimierung im Bezug auf die Kammer-Nachweiseffizienz, es zeigte sich, daß eine weitere Vergrößerung der Rechtecke keinen weiteren Effizienzgewinn bringt.

Weiterhin wird als zusätzlicher Steuerparameter ein maximaler Zenitwinkel angegeben, welcher 60° beträgt. Das unterbindet alle Spuren, die bereits im ersten Schritt einen zu großen Zenitwinkel bekommen würden.

Die in der angegebenen Weise rekonstruierten Spuren werden zusammen mit den Rekonstruktionsparametern (u.a. Cluster- und Rechteckgröße, Winkel) in kompakter Form abgespeichert. Dies ist notwendig, da die Rekonstruktion von Spuren aus den Daten eines Magnetbandes auf der IBM 3090 bis zu 15 Minuten beanspruchen kann. Darauf können dann die weiteren Analyseprogramme zugreifen.

Der Inhalt dieser Dateien läßt sich beispielsweise mittels eines dafür entwickelten *Event-Displays* (Computer-Programm) am Bildschirm anschauen. In Abb. 5.5 und 5.6 sind zwei damit dargestellte Ereignisse in der Aufsicht und in einer Seitenansicht gezeigt. Die vorkommenden Ereignisse lassen sich hiermit visuell in Kategorien einteilen:

- Der überwiegende Teil (über 70 %) der vom Mini-Array getriggerten Ereignisse

(gleich schauergetriggert) sind Einzelspuren. Bei Messungen mit dem Koinzidenztrigger ist dieser Anteil noch höher.

- Ungefähr 15 % der schauergetriggerten Ereignisse haben zwei und mehr Spuren, die auch oft annähernd parallel sind. Es werden Ereignisse bis zu einer Multiplizität von 7 beobachtet, bei denen die Rekonstruktion einwandfrei arbeitet (s. Abb. 5.5). Eine Beschreibung der Selektion und Auswertung dieser Ereignisse mit zwei Spuren folgt in Abschnitt 6.3.1.
- Daneben gibt es Mehrspurereignisse, bei denen die Spuren teilweise sehr starke Richtungsunterschiede zeigen. Bei der Energieschwelle von ca. 0.45 GeV für Myonen ist diese Möglichkeit, wie in Abschnitt 5.3.4 gezeigt wird, durchaus gegeben.
- Bei einem Teil der Mehrfachspur-Ereignisse liegen die Spuren sehr eng zusammen und gehen vom gleichen Startpunkt aus, so daß diese als Sekundärschauer identifiziert werden. Startpunkt solcher Schauer sind meist Abschirmung bzw. Eisenträger (s. Abb. 5.6). Diese Ereignisse werden zur Zeit nicht weiterbearbeitet. Jedoch ist zu bemerken, daß die Häufigkeit von Sekundärschauern mit sehr wenigen Spuren höher ist, als es durch inelastische Wechselwirkungen der Myonen in der Abschirmung alleine bewirkt werden könnte.
- Es kommen auch Ereignisse vor, bei denen die Schauer sehr ausgedehnt sind, bzw. sich eine Schauerstruktur nicht mehr eindeutig erkennen läßt. Solche Ereignisse werden für die weitere Analyse nicht mehr verwendet. An einer Erkennung und Behandlung solcher Ereignisse muß in Zukunft noch gearbeitet werden.

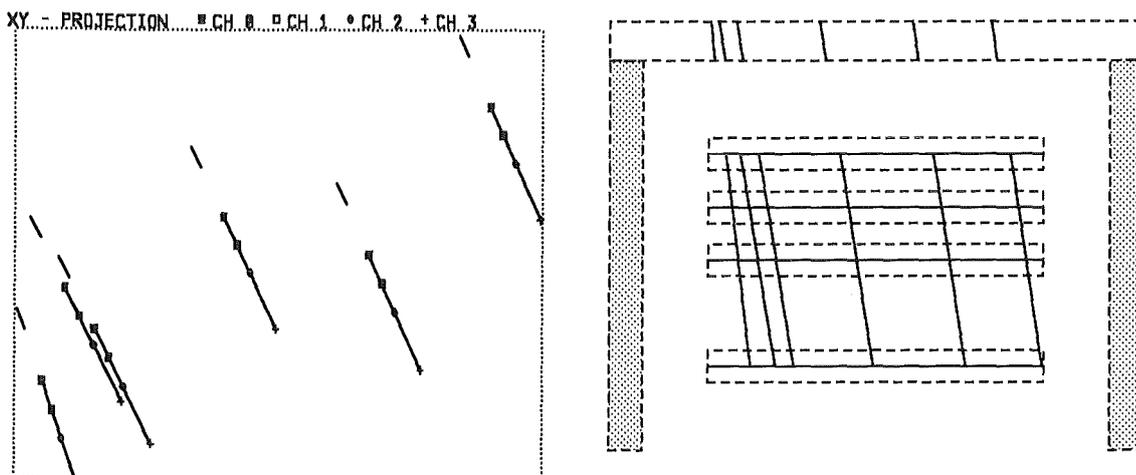


Abbildung 5.5: Beispiel für ein eindeutig aufgelöstes 6-Spur-Ereignis. Die Striche in Richtung der Spuren stellen den Schnitt mit der Abschirmung dar

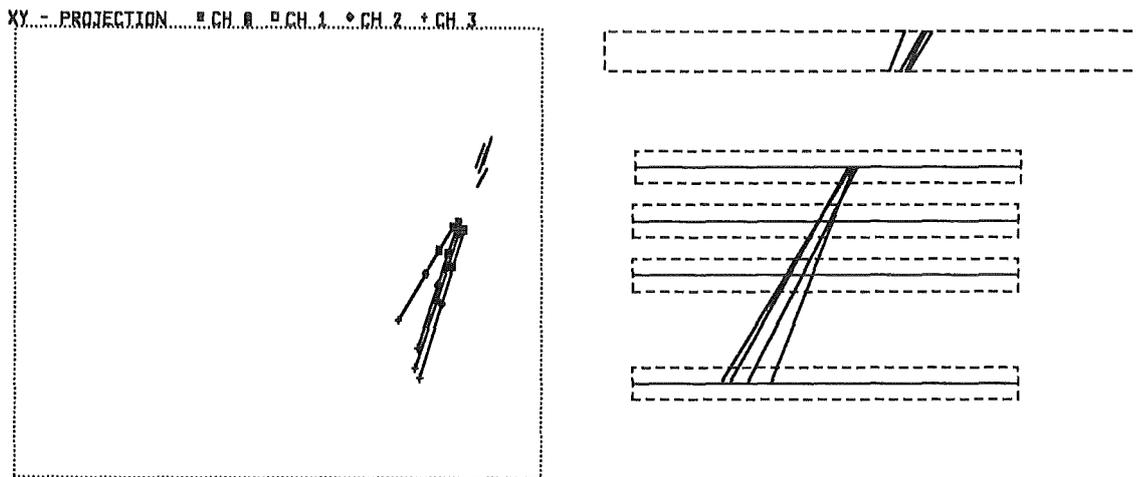


Abbildung 5.6: Beispiel für einen kleinen Sekundärschauer, dessen Ursprung in der Abschirmung oder in einem Eisenträger liegt

5.3.3 Genauigkeit und Grenzen der Spurbestimmung

Aus den Abstandsverteilungen zwischen den gemessenen und den berechneten Spurdurchstoßpunkten (siehe auch Abb. 4.1) ermittelt man eine Ortsauflösung von $\sigma_x = 4$ mm und $\sigma_y = 6$ mm. Durch die Mehrfachstreuung der Myonen in der darüberliegenden Abschirmung erreicht man für Myonen mit weniger als 5 GeV diese Auflösung nicht. Gravierender sind die Einflüsse auf die räumliche Trennung zweier Myonen. Da die Breite der Kathodenstreifen-Cluster schwankt, ist es bei dem verwendeten Verfahren zur Clustertrennung unmöglich, parallele Spuren mit Abständen von der Größenordnung 5 cm aufzulösen. Eine von der jeweiligen Kammer und den Betriebsparametern abhängige Clustertrennung scheint aussichtsreicher. Systematische Untersuchungen über die Abhängigkeit der Clustergröße von Druck und Temperatur werden gegenwärtig durchgeführt [Her93, Kre93]. Zur Spurrekonstruktion in der gegenwärtigen Form sind einige kritische Anmerkungen zu machen:

- Mit nur einer Kammer allein kann nicht eindeutig entschieden werden, ob ein rekonstruierter Punkt zu einer Spur gehört oder nicht. Es ist in diesem Fall auch keine verlässliche Zählung von Myonen möglich. Am auffälligsten wird das bei der besprochenen Problematik der „Phantomtreffer“. Dieses Problem ist bei exakt parallelen Spuren auch nicht durch die Verwendung mehrerer Kammern korrigierbar, da sich dieses spezifische Treffermuster in allen Kammern wiederholt.

Bei der Auswertung der durchgeführten Messungen konnten einige Mehrspurereignisse gefunden werden, bei denen sich Merkmale von „Phantomtreffern“ finden ließen. Eine Erkennung damit erzeugter Spuren ist nachträglich möglich, so daß das berücksichtigt werden kann. Da letztendlich keine Ereignisse mit einer höheren Spuranzahl als 2 verwendet wurden, war dieses Problem nicht weiter kritisch.

- Elektronisches Rauschen sollte meist nur einzelne Drähte oder Streifen zum Ansprechen bringen. Da aber auch viele echte Treffer nur einen Streifen aktivieren, dürfen diese nicht verworfen werden. Dies wiederum erhöht die Anzahl der rekonstruierten Treffer pro Kammer und damit die Chance von Fehlinterpretationen.
- Es gibt zur Zeit noch kein Kriterium dafür, wie die Parameter für das Abschneiden der Cluster zu wählen sind, deshalb werden alle Kammern gleich behandelt. Es besteht dabei die Gefahr, daß zu breite Cluster geteilt werden, und dadurch zuviele Treffer entstehen.

Das benutzte Verfahren zur Spurrekonstruktion wurde auch mit Monte-Carlo-Programmen getestet. Dabei wurden auch „reale“ Ereignisse aus den Daten der CORSIKA-Simulationen zum Test benutzt. Diese Untersuchungen zeigen, daß bei diesen vereinfachten Randbedingungen das Verfahren fehlerfrei arbeitet. Problematisch wird es genau dann, wenn zusätzlich Untergrund mit ins Spiel kommt. Wie sich dieser dann auf das Verfahren auswirkt, ist in Zukunft noch genauer zu untersuchen.

Möchte man die Ergebnisse der Rekonstruktion zur Zählung von Myonspuren anwenden, so ist zu untersuchen, wie eindeutig die Aussage der Rekonstruktion bezüglich der Spuranzahl ist. Dazu wurde eine größere Anzahl (ca. 5000) der Trigger II-Ereignisse mit Hilfe des Event-Display-Programms klassifiziert. Es wurden nur Ereignisse mit 3 bis 12 Spuren untersucht, die Bewertung der 2-Spur-Ereignisse geschieht automatisch, wozu die in Abschnitt 6.3.1 erläuterten Kriterien zugrundegelegt wurden.

Als Kriterium für gültige Spuren innerhalb eines Mehrspurereignisses wurde der Relativwinkel zur mittleren Richtung gewählt. Inwieweit ein solches Kriterium unter den vorliegenden Randbedingungen zulässig ist, wird in Abschnitt 5.3.4 näher ausgeführt. Die Ergebnisse dieser Bewertung nach subjektiven Kriterien sind in Abb. 5.7 dargestellt. Mit zunehmender Anzahl der rekonstruierten Spuren steigt die Wahrscheinlichkeit, eine höhere Spuranzahl zu erhalten als die subjektive Bewertung ergeben hat.

Die Ergebnisse basieren auf einer manuellen Klassifizierung mit dem Event-Display-Programm. Es wurden folgende Klassen gebildet:

1. Die Spuren sind weit voneinander entfernt, so daß eine eindeutige Aussage möglich ist. Enge Doppelspuren werden zu einer gemittelt.
2. Die Spuren sind voneinander getrennt, eine oder mehrere weichen stark von der mittleren Richtung ab. Die Ereignisbewertung mittels der Abweichung von der mittleren Richtung führt zu einer Reduktion der Spuranzahl.
3. Es liegt ein „schlanker“ Schauer vor (maximal 3 Spuren). Durch Mittelung kommt es zur Anzahlreduktion.

4. Es gibt einen ausgedehnten Schauer mit oft sehr stark streuenden Einzelrichtungen. Über diese Ereignisse kann nichts ausgesagt werden und es handelt sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um Untergrundereignisse.

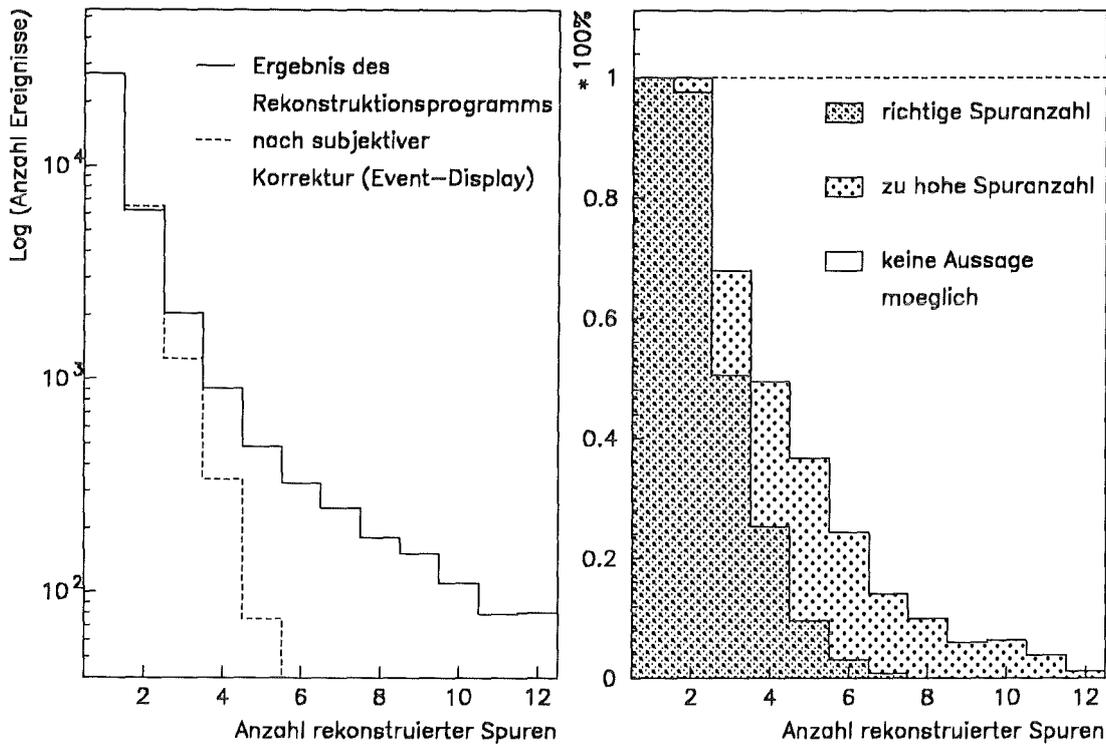


Abbildung 5.7: Gegenüberstellung der Ergebnisse des Rekonstruktionsprogramms und der subjektiven Bewertung (nur Trigger II-Daten)

Die verschiedenen Klassen können gemischt auftreten. Liegt innerhalb eines Ereignisses das Muster von Typ 4 vor, so wird das Ereignis als nicht auswertbar betrachtet. Da die Unterscheidung zwischen Typ 3 und 4 nicht numerisch erfolgte, sind die Grenzen fließend bzw. die Fehler groß. Es wurde festgestellt, daß ein Großteil der Mehrspurereignisse von Trigger Ib- und Trigger Ic-Daten von diesem Typ sind.

5.3.4 Möglichkeiten zur Verbesserung durch Zusatzinformationen

Neben der vorgestellten, einfachen geometrischen Methode zur Spurfindung ist ein Verfahren denkbar, das Eigenschaften der Myonkomponente ausgedehnter Luftschauer ausnutzt [Cor91].

Abb. 5.8 zeigt die Verteilung der Einfallsrichtung der Myonen eines 10^{15} eV protonen-induzierten Luftschauers, welche aus CORSIKA-Simulationsdaten gewonnen wurde. Die

zwei gewählten Energieschwellen für die Myonen entsprechen in etwa der des Myonkammer-Teststandes, bzw. der Energieschwelle unter dem KASCADE-Zentralkalorimeter.

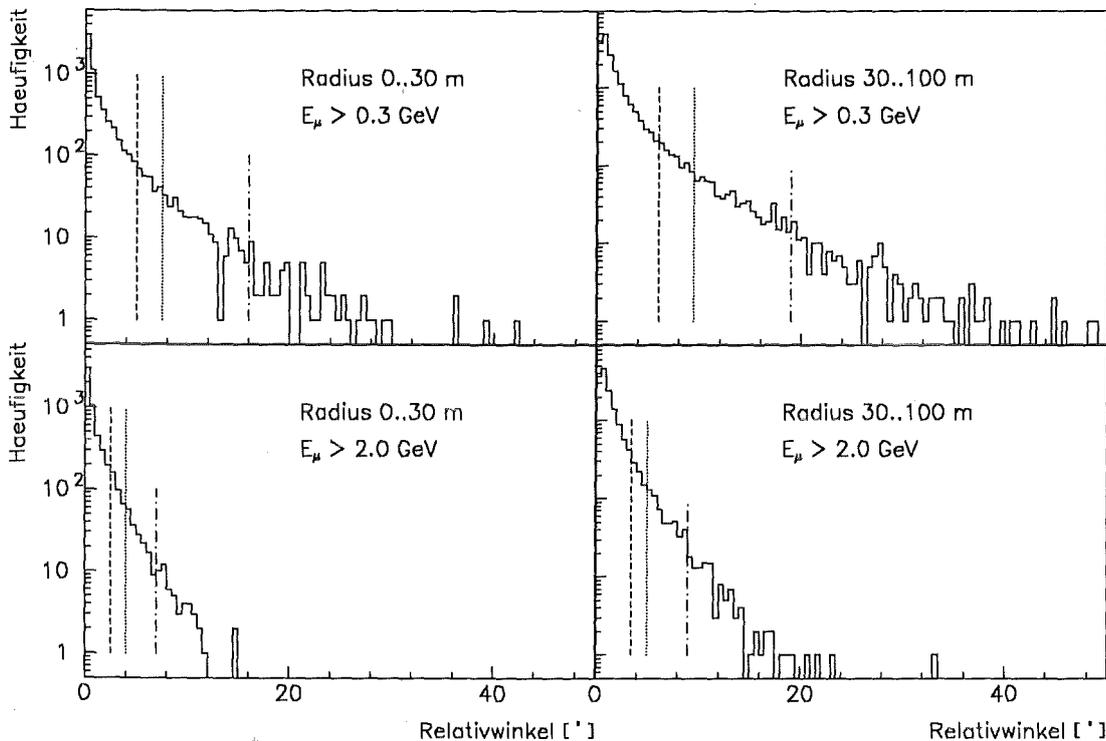


Abbildung 5.8: Verteilung der Einfallsrichtung der Myonen um die Schauerrichtung eines Protonen-Schauers bei 10^{15} eV. Die eingezeichneten vertikalen Linien entsprechen einer 90%, 95% bzw. 99%-Grenze der integralen Myonzahl

Es ist denkbar, bei bekannter Schauerrichtung den zulässigen Winkelbereich der Myonen um die Schauerrichtung, für die Suche nach gültigen Spuren einzuengen. Für die niedrige Energieschwelle des Teststandes müßte dieses Intervall sehr groß gewählt werden. Damit sich 99% der Myonen innerhalb des Intervalls befinden, sind es etwa 20° . Weiterhin gibt es noch einen Effekt durch die Vielfachstreuung der Myonen in der Abschirmung [Mar67, Ach85]. Diese ist erst oberhalb etwa 5 GeV Myonenenergie [Mat91] zu vernachlässigen. Da die Schauerrichtung bei dem bestehenden Aufbau mit dem Mini-Array selbst nur sehr ungenau gemessen werden kann, müßte dieses Intervall weiter vergrößert werden, so daß diese Methode nicht mehr funktionieren würde.

Unter dem KASCADE-Zentraldetektor liegt die Energieschwelle für Myonen hingegen bei etwa 2 GeV. Dadurch halbieren sich ungefähr die Bereiche der zulässigen Relativwinkel, wie in Abb. 5.8 unten zu sehen ist. Zudem wird in diesem Fall die Richtung des Schauers besser als 1° bestimmt werden können [Dol90] (für $N_e > 2 \cdot 10^4$). Dann könnte diese

Methode vernünftig funktionieren. Die Notwendigkeit eines solchen Verfahrens ergibt sich auch daraus, daß nur zwei Lagen Vieldrahtproportionalkammern installiert werden. Wenn dort auch eine exakte Spurrekonstruktion nicht unbedingt angestrebt wird, so müssen trotzdem durch geeignete gegenseitige Zuordnung der Treffer in beiden Nachweisebenen falsche Treffer ausgesondert werden.

Eine offene Frage bleibt weiterhin, wie Sekundärschauer mit zwei Nachweisebenen erkannt werden können. Diese Erkennung ist sehr wichtig, da andernfalls eine systematisch zu hohe Teilchenanzahl gemessen wird. Die Größe des Fehlers hängt dabei von den Parametern der Rekonstruktion und dem Ausgangspunkt des Sekundärschauers ab.

5.4 Winkelverteilungen der Myonen

Als erste Ergebnisse aus der Spurrekonstruktion erhält man Zenit- und Azimutwinkelverteilungen. Für Trigger I-Daten ergeben sich Verteilungen entsprechend Abb. 5.9, die mit den aus der MC-Simulation erhaltenen Verteilungen zu vergleichen sind. Für diese Simulation wurde Beziehung 5.2 für die Zenitwinkelabhängigkeit des Myonflusses benutzt. Für die Azimutwinkelverteilung wurde eine Gleichverteilung angenommen.

$$\frac{dN}{d\Omega}(\Theta) \sim \cos^n(\Theta) \quad , \quad n = 2 \quad (5.2)$$

Als Folge der rechteckigen Triggerfläche kommt es zu vier Maxima in der Azimutwinkelverteilung. Aus geometrischen Gründen führen geringe Verschiebungen der Szintillatorebenen zueinander bereits zu einer erheblichen Asymmetrie in der Azimutwinkelverteilung, während die Zenitwinkelverteilung nur wenig darauf reagiert. Die erkennbare Asymmetrie der Azimutwinkelverteilung resultiert aus einer geringen Verschiebung beider Trigger-Szintillatorebenen gegeneinander.

Wie in Abb. 5.9 zu erkennen ist, besteht eine gute Übereinstimmung der gemessenen Daten mit den Simulationen. Für die geringen Unterschiede sind mehrere Ursachen verantwortlich:

- Der Exponent in Beziehung (5.2) ist nicht exakt 2, sondern variiert leicht mit dem Myonimpuls [All84]. Zur genauen Bestimmung dieses Exponenten ist eine großflächige Anordnung weniger geeignet als beispielsweise ein Teleskop mit einer sehr kleinen Akzeptanz [Gre42].
- Sind die Effizienzen der einzelnen Szintillatorsegmente unterschiedlich oder inhomogen über die Fläche, so ergibt sich ein ähnlicher Einfluß wie bei den Verschiebungen.
- Ein möglicher Einfluß des Gebäudeschattens (s. Lageplan Abb. 3.1) wurde nicht

berücksichtigt, da dies einen sehr erheblichen Aufwand bedeutete. Dieser sollte sich als fehlende Intensität bei kleinen Azimutwinkeln ausdrücken.

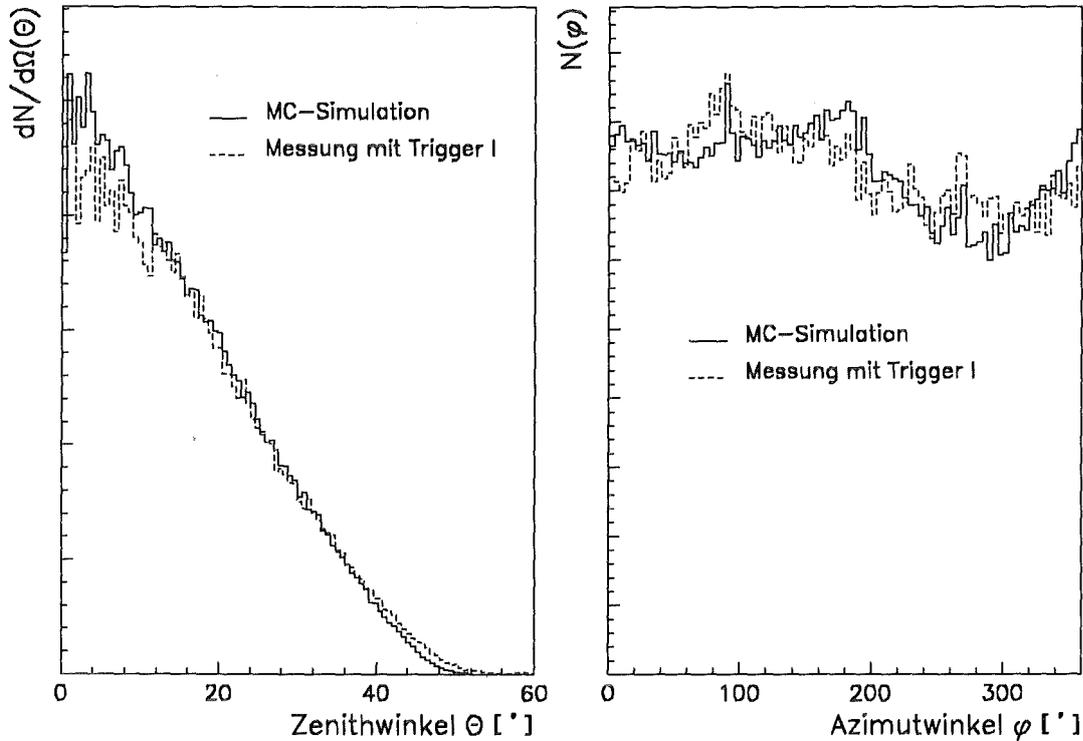


Abbildung 5.9: Azimut- und Zenitwinkelverteilung der Myonspuren aus Trigger I-Daten im Vergleich mit den Ergebnissen der Simulation

Für Trigger II-Ereignisse ergibt sich eine andere Winkelverteilung, die der des Mini-Arrays in etwa entsprechen sollte. Das Maximum der Winkelverteilung $\frac{dn}{d\theta}$ liegt bei etwa 18° (siehe Abb. 5.10), was für diese geographische Breite erwartet wird [Voe92].

Die Azimutwinkelverteilung zeigt dagegen eine sehr starke Asymmetrie. Diese kann nur durch die Lage des Mini-Arrays zu den Gebäuden bzw. zu allen absorbierenden Gebäudeteilen verstanden und erklärt werden (s. Abb. 3.1). Im Bereich maximaler Intensität in der Azimutwinkelverteilung ist die Abschattung für kleine Zenitwinkel am geringsten, außerdem wirkt sich in dieser Richtung die höhere „Transparenz“ der Experimentierhalle im Vergleich zum sich anschließenden Gebäude aus.

Zum Test der Winkelbestimmung durch das Mini-Array auf systematische Abweichungen eignet sich die Untersuchung der Relativwinkel zu den gleichzeitig rekonstruierten Myonspuren.

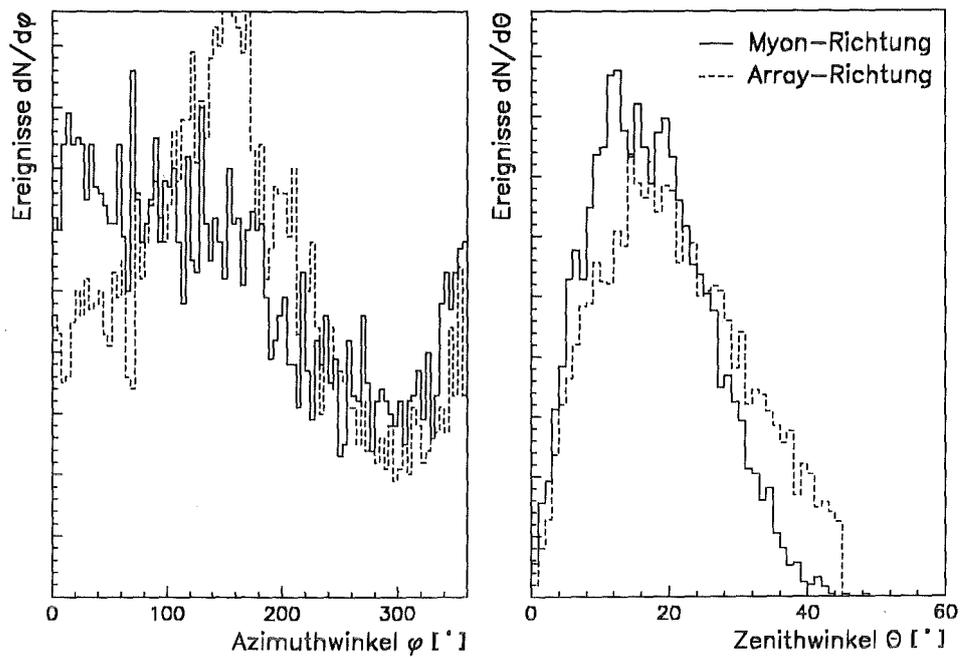


Abbildung 5.10: Winkelverteilungen für die Myonen und die berechnete Schauerrichtung für Trigger II-Ereignisse mit einer Myonspur. Es werden jeweils die gleichen Ereignisse verwendet

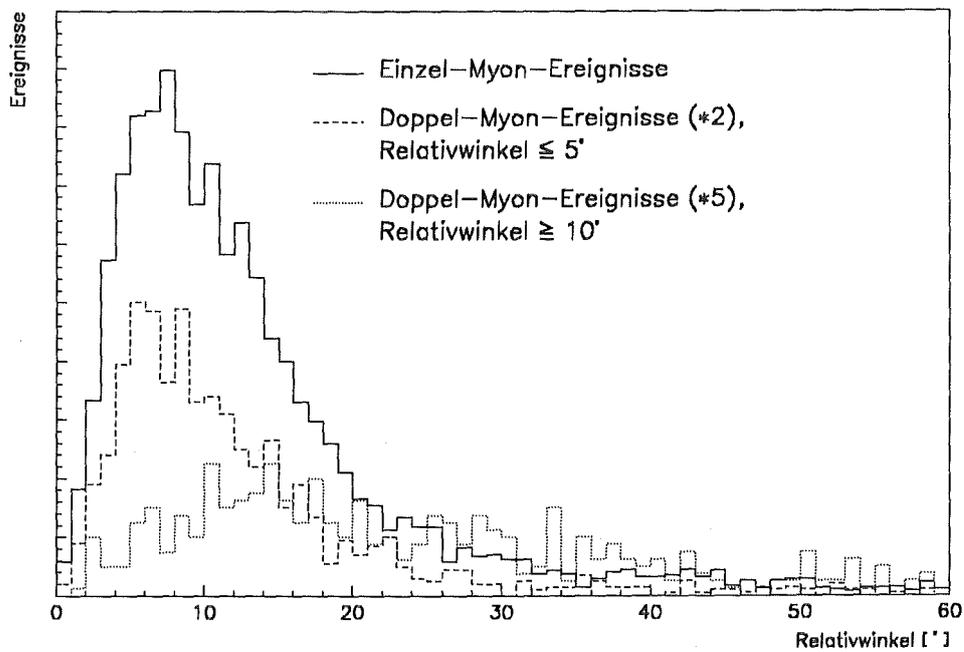
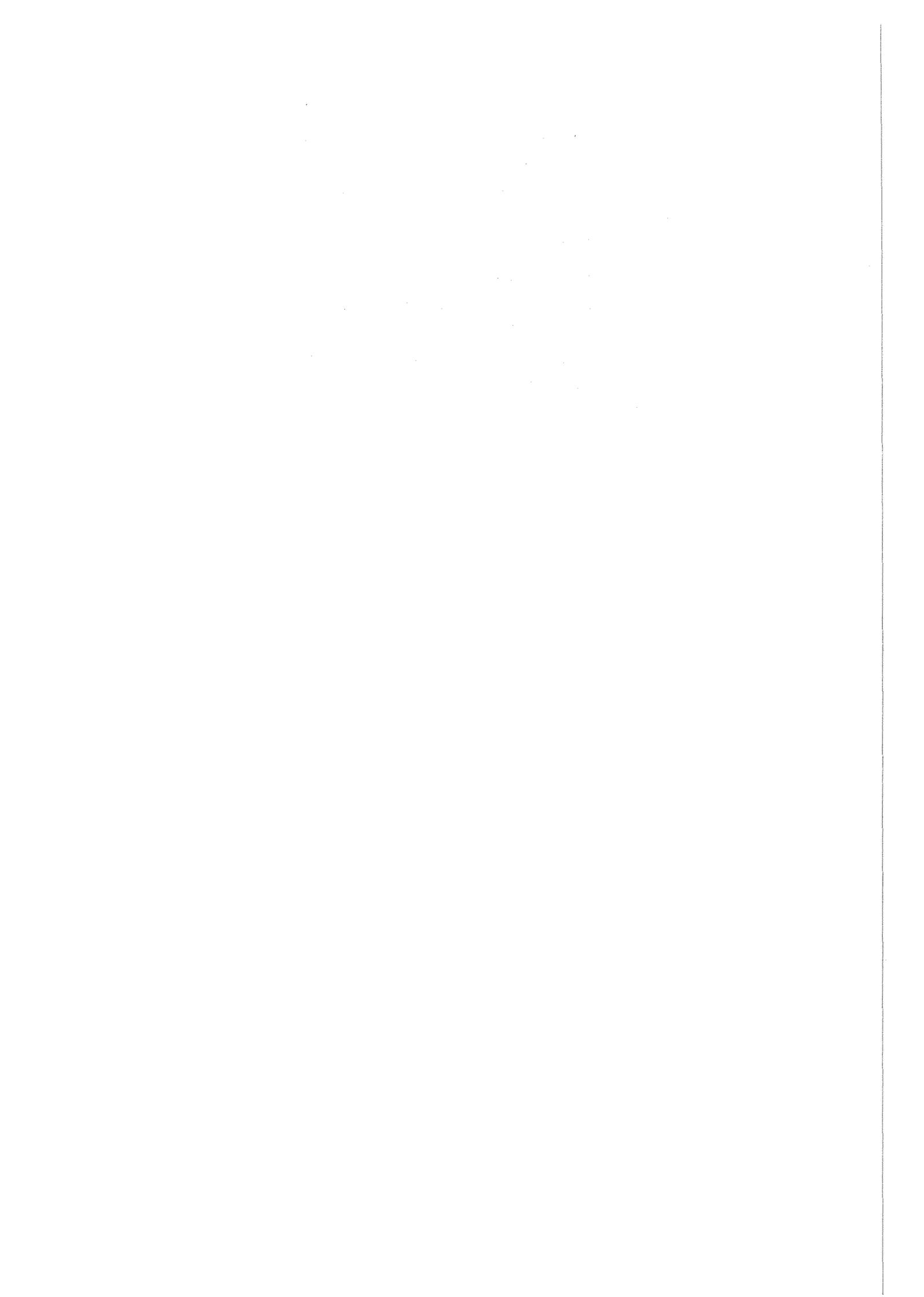


Abbildung 5.11: Relativwinkel zwischen berechneter Schauerrichtung und der mittleren Myonrichtung

In Abb. 5.11 ist der Relativwinkel zwischen der berechneten Schauerrichtung (mit den Daten des Mini-Arrays) und der Myonrichtung für verschiedene Ereignisse aufgetragen. Die Richtung der 2-Myon-Ereignisse mit kleinem Relativwinkel zueinander stimmt mit der berechneten Schauerrichtung etwas besser überein als die Richtung von 1-Myon-Ereignissen. Dagegen stimmt die mittlere Richtung von 2-Myon-Ereignissen mit einem Relativwinkel von über 10° wenig mit der berechneten Schauerrichtung überein.

Aus den Abbildungen 5.10 und 5.11 folgt, daß es systematische Abweichungen zwischen der Richtung der Myonspur und der Schauerrichtung gibt, die hauptsächlich aus den Unterschieden beider Azimutwinkel herrühren. Es stellt sich weiterhin heraus, daß die Abweichungen beider Azimutwinkel vom Azimutwinkel selbst abhängt. Zur Zeit werden Untersuchungen durchgeführt, ob dies an der Methode liegt, wie die Schauerrichtung bestimmt wird [Sch93].



6 Messung von Myon-Ankunftszeiten

Die Messung von Teilchenankunftszeiten stellt eine Methode dar, um Informationen über die longitudinale Schauerentwicklung zu gewinnen. Zusammen mit einem Überblick über die historische und experimentelle Entwicklung auf diesem Gebiet werden mögliche Signaturen für die Masse des Primärteilchens aus Ergebnissen über die Ankunftszeitverteilungen aus Simulationen aufgezeigt.

Zur Interpretation der Daten von Messungen, welche die Informationen aus dem Zeitmeßsystem der Triggerebenen mit den Myonspuren in den Vieldrahtproportionalkammern kombiniert, sind verschiedene Selektionskriterien anzuwenden, die diskutiert werden.

6.1 Einführende Bemerkungen

Zu Beginn der 50-er Jahre wurde bereits versucht, relative Ankunftszeiten der Teilchen der Schauerscheibe zu messen. Dies gelang erstmalig Jelley und Whitehouse [Jel53]. Walker und Watson [Wal81] führten Ankunftszeitmessungen durch, um die Änderung der Tiefe des Schauersmaximums mit der Primärenergie (elongation rate) zu bestimmen, welche zwar modellabhängig ist, jedoch auch vom Primärteilchen abhängt. Die Messung der Teilchenankunftszeiten ist demnach ein Weg, etwas über die longitudinale Entwicklung des Schauers in Abhängigkeit von der Primärenergie zu erfahren. Von Kakimoto et al. [Kak83] wurden ähnliche Messungen mit Myonen durchgeführt.

Die Messungen von Linsley [Lin86] zeigten, daß die Ankunftszeitverteilungen vom Abstand zur Schauerachse dominiert werden. Die anschauliche Bedeutung dieses als *Linsley-Beziehung* bekannten Zusammenhangs ist, daß die „Scheibe“ der Schauerteilchen eine nach außen zunehmende Dicke σ_t aufweist. Mit dieser Beziehung kann für kleinere Detektorarrays der Abstand zum Schauerkern r abgeschätzt werden.

$$\sigma_t = \sigma_{t0} \left(1 + \frac{r}{r_t}\right)^b \quad (6.1)$$

Die von Linsley gefundenen Abhängigkeiten der Parameter waren:

$$b(E_0, \theta) = (2.08 \pm 0.08) - (0.40 \pm 0.06) \sec \Theta + (0 \pm 0.06) \log(E_0/10^{17} \text{eV})$$

wobei $r < 1.7 \text{ km}$, $10^{17} < E_0 < 10^{20} \text{ eV}$, $\sigma_{t0} = 1.6 \text{ ns}$ und $r_t = 30 \text{ m}$. Wie man erkennt, ist die von Linsley ermittelte Abhängigkeit des Parameters b von Schauerenergie E_0 und -richtung Θ nicht sehr stark.

Die damalige experimentelle Technik erlaubte es nicht, gute Zeitauflösungen zu erreichen. Daher mußte bei großen Abständen zur Achse gemessen werden, was sehr große Schauer ($E_0 > 10^{16} \text{ eV}$) voraussetzt, um ausreichend hohe Teilchendichten zu bekommen. Die Detektoren für diese Experimente waren entsprechend der geringen Teilchendichte sehr

großflächig (einige m^2). Mehrere wurden zu einem Meßkanal zusammengefaßt, dessen Signal einem Speicheroszilloskop zugeführt wurde. Die Pulsanstiegszeit wurde gemessen und über Monte-Carlo-Simulationen mit Parametern der Schauerentwicklung in Zusammenhang gebracht [Kak86, Khr90].

Mit der fortschreitenden technischen Entwicklung wurde es möglich, mit besserer Zeitauflösung zu messen. Sowohl bei der Pulsanalysetechnik sind Fortschritte zu verbuchen, wie auch die Verwendung elektronischer Zeitmesser (TDC) zur Bestimmung von Zeitdifferenzen experimentell interessant ist. Neuere Arbeiten [Khr90, Vil86] zielen darauf ab, etwas über die mit der longitudinalen Schauerentwicklung verknüpften Fragen zu ermitteln.

Die Messung der Ankunftszeitverteilung der Myonen ist im wesentlichen durch zwei Probleme gekennzeichnet:

- Die Definition eines einfach zu messenden Zeitnullpunktes ist aufgrund der Fluktuationen an der Schauerfront schwierig, besonders bei großen Abständen vom Schauerkern.
- Die Teilchendichte ist zudem gering, was zu statistischen Unsicherheiten bei der Interpretation der gemessenen Parameter führt.

Es müssen also entweder sehr große Detektoren verwendet werden, was sich bei Verwendung der Pulsanalysetechnik anbietet, oder viele kleinere Detektoren müssen eine größere Fläche belegen. Nur wenn jeweils ein Teilchen pro Detektor eintrifft, können TDCs (Time-to-Digital-Converter) verwendet werden, was zu geringeren Kosten pro Kanal führen kann.

Um erste Anhaltspunkte zu gewinnen, wurden daher aus den Simulationsdaten des Programms CORSIKA die Zeitverteilungen bestimmt [Reb92a] und auf ihren prinzipiellen Aussagegehalt hin untersucht.

In Radiusintervallen von jeweils 20 m wurde die mittlere Myon-Ankunftszeit und die Breite dieser Verteilung (RMS) für jeweils 200 p- bzw. Fe-Schauer bei 3 verschiedenen Primärenergien ($5 \cdot 10^{14}$, $1 \cdot 10^{15}$ und $1 \cdot 10^{16}$ eV) aus CORSIKA-Daten jeweils individuell bestimmt. In Abb. 6.1 finden sich die Mittelwerte dieser Größen sowie die Breite dieser Verteilungen (Fluktuationen) über dem Radius aufgetragen. Sowohl Mittelwerte als auch die Standardabweichungen der Ankunftszeiten zeigen systematische Unterschiede zwischen p- und Fe-Schauern. Aufgrund der Streuungen dieser Werte zwischen den Einzelschauern (angedeutet durch die Fehlerbalken) ist eine vernünftige Trennung von p- und Fe-Schauern nur über die Mittelwerte der Ankunftszeiten bei Radien über 150 m möglich.

In diesen Verteilungen wurde bereits eine Detektorzeitauflösung von 2 ns mit berücksichtigt. Keine Berücksichtigung fand in diesem Stadium der Einfluß der begrenzten Detektorgröße. In einem Radiusintervall können deshalb nur Zeiten von sehr wenigen Myonen gemessen werden. Die gezeigten Verteilungen stellen also die beste zu erreichende

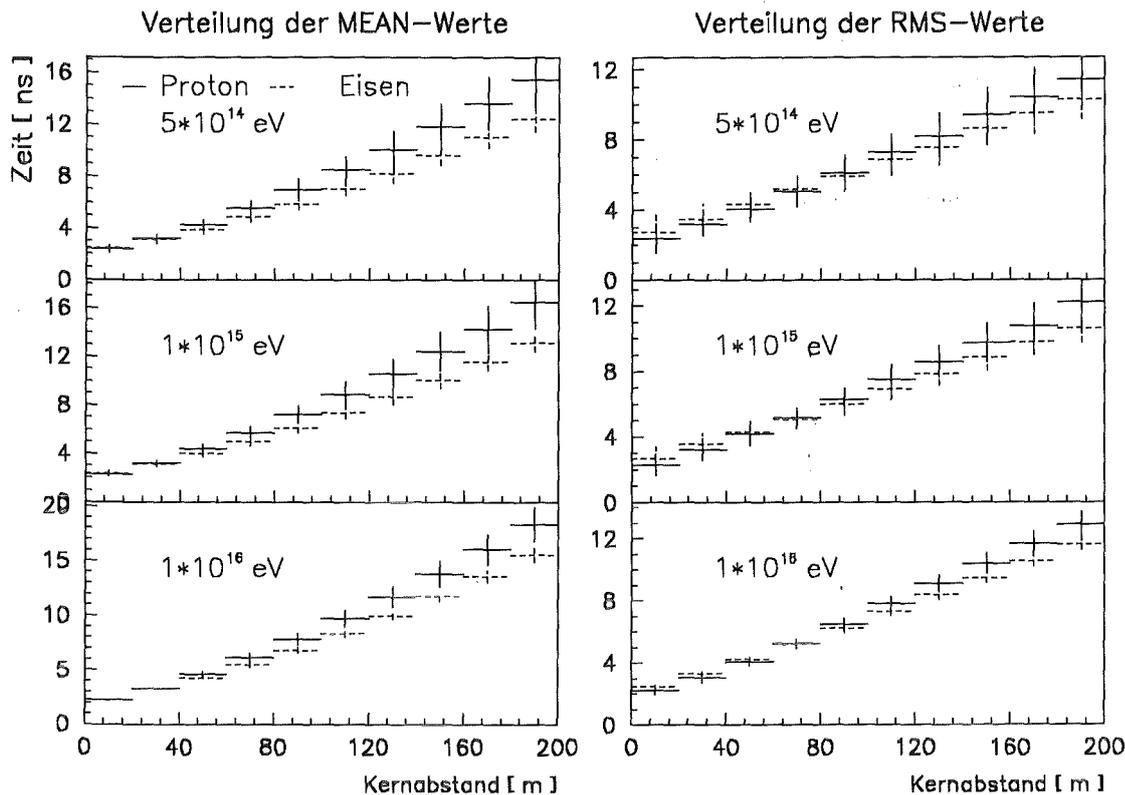


Abbildung 6.1: Aus CORSIKA-Daten gewonnene Verteilung der Kenngrößen $\langle t_\mu \rangle$ und $RMS(t_\mu)$

Auflösung dar. Eine Trennung nach Primärteilchenmasse über die ermittelten Kenngrößen kann also erst ab etwa 140 m für Energien $\geq 10^{15}$ eV funktionieren. Für einzelne Schauer ist eine solche Trennung praktisch nicht möglich, da die tatsächliche Flächenbelegung eines Detektors zu gering ist. Eine zusätzliche Charakterisierung der zeitlichen Kenngrößen mit dem Verhältnis N_μ/N_e verspricht eine Verbesserung der Massentrennung [Reb92b].

Um aus den Zeitverteilungen Aussagen für mehrere Schauer machen zu können, müssen Zeitverteilungen über mehrere gleichartige Schauer aufsummiert werden. Dazu ist es eine notwendige Voraussetzung, daß alle, die Zeitverteilungsfunktion beeinflussenden, Parameter bekannt sind bzw. konstant gehalten werden. Neben dem Abstand zum Schauerkern r , nach dem die gemessenen Relativzeiten dann zu ordnen sind, sind weitere wichtige Parameter die Schauergröße N_e , die Myon-Schwellenenergie E_μ des Detektors sowie der Zenitwinkel.

Im folgenden werden zunächst die Ankunftszeiten vom Myonen relativ zu einer am Myonort bestimmten Ankunftszeit der Schauerfront berechnet. Ereignisse, bei denen mehr als ein Myon vorhanden ist, erlauben es zusätzlich, das zuerst ankommende Myon als Zeitnullpunkt zu verwenden. Dadurch wird man zwar unabhängig von den Fehlern bei der Bestimmung der Schauerfront, doch auch die Ankunftszeit des ersten nachgewiesenen Teilchens hat selbst eine zeitliche Fluktuation (s. Anhang zu [Vil86]).

6.2 Zeitverteilungen von einzelnen Myonen

Für die Messung der Zeitverteilungen der Myonen ist ein geeigneter Zeitnullpunkt erforderlich. Es wird hierzu die Ankunftszeit der Schauerfront am Ort der Myonzeitbestimmung als Referenzzeit gewählt. Die Auswertung beschränkt sich auf die Messungen, bei denen das Mini-Detektorarray als Trigger für die Meßanordnung diente (Trigger II), da nur hier die Möglichkeit zur Schauerfrontbestimmung besteht.

Von allen gemessenen Ereignissen werden hierzu nur solche ausgewählt, die genau eine Spur haben, die durch alle vier Kammern und durch einen Triggerszintillator der unteren Triggerebene verläuft. Diese Einschränkungen vermindern das aktive Volumen des Detektors.

Um nun tatsächlich nur ein einzelnes Teilchen im Detektor zu haben, darf es nur ein Zeitsignal von dem betreffenden Szintillatormodul geben. Dieses Modul wird durch den Durchstoßpunkt der Myonspur in der unteren Szintillatorebene ermittelt. Damit wird auch gleichzeitig die Anwesenheit von anderem Untergrund weitgehend ausgeschlossen, der bei der Spurberechnung nicht erkannt wurde. Diese Einschränkung führt dazu, daß ca. 30 % der Ereignisse hier verworfen werden müssen. Am Schnittpunkt der Teilchenspur mit dem Szintillatormodul wird über die Ebenengleichung der Schauerfront (s. Abschnitt 5.2) dann die Ankunftszeit der Schauerfront bestimmt.

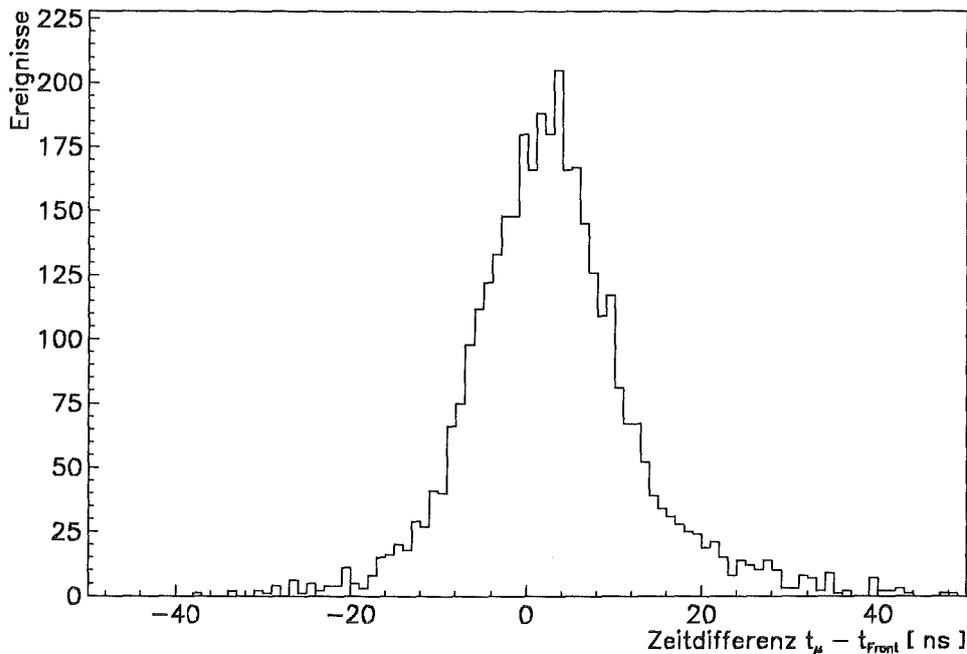


Abbildung 6.2: Einzelmyon-Zeitverteilung, aufgetragen ist die Differenz zwischen Myon-Ankunftszeit und Schauerfrontankunftszeit $t_\mu - t_{Front}$

Abb. 6.2 zeigt die Ankunftszeitverteilung einzelner Myonen in Bezug zur Schauerfront für die Daten der Runperioden III und IV (s. Abschnitt 4.1). Diese Verteilungen sind sehr breit, was eine Folge der Ungenauigkeit bei der Berechnung der Schauerfront ist (s. Abschnitt 5.2). Aus diesem Grund sind die zeitlichen Eigenschaften der Myonkomponente, die eigentlich von Interesse sind, verdeckt.

Bei Mitbenutzung der Information der unteren, abgeschirmten Szintillatoren der Array-Detektoren, kann die Abhängigkeit von der Genauigkeit der Schauerfrontbestimmung etwas verdeutlicht werden. Diese Detektoren sind aufgrund der darüberliegenden Abschirmung sensitiv auf den hochenergetischen Anteil der elektromagnetischen Schauerkomponente. Je mehr von ihnen ein Signal über der 1-Teilchen-Schwelle registriert haben, desto enger werden die Zeitverteilungen (s. Tabelle 6.1). Dies ist so zu interpretieren, daß die jeweiligen Ereignisse im Mittel bei kleinerem Abstand zum Schauerkern gemessen wurden. Diese spezielle Auswahl erhöht gleichzeitig die Teilchendichte der elektromagnetischen Komponente am Detektorort und damit die Chance, dort das erste Teilchen der Front nachzuweisen.

Anzahl Detektoren mit Signal über Schwelle	0	1	2	3	4
$RMS(t_\mu)$ [ns]	10.5	10.0	9.0	8.8	6.7

Tabelle 6.1: Breite der Ankunftszeitverteilungen von einzelnen Myonen in Abhängigkeit von den Signalen der Miniarray-Detektoren

Weiterhin ist im Mittel die Verzögerung der Myonen gegenüber der Schauerfront in diesem Falle kleiner, so daß eigentlich zwei gleichläufige Effekte beobachtet werden. Der Gesamteffekt ist nicht sehr deutlich zu sehen, da die Breite der Verteilung wesentlich von den Fehlern der Schauerfrontbestimmung dominiert wird. Um diesen Fehler zu verringern, wäre eine größere Anzahl von Array-Detektoren wünschenswert. Eine alternative Vorgehensweise besteht darin, die Ankunftszeiten der Myonen relativ zum ersten Myon in der Anordnung zu messen, wozu mindestens zwei Myonen nachgewiesen werden müssen.

6.3 Ankunftszeitverteilungen bei Mehrspur-Ereignissen

Bevor die Verteilungen der Abstände und der relativen Ankunftszeiten untersucht werden können, müssen auf die gemessenen Ereignisse verschiedene Schnitte angewendet werden. Diese werden zuerst beschrieben und dienen hauptsächlich der Unterdrückung von Ereignissen mit Sekundärschauern (s. Abschnitte 4.3 und 4.4.3).

6.3.1 Auswertung von Doppelspurereignissen

Zur Trennung der wirklichen 2-Spur-Ereignisse von vorgetäuschten 2-Spur-Ereignissen, werden die nachstehend beschriebenen Datenfilter nacheinander angewendet. Alle verfügbaren Daten werden zunächst in zwei Klassen eingeteilt, je nachdem ob nur eine Koinzidenz der Triggerszintillatorebenen vorgelegen hat (Trigger I) oder ob das Mini-Detektorarray angesprochen hat (Trigger II). Die Ereignisse beider Klassen werden getrennt der nachfolgend beschriebenen Auswertung unterzogen.

1. Es werden nur die Ereignisse selektiert, bei denen die Spurrekonstruktion genau zwei Spuren ergeben hat. Die relativ kleine Anzahl von Ereignissen mit höherer Spuranzahl, die aufgrund der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Bewertung zu zwei Spuren reduziert wurden, wird hier nicht berücksichtigt.
2. Beide Spuren dürfen keinen kleineren Abstand als 5 cm voneinander haben. Das entspricht etwa der mittleren Clusterbreite und soll die mit der Clusterbestimmung verbundenen Unsicherheiten ausschalten (siehe Abschnitt 5.3.1). Diese Bedingung wird jeweils in den äußersten Kammern überprüft, sich kreuzende Spuren können durchaus erlaubt sein, und werden deshalb eigens bewertet (Ergebnisse siehe Tabelle 6.3).
3. Die Spuren dürfen sich in der xy-Projektion (Aufsicht) nicht schneiden. Die Grenzen des zu überprüfenden Bereiches sind die Oberkante der Abschirmung und die unterste Myonkammer. Dies ist das wichtigste Kriterium zur Unterdrückung von Sekundärschauern.
4. Für die Abweichung der Richtung einer Spur von der mittleren Richtung beider Spuren wird eine Grenze angegeben. Die einzelnen Ereignisse werden dann durch ihren Relativabstand und -winkel charakterisiert. Der Abstand ist dabei parallel zur Nachweisebene in der Mitte des Kammerstapels definiert.

Die Abstände der 2-Spur-Ereignisse sind für beide Ereignisklassen in Abb. 6.3 aufgetragen. Diese Verteilungen unterscheiden sich in ihrem Verlauf recht stark voneinander, wobei besonders die Häufung von Ereignissen mit Abständen von 0 - 50 cm bei Trigger I-Ereignissen auffällig ist. Die Verteilung der Relativwinkel zeigt ebenfalls deutliche Unterschiede. Für die mit Trigger I gemessenen Doppelspuren ergibt sich fast eine Gleichverteilung, d.h. es zeigt sich keine Häufung von Ereignissen mit parallelen Spuren.

Es ist zu vermuten, daß die Unterschiede in beiden Auftragungen bei kleinen Relativabständen auf eine ungenügende Unterdrückung der, durch die Myonen in der Abschirmung erzeugten, Spuren zurückzuführen ist. Aus diesem Grund wurde versuchsweise eine Verschärfung des dritten Kriteriums getestet. Wenn die Spuren zu einem elektromagne-

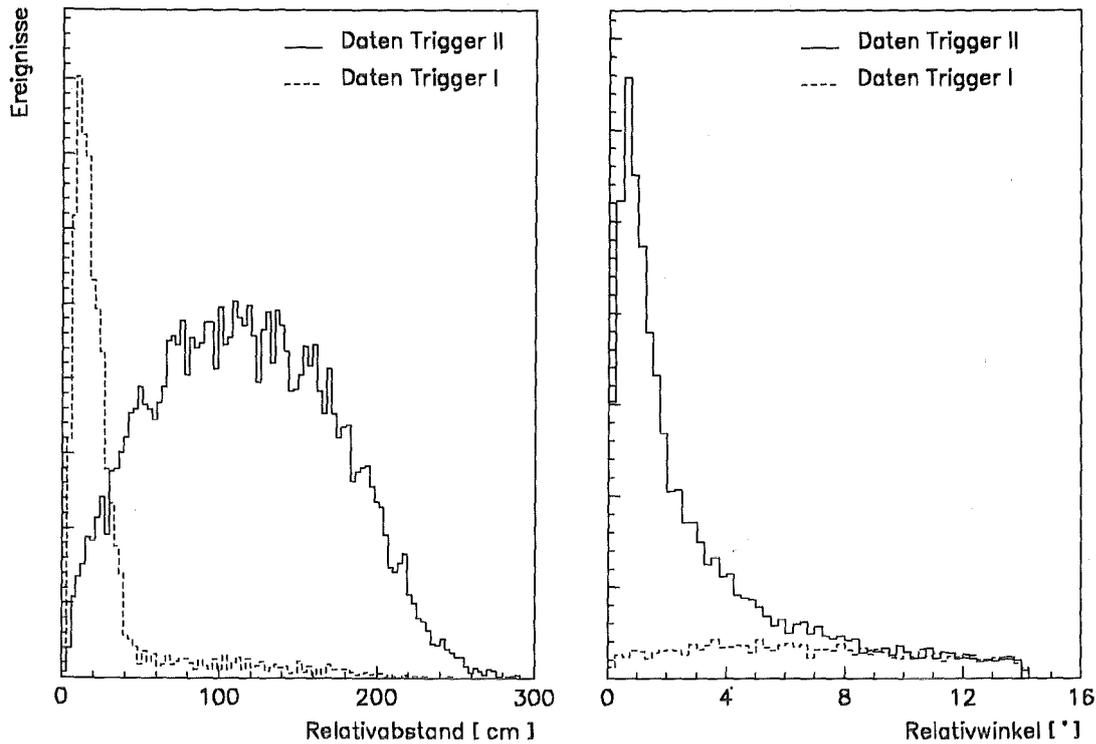


Abbildung 6.3: Verteilung der Relativabstände und -winkel der Doppelspurereignisse beider Klassen

tischen Schauer gehören, dann sollten sie innerhalb eines Kreises von $3.5 * R_M$ (R_M : Molière-Radius, in Eisen 1.6 cm) die Abschirmung verlassen ².

Dieses zusätzliche Kriterium vermindert die Anzahl der zugelassenen Ereignisse mit einem Relativabstand kleiner als 50 cm um etwa 40% bei den Trigger I-Daten. Es zeigt sich allerdings auch eine geringe Auswirkung auf die Abstandsverteilung der arraygetriggerten Daten, wodurch auch hier weniger Ereignisse zugelassen werden. Wird der Durchmesser des Kreises vergrößert, verringert sich die Anzahl der zugelassenen Ereignisse noch weiter. Das weist darauf hin, daß diese Ereignisse als zusätzliche, in der Abschirmung erzeugte, Spuren zu interpretieren sind.

Wie in Abschnitt 4.2 erläutert wurde, können bei der Messung mit Trigger I verschärfte Triggerbedingungen gewählt werden, die Ereignisse mit höherer Spurenanzahl anreichern sollen. Es zeigt sich, daß die hiermit genommenen Daten etwa achtmal mehr Ereignisse mit einem Relativabstand kleiner als 50 cm haben als ohne diese Bedingungen. Bei diesen Messungen wurde bereits in Abschnitt 4.4.3 festgestellt, daß sie sehr viele Ereignisse beinhalten, bei denen im Detektor weitere Teilchenspuren erzeugt werden, was sich mit der Interpretation dieses Abschnitts deckt.

²Dieser Radius von $3.5 * R_M$ enthält 99% der im Schauer enthaltenen Energie [Agu90].

Um zu verstehen, wie die Abstandsverteilungen bei den Trigger II-Daten zustandekommen, ist zu untersuchen, ob die Form der Abstandsverteilung aus geometrischen Überlegungen ableitbar ist, oder mit einer Eigenschaft der Myonkomponente zusammenhängt. Für die Untersuchung des geometrischen Aspekts werden Simulationsrechnungen durchgeführt. Ausgehend von einer homogenen gewürfelten Verteilung von Teilchen auf einer größeren Fläche werden diejenigen Ereignisse selektiert, bei denen sich auf einer dem Detektor entsprechenden Fläche genau zwei Teilchen befinden. Es zeigt sich, daß der Verlauf der daraus erhaltenen Abstandsverteilung unabhängig von der gewählten Teilchendichte ist ($0.01 - 1 \text{ m}^{-2}$). Ein Vergleich der Auftragung der Messdaten mit der Simulation zeigt eine sehr gute Übereinstimmung (s. Abb. 6.4). Bei großen Abständen ist ein leichter Unterschied zu erkennen. Dies liegt daran, daß bei der Simulation von einem ebenen Problem ausgegangen wird und die räumliche Ausdehnung (mehrere Kammern übereinander) unberücksichtigt bleibt, wodurch Ereignisse mit größeren Abständen geringfügig unterdrückt werden.

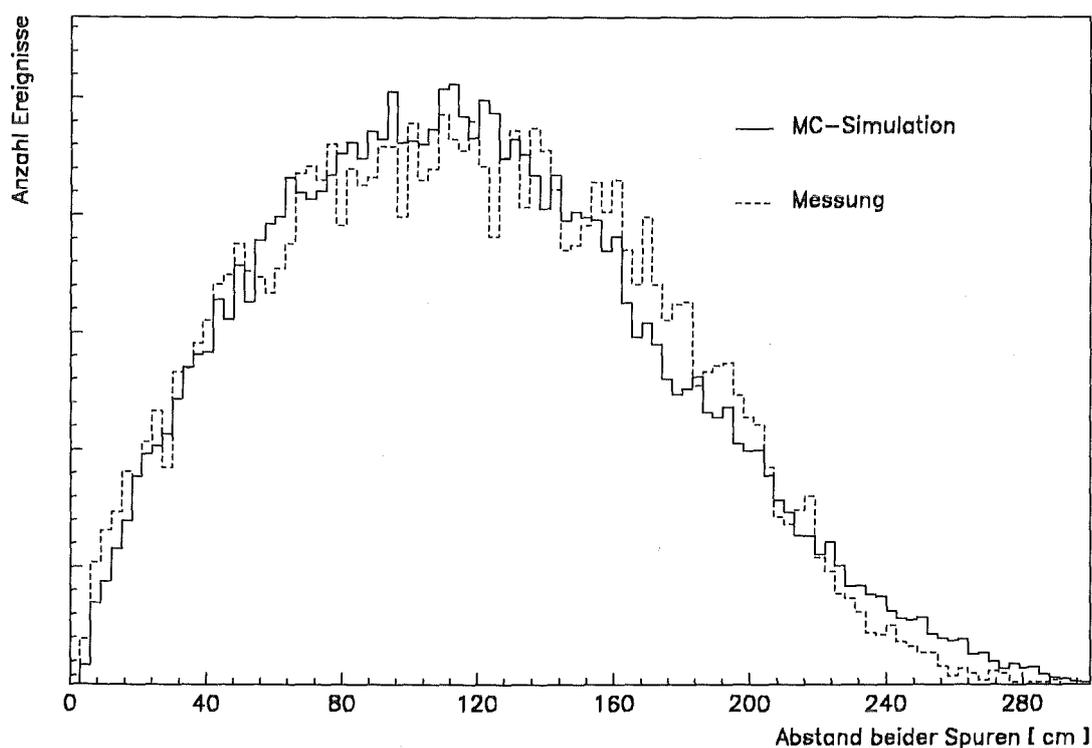


Abbildung 6.4: Vergleich der simulierten und der gemessenen Relativabstandsverteilung

Der Vergleich von Messung und Simulation zeigt daher, daß im Rahmen der Meßfehler ein rein von der Geometrie verursachter Effekt beobachtet wird.

Die primär vorhandene Myondichte ist allerdings für die Häufigkeit der Ereignisse relevant, was sich demnach in dem Verhältnis der Anzahl der erfolgreich simulierten Ereignisse zur Anzahl aller gewürfelten Ereignisse ausdrückt. Wegen der fehlenden Information über die primäre Schauerenergie ist ein Vergleich von erwarteter und gemessener Häufigkeit solcher Ereignisse nicht zulässig. Das gilt auch für die hier nicht behandelten Ereignisse mit höherer Spurenanzahl.

6.3.2 Interpretation der Zeitmessungen

Nach durchgeführter Datenreduktion bleiben insgesamt noch 28093 2-Spur-Ereignisse übrig. Bei diesen wird versucht, jeder Spur eine Zeitinformation zuzuordnen. Wenn es keine Zeitinformation gibt, oder die Anzahl von Orts- und Zeitinformationen sich nicht deckt, wird das jeweilige Ereignis verworfen. Dadurch reduziert sich die Anzahl der zugelassenen Ereignisse sehr stark, so daß noch 1168 Ereignisse aus den Run-Perioden II bis IV verbleiben, bei denen jeder Myonspur zweifelsfrei eine Zeitinformation zuzuordnen ist.

Für alle Ereignisse findet noch eine Korrektur der Zeitdifferenz mittels der mittleren Richtung beider Spuren statt. In Abhängigkeit von dieser mittleren Richtung wird eine der beiden Zeiten um

$$\Delta t = \frac{\Delta r * \sin(\Theta)}{c} \quad , \quad \begin{array}{l} c \quad : \text{ Lichtgeschwindigkeit} \\ \Delta r \quad : \text{ Abstand beider Spuren} \end{array}$$

korrigiert. Der Azimutwinkel des Ereignisses bestimmt dabei, bei welcher Spur die Zeit zu korrigieren ist. Diese Korrektur ist erforderlich, da die Beobachtungsebene, in der die Szintillatoren liegen, nicht gleichzeitig parallel zur Schauerfront liegen muß. Es wird angenommen, daß die mittlere Richtung beider Spuren die Schauerrichtung mit geringerem Fehler darstellen kann, als die Bestimmung der Schauerfront mittels der Array-Detektoren.

Die berechneten Absolutwerte der Zeitdifferenzen werden für die Runperioden II - IV jeweils getrennt ermittelt. Weitere Kriterien zur Beurteilung der Ereignisse sind der Relativwinkel zwischen beiden Spuren und die Tatsache, ob die Schauerrichtung zu berechnen ist, d.h. daß im allgemeinen eine genügend hohe Teilchendichte bei den Array-Detektoren vorliegt.

Damit werden vier Klassen von Ereignissen gebildet:

1. Relativwinkel $\leq 10^\circ$
2. Relativwinkel $\leq 10^\circ$ und Schauerrichtung mit Mini-Array bestimmbar
3. Relativwinkel $\leq 5^\circ$ und Schauerrichtung mit Mini-Array bestimmbar
4. Relativwinkel $\leq 3^\circ$ und Schauerrichtung mit Mini-Array bestimmbar

Diese zunehmende Verschärfung der Anforderungen vermindert natürlich die Anzahl der zur weiteren Analyse verfügbaren Ereignisse. Diese Kriterien werden gewählt, da im vor-

liegenden Experiment eine Bestimmung des für die Zeitverteilungen notwendigen Parameters „Abstand zum Schauerkerne“ nicht möglich ist. Auch andere Schauerparameter wie Schauergröße, Schaueralter oder Primärenergie können nicht bestimmt werden.

Es ist aufgrund der höheren Dichte der elektromagnetischen Komponente bei kleinem Abstand zur Schauerachse wahrscheinlicher, daß mehrere der Array-Detektoren ansprechen. Dadurch ist es eher möglich, die Schauerrichtung zu bestimmen. Da eine Erhöhung der Primärenergie E_0 die gleichen Auswirkungen hat, kann zwischen beiden Ursachen nicht unterschieden werden.

Die zunehmende Einschränkung des Relativwinkels zwischen beiden Spuren bedeutet im Mittel ebenfalls eine Verringerung des Abstandes zur Schauerachse. Dies zeigt sich auch indirekt daran, daß die Streuung der Myonrichtungen um den Zenitwinkel mit abnehmendem Abstand zum Schauerkerne ebenfalls abnimmt (s. Abb. 5.8 in Abschnitt 5.3.4).

In der Literatur wird eine Gamma-Dichteverteilung nach Bez. 6.2 als Näherung für die Ankunftszeitverteilungen der Myonen vorgeschlagen [Vil86].

$$f(t) = \frac{a^b}{\Gamma(b)} t^{b-1} e^{-at} \quad , \quad \text{mit } a > 0 \text{ und } b > 1 \quad (6.2)$$

Bei Abständen zum Schauerkerne von maximal etwa 70 m und kleinen Relativzeiten (< 25 ns) stellt die Exponentialfunktion den dominierenden Anteil in der Ankunftszeitverteilung und auch in der relativen Zeitverteilung dar. Diese Eigenschaft zeigt sich sowohl bei Zeitverteilungen aus Simulationsdaten als auch bei den Daten des MSU-Experiments (MSU = Moscow State University) [Khr90] (s. Abb. 6.6).

Aus diesem Grund wird eine Exponentialverteilung als vereinfachte Form zur Darstellung der relativen Zeitverteilung verwendet, mit der Einschränkung, daß entsprechende Fits an die Daten nur im Intervall 2-20 ns durchgeführt werden.

Man stellt fest, daß die gemessenen Zeitverteilungen bis etwa 20 ns recht gut durch diese Verteilung wiedergegeben werden. Für größere Zeiten dagegen liegt der Verlauf der gemessenen Verteilung über der Exponentialverteilung (siehe Abb. 6.5). Da die Parameter der erhaltenen Verteilungen sehr klein sind, werden die Verteilungen zweckmäßig logarithmisch dargestellt. Es ist zu erkennen, daß sich der Parameter der angepaßten Verteilung etwas ändert. Dies geschieht in der erwarteten Weise, indem die Verteilungen bei Anreicherung von Ereignissen mit geringerem Abstand zur Schauerachse steiler werden. Der Fehler beträgt bei den Fits etwa 0.01 - 0.02 für die Klassen 1-3 und bis zu 0.06 bei der Klasse 4, sofern nichts anderes angegeben ist. Es zeigt sich allerdings, daß die Wahl der Unterteilung der Zeitachse das Ergebnis der Fits beeinflusst.

In gleicher Weise wird mit den vorliegenden Daten von Kristiansen und Mitarbeitern [Khr90] verfahren, welche in Abb. 6.6 dargestellt sind. Diese Verteilungen wurden von Messungen angefertigt, bei denen Schauergröße und der Abstand zum Schauerkerne bekannt waren.

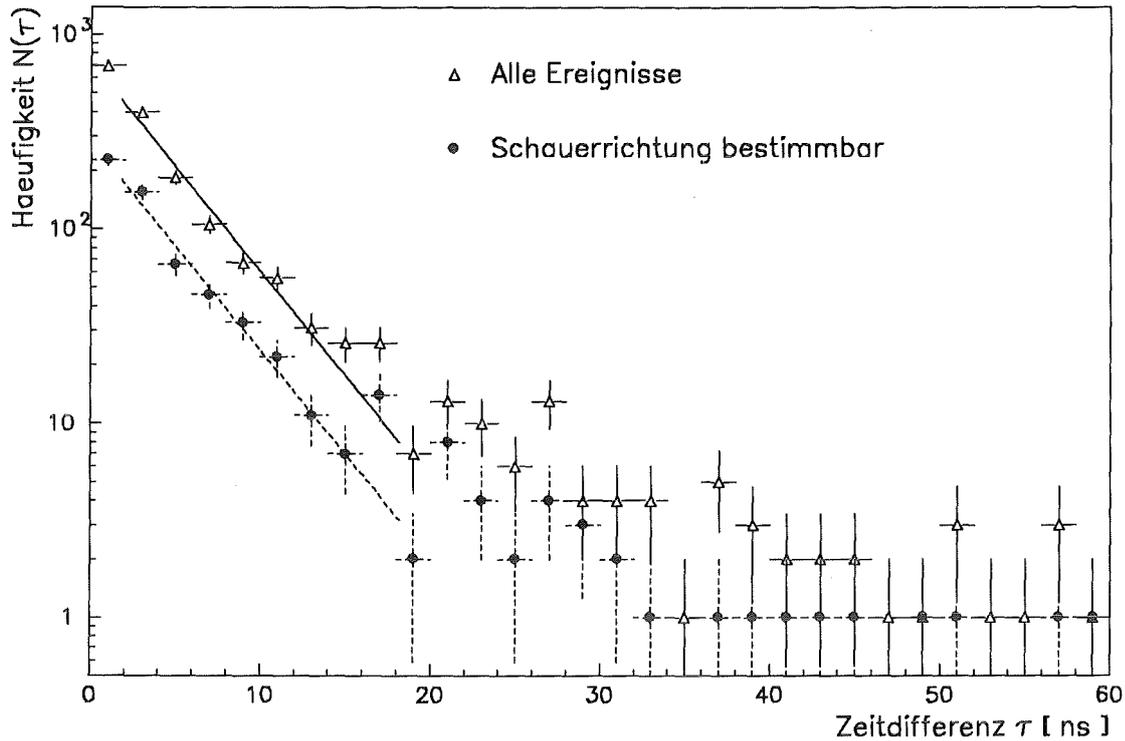


Abbildung 6.5: Zeitverteilungen für die Ereignisklassen 1 und 2 mit 2 ns-Bin-Breite. Die Geraden sind das Ergebnis der Anpassung einer Exponentialfunktion

Bei Anwendung des schärfsten Datenfilters (Klasse 4) ist der Exponent der Verteilungsfunktion etwa vergleichbar mit dem in Abb. 6.6 dargestellten Ergebnis des MSU-Experimentes. Bei den Messungen mit dem Prototypaufbau ist jedoch eine Charakterisierung in Bezug auf Schauergröße N_e und Abstand zur Schauerachse r nicht möglich. Desweiteren liegt die Schwelle in der Myonenergie tiefer (0.45 GeV) als bei den MSU-Messungen. Diese Unterschiede erlauben streng genommen keinen Vergleich beider Ergebnisse. Trotz der ungünstigen Voraussetzungen kommen die Messungen zu Ergebnissen, die realistisch sind und sich mit den Erwartungen decken.

Darüber hinaus ist das Auftreten von Ereignissen mit Relativzeiten über 25 ns bei der MSU-Gruppe nicht so häufig wie bei den Messungen dieser Arbeit. Der relativ große Anteil von verworfenen 2-Spur-Ereignissen, bei denen nicht betroffene Szintillatorsegmente ein Zeitsignal hatten, macht es wahrscheinlich, daß gelegentlich auch zwei Teilchen durch ein Szintillatorsegment gehen, aber nur die Spur eines Teilchens davon bekannt ist. Dies führt dann zu einer falschen Zeitberechnung, was durch eine etwas modifizierte Detektoranordnung bei zukünftigen Messungen auszuschließen ist.

Bei der bisherigen Klassifizierung wurden Ereignisse, die zwar eine eindeutige Zeitstruktur, jedoch einen zu großen Relativwinkel zwischen den Spuren hatten, nicht berücksichtigt.

Ereignisklasse.	Periode II	Periode III	Periode IV	Alle Runs	Alle Runs
				$\Delta t = 2.0 \text{ ns}$	$\Delta t = 2.5 \text{ ns}$
1	-0.33	-0.26	-0.21	-0.25 ± 0.03	-0.23 ± 0.02
2	-0.26	-0.28	-0.24	-0.25 ± 0.01	-0.24 ± 0.06
3	-0.33	-0.32	-0.30	-0.29 ± 0.01	-0.31 ± 0.01
4	-0.51	-0.39	-0.36	-0.36 ± 0.01	-0.40 ± 0.04

Tabelle 6.2: Exponenten (in ns^{-1}) der an die Zeitverteilungen angepaßten Exponentialverteilungen der 2-Myon-Ereignisse der Klassen 1-4. Die Anpassung wird zwischen 2.0 ns (2.5 ns) und 20 ns durchgeführt.

Diese werden nochmals, abhängig von den Informationen des Miniarrays, in zwei Klassen unterteilt. Ein Abstand, wie zuvor geschehen, kann hier nicht definiert werden. Dadurch ist auch keine richtungsabhängige Korrektur der Ankunftszeit möglich. Die erhaltenen Zeitverteilungen sind jetzt flacher (siehe Tabelle 6.3) als bei Ereignissen mit den zusätzlichen Einschränkungen. Da für die Runperioden II bis IV nur 826 2-Spur-Ereignisse mit einem Relativwinkel über 10° zur Verfügung stehen, wird darauf verzichtet, diese Berechnung für die einzelnen Runperioden durchzuführen. Je nach gewählter Unterteilung der Zeitachse ändert sich der Parameter der Verteilung bzw. bleibt konstant, so daß in diesem Fall keine Aussage möglich ist.

Breite der Zeitbins	Relativwinkel $\geq 10^\circ$	Relativwinkel $\geq 10^\circ$ und Schauerrichtung
$\Delta t = 2.0 \text{ ns}$	-0.23	-0.23
$\Delta t = 2.5 \text{ ns}$	-0.27	-0.20

Tabelle 6.3: Parameter (in ns^{-1}) der an die Zeitverteilungen angepaßten Exponentialverteilungen für 2-Myon-Ereignisse mit Relativwinkeln über 10°

Dies bedeutet, daß die Bewertung der Ereignisse mit der zusätzlichen Information „Schauerrichtung“ hier Ereignisse mit kleinerem Abstand zum Schauerkerne nicht nachweisbar anreichert. Offenbar verringert sich auch die Wahrscheinlichkeit, 2-Myon-Ereignisse mit großem Relativwinkel bei kleinem Abstand zum Schauerkerne zu finden. Bei dieser Klasse

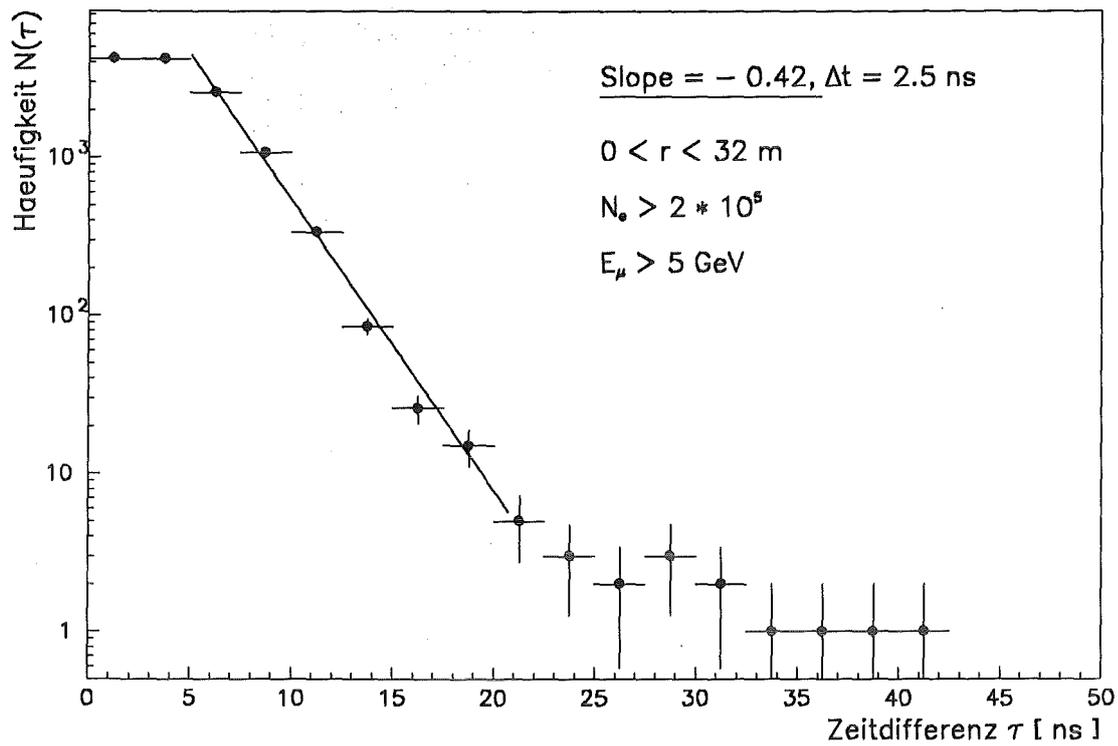
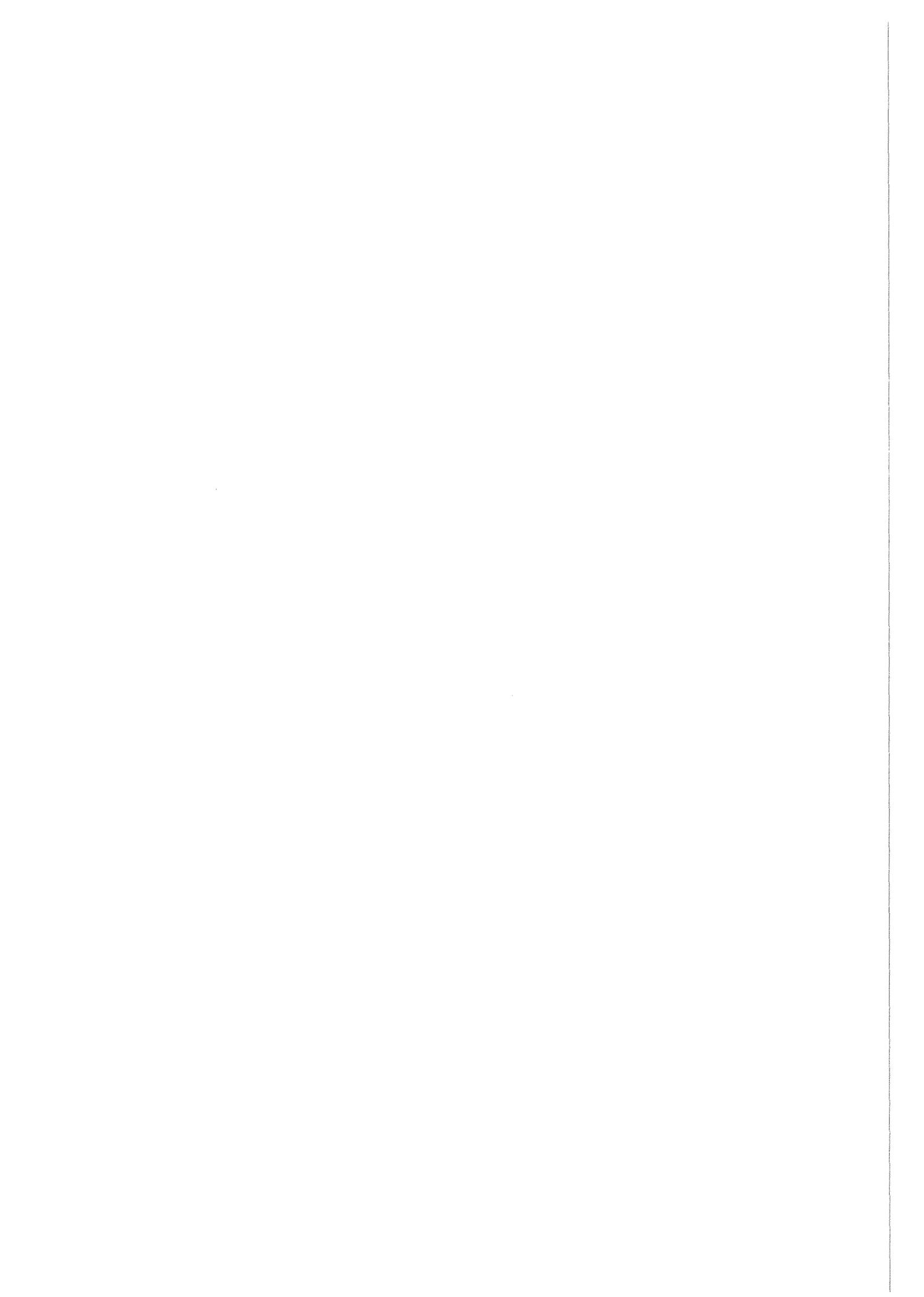


Abbildung 6.6: Gemessene Relativzeitverteilung der Myonen des MSU-Experiments [Khr90, Kal91]

von Ereignissen, wo über sehr weite Bereiche verschiedener Schauerparameter gemittelt wird, zeigt sich sehr deutlich, daß ohne deren Kenntnis die Aussagekraft der Zeitverteilungen sehr gering ist.



7 Schlußbemerkungen und Ausblick

Im Zusammenhang mit dem im Aufbau befindlichen KASCADE-Detektor wurde in dieser Arbeit ein Teststand mit großflächigen Vieldrahtproportionalkammern (je 5.2 m^2) errichtet und mit einem Triggersystem für Myonen der Höhenstrahlung versehen. Die Erfahrungen beim Betreiben dieser Kammern und die Interpretation der damit aufgenommenen Daten führen zu folgenden Ergebnissen:

- Die Testmessungen zielten auf eine Bestimmung der Nachweiseffizienz und Ortsauflösung dieser Detektoren ab. Es wurde festgestellt, daß die Genauigkeit der Ortsbestimmung mit diesen Vieldrahtproportionalkammern wegen ihrer internen Struktur parallel (y) bzw. senkrecht (x) zur Drahrichtung unterschiedlich ist. Mit den vier übereinander angeordneten Detektoren wurde für Einzelspuren eine Auflösung von $\sigma_x = 4 \text{ mm}$ bzw. $\sigma_y = 6 \text{ mm}$ erreicht, woraus sich eine Winkelauflösung von etwa 0.6° ergibt. Die aus diesen Messungen bestimmte Nachweiseffizienz der Vieldrahtproportionalkammern betrug zwischen 72 % und 99 %, was für das Gesamtsystem eine Nachweiseffizienz für Myonen von 95 % bedeutet.
- Es wurde ein Spurrekonstruktionsverfahren für diese Anordnung entwickelt. Dieses Verfahren erzielt bis zu zwei simultanen Treffern je Kammer zufriedenstellende Ergebnisse. Die Bestimmung von Treffern innerhalb einer Kammer geht von einer Maximalanzahl von vier pro Treffer ansprechenden Streifen aus, was zu einem noch auflösbaren Mindestabstand zweier Spuren von etwa 5 cm führt. Die Übereinstimmung der gemessenen Winkelverteilungen für Einzel-Myonen mit den erwarteten Verteilungen ist sehr gut.
- Der interne Aufbau der Vieldrahtproportionalkammern führt zu Mehrdeutigkeiten bezüglich der Anzahl und Lage der rekonstruierten Treffer pro Detektor. Zusätzlich ergaben sich aus dem elektromagnetischen Untergrund Probleme bei der Interpretation von Ereignissen mit vielen Spuren. Die Erkennung und Beseitigung der von Sekundärschauern erzeugten Treffer, die Myonen vortäuschen können, stellt eine wichtige zukünftige Aufgabe dar, da davon die Genauigkeit der Bestimmung der Myonzahl abhängt.
- Bei Verwendung dieser Detektoren unter dem KASCADE-Zentralkalorimeter ist beabsichtigt, jeweils nur zwei Detektoren übereinander anzuordnen. Eine Spurrekonstruktion nach dem Verfahren dieser Arbeit wird daher ergänzt werden müssen. Die wesentlich genauere Schauerrichtungsbestimmung und die höhere Myonenergieschwelle lassen eine Trefferrekonstruktion aussichtsreich erscheinen, in die als Zusatzinformation die Schauerrichtung eingeht. Darüberhinaus sind Verfahren zur Erkennung und Behebung der Mehrdeutigkeiten bei der Trefferrekonstruktion zu entwickeln.

- Der geplante Einsatz von Vieldrahtproportionalkammern dieses Typs unter dem Zentralkalorimeter des KASCADE-Experiments macht es erforderlich, das Verhalten dieser Detektoren bei höheren Teilchendichten ($\geq 1 \text{ m}^{-2}$) zu untersuchen und das Auswerteverfahren hierfür zu optimieren. Um Ereignisse mit diesen Eigenschaften anzureichern, wurde ein Mini-Detektorarray als zusätzliches Triggersystem für den Teststand aufgebaut. Neben der Anzeige ausgedehnter Luftschauer erlaubt es zusätzlich, die Richtung von ausgedehnten Luftschauern mit einer Genauigkeit von besser als 20° zu bestimmen. Damit wurde der Anteil von interessanten Ereignissen mit mehreren Teilchenspuren deutlich angereichert.
- Untersuchungen an simulierten Schauerdaten zeigen, daß die Eigenschaften der Ankunftszeitverteilungen der Myonkomponente von der Masse des Primärteilchens abhängen. Daher wurde das Triggersystem des Teststandes so erweitert, daß für ausgewählte Ereignisse die Ankunftszeiten von Myonen mit einer Genauigkeit von besser als 2 ns gemessen werden konnten. Es wurden die Ankunftszeiten der Myonen bezüglich der Schauerfront bzw. des ersten Myons gemessen und interpretiert. Da die beschränkte Größe des Mini-Detektorarrays keine sichere Bestimmung der Schauergröße und des Abstandes zum Schauerkern erlaubte, lassen sich im Augenblick aus den Daten keine detaillierten Aussagen über die Schauerentwicklung gewinnen.

A Ansprechfunktion des Mini-Arrays

Bei einem Detektorarray für die elektromagnetische Komponente wie z.B. dem in dieser Arbeit verwendeten Mini-Detektorarray, stellt sich die Frage nach seiner unteren Energieschwelle und seiner Energieauflösung. Die Schwelle eines solchen Arrays wird zum einen von dem Abstand der einzelnen Detektoren untereinander beeinflusst und zum anderen von der Dicke der zu durchquerenden Luftschicht, welche vom Einfallswinkel und der Höhe über dem Meeresspiegel abhängt. Für die Darstellung der Myonankunftszeiten abhängig von verschiedenen Schauerparametern ist es zusätzlich noch interessant zu wissen, inwieweit sich die Position der Schauerachse mit einem Array bestimmen läßt.

Um eine solche Abschätzung durchzuführen, kann man Monte-Carlo-Simulationen unter vereinfachten Annahmen verwenden. Es wird davon ausgegangen, daß sich die longitudinale Schauerentwicklung nach Beziehung A.1 beschreiben läßt [Coc61]. Die Schauergröße ergibt sich aus:

$$N_e(E_0, t) = \frac{0.31}{\beta_0^{1/2}} \exp \left\{ t \left(1 - \frac{3}{2} \log s \right) \right\} \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist

$$\beta_0 = \ln \frac{E_0}{E_C} \quad , \quad \text{wobei } E_C(\text{Luft}) = 82 \text{ MeV (kritische Energie)} \quad ,$$

und $t = \frac{x}{x_0}$ die Dicke der Luftschicht in Strahlungslängen.

Das Schaueralter s wird mit

$$s = \frac{3t}{t + 2\beta_0}$$

berechnet.

Die von den Detektoren gemessene Lateralverteilung der Teilchendichte wird beispielsweise durch die NKG-Funktion nach Beziehung A.2 [Gre56] wiedergegeben,

$$\rho_e(r) = \frac{N_e}{2\pi r_m^2} C(s) \left(\frac{r}{r_m} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m} \right)^{s-4.5} \quad (\text{A.2})$$

wobei $0.6 < s < 0.8$ und $0.01 < r/r_m < 10$ zu beachten ist.

Diese Beziehungen zwischen Primärenergie E_0 , Schaueralter s und Schauergröße N_e gelten streng genommen nur für γ -induzierte Schauer, so daß sich bei ihrer Anwendung auf hadronisch induzierte Schauer Abweichungen ergeben. Weiterhin ergibt sich aus ihnen keine

Information über das Energiespektrum der am Erdboden ankommenden Sekundärteilchen.

Zur Bestimmung der Energieauflösung müssen die Detektoreigenschaften und das primäre Energiespektrum berücksichtigt werden. Wegen des steil abfallenden Energiespektrums wird eine Simulation, die sich über mehrere Dekaden in der Primärenergie erstrecken soll, schnell ineffizient d.h. die Rechenzeit wächst sehr schnell, wenn viele Ereignisse mit hoher Primärenergie simuliert werden sollen.

In dem konkret vorliegenden Fall des Mini-Detektorarrays wird deshalb über einer Energie von 10^{14} eV mit der Simulation angefangen, wobei eine Abhängigkeit des Teilchenflusses mit $E_0^{-2.85}$ angenommen wird [All89]. Es wird dabei von einem gleichverteilten Azimutwinkel ausgegangen. Die sich bei der Variation des Zenitwinkels ändernde Dicke der Luftschicht und damit der effektiven Massenbelegung wird ebenfalls berücksichtigt.

Aus den hierdurch erhaltenen Parametern Schaueralter und Schauergroße wird die Teilchendichte nach (A.2) an der Position jedes Detektors bestimmt. Bei dieser Teilchenzahl werden die Fluktuationen bei der Messung mittels einer Poisson-Verteilung berücksichtigt, so daß man eine reale, vom Detektor gemessene, Teilchenanzahl erhält. Für die Detektoren wird eine Nachweisschwelle von einem Teilchen angenommen, wie es während der Durchführung der Messungen der Fall war (s. Abschnitt 4.2). Entsprechend der im Experiment gesetzten Hardware-Triggerbedingungen erfolgt hier eine Zählung der Detektoren mit einem Signal über dieser Nachweisschwelle. Es findet dann eine Klassifizierung der Ereignisse statt, je nachdem ob zwei, drei oder vier von vier Detektoren angesprochen haben.

Die in Form verschiedener Verteilungen dargestellten Ergebnisse dieser Simulation sind wie folgt: Wie erwartet, können kleine Schauer (N_e) in der Nähe der unteren Energieschwelle den Trigger nur auslösen, wenn sie sehr zentral treffen. Je höher die Schauerenergie, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit, daß ein Schauer, dessen Kern weiter weg liegt, das Mini-Array zum Ansprechen bringt (s. Abb. A.1). Trotzdem lassen die entsprechenden Verteilungen keinen Rückschluß auf den Abstand zum Schauerkern zu. Der mittlere Abstand der Schauer zur Arraymitte liegt bei allen Triggerbedingungen bei etwa 45 m.

Die oben erwähnte Verschärfung der Triggerbedingung verschiebt die selektierten Schauer im Mittel zu höheren Primärenergien und Schauergroßen hin. Diese Verteilungen sind sehr breit, und zusätzlich dominieren die Schauer mit abgeschwächter Triggerbedingung in der Anzahl (s. Abb. A.2). Das erlaubt für die Energie nur eine Abgrenzung nach unten.

Es ist zu vermuten, daß die Berücksichtigung der in den einzelnen Detektorstationen nachgewiesenen Teilchenzahlen eher eine Aussage bezüglich der Primärenergie erlaubt, aber prinzipiell sind präzise Aussagen nur mit einem großen Array möglich.

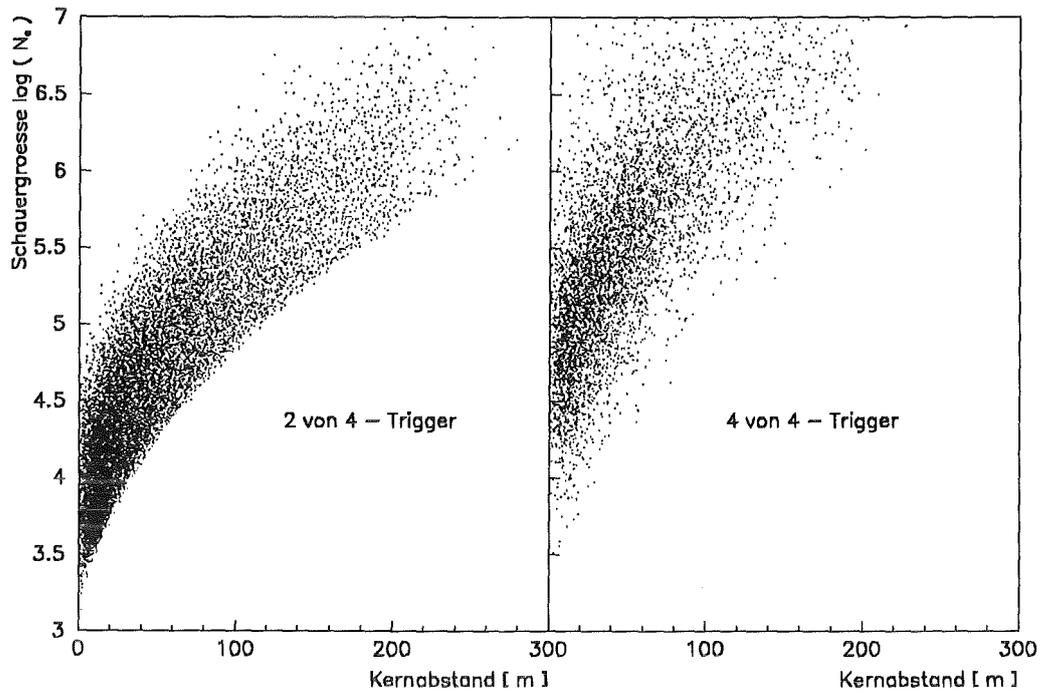


Abbildung A.1: Entfernung der getriggerten Schauer in Abhängigkeit von der Schauergröße N_e bei den Triggerbedingungen 2 von 4 bzw. 4 von 4

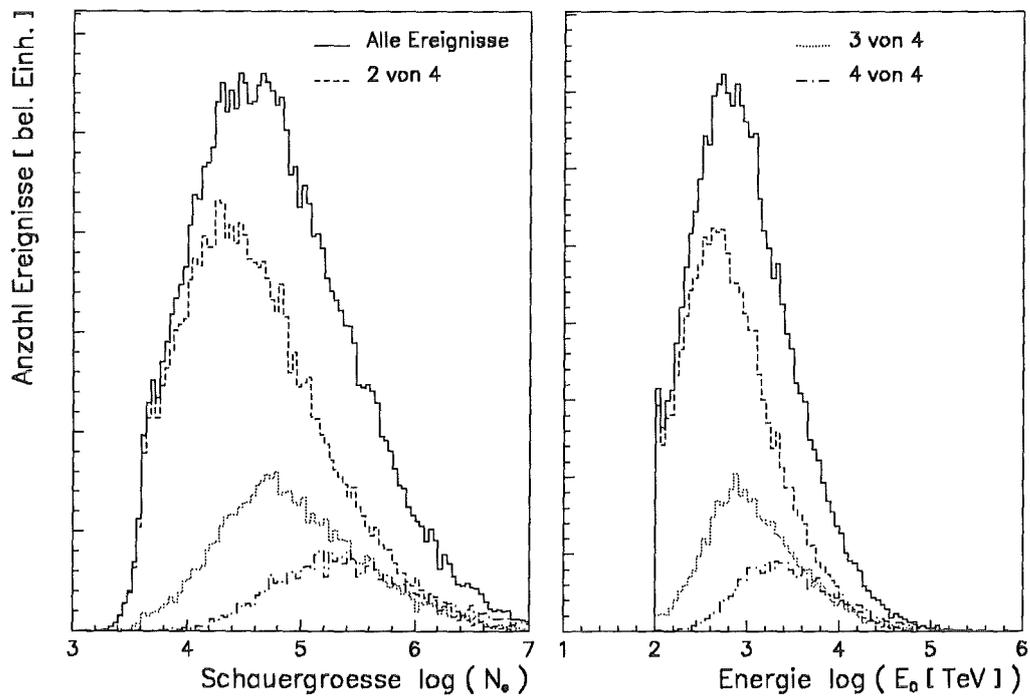


Abbildung A.2: Ereigniselektion in E_0 und N_e für verschiedene Triggerbedingungen

Vergleicht man die Vorhersagen der Simulation bezüglich der relativen Häufigkeiten der verschiedenen Triggerbedingungen mit der Messung mit dem Mini-Detektorarray, stellt man fest, daß es mehr Ereignisse der Klasse *2 von 4* gibt als erwartet wird (s. Tabelle A.1). Bei der Berechnung dieser Zahlen für Trigger II wurden die zufälligen Koinzidenzen, die etwa 15% aller Ereignisse ausmachen, bereits berücksichtigt. Es wird vermutet, daß durch das Gebäude einige Ereignisse in eine „niedrigere“ Klasse einsortiert werden.

Triggerbedingung	2 von 4	3 von 4	4 von 4
Simulation	65.2%	22.9%	11.9%
Trigger II	80.0%	15.2%	4.8%

Tabelle A.1: Vergleich der relativen Häufigkeiten der Ereignisse mit verschiedenen Triggerbedingungen zwischen Simulation und Messung

B Das Datenaufnahmesystem

Sämtliche in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden mit einer modifizierten PDP 11/73 aufgenommen, deren CPU ein Starburst-Rechner [CES] von CES ist. Diese arbeitet gleichzeitig als Crate Controller des CAMAC-Meßsystems. Darin befinden sich die Auslesesteuerung für die Kammern, ADC/TDC-Module sowie diverse Counter- und Ein/Ausgabe-Module sowie das Fast-Gate der Trigger-Logik. Parallel zur Datenaufnahme werden von diesem System diverse Spektren und Verteilungen aufgenommen, die zur Kontrolle der ordnungsgemäßen Funktion aller Komponenten des Meßsystems dienen. Das Datenaufnahmeprogramm macht dazu von der Multitasking-Fähigkeit des Betriebssystems RSX11M Gebrauch.

Hiermit werden für jedes Ereignis folgende Daten aufgenommen und weggeschrieben:

- Ereignisnummer
- Datum und Uhrzeit
- Pattern Unit, zeigt aktive obere Zähler, sowie die Triggerquelle an
- verschiedene Triggerzähler (Counter)
- 40 ADC/TDC-Kanalinformationen
- Kammerdaten (16-Bit Worte variabler Anzahl)
- Statusworte der HV-Überwachung

Zu Beginn jeder Messung werden die gesetzten Runparameter, Informationen über die aktuelle Hardwarekonfiguration und der Status der Hochspannung in einen speziellen Vorspannblock geschrieben. Zur Optimierung der Datendichte beim Schreiben auf Band, sind die Datenblöcke trotz unterschiedlicher Länge direkt aufeinanderfolgend abgespeichert. Die verschiedenen Längen der Datenblöcke sind eine Folge der variierenden Anzahl von Kammerdatenworten.

Das Einlesen der im Nolabel-Format beschriebenen Magnetbänder geschieht dann auf der IBM 3090 des KfK-Rechenzentrums. Unabhängig von der Anzahl der Runs auf einem Band wird es zunächst in nur eine Datei eingelesen. Danach wird diese Datei mittels eines weiteren Programms in die einzelnen Runs zerstückelt, wozu die charakteristische Struktur der Vor- und Nachspannblöcke ausgenutzt wird. Durch gelegentliche Systemabstürze seitens der PDP verursachte, fehlende Nachspannblöcke machten in diesen Fällen eine manuelle „Reparatur“ der Daten durch Anfügen des fehlenden Blocks erforderlich. Danach befinden sich die Daten aller Runs getrennt voneinander in eigenen Dateien, auf die nun alle Auswertprogramme in genormter Weise zugreifen können.

Literatur

- [Ach85] B.S.Acharya, J.N.Capdevielle, J.Phys. **G11**(1985)1387
- [Agu90] M.Aguilar-Benitez et al., Review of Particle Properties, Phys. Lett. **B239**(1990)III.4
- [Ale81] R.Aleksan et al., Nucl.Instr. and Meth. **185**(1981)95
- [All84] O.C.Allkofer, P.K.F.Grieder, Physics Data 25-1, Cosmic Rays on Earth(1984)
- [All89] O.C.Allkofer et al.: HEGRA-Proposal, Das HEGRA-Projekt, eine Luftschauer-Apparatur zum Nachweis ultrahochenergetischer Punktquellen (1989)
- [Aln87] G.J.Alner et al., Nucl. Phys. **B 291**(1987)445
- [Bru87] R.Brun, F.Bruyant, M.Moire, A.C.McPherson, P.Zanarini, **GEANT 3** user manual, CERN, DD/EE/84-1 (1987)
- [Bur83] T.H.Burnett et al., Phys.Rev.Lett. **51**(1983)1010
- [Bou70] R.Bouclier, G.Charpak, Z.Dimčovski, G.Fischer, F.Sauli, Nucl. Instr. and Meth. **88**(1970)149
- [Cap90] J.N.Capdevielle et al., Proc 21st ICRC Adelaide, HE 3.1-18(1990)
- [Cap92] J.N.Capdevielle et al., KfK-Report **4998**(1992), in Druck
- [CES] User Manual for the CES 2180 Line of Units: STARBURST Fast Processors, Rev. No. 2.01, Creative Electronic Systems, Geneva, Switzerland
- [Coc61] G.Cocconi, in S.Flügge, Handbuch der Physik, Band XLVI/1, Cosmic Rays I, Springer Verlag (1961)
- [Cor91] V.Corcalciuc, H.-J.Mathes, J.Wentz, Interner Bericht (1991), unveröffentlicht
- [Dol90] P.Doll et al., The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE, KfK-Report **4686**(1990)
- [Eng91] J.Engler et al., KfK-Report **4875**(1991), Beitrag 2.1.2, Hrsg. H.Beer, J.Wochele
- [Gab92] P.Gabriel, Dissertation, Universität Karlsruhe, KfK-Report **5012**(1992)
- [Gre42] K.Greisen, Phys. Rev. **61**(1942)212
- [Gre56] K.Greisen, Progr. Cosmic Ray Phys. **3**(1956)1
- [Hel88] P.Helbig, Diplomarbeit, Universität Erlangen (1988)
- [Her93] F.Herm, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, in Vorbereitung

- [Hes12] V.F.Hess, *Physikalische Zeitschrift* **13**(1912)1084
- [Heu90] J.L'Heureux, J.M.Grunsfeld, P.Meyer, D.Müller, S.P.Swordy, *Nucl.Instr.Meth. A* **295**(1990)246
- [Hor90] J.Horzel, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, KfK-Report **4815**(1990)
- [Kak83] F.Kakimoto et al., *J.Phys. G* **9**(1983)339
- [Kak86] F.Kakimoto, T.Tamura, T.Enoki, I.Tsuchimoto, *J.Phys. G* **12**(1986)151
- [Kal91] N.N.Kalmykov, private Mitteilung
- [Koe91] H.Koepernik, S.Zagromski, Interner Bericht (1991), unveröffentlicht
- [Khr90] G.B.Khristiansen et al., *Proc. 21th ICRC, Adelaide, HE 3.5-1*(1990)
- [Kre93] M.Kretschmer, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, in Vorbereitung
- [Jel53] J.V.Jelley, W.J.Whitehouse, *Proc.Phys. Soc. London A***66**(1953)454
- [Lan44] L.Landau, On the Energy Loss of fast Particles by Ionization, *Jou. Phys. USSR* **8**(1944)201
- [Lin62] J.Linsley, L.Scarsi, *Phys. Rev.* **128**(1962)2384
- [Lin81] J.Linsley, A.A.Watson, *Phys. Rev. Letters* **46**(1981)46
- [Lin83] J.Linsley, *Proc. 18th ICRC, Bangalore* (1983) 12, 135
- [Lin86] J.Linsley, *J.Phys. G***12**(1986)51
- [Loh85] W.Lohmann, R.Kopp, R.Voss, CERN 85-03, Energy Loss of Muons in the Energy Range 1 - 10000 GeV (1985)
- [Mar67] J.B.Marion, B.A.Zimmerman, *Nucl. Instr. and Meth.* **51**(1967)93
- [Mar68] P.Marmier, *Kernphysik I, ETH Zürich, VDF Zürich*(1968)
- [Mat90] H.J.Mathes, J.Horzel, S.Zagromski, H.Rebel, Interner Bericht (1990), unveröffentlicht
- [Mat91] H.-J.Mathes, Interner Bericht (1991), unveröffentlicht
- [Mie93] H.H.Mielke, Dissertation, Universität Karlsruhe (1993), in Vorbereitung
- [Mue91] D.Müller et al., *Astroph. J.* **374**(1991)356
- [Reb92a] H.Rebel, V.Corcalciuc, G.Völker, W.Zimmer, KfK-Report **5027**(1992) Beitrag 1.4.4, Hrsg. J.Knapp, H.Rebel

- [Reb92b] H.Rebel, Invited Lecture at NATO Advanced Study Institute - Predeal International Summer School: "Topics in Atomic and Nuclear Collisions", Predeal, Romania (1992)
- [Coz84] G.Cozzika, J.Pamela, CELLO-Note S-086(1984)
- [Sau77] F.Sauli, CERN-Report 77-09, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers (1977)
- [Sch93] O.Schöps, Diplomarbeit Universität Karlsruhe, in Vorbereitung
- [Tre91] R.Trezeciak, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1991)
- [Vil86] E.J. de Villiers, D.J. van der Walt, P.K.F.Grieder, G. van Urk, J.Phys. G12(1986)547
- [Voe88] H.J.Völk, Proc 20th ICRC Moscow IT 9(1988)
- [Voe92] G.Völker, Dissertation, Universität Karlsruhe (1991), KfK-Report 4983(1992)
- [Wal81] R.Walker, A.A.Watson, J.Phys. G 7(1981)1297; R.Walker, A.A.Watson, J.Phys. G 7(1982)1131
- [Wed86] C.Weddigen, W.Jüngst, Elektronik (1986)240
- [Zag92] S.Zagromski, priv. Mitteilung

Danksagung

Diese Arbeit entstand am Institut für Kernphysik III des Kernforschungszentrums Karlsruhe. Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich dafür, daß er mir die Durchführung dieser Arbeit an seinem Institut ermöglicht und durch sein stetiges Interesse gefördert hat.

Herrn Prof. Dr. H. Rebel danke ich für die Anregung zu diesem Thema, seine Hilfsbereitschaft und Unterstützung sowie sein ständiges Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Frau S. Burkhardt, Herrn Priv.-Doz. H.J. Gils, Herrn Prof. Dr. H. Rebel, Herrn Dr. T. Thouw, Herrn Dr. G. Völker, Herrn Dipl.-Phys. J. Wentz und Herrn Dipl.-Ing. S. Zagromski danke ich für die ständige Diskussions- und Hilfsbereitschaft sowie für das gute Arbeitsklima.

Für die zahlreichen Anregungen und die Unterstützung bei der Erstellung der Datenaufnahme- und Auswertesoftware sei an dieser Stelle besonders Herrn Dr. T. Thouw, Herrn Dipl.-Ing. S. Zagromski, Herrn Dr. N. Heide sowie Herrn Dipl.-Math. J. Oehlschläger gedankt.

Stellvertretend für die Mitarbeiter in den Werkstätten des Instituts danke ich Herrn F. Deutsch und Herrn W. Hoffmann für die Unterstützung während der Aufbauphase des Experiments. Frau S. Burkhardt danke ich besonders für die technische Unterstützung bei der Erstellung dieser Arbeit.

Bei den Mitarbeitern der KASCADE-Kollaboration möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit und für das gute Arbeitsklima bedanken.