

Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5696

**Die Vieldraht-Proportionalkammern
von KASCADE bei Luftschauern
mit hoher Teilchendichte**

M. Elzer
Institut für Kernphysik

Februar 1996

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5696

**Die Vieldraht-Proportionalkammern
von KASCADE bei Luftschauern
mit hoher Teilchendichte**

Michael Elzer

Institut für Kernphysik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1996

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Im Keller des Zentraldetektors von KASCADE werden 32 großflächige, ortsempfindliche Vieldraht-Proportionalkammern dazu benutzt, die myonische Komponente ausgedehnter Luftschauer bei einer Energieschwelle von 2 GeV zu messen. Eine Installation und Inbetriebnahme der Myonkammern, sowie eine optimale Einstellung der Betriebsparameter zur Messung minimal ionisierender Teilchen wird in umfangreichen Testmessungen durchgeführt. Ca. 168 000 mit diesem System gemessene Luftschauer werden hinsichtlich einer Bestimmung der mittleren und lokalen Teilchendichte in den Myonkammern ausgewertet. Für hohe Teilchendichten ($\rho_t > 2/m^2$) in den Kammern wird ein Analyse-Algorithmus entwickelt und getestet. Es zeigt sich, daß auch bei hohen Teilchendichten ein lateraler Abfall der Teilchendichte zu erkennen ist. Weiterhin wird deutlich, daß die gemessene Teilchendichte auf Grund von Sekundärteilchen nach unten korrigiert werden muß, um auf die im Luftschauer vorkommende Myondichte zu schließen. Der Korrekturfaktor ist eine vom Abstand des Schauerzentrums zu den Kammern abhängige Größe. Eine Abschätzung der Mindestenergie des Primärteilchens der detektierten Schauer wird mit Hilfe des gemessenen Flusses durchgeführt. Der Einfluß der chemischen Zusammensetzung des primären kosmischen Spektrums bei der Analyse von Luftschauern hoher Teilchendichte wird mit simulierten Luftschauern untersucht.

Abstract

Application of the KASCADE multiwire proportional chambers for air showers with high particle densities

In the basement of the central detector of KASCADE 32 large position sensitive multiwire proportional chambers (MWPC) are used to measure the muon component of extensive air showers. The MWPCs are installed and the operation parameters are optimized in extended test measurements. Some 168 000 measured air showers are analyzed in respect to an average and a local particle density. An analyzing algorithm is developed and tested for the case of high particle densities ($> 2/m^2$) inside the muon chambers. The lateral decrease of the particle density in high energy air showers can be seen. For reconstructing the real muon numbers, the measured particle density have to be corrected with the distance of the shower core. Using the integral primary cosmic flux spectrum, a minimum energy for the primary particle of the detected air showers is estimated. The effect of the chemical composition and the primary spectrum in analyzing air showers with high particle densities is examined by the use of CORSIKA simulated air showers.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Myonkammern von KASCADE	5
2.1	Das KASCADE-Experiment	5
2.2	Die Vieldraht-Proportionalkammern	8
2.3	Das Gassystem zur Versorgung der Myonkammern	10
2.4	Die Datenaufnahme der Myonkammern	14
2.5	Das Triggersystem und die Triggerbedingung	16
3	Messung von ausgedehnten Luftschauern	19
3.1	Die Inbetriebnahme der Myonkammern	19
3.2	Einstellung der Betriebsparameter	21
3.3	Datennahme und vorläufige Auswertung	24
4	Hohe Teilchendichten in den Myonkammern	29
4.1	Das Problem der hohen Teilchendichten	29
4.2	Ein Algorithmus für hohe Teilchendichten	30
4.3	Untersuchung des Übersprechens von Myonkammern	34
4.4	Vergleich von Algorithmen	36
5	Auswertung der Schauerdaten	39
5.1	Die Teilchendichte der Luftschauer	39
5.2	Von der Teilchendichte zur Myondichte	44
5.3	Abschätzung des integralen Flusses der EAS	48
5.4	Vergleich der Schauerdaten mit simulierten EAS	50
6	Zusammenfassung und Ausblick	57
	Literaturverzeichnis	59

1 Einleitung

Die Erdatmosphäre wird ständig von aus dem Weltall kommenden hochenergetischen Teilchen getroffen [Hes12]. Die höchsten bisher gemessenen Energien dieser primären kosmischen Strahlung liegen bei $\approx 10^{20} \text{ eV}$ [Chi92]. Bei den Teilchen handelt es sich überwiegend um Atomkerne, wobei das Spektrum von leichten (p, He) über mittelschwere (C, N, O) bis zu schweren Kernen (Fe) reicht. Zu einem geringen Anteil am gesamten Spektrum sind auch hochenergetische Photonen ($< 0.1\%$) und Elektronen ($< 1\%$) beteiligt. Das Energiespektrum folgt über mehrere Dekaden einem Potenzgesetz ($dI \sim E^{-2.7} dE$), bis es bei etwa $3 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ einen Knick (sog. 'Knie') erfährt und der Abfall noch stärker ausfällt. Die Ursache dieses 'Knies' ist unbekannt. Möglicherweise ändert sich hier die chemische Zusammensetzung der Primärteilchen der kosmischen Strahlung. Weiterhin fehlen genaue Erkenntnisse über die Quellen und das Transportverhalten der Teilchen im Weltall. Experimentelle Ergebnisse zur chemischen Zusammensetzung in Abhängigkeit von der Energie sind zur Überprüfung unterschiedlicher Beschleunigungsmodelle erforderlich. Für Energien bis $\approx 10^{16} \text{ eV}$ könnten Schockfronten von Supernovaexplosionen für die Beschleunigung von Teilchen verantwortlich sein; für höhere Energien gibt es derzeit allerdings nur unbefriedigende Modelle.

Bis zu Energien von 10^{14} eV läßt sich der Fluß und die Natur der Primärteilchen durch Ballon- oder Satellitenexperimente direkt messen, während oberhalb dieser Energie eine direkte Messung aufgrund des stark abfallenden Flusses nicht realisierbar ist. Die Primärteilchen lösen jedoch beim Eintritt in die Erdatmosphäre in etwa 20 bis 100 km Höhe durch nukleare Wechselwirkungen mit den Atomkernen der Luft einen ausgedehnten Luftschauer (**Extensive Air Shower**, EAS) aus, dessen Komponenten auf der Erdoberfläche einer direkten Messung zugänglich sind [Reb93]. Dabei geht ein Teil der kinetischen Energie des Primärteilchens in die Erzeugung neuer hadronischer Sekundärteilchen (p, n, K, π) über. Diese, zum Teil instabilen Teilchen, besitzen selbst genügend Energie, um bei erneuten Wechselwirkungen neue Teilchen erzeugen zu können. Dadurch bildet sich ein ausgedehnter Luftschauer aus, dessen Ausmaße auf der Erdoberfläche einige hundert Meter betragen können. Die Bestandteile eines EAS lassen sich in drei Komponenten unterteilen (Abb. 1):

Die **hadronische** Komponente besteht aus den bei Kernstößen erzeugten Folgeprodukten von Baryonen (Kernfragmente, Protonen, Neutronen) und Mesonen (Pionen, Kaonen). Die Energie der Hadronen fällt mit zunehmenden Abstand vom Schauerzentrum schnell ab.

Die **elektromagnetische** Komponente besteht aus den beim Wechselspiel von Paarerzeugung ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) und Bremsstrahlung gebildeten Elektronen und Photonen. Ausgelöst wird die e/γ -Komponente durch die in der hadronischen Komponente vorhandenen extrem kurzlebigen neutralen Pionen, die in zwei Photonen zerfallen ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Die Größe eines ausgedehnten Luftschauers wird durch die Anzahl N_e der Elektronen des Schauers charakterisiert. Die radiale Ausdehnung dieser Komponente beträgt auf Meereshöhe für ein Primärteilchen der Energie 10^{15} eV etwa hundert Meter. Hochenergetische Elektronen emittieren in der Atmosphäre Čerenkov-Strahlung, falls ihre Geschwindigkeit größer als die der Photonen in der Luft ist. Der Öffnungswinkel des Čerenkovlichts beträgt etwa 1.5° , so daß die Richtung der Wellenfront mit der des emittierenden Teilchens nahezu übereinstimmt. Durch Ionisation angeregte Stickstoffatome emittieren Fluoreszenzlicht, das ebenfalls zum Nachweis ausgedehnter Luftschauer in der Atmosphäre benutzt werden kann.

Die **myonische** Komponente wird durch den Zerfall der geladenen Mesonen ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$, $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$) verursacht. Da die leptonischen Myonen nur elektroschwach wechselwirken und aufgrund ihrer hohen Masse nur wenig Energie durch Bremsstrahlungsprozesse verlieren, durchdringen sie die Atmosphäre nahezu wechselwirkunglos und liefern damit eine direkte Information ihrer Entstehung. Das Verhältnis der Myonzahl zur Elektronenzahl N_μ/N_e eines Schauers ist ein wichtiges Kriterium zur Identifikation der Primärteilchen. Darüberhinaus läßt sich die Myonzahl eines Luftschauers zur Separation von hadronischen und photoninduzierten Schauern einsetzen [Gab92]. Ebenso spielt die Lateralverteilung der Myonen eine wichtige Rolle [BrR94]. So weisen protoninduzierte Schauer im Zentrum eine höhere Myondichte als eiseninduzierte Schauer auf, die aber zu größeren Abständen hin bei gleicher Myongesamtzahl schneller abfällt. Die radiale Ausdehnung dieser Komponente reicht einige hundert Meter weit.

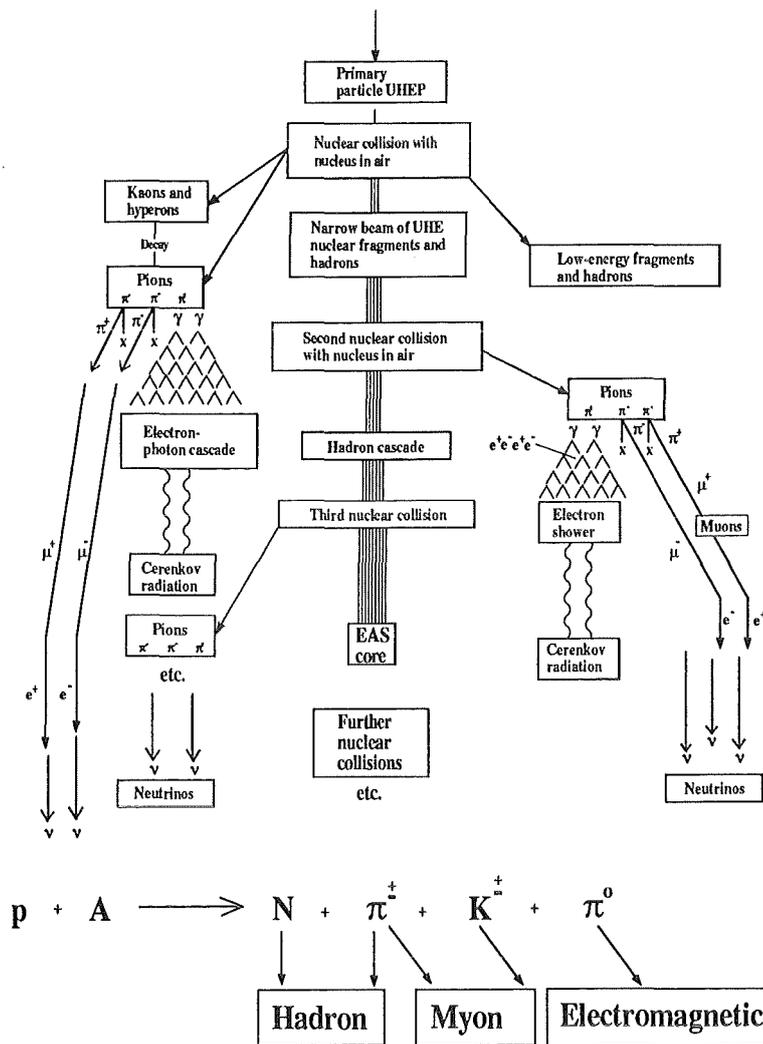


Abbildung 1: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers

Ziel des Experimentes KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DEtektor) [Sch93] ist zum einen eine genaue Bestimmung des Energiespektrums im Bereich des Knies und zum anderen die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung in diesem Energiebereich von 10^{14} eV bis 10^{17} eV . Der experimentelle Aufbau von KASCADE mit einem $200 \times 200 \text{ m}^2$ großem Detektorarray und einem zentralen Hadron- und Myondetektor ermöglicht es zum ersten Mal in einem Luftschauerexperiment, alle drei Komponenten eines ausgedehnten Luftschauers gleichzeitig zu messen [Dol90]. Ein Hauptbestandteil der Messung der myonischen Komponente sind großflächige Vieldraht-Proportionalkammern, die unterhalb des hadronischen Kalorimeters installiert sind.

Diese Arbeit ist Teil der Inbetriebnahme und Installation der bei KASCADE verwendeten Myonkammern im Keller des Zentraldetektors. Dies beinhaltet das mechanische Aufhängen der Kammern, das elektronische Bestücken, die Gasversorgung der Kammern sowie die Installation der transputergesteuerten Auslese und das Einstellen der Betriebsparameter. Die Myonkammern sollen insbesondere die myonische Komponente im Zentrum eines Schauers messen. Es werden bereits bei Primärteilchen der Energie $5 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ im Zentrum eines Schauers Myondichten von $2/m^2$ und mehr erreicht. Die Analyse der myonischen Komponente dieser Luftschauer mit Hilfe eines schon bestehenden Analysealgorithmus wird bei solch hohen Myondichten problematisch. Daher soll ein Analyse-Algorithmus entwickelt werden, der bei hohen Myondichten in den Kammern eine Aussage über die Anzahl der detektierten Teilchen trifft. Der Algorithmus wird an simulierten Daten überprüft und mit alternativen Algorithmen verglichen. Weiterhin wird der Einfluß von anderen Schauerparametern, insbesondere der Abstand vom Schauerzentrum zu den Myonkammern, auf die Myondichte in den Kammern untersucht. Es wird die Möglichkeit der Messung eines lateralen Abfalls in der Myonendichte von ausgedehnten Luftschauern und die Möglichkeit, mit den gemessenen Parametern eine Aussage über das Primärteilchen zu treffen, erörtert.

2 Die Myonkammern von KASCADE

2.1 Das KASCADE-Experiment

Das Experiment KASCADE besitzt gegenüber anderen Höhenstrahlungsexperimenten den Vorteil, die hadronische, myonische und elektromagnetische Komponente eines ausgedehnten Luftschauers gleichzeitig messen zu können. Durch die gleichzeitige Messung möglichst vieler Parameter eines individuellen Schauers gelingt es, die Identität und Energie des Primärteilchens zu bestimmen. Das Experiment besteht aus einem Detektorfeld von 252 Detektorstationen auf einer Fläche von $200 \times 200 \text{ m}^2$, einem Myontunnel und einem Zentraldetektor ($16 \times 20 \text{ m}^2$), der sich in der Mitte des Detektorarrays befindet (Abb. 2).

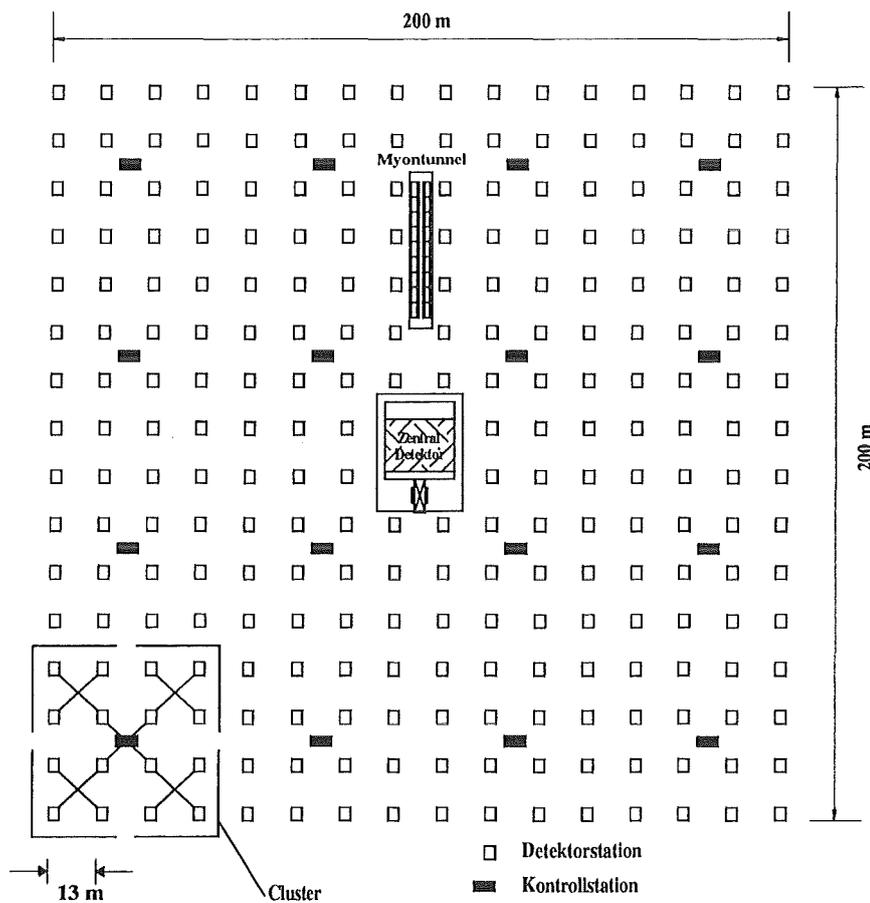


Abbildung 2: Auslegung des KASCADE-Experimentes

Das Detektorarray bestimmt unter anderem die Elektronen- und Myonenzahl, Lateralverteilungen und Ankunftszeiten eines Luftschauers. Als Detektoren dienen für die Messung der elektromagnetischen Komponente Flüssigkeitsszintillatoren, wogegen die myonische Komponente außerhalb des Schauerzentrums mittels Plastiksintillatoren unterhalb einer 10 cm dicken Blei- und 4 cm dicken Eisenschicht bestimmt wird. Die Energieschwelle beträgt dadurch für die Myonen 300 MeV. Die Einfallsrichtung eines Schauers und die Lage des Schauerzentrums wird durch die unterschiedlichen Ankunftszeiten der Teilchen der elektromagnetischen Komponente bestimmt.

Der Myontunnel dient zur Messung der Lateralverteilung der Myonen eines Luftschauers. Als Detektoren werden Streamertubes verwendet, die sich in drei Ebenen übereinander in dem Tunnel befinden. Dadurch ist es möglich, den Zenitwinkel der Myonen und damit den des Luftschauers auf 0.5° genau zu bestimmen. Die gesamte sensitive Detektorfläche einer Ebene beträgt 144 m^2 und die durch die Abschirmung (Erdreich, Beton und Eisenplatten) bedingte Energieschwelle für die Myonen beträgt 1 GeV.

KASCADE Zentraldetektor

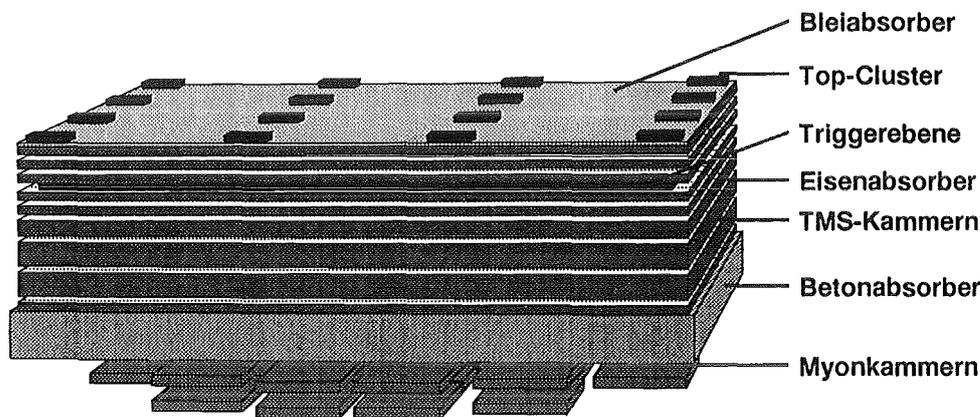


Abbildung 3: Schematischer Aufbau des KASCADE Zentraldetektors

Der Zentraldetektor (Abb. 3) misst die hadronische und myonische Komponente im Schauerzentrum. Es wird die Zahl der Hadronen, ihre Richtung und ihre Energie im Schauerkern ermittelt. Der Absorber besteht aus mehreren Lagen Eisen zunehmender Dicke, zwischen denen sich 8 aktive Lagen aus Flüssigionskammern (Tetramethylsilan TMS) befinden. Die

3. Ebene des Zentraldetektors ist mit Plastikszintillatoren bestückt, die die Triggerung für das Kalorimeter und die Myonkammern übernehmen. Die Gesamtdicke der Absorberlagen beträgt 11 nukleare Wechselwirkungslängen. Dies genügt, um Hadronen mit einer Energie $E_H < 10 \text{ TeV}$ zu absorbieren. Auf dem Dach des Zentraldetektors befindet sich ein aus 16 Szintillationsdetektormodulen bestehendes Detektorfeld (Top-Cluster) [Hae95], das zur Schließung der Detektorlücke der elektromagnetischen Komponente des Arrays und zur Untersuchung niederenergetischer Luftschauer dient.

Im Keller des Zentraldetektors werden 32 großflächige, ortsempfindliche 'Multi Wire Proportional Chambers' (MWPC) dazu benutzt, die myonische Komponente ausgedehnter Luftschauer unterhalb des hadronischen Kalorimeters bei einer Energieschwelle von 2 GeV zu messen. Dadurch kann die Myondichte im Kern eines Luftschauers sowie eine Orts- und Richtungsbestimmung der minimal ionisierenden Myonen vorgenommen werden.

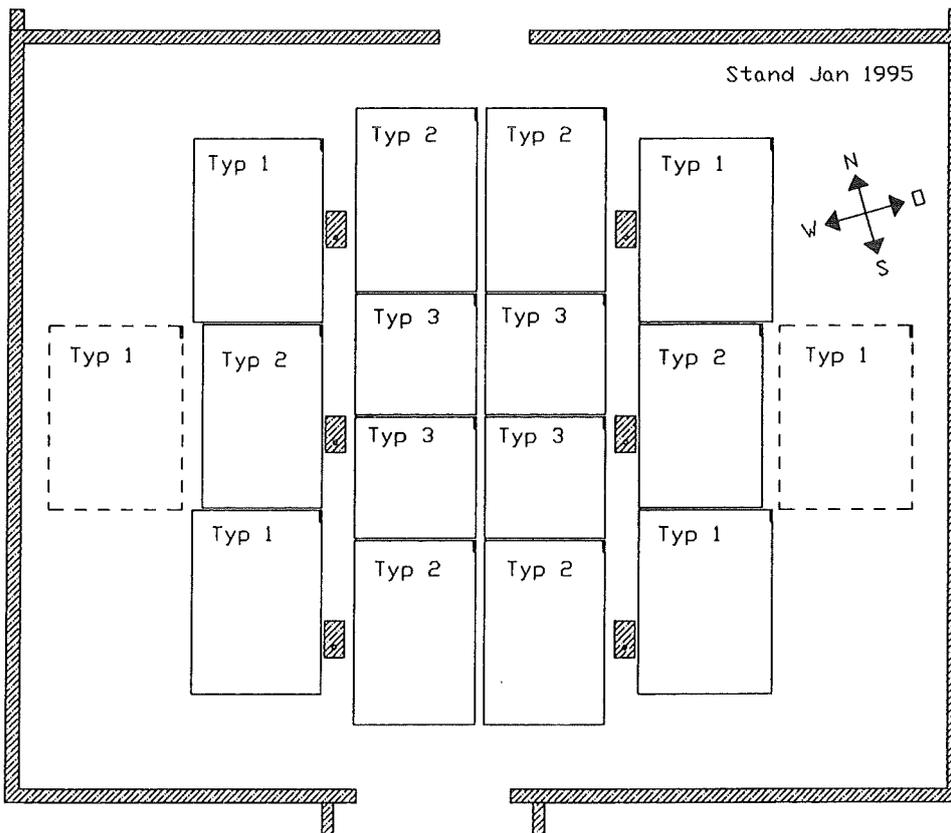


Abbildung 4: Aufsicht auf die Lage der Myonkammern im Keller des Zentraldetektors

Die gesamte sensitive Detektorfläche aller 32 Vieldraht-Proportionalkammern beträgt $\approx 264 \text{ m}^2$. Um den Ort der Myonen mit einer möglichst großen Detektorfläche hinreichend genau bestimmen zu können, wurde folgende Anordnung der Detektoren gewählt (Abb. 4). Es werden je 16 Detektoren in zwei Lagen gleicher Anordnung übereinandergehängt, wodurch auch die Richtung der Myonen bestimmt werden kann. Der Abstand der beiden Lagen bezüglich der Mitte des Gasvolumens einer Kammer mißt 38 cm , der Abstand von der Mitte des Gasvolumens der oberen Kammer zur Kellerdecke beträgt 47.8 cm . Die gesamte Kellerfläche beträgt $20 \times 16 \text{ m}^2$, so daß man eine sensitive Flächenbelegung von 41.3% erhält. Zwei direkt übereinanderhängende Myonkammern sind in einem Kammerpaket durch ein Stahlgerüst miteinander verbunden. Die Kammerpakete sind in Nord-Süd-Richtung verschiebbar, so daß eine größtmögliche Flexibilität bezüglich der Anordnung der Kammerpakete beim Aufbau des Experiments gegeben ist.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Messungen der Luftschauer mit 28 Vieldraht-Proportionalkammern durchgeführt. Von den 16 Kammerpaketen, die dem KASCADE-Experiment zur Verfügung stehen, sind die in Abb. 4 gestrichelt eingezeichneten Kammerpakete vom Typ 1 bisher nicht installiert. Der Trigger für dieses 'Stand-Alone-System' der Myonkammern wird von Szintillationsdetektoren des Top-Clusters geliefert.

2.2 Die Vieldraht-Proportionalkammern

Im KASCADE-Experiment werden Myonkammern in drei unterschiedlichen Größen verwendet. Die Abmessungen der drei Kammertypen bezüglich ihrer sensitiven Fläche zeigt Tabelle 1.

	l_x [cm]	l_y [cm]	A [m^2]
Typ 1	268.1	357.8	9.593
Typ 2	245.2	357.8	8.773
Typ 3	245.2	220.6	5.409

Tabelle 1: Länge l_y , Breite l_x und sensitive Fläche A der drei unterschiedlichen Myonkammertypen

Das sensitive Volumen einer Myonkammer wird durch ein 16 mm hohes Gasvolumen gebildet, das mit einem ionisierbaren Gas gefüllt ist. In der Mitte des Gasvolumens befinden sich im Abstand von 12 mm die Anodendrähte, die aus vergoldeten Wolframdrähten ($\varnothing 20 \mu\text{m}$) bestehen. Zwischen zwei Anodendrähten befindet sich ein aus vergoldetem Kupfer-Beryllium ($\varnothing 100 \mu\text{m}$) bestehender Potentialdraht. Dieser dient zur besseren Fokussierung des elek-

	Anzahl der		
	AN	UC	LC
Typ 1	208	336	336
Typ 2	192	320	320
Typ 3	192	256	256

Tabelle 2: Anzahl der Anoden und Kathoden je Kammertyp (AN Anoden, UC obere Kathoden, LC untere Kathoden)

trischen Feldes und verhindert ein Übersprechen benachbarter Anoden. Auf der Innenseite der Begrenzungsplatten des Gasvolumens sind 10.6 mm breite Kupferstreifen im Abstand von 2 mm aufgeklebt, die als Kathoden arbeiten. Die Anoden liegen auf positivem Potential (ca. +1700 V), die Potentialdrähte

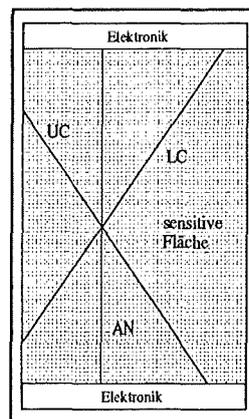


Abbildung 5: Rekonstruktion des Durchstoßortes minimal ionisierender Teilchen

auf negativem (-280 V), und die Kathodenstreifen befinden sich auf Nullpotential. Eine Übersicht über die Anzahl der Anoden und Kathoden der

drei Kammertypen gibt Tabelle 2. Um die mechanische Stabilität der Myonkammern zu gewährleisten, sind an die Begrenzungsplatten des Gasvolumens wabenförmige Phenol-Hartpapierzellen aufgeklebt, so daß die gesamte Höhe einer Myonkammer etwa 15 cm beträgt.

Die oberen Kathoden sind um $+34^\circ$, die unteren Kathoden um -34° gegenüber den Anodendrähten gedreht. Ein Durchstoßort eines minimal ionisierenden Teilchens läßt sich dadurch als Schnittpunkt von oberen Kathoden, Anoden und unteren Kathoden bestimmen (Triplett)(Abb. 5).

Die Leiterbahnen aller Nachweiselektroden (Drähte, Streifen) enden an der Vorder-bzw. Rückseite der Kammer. Somit befindet sich die Elektronik zur Auslese der einzelnen Kanäle an den beiden Stirnseiten einer Myonkammer.

2.3 Das Gassystem zur Versorgung der Myonkammern

Im Meßbetrieb werden die Vieldraht-Proportionalkammern von einem Gasgemisch aus Argon und Methan (Volumenverhältnis 9:1) durchströmt. Argon-Methan bietet dabei gegenüber dem ursprünglich vorgesehenen Gasgemisch aus Argon-Isobutan den Vorteil niedrigerer Betriebsspannungen der Kammern und niedrigerer Betriebskosten [Her93]. Ein Gasdurchfluß von etwa 8 l/h pro Kammer ist notwendig, um tote Zonen in den großflächigen, flachen Detektoren zu vermeiden. Ebenso können die Detektoren aufgrund ihrer Leichtbauweise nicht bei einem konstanten Innendruck betrieben werden, da die durch Luftdruckschwankungen auftretenden Kräfte an den Detektoren diese beschädigen bzw. zerstören würden.

Der Gasdruck in den Myonkammern liegt daher etwa 2 mbar über dem die MWPCs umgebenden atmosphärischen Luftdruck. Dieser wird durch einen Paraffinölbubblor, der an den jeweiligen Ausgängen der Detektoren angebracht ist, aufrechterhalten (Abb. 6). Der Überdruck in den Kammern entspricht dem hydrostatischen Druck, der von der Eintauchtiefe des Röhrchens in das Paraffin bestimmt wird. Vor der Zufuhr zu den MWPCs wird dem Argon-Methan-Gemisch mittels Spülung der Alkohol 2-Propanol beige-mischt. Neben einer 'Quench'-Wirkung besitzt 2-Propanol die Eigenschaft, die Detektoren von Verunreinigungen (Crack-Resten, Radikale) zu befreien, was aufgrund ihrer langen kontinuierlichen Laufzeit über mehrere Jahre hinweg unentbehrlich ist.

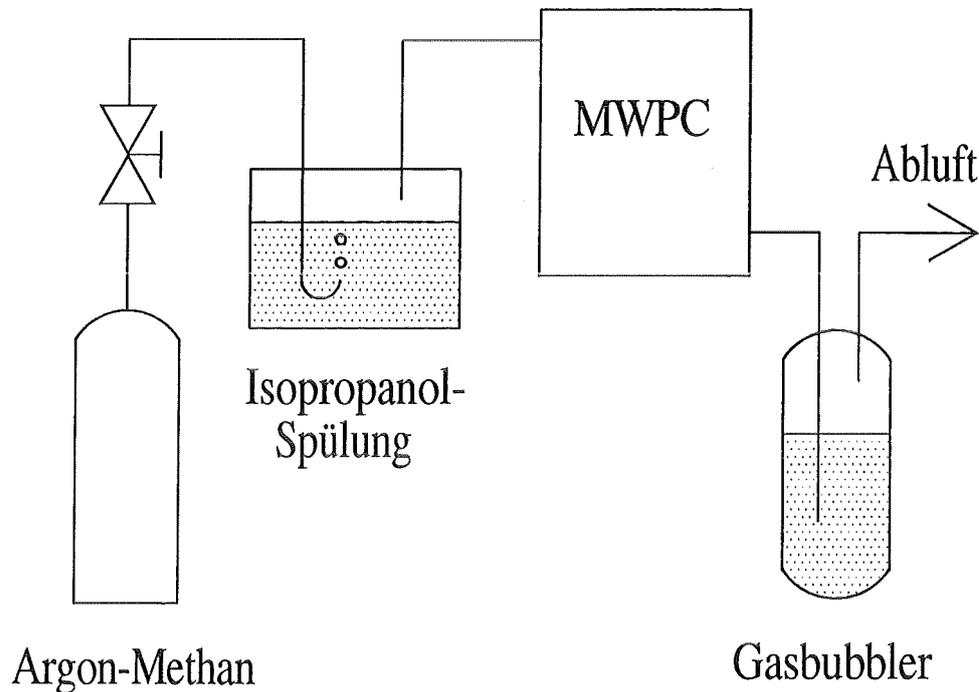


Abbildung 6: Schematische Darstellung der Gasversorgung einer Myonkammer

Die technische Umsetzung des Gasversorgungssystems ist in Abb. 7 dargestellt [MPZ92]. Das Gas kann bereits vorgemischt vom Hersteller bezogen werden, so daß eine nachträgliche Mischung entfällt. Zur Lagerung des Argon-Methans dient ein sich im Außenbereich des Zentraldetektors befindlicher Vorratsraum. Das Gasgemisch wird in zwei Flaschenbündeln von 12 Flaschen mit je 50 Litern Mischgas gelagert. Der Flascheninnendruck beträgt je nach Füllzustand 5 bis 200 *bar*, während der Gasdruck in dem Vorratsraum mittels eines Druckminderers auf zunächst 3 *bar* eingestellt wird.

Es können immer zwei Bündel wechselweise angeschlossen werden, so daß beim Leerwerden eines Bündels mit Hilfe einer automatisch arbeitenden Umschaltvorrichtung die Verbindung zum jeweils anderen Bündel hergestellt wird. Dadurch kann das leere Bündel ausgewechselt und die Zuleitungen können gespült werden, während die Gasversorgung zu den Detektoren weiterhin bestehen bleibt.

In der Zuleitung zu den Myonkammern befindet sich zunächst ein Reduzierventil, nachfolgend ein Millipor-Filter und ein Rückschlagventil. Das Reduzierventil stellt den Druck in der Leitung auf 0.8 *bar* über den atmo-

sphärischen Luftdruck ein, während der Filter das Gasgemisch von Verunreinigungen, insbesondere Staubteilchen, befreit. Ein nachfolgender elektromagnetischer Massendurchflußregler regelt den Gasdurchfluß für jede Kammer auf 8 l/h.

Vor der Zuführung des Frischgases zu den Detektoren wird das Gasgemisch mit dem Alkohol 2-Propanol gesättigt. Das Argon-Methan-Gemisch perlt durch ein mit 2-Propanol gefülltes Gefäß. Bei dem Betrieb eines Myonkammer Teststandes [Her93] wurde deutlich, daß die Spannungsfestigkeit und die Effizienz der Myonkammern empfindlich von der Menge der Alkoholbeimischung abhängt. Deshalb erfolgt die Alkoholbeimischung in einem temperaturstabilisierten Gehäuse, dessen Innentemperatur, die von außen fest einstellbar ist, etwa $17^{\circ}C$ beträgt. Hierbei ist zu beachten, daß die Innentemperatur des Gehäuses unter der Kellertemperatur (etwa $18^{\circ} - 20^{\circ}C$) liegt, da sonst der beigemischte Alkohol in der Kammerzuleitung kondensiert und die Durchflußmesser verstopft. In dem temperaturstabilisiertem Gehäuse befindet sich zusätzlich ein Reservevorrat an 2-Propanol, der bei Bedarf in den Hauptvorrat nachgefüllt wird.

Der Zuführungsdruck zu den Myonkammern beträgt 250 mbar. Dieser wird durch einen Druckregler aufrechterhalten, der sich in der gemeinsamen Gaszuführungsleitung befindet und die Zuführung des Argon-Methan-Gasgemisches in der richtigen Menge regelt.

Jede Einzelzuführung zu den Detektoren enthält ein separates Regelventil um unterschiedliche Durchflußwiderstände auszugleichen. Zur Sicherheit sind an den Eingängen zu den Myonkammern Paraffinölbubblers angebracht, die direkt mit der Auspuffleitung verbunden sind. Falls in den Myonkammern ein Überdruck von mehr als 10 mbar über dem äußeren Luftdruck auftritt, wird das nachströmende Mischgas über den Bubbler zur Abgasleitung abgeführt, um Beschädigungen der Detektoren zu verhindern.

An den Detektorausgängen sind ebenfalls Paraffinölbubblers angebracht, die auf 2 mbar eingestellt und direkt mit der Auspuffleitung verbunden sind. Diese regeln den Kammerinnendruck auf 2 mbar über den atmosphärischen Luftdruck. Daneben dienen sie der Sicherheitsüberwachung des Gasdurchflusses. Mittels Fotodioden- und Transistoren werden die Durchperlraten der Gasbläschen in den Bublern überwacht. Beim Ausbleiben der Bläschen in einem Bubbler über einem Zeitraum von mehr als zwei Minuten wird ein Alarm gegeben.

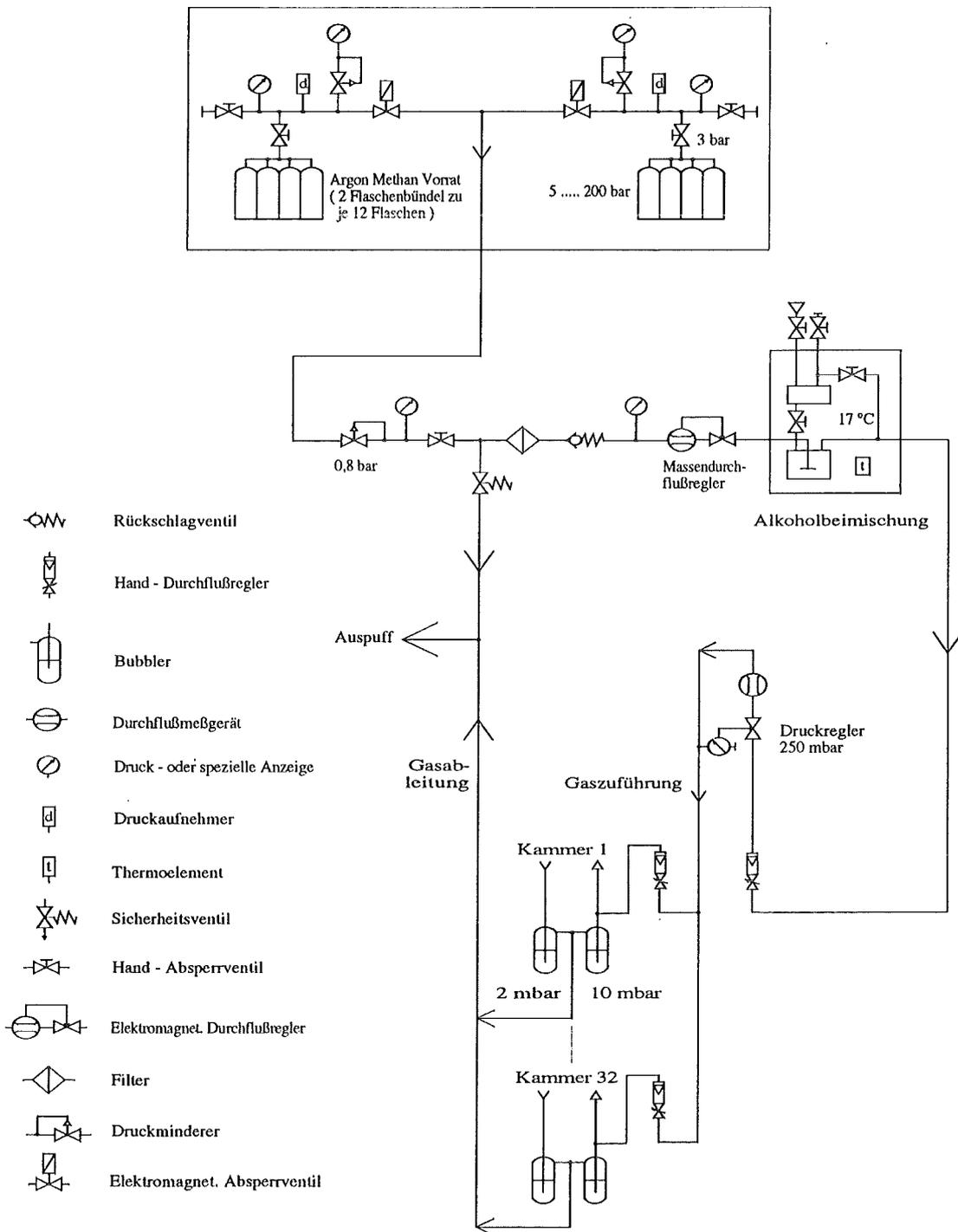


Abbildung 7: Die Gasversorgung der Myonkammern

2.4 Die Datenaufnahme der Myonkammern

Das System zur Auslese der Myonkammern läßt sich grob in drei Bereiche unterteilen. Zuerst werden die elektrischen Pulse digitalisiert, was ein Ansprechen oder Nichtansprechen jedes einzelnen Anodendrahtes oder Kathodenstreifens in den Myonkammern bedeutet. Anschließend werden die Daten mehrerer Kammern zu einem Datenblock, dem Myonkammerereignis, zusammengefaßt. Dies geschieht mit Hilfe des Moduls LIM, dem Link-Interface-Modul. Schließlich erfolgt die Datenaufnahme durch das Programm MYDAS (MYonkammer Datenaufnahme und Analyse-Software), welches auf einem PC486 implementiert ist (Abb. 8).

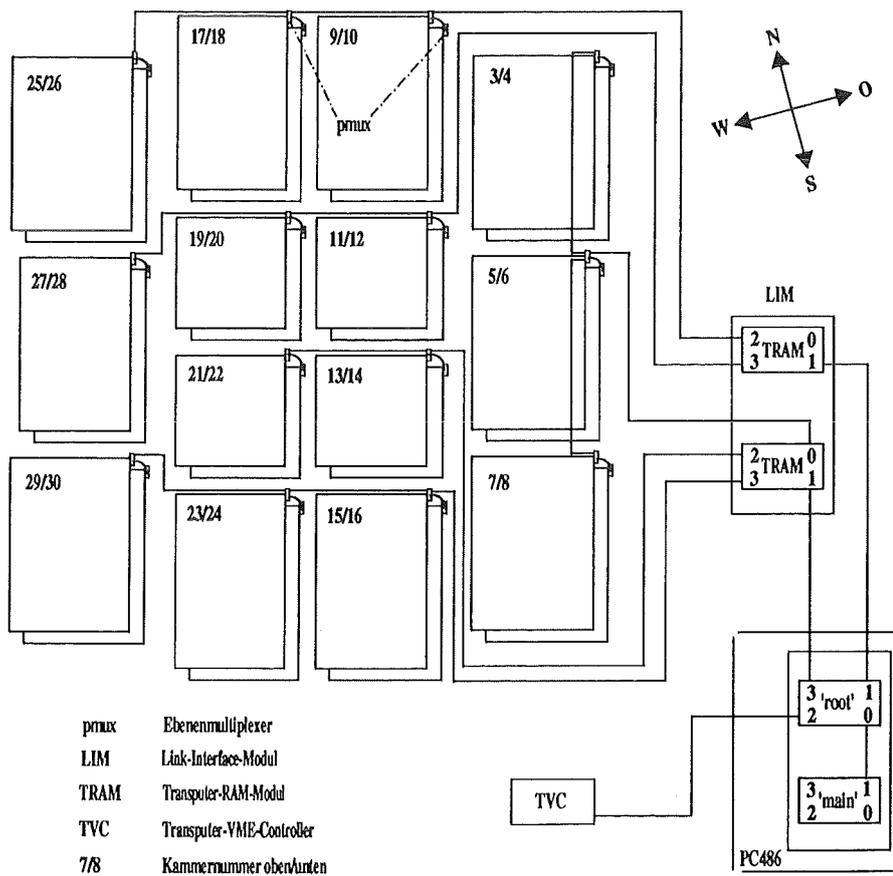


Abbildung 8: Schematische Darstellung der Datenaufnahme der Myonkammern

Die Myonkammern werden fortlaufend durchnummeriert, wobei den oberen Kammern ungerade und den unteren Kammern eines Myonkammernpakets gerade Zahlen zugeordnet werden. Die Numerierung geht von der östlichsten zur westlichsten Reihe und innerhalb einer Reihe von Nord nach Süd.

Die Kammerelektronik befindet sich auf sogenannten Mutterkarten, welche mittels Federleisten an den jeweiligen Stirnseiten jeder Myonkammer aufgesteckt sind. Eine Mutterkarte beinhaltet die analoge Elektronik inklusive der digitalen Verarbeitung für je 32 Kanäle. Jede Mutterkarte ist an den sogenannten Ebenenbus angeschlossen, der unter anderem zur Einstellung der Schwellenwerte eines jeden Kanals dient. Die Signale aller Kammerkanäle werden zunächst verstärkt und durch Vergleich mit individuell einstellbaren Schwellenspannungen in ein digitales Signal umgewandelt. Die Auslese der MWPCs wird von dem sogenannten Ebenenmultiplexer, der mit einem Transputer bestückt ist, gesteuert. Dieser ist über den Ebenenbus mit den einzelnen Mutterkarten verbunden. Insgesamt gibt es pro Myonkammer fünf solcher Ebenenbusse, über die die Auslese der Kammerdaten erfolgt.

Kernstück der Datenauslese einer einzelnen Myonkammer bildet ein Ebenenmultiplexer (pmux), auf dem sich jeweils ein TRAMP-Modul (Transputer **R**am Modul mit **P**eripheriebus) befindet. Dieser TRAMP steuert die Auslese der 5 Teilebenen, das Rücksetzen jedes einzelnen Kanals nach einem Ereignis und stellt die individuellen Schwellenwerte für jeden Kanal ein. Desweiteren leitet er die Kammerdaten zu dem Link-Interface-Modul (LIM) weiter. Jede einzelne Myonkammer besitzt einen solchen Ebenenmultiplexer, der direkt an den MWPCs befestigt ist, so daß insgesamt bei 28 Myonkammern ein Transputernetz von mindestens 28 Transputern benötigt wird. Jeder Transputer besitzt 4 Links, welche von 0 bis 3 gezählt werden. Es ist jeweils die untere Kammer mit der oberen durch eine Verbindung von Link 0 der unteren Kammer zum Link 1 der oberen Kammer verbunden. Weiterhin sind mehrere Kammerpakete miteinander verbunden, wobei einheitlich immer Link 0 in Richtung Datenaufnahme auf einem PC geschaltet wird, da nur Link 0 einen Eingang für das zum Booten der Transputer notwendigen Reset-Signals besitzt. Die Transputer sind baumartig miteinander verschaltet, wobei der sogenannte 'root'-Transputer an der Wurzel sitzt.

Das weitere Zusammenführen der 28 Kammerdatenblöcke wird durch mehrere Transputer, die sich teilweise auf dem LIM und teilweise auf einer

PC-Einsteckkarte befinden, realisiert. Der LIM dient als Bindeglied zwischen dem Hostrechner und dem externen Transputerarray, indem er mehrere Verbindungen zum Anschluß an die Myonkammern bereitstellt. Bei dem Modul LIM handelt es sich um eine Trägerplatine für bis zu 8 aufsteckbare Transputermodule und um einen zusätzlichen Mastertransputer, der die Verbindungen dieser Transputer untereinander und mit der Außenwelt herstellt und überwacht [Lei92]. Auf der Trägerplatine sind auf dem Steckplatz 0 und 6 zwei Transputer mittels TRAMs aufgesteckt. Die beiden Ausgänge des LIMs führen zu einem weiteren Transputer, der sich auf einer Einsteckkarte in einem PC486 befindet.

Die weitere Verarbeitung der Daten erfolgt auf zwei weiteren Transputern, die hier mit 'root' und 'main' bezeichnet werden und die sich auf zwei Einsteckkarten in einem PC486 befinden. Über Link 2 ist der 'root'-Transputer mit einem weiteren Transputer namens TVC (Transputer VME Controller) verbunden, der die Triggerung der Kammern kontrolliert. Link 1 und Link 3 des 'root'-Transputers sind mit dem LIM verbunden. Die Datenauslese, das Vorverarbeiten der Daten (z.B. das Füllen von Histogrammen zum Überwachen einer Kammer) und die Steuerung des Detektorsystems geschieht mit dem Programm MYDAS, welches auf dem 'main'-Transputer läuft. Die Eigenschaften und Optionen dieses Programms sind in [Wen95] und [Kre94] beschrieben.

2.5 Das Triggersystem und die Triggerbedingung

Das Triggersystem besteht aus 4 Szintillationszählermodulen. Diese sind Bestandteil des aus 16 Szintillationszählermodulen bestehenden Detektorarrays, das sich auf dem Dach des Zentraldetektors befindet. Dieses sogenannte 'Top-Cluster' setzt sich aus 16 Einzeldetektormodulen zusammen, die in 4 Reihen zu je 4 Detektoren angeordnet sind (siehe Abb. 3). Die zum Triggern der Myonkammern benutzten 4 Szintillationszählermodule befinden sich an den Ecken des Detektorarrays, so daß ihre jeweilige Entfernung zueinander (Nord-Süd etwa 15 m, Ost-West etwa 19 m) maximal ist. Aufgrund der hohen Energieschwelle für Myonen in den MWPCs wurde die Triggerbedingung so gewählt (alle 4 Szintillationszählermodule in Koinzidenz), daß in dem 'Stand-Alone-System' der Myonkammern in einem Run möglichst viele Schauer hoher Teilchendichte gemessen werden.

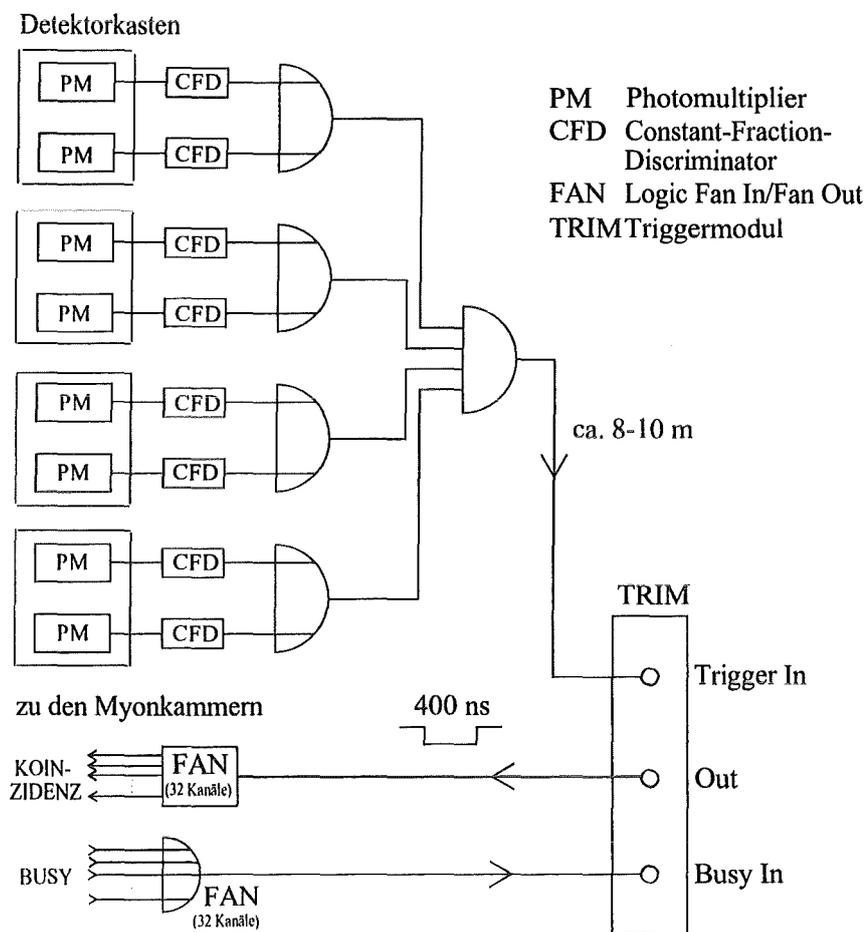


Abbildung 9: Die Triggerschaltung

Ein Szintillationszählermodul besteht aus 4 quadratischen Szintillatorplatten der Länge 24 cm (Basismaterial Polyvinyltoluol), wobei jeweils zwei Szintillatorplatten durch einen Wellenlängenschieber getrennt und gemeinsam ausgelesen werden. Die Auslese geschieht mit einem Photomultiplier der Firma EMI (Modell 9902) [Ama95]. Die Module beinhalten somit zwei getrennte Szintillationszähler, die sich in einem lichtdichten Aluminiumgehäuse befinden.

Die Signale der Photomultiplier werden auf einen 'Constant Fraction'-Diskriminator (Ortec CF8000) gegeben (Abb. 9). Überschreiten die Signale eine Schwelle von 10 mV , so gilt der Szintillationszähler als angesprochen. Aus dem OR der Signale eines Detektorkastens und dem AND der Signale

aller vier Detektorkästen folgt, daß ein ausgedehnter Luftschauer detektiert wurde. Das Triggersignal wird dem Triggermodul (TRIM) zugeführt. Der TRIM steckt in einem VME Crate und wird von dem oben erwähnten TVC gesteuert [Lei91]. Sobald der Triggermodul das Triggersignal erhalten hat und an ihm kein Busy-Signal der Myonkammern anliegt (Veto), sendet er ein Koinzidenzsignal in Richtung der Myonkammern und verriegelt sich selbst, um ein erneutes Triggern während der Datenaufnahme zu verhindern. Das Ausgangssignal des TRIMs besitzt eine Breite von mindestens 400 ns , innerhalb der die MWPC für die Messung offen ist. Es wird auf ein 'Logic Fan In/Fan Out'-Modul (Le Croy 428F) gegeben, welches das Signal in 32 Signale aufsplittet und jedem Ebenenmultiplexer einer Myonkammer ein Koinzidenzsignal zuführt. Der Ebenenmultiplexer sendet nach dem Erhalten des Koinzidenzsignals ein Busy-Signal über eine OR-Schaltung zum TRIM zurück. Nach der Auslese aller Kanäle der Vieldraht-Proportionalkammer gibt der Transputerauf dem Ebenenmultiplexer das Busy-Signal wieder frei. Sobald am TRIM kein Busy-Signal mehr anliegt, die VME Hardware ausgelesen und unterdessen kein Stop der Datenaufnahme erfolgte, wird der Triggermodul wieder freigegeben und ein erneutes Triggern der Myonkammern kann erfolgen.

3 Messung von ausgedehnten Luftschauern

3.1 Die Inbetriebnahme der Myonkammern

Die Myonkammern wurden vor über 15 Jahren für das im DESY durchgeführte CELLO-Experiment entwickelt und gebaut. Die ursprüngliche Kammerelektronik wurde durch eine neue, ungekühlte Elektronik ersetzt, die den Vorteil bietet, die Betriebsparameter einer Kammer (Diskriminatorschwellen, Signalverzögerung, Hochspannung) von einem Rechner aus einstellen zu können. Bei der Installation und während der Messung auftretenden Mängel lassen sich in elektronische und mechanische unterteilen. Unter elektronischen Mängeln werden defekte elektronische Bauteile verstanden, während unter mechanischen Mängeln das Ausfallen einzelner Kanäle oder die Undichtigkeit des Gasvolumens zu verstehen ist. Bei den 28 bis zu 9.6 m^2 großen Kammern müssen 22 656 einzelne Kanäle elektronisch bestückt und mechanisch überprüft werden.

Beim Bestücken der Myonkammern mit der neuen Kammerelektronik wurden an Hand von Testmessungen festgestellt, daß etwa 5 % der gelieferten Mutterkarten und der elektronischen Vorverstärker defekt sind bzw. nach kurzer Laufzeit ausfallen. Diese elektronischen Bauteile wurden daraufhin durch neue ersetzt und die defekten Vorverstärker wurden an einem eigens dafür entwickelten Teststand [Boz95] repariert.

Während des Meßbetriebs wird die Bedingung gestellt, daß alle Anodendrähte einer Myonkammer und mindestens 98% aller Kathodenstreifen voll funktionstüchtig sind. Ist dies nicht der Fall, so wird bei elektronischen Mängeln die defekte Elektronik gewechselt und bei mechanischen Fehlern die entsprechende Kammer in einem Reinzelt geöffnet und die defekten Kanäle werden repariert [Her93].

Der häufigste mechanisch bedingte Mängel ist ein totaler oder teilweiser Ausfall einzelner Kanäle. So können die mit 0.5 N gespannten Anodendrähte reißen, während die auf den Kammerdeckeln aufgeklebten Kathodenstreifen infolge veränderlicher Zugspannungen Haarrisse bekommen können. Ebenso können die Kontaktierungen der nach außen führenden Leiterbahnen durch eine Versprödung des Kontaktmaterials im Laufe der Zeit schlechter

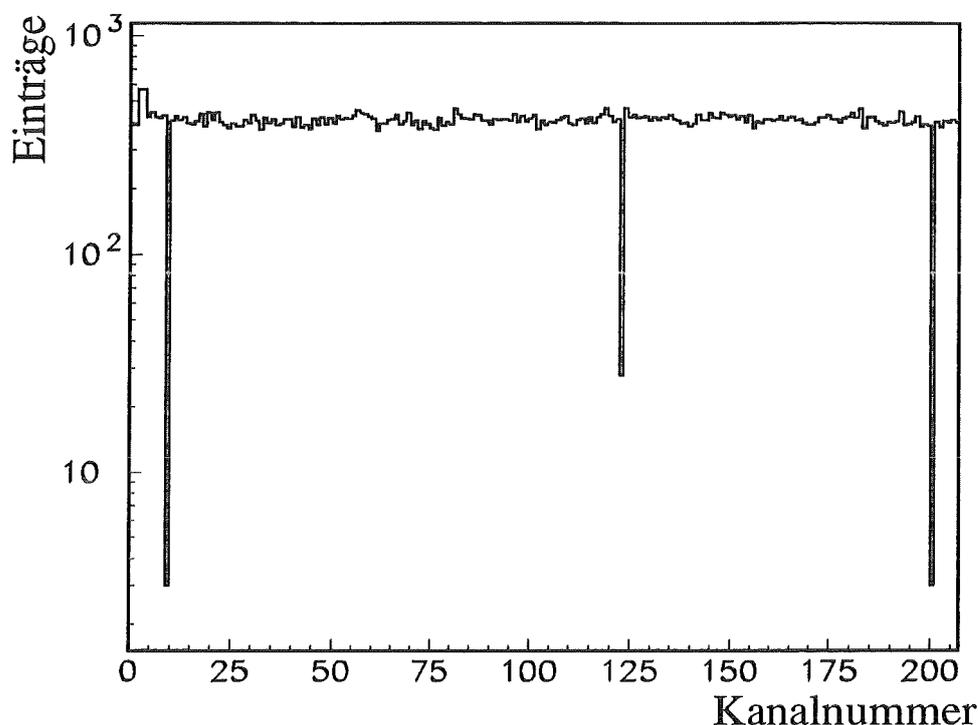


Abbildung 10: Beispiel eines Einkanalspektrums mit rauschenden und defekten Anoden

werden. Defekte oder rauschende Kanäle werden leicht in einem Einzelkanalspektrum während der laufenden Messung identifiziert (Abb. 10).

Die Myonkammern werden von einem Argon-Methan-Gasgemisch durchströmt, das als explosiv und brennbar angenommen wird. Daher müssen die MWPCs aus Gründen der Sicherheit auf ihre Dichtigkeit überprüft werden. Häufigste Ursache auftretender Lecks sind die spröde werdenden Gummidichtungsringe des Gasvolumens. Die Leckraten werden über die zeitliche Abnahme des Kammerdrucks bei geschlossener Gaszu- und ableitung bestimmt. Hierzu werden die Zuführungs- und Ableitungsventile jeder Kammer geschlossen (siehe Abb. 7). Die Höhe der Gassäule in dem Paraffinölbubblen ist dann ein Maß für den Innendruck der Kammer und ihre zeitliche Veränderung ist ein Maß für den Druckverlust, und damit für die Leckrate. Es wird die Höhe der Gassäule zu zwei verschiedenen Zeitpunkten bestimmt. Während dieser Zeit wird der Luftdruck und somit auch das Kammervolumen als konstant angenommen. Das Produkt aus dem Kammerinnendruck

und dem Kammervolumen ist gleich dem Produkt aus dem Luftdruck und dem Gasvolumen in der Kammer zu einem bestimmten Zeitpunkt. Damit erhält man die Änderung des Gasvolumens in der MWPC. Die mit dieser Methode ermittelten Leckraten der bis zum November '94 installierten 22 Myonkammern zeigt Tabelle 3.

	Kammernummer							
	1	2	3	4	5	6	7	8
Leckrate [l/h]	0.04	0.36	0.24	0.00	0.28	0.20	0.50	0.08
	11	12	13	14	19	20	21	22
Leckrate [l/h]	0.30	0.20	0.16	0.12	0.08	0.36	0.04	0.44
	25	26	27	28	29	30		
Leckrate [l/h]	0.86	0.08	0.32	2.60	0.44	0.28		

Tabelle 3: Die Leckraten der Myonkammern

Infolge der eingeschränkten Meßmöglichkeit wird eine Ungenauigkeit der Meßwerte von $\pm 20\%$ angenommen [Zag95].

Vergleicht man die die Werte der Leckraten mit dem Gasdurchfluß von etwa 8 l/h, so erkennt man, daß bis auf Kammer 28 alle Myonkammern die erforderliche Dichtigkeit besitzen. Diese Kammer wurde geöffnet und die Gummidichtungsringe erneuert.

3.2 Einstellung der Betriebsparameter

Nachdem die prinzipielle Funktionstüchtigkeit der MWPCs hergestellt ist, werden die Betriebsparameter 'Gate'-Weite, Hochspannung, Signalverzögerungen und Diskriminatorschwellen zur Messung minimal ionisierender Teilchen optimal eingestellt.

Die 'Gate'-Weite beträgt für alle 28 Myonkammern 400 ns. Untersuchungen haben gezeigt, daß dieser Wert eine größtmögliche Effizienz der MWPCs gewährleistet [Wen95]. Bei 'Gate'-Weiten unter 200 ns werden nicht alle Pulse einer Kammer erfaßt, während bei 'Gate'-Weiten über 1000 ns die Wahrscheinlichkeit der Detektion einzelner rauschender Kanäle schnell zunimmt.

Die Betriebsparameter Hochspannung, Signalverzögerung und Diskriminatorschwellen werden in einer Reihe von Testmessungen an den Kammern jeweils eines Kammernpakets im Keller des Zentraldetektors gemeinsam eingestellt. Als Trigger dienen zwei quadratische Szintillationszähler (sog. Paddel) der Größe $30 \times 30 \text{ cm}^2$, wobei ein Paddel auf die obere Kammer und das andere Paddel zwischen die beiden Kammern gelegt wird. Dadurch wird erreicht, daß die MWPCs im Bereich der zwei Paddel in den häufigsten Fällen nur von einzelnen Teilchen durchquert werden. Es wird darauf geachtet, daß die Kabellänge der Paddel mit denen des eigentlichen Triggers für Luftschauer übereinstimmt, damit der einzustellende Wert für die Signalverzögerung (Delay) übernommen werden kann. Zu Beginn der Testmessungen, die jeweils 1000 Ereignisse umfassen, werden die Betriebsparameter auf Erfahrungswerte eingestellt und dann sukzessive verändert. Es gilt, die Erkennung der Durchstoßpunkte in den Detektoren zu maximieren.

Die Hochspannungen der einzelnen Myonkammern liegen im Mittel bei 1690 V mit einer Abweichung von bis zu 20 V nach oben oder unten. Der Parameter 'Delay' wird von der Entfernung einer Kammer zu den Triggerdetektoren und von der Verzögerung durch die Triggerelektronik bestimmt. Es beträgt zwischen 400 ns und 500 ns . Die Diskriminatorschwellen können für jeden Kanal individuell eingestellt werden. Dadurch ist es möglich, rauschende Kanäle in ihrer Ansprechwahrscheinlichkeit zu unterdrücken.

Die Bestimmung der Effizienz einer MWPC geschieht mit solchen Ereignissen, bei denen der jeweilige Durchstoßort der Teilchen mit einer Schwellenenergie von 2.0 GeV in einer Kammer noch eindeutig aufgelöst werden kann. Der Trigger wird hier von den Eckszintillatormodulen des 'Top'-Clusters geliefert. Die in einer MWPC detektierten Ereignisse werden dem Analyseprogramm MYDAS entsprechend in verschiedene Ereignisklassen einsortiert [Kre94]. 'Gute' Ereignisse werden dadurch charakterisiert, daß die Anzahl der rekonstruierten Hits mit der Anzahl der Triplets übereinstimmt. Bei 'schlechten' Ereignissen fehlen entweder Anodendrähte oder Kathodenstreifen zur Vervollständigung von Triplets oder einzelne Drähte oder Streifen sprechen zuviel an. Ereignisse, bei denen die Teilchendichte zu groß und die Teilchenzahl nicht mehr einwandfrei rekonstruiert werden kann, werden nicht zur Bestimmung der Effizienz herangezogen. Die Effizienz einer MWPC wird nun als Quotient der 'guten' zur Gesamtzahl der 'guten' und 'schlechten' Ereignisse definiert. Abb. 11 zeigt die Effizienzen der Myonkammern.

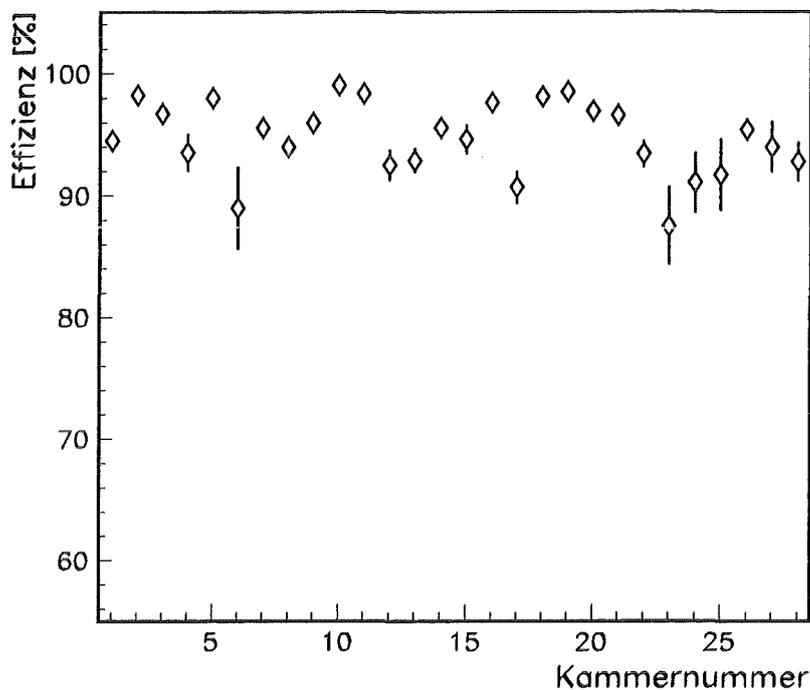


Abbildung 11: Die Effizienzen der Myonkammern

Die niedrige Effizienz der Kammer 23 wird beispielsweise durch eine rauschende Anode verursacht, während die Effizienz der Kammer 6 durch solche Ereignisse reduziert wird, bei denen die unteren Kathoden zur Vervollständigung eines Triplets fehlen. Das Rauschen der Anode wird durch Spannungsüberschläge verursacht. Diese werden durch Staubteilchen oder durch Crack-Reste des Alkohols hervorgerufen, die sich auf der Anode anlagern, wodurch sich an dieser Stelle Spitzen des elektrischen Feldes bilden. Kammer 6 fällt dadurch auf, daß die Hochspannungsfestigkeit nicht in vollem Umfang gewährleistet ist, und daß ein im Vergleich zu den anderen Kammern recht hoher Kriechstrom fließt. Der bei einigen Kammern auftretende relativ große Fehler der Effizienz resultiert aus den großen Schwankungen in Testmessungen. Diese können aus der witterungsbedingten, schwankenden Feuchtigkeit im Keller herrühren, die die Hochspannungsfestigkeit der Kammern herabsetzt.

Das Datenaufnahmesystem erlaubt eine ständige Überprüfung der Effizienzen in einzelnen Runs, so daß mögliche Änderungen der Effizienzen sofort erkennbar sind.

3.3 Datennahme und vorläufige Auswertung

Die Datennahme der für diese Analyse verwendeten Daten erfolgte zwischen Ende Dezember '94 und Ende Februar '95. In diesem Zeitraum wurden etwa 168 000 ausgedehnte Luftschaue (EAS) detektiert. Der Trigger wurde dabei von der elektromagnetischen Komponente der Luftschaue ausgelöst. Hierzu wurde eine Koinzidenz der 4 Eckszintillatormodulen des 'Top'-Clusters gefordert.

Um die Langzeitstabilität der Triggerdetektoren zu überprüfen, wird die Zeitdifferenz zweier aufeinanderfolgender, getriggelter Luftschaue aufgetragen. Da die EAS statistisch voneinander unabhängige Ereignisse darstellen, erwartet man eine Exponentialverteilung (Abb. 12). Ein in einem älteren Experiment [Bad80] gefundener Überschuss der Einträge für kleine Zeitdifferenzen kann von dieser Arbeit nicht bestätigt werden. Eine theoretische Begründung dieses Überschusses von Bath et al. [BSK80] wird zwischenzeitlich von diesem selbst widerlegt und wird auch experimentell nicht bestätigt [Bad82].

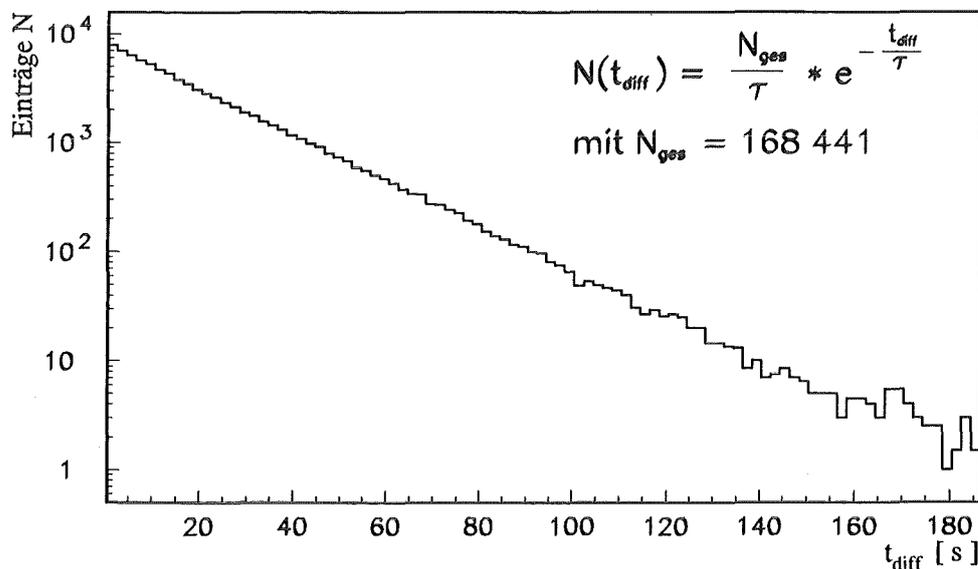


Abbildung 12: Zeitdifferenz zwischen 2 aufeinanderfolgenden Luftschaue

Die mittlere Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Luftschaue ist dem Anpassen des Zeitspektrums mit einer Exponentialfunktion zu entnehmen.

men. Sie beträgt

$$\tau = 20.46 \pm 0.06 \text{ s}$$

Betrachtet man die einzelnen Runs, die zwischen 5 000 und 11 000 Events umfassen, so stellt man eine Schwankung der Triggerrate fest. Die Triggerrate ist abhängig von der Temperatur und von dem während der Messung herrschenden Luftdruck. Bezogen auf den höchsten und niedrigsten Wert der Schauerrate betragen die Schwankungen 20% und liegen damit in Übereinstimmung mit vorhergegangenen Messungen an einem Mini-Array von Szintillationsdetektoren [Ama95].

Aus der Ortsinformation einer oberen und unteren Myonkammer lassen sich die Spuren der Myonen rekonstruieren. Mittelt man über die Richtungen aller nachgewiesenen Myonen, so erhält man in guter Näherung die Richtung der Schauerachse. Die Achsen des hier benutzten Koordinatensystems verlaufen parallel zu den Kanten des Zentraldetektors, wobei die x-Achse in östliche Richtung zeigt. Der Drehsinn verläuft in mathematisch positivem Sinn.

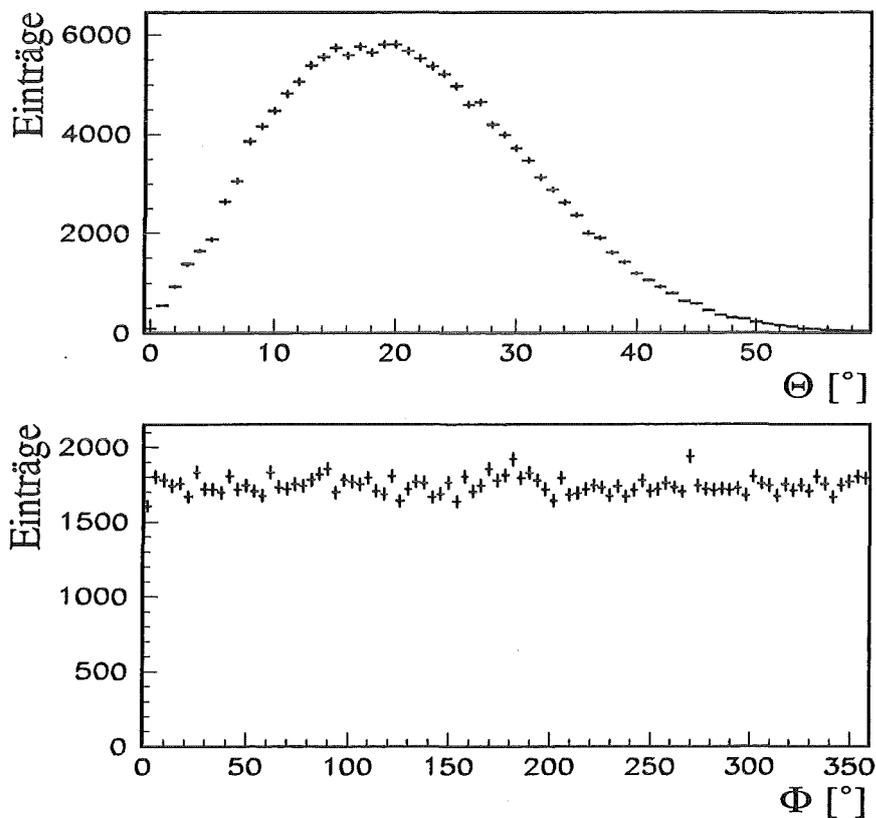


Abbildung 13: Zenit- und Azimutverteilung der EAS

Die Zenit- und Azimutverteilung der Luftschauer zeigt Abb. 13. Die Azimutverteilung zeigt den erwarteten horizontalen Verlauf. Da die Szintillationszähler, die den Trigger darstellen, ein Rechteck bilden, sind die Azimutwinkel von Vielfachen von 90° bevorzugt. Für Luftschauer, deren Schauerrichtung senkrecht zu den Längsseiten des Rechtecks liegt, ist die Ausdehnung des Triggers am kleinsten, so daß aus diesen Richtungen die meisten Schauer die Triggerbedingung erfüllen. Die Zenitwinkelverteilung zeigt ein Maximum bei 18° und entsteht aus der Faltung zwischen dem Fluß der Luftschauer und der vom Zenitwinkel abhängigen Ansprechfunktion des Triggers. Da diese jedoch nur durch aufwendige und zeitintensive Simulationen ermittelt werden kann und hier unbekannt ist, kann nicht auf die Funktion geschlossen werden, die den Fluß der Luftschauer in Abhängigkeit vom Zenitwinkel beschreibt.

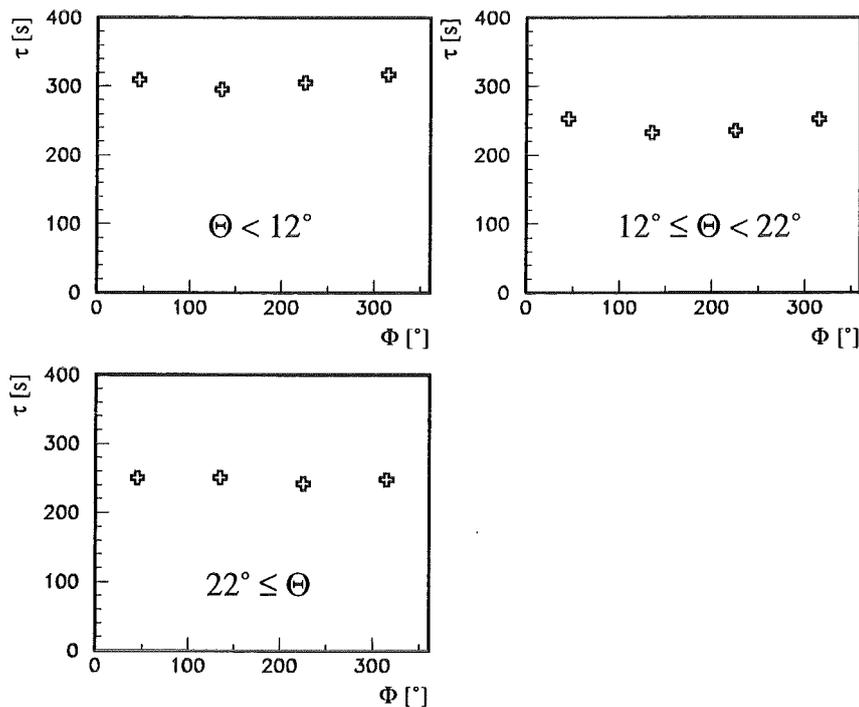


Abbildung 14: Mittlere Zeit zwischen zwei Luftschauern für verschiedene Raumwinkelbereiche

Aus der bekannten Schauerrichtung und der Ankunftszeit eines Schauers kann die Isotropie der Luftschauer bezüglich des Azimutwinkels überprüft werden. Dazu wird der Zenitwinkel in drei Bereiche (bis 12° , 12° bis 22° , größer 22°) und der Azimutwinkel in vier Bereiche (0° bis 90° , 90° bis 180° ,

180° bis 270°, 270° bis 360°) unterteilt. Für kleine Zenitwinkel werden vermehrt niederenergetische EAS detektiert, da bei diesen Winkeln der Weg der Schauer durch die Atmosphäre am kürzesten ist. Weiterhin werden bei großen Zenitwinkeln vermehrt hochenergetische Luftschauer gemessen. Unter der Annahme, daß der Fluß der Luftschauer isotrop verteilt ist, erwartet man für einen festen Zenitwinkelbereich eine vom Azimutwinkelbereich unabhängige, gleichbleibende Rate der Schauer. In Abb. 14 sind die mittleren Zeiten zwischen zwei aus einem festen Raumwinkelbereich kommende EAS aufgetragen.

Zu dem Fehler, der aus dem Anpassen der Zeitverteilung mit einer Exponentialfunktion resultiert, kommt noch der Fehler in der Rekonstruktion der Schauerrichtung hinzu. Außerdem kann man Schauern, von denen in den Myonkammern kein Teilchen nachgewiesen wird, keine Richtung zuordnen. Die Zeitschwankungen betragen für einen festen Zenitwinkelbereich rund 7%. Da dies im Bereich des systematischen Fehlers liegt, kann vermutet werden, daß keine Anisotropie in der Herkunftsrichtung der detektierten Luftschauer zwischen den betrachteten Raumwinkelbereichen vorliegt.

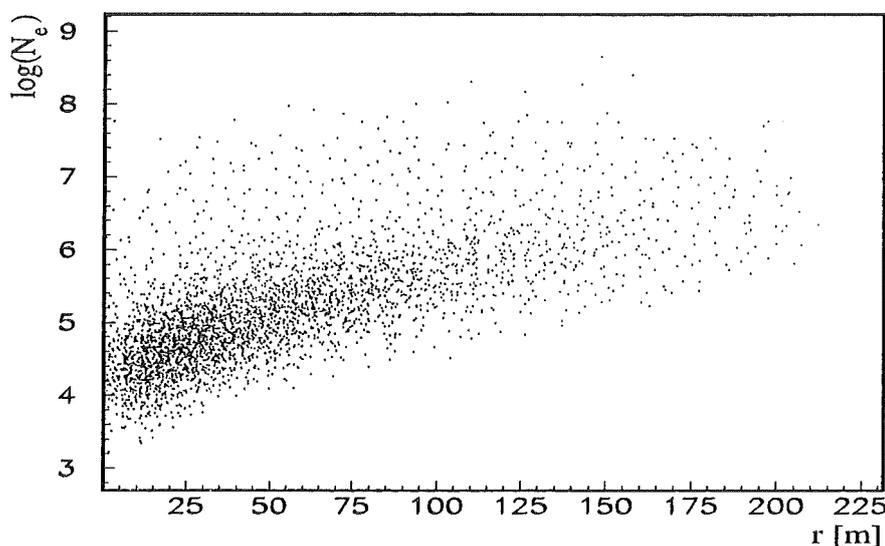


Abbildung 15: Größe und Abstand zu den Triggerdetektoren derjenigen Luftschauer, die die Triggerbedingung erfüllen

Um eine Vorstellung über die Anzahl N_e der Elektronen zu bekommen, die die aufgenommenen Luftschauer besitzen, und in welchem Abstand zum Zentraldetektor ihr Schauerzentrum liegt, werden simulierte Luftschau-

er untersucht. Die Lateralverteilung der Elektronen von EAS wird durch die NKG-Formel [Gre60] gegeben und ihre relative Häufigkeit wird durch den integralen Fluß der Primärteilchen bestimmt. Die Luftschauer werden gleichverteilt in ein Quadrat der Kantenlänge 300 m simuliert, in deren Mitte sich der Zentraldetektor befindet. Übersteigt die poissonverschmierte Elektronendichte am Ort eines Triggerdetektors den Wert von $1/m^2$, so wird dieser als angesprochen gewertet. Abb. 15 zeigt die N_e -Verteilung über dem Abstand zum Zentraldetektor derjenigen EAS, die die in Abschnitt 2.4 vorgestellte Triggerbedingung erfüllen. Mit steigender Entfernung vom Schauerzentrum zum Zentraldetektor steigt die Anzahl N_e der Elektronen der triggernden Luftschauer an, wobei ein minimaler Wert von N_e existiert. Von einer Milliarde simulierten Luftschauern mit Energien des Primärteilchens $E > 4 \cdot 10^{13}\text{ eV}$ erfüllen etwa 74 000 die Triggerbedingung.

4 Hohe Teilchendichten in den Myonkammern

4.1 Das Problem der hohen Teilchendichten

Aus der Messung ionisierender Teilchen mittels Myonkammern erhält man als unmittelbare Information die Nummern der angesprochenen Anodendrähte und Kathodenstreifen. Ein oder mehrere unmittelbar benachbarte Drähte oder Streifen die gleichzeitig ansprechen, bilden ein Cluster. Die Anzahl der Anodendrähte oder Kathodenstreifen eines Clusters, wird als Multiplizität der Cluster bezeichnet.

Ein bestehender Rekonstruktionsalgorithmus berechnet den Kreuzungspunkt (Triplet) von Anoden- und Kathodencluster der oberen und unteren Ebene und definiert ihn als einen gültigen Hit [Mat93]. Neben der Anzahl der

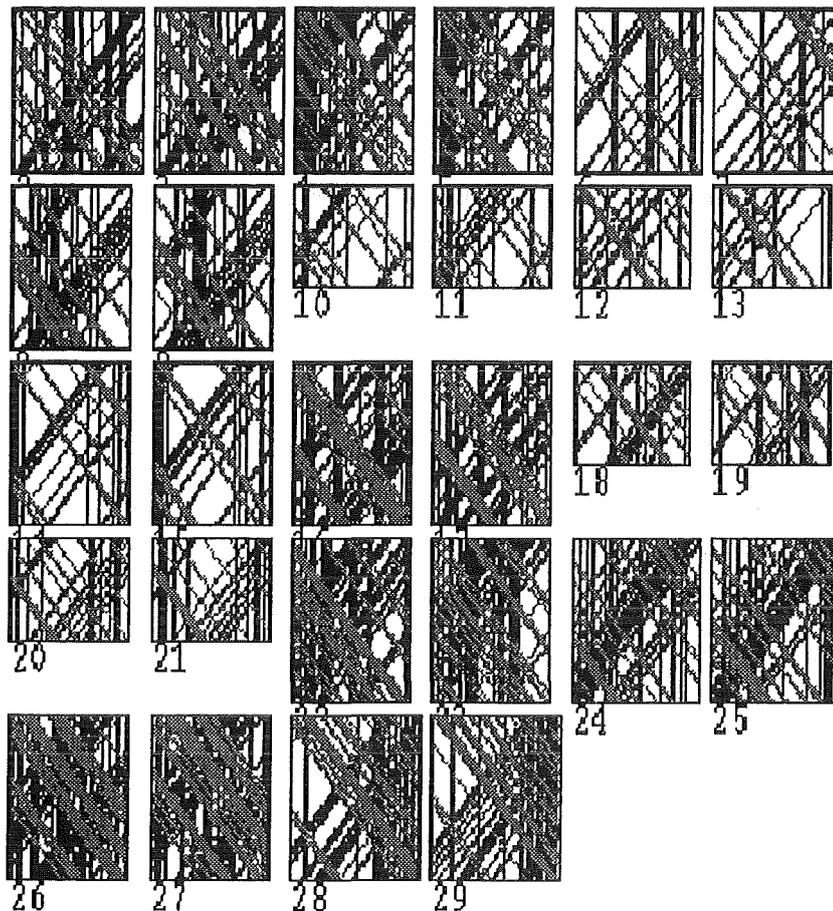


Abbildung 16: Eventdisplay der angesprochenen Drähte und Streifen aller 28 Myonkammern eines Luftschauers mit hoher Teilchendichte in den Kammern

Hits erhält man also auch eine Ortsinformation des Durchstoßortes. Die Ortsauflösung der Myonkammern für Einzelspuren beträgt in x-Richtung 0.6 cm und in y-Richtung 0.8 cm . Für niedrige Trefferdichten ($\rho_t \leq 2/m^2$) hat sich dieser Rekonstruktionsalgorithmus als sehr effektiv erwiesen. Mit steigender Teilchendichte, d.h. mit steigender Zahl der angesprochenen Drähte und Streifen wird der Algorithmus jedoch zunehmend ungenau. Der Grund liegt in der Rekonstruktion von sich zufällig ergebenden Triplets, den sogenannten Phantomtreffern.

Abb. 16 zeigt das Eventdisplay eines Luftschauers hoher Teilchendichte. Die Auswertung dieses Events mit Hilfe des Rekonstruktionsalgorithmus ist aufgrund des Auftretens von Phantomtreffern problematisch. Das Ziel im folgenden ist nun, einen Algorithmus zu entwickeln, der bei einer hohen Teilchendichte ($\rho_t > 2/m^2$) eine zuverlässige Aussage über die Anzahl der Teilchen in einer Myonkammer macht. Wie sich herausstellt, geht dabei jedoch die Ortsinformation der Teilchen in der Kammer verloren.

4.2 Ein Algorithmus für hohe Teilchendichten

Der Algorithmus wird an Hand von Simulationen entwickelt und getestet. Dabei kann von den in eine Myonkammer simulierten Hits von Myonen gesprochen werden, während bei den Schauermessungen nur von Teilchen die Rede sein kann, da außer Myonen in den Kammern auch Hadronen, δ -Elektronen oder im Absorptionsmaterial des Zentraldetektors entstandene Sekundärteilchen nachgewiesen werden. Der Algorithmus wird im folgenden Parameter-Algorithmus genannt. Jedes Ereignis in einer Myonkammer läßt sich durch 6 Parameter beschreiben. Diese sind:

- Anzahl der angesprochenen Anoden (AN)
- Anzahl der angesprochenen oberen Kathoden (UC)
- Anzahl der angesprochenen unteren Kathoden (LC)
- Anzahl der Cluster in der Anodenebene
- Anzahl der Cluster in der oberen Kathodenebene
- Anzahl der Cluster in der unteren Kathodenebene

Der hier zu entwickelnde Algorithmus stützt sich allein auf die Werte dieser 6 Parameter, um eine Aussage über die Gesamtzahl der Myonen in einer Kammer pro Event zu treffen. Dabei ist die Anzahl der angesprochenen AN, UC und LC allein von der Zahl der ionisierenden Teilchen abhängig, während die Anzahl der Cluster durch die Vorgabe einer maximalen Multiplizität der Cluster (Clustergröße) beeinflusst werden kann. Die Werte der 6 Parameter sind also direkt aus den digitalisierten Rohdaten der Kammern ohne eine weitere vorherige Interpretation zu entnehmen.

In einer Monte-Carlo Simulation, die jeweils 10 000 Events umfaßt, werden n Myonen (n fest, $1 \leq n \leq 40$) in eine Myonkammer eines bestimmten Typs gleichverteilt gewürfelt. Dabei ist von Bedeutung, nach welcher Verteilung die Multiplizitäten der anzusprechenden AN, UC und LC simuliert werden sollen, da der Parameter-Algorithmus voraussetzt, daß sich die mittlere Multiplizität der Cluster pro ionisierendem Teilchen auch für hohe Teilchendichten nicht ändert.

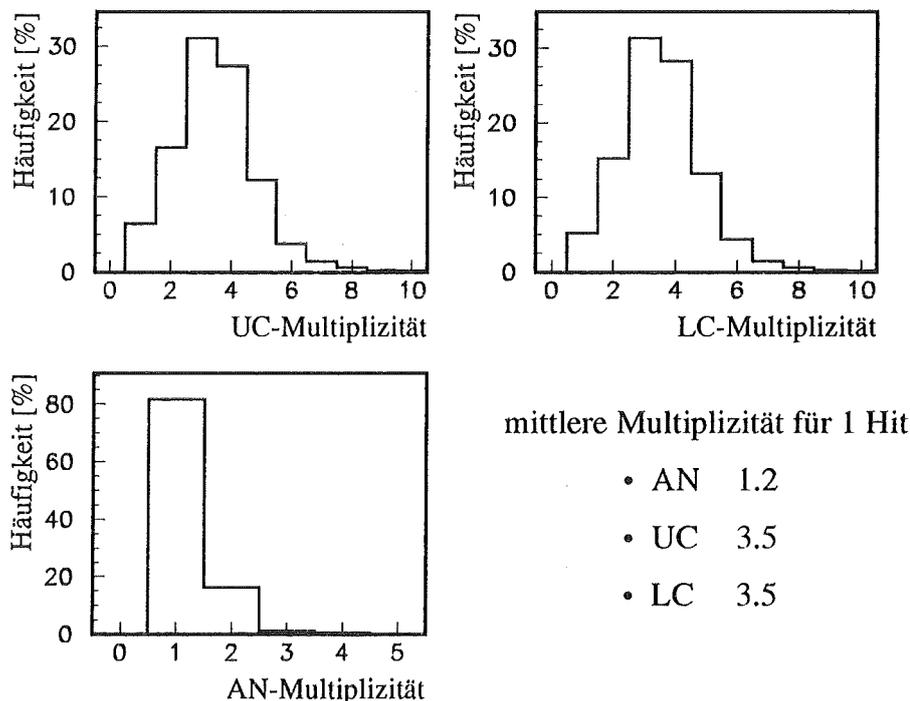


Abbildung 17: Multiplizitätsverteilung von einzelnen Teilchen

Zu diesem Zweck werden aus den gemessenen Rohdaten nur diejenigen Events untersucht, deren Signatur in einer Kammer aus genau einem Triplett besteht. Die Multiplizitätsverteilungen beinhalten dadurch die Ze-

nitwinkelabhängigkeit. Es werden die Multiplizitäten der 3 Cluster näher untersucht (Abb. 17). Da sich zwischen zwei Anodendrähten jeweils ein Potentialdraht befindet, der eine starke Fokussierung des elektrischen Feldes zur Folge hat, ist die mittlere Multiplizität der Anoden mit einem Wert von 1.2 deutlich niedriger als die mittlere Multiplizität der Kathoden (UC: 3.5, LC: 3.5). Die Ausgangssignale auf den Kathoden sind um einen Faktor 5 schwächer als die auf den Anoden ausgelegt. Um dennoch die gleichen Diskriminatoren verwenden zu können, sind die Vorverstärker der Kathoden 5 mal empfindlicher als die der Anoden. Die Multiplizitätsverteilungen unterscheiden sich von Kammer zu Kammer nur geringfügig und in Abschnitt 4.3 wird gezeigt, daß die mittleren Multiplizitäten pro ionisierendem Teilchen unabhängig von der Anzahl der Teilchen in einer Kammer sind.

Die Multiplizitäten werden somit gemäß den Verteilungen in Abb. 17 simuliert. Die maximale Clustergröße beträgt bei den Anoden 2 und 7 bei den Kathoden. Für jeden der 6 Parameter erhält man nun eine Verteilung, bei der der Mittelwert des Parameters über der Anzahl der simulierten Myonen

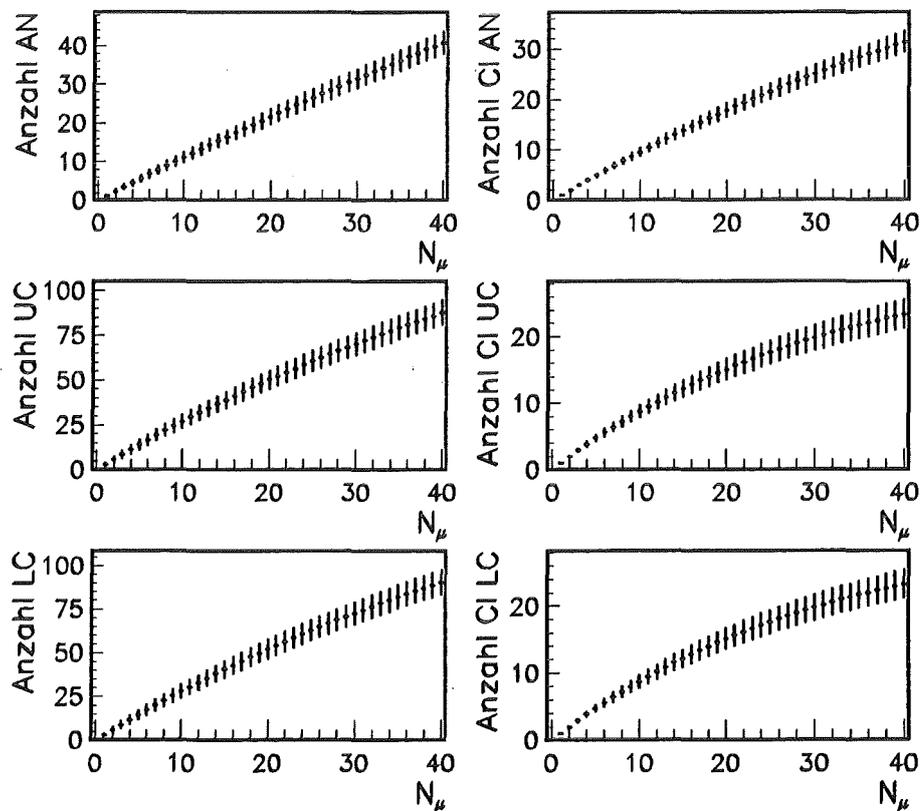


Abbildung 18: Werte der Parameter über der Anzahl der in einer Myonkammer simulierten Myonen (Kammertyp 3)

aufgetragen ist (Abb. 18). Die erhaltenen Kurven werden an ein Polynom 2. Ordnung angepaßt und die Umkehrfunktion wird gebildet. Diese Vorgehensweise wird für jeden der 3 Kammertypen durchgeführt.

Ein Ereignis in einer Kammer liefert nun die Werte der 6 Parameter und über die jeweilige Umkehrfunktion liefert jeder Parameter eine Myonzahl. Zur Bestimmung einer endgültigen Myonzahl werden die Parameter 'Anzahl AN' und 'Anzahl Cluster AN' stärker gewichtet, um die geringere mittlere Multiplizität pro ionisierendem Teilchen der Anoden zu berücksichtigen.

Die Myonzahl in einer Kammer ergibt sich dann durch

$$N_{\mu} = 1/10 \{ 3N_{\mu}^{AN} + N_{\mu}^{UC} + N_{\mu}^{LC} + 3N_{\mu}^{Cl AN} + N_{\mu}^{Cl UC} + N_{\mu}^{Cl LC} \}$$

mit N_{μ}^{AN} : Anzahl der vom Parameter 'Anzahl AN' gefundenen Myonen

$N_{\mu}^{Cl UC}$: Anzahl der vom Parameter 'Anzahl Cluster UC' gef. Myonen

u.s.w.

Die Güte des Parameter-Algorithmus wird getestet, indem für jeden Kammertyp bis zu 35 Myonen in eine Kammer simuliert werden. Abb. 22 auf Seite 37 zeigt die Anzahl und den absoluten Fehler der dann gefundenen

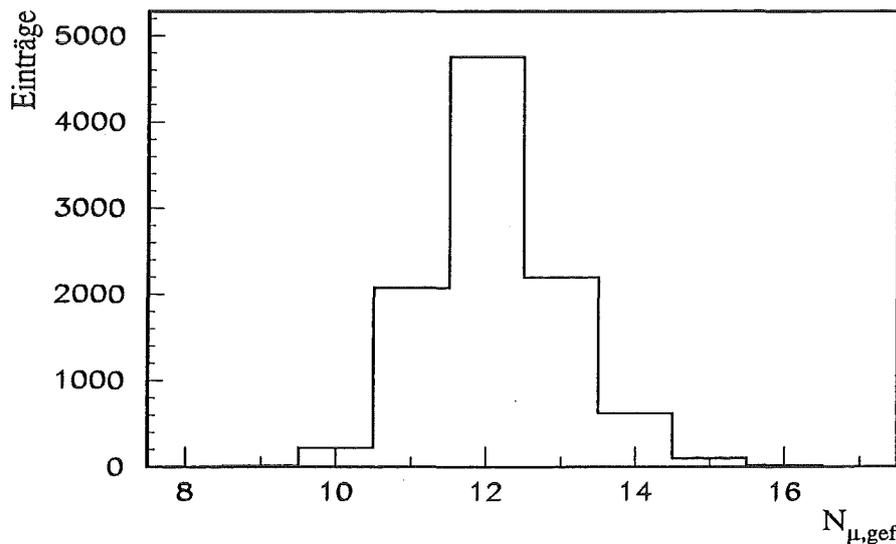


Abbildung 19: Anzahl der vom Parameter-Algorithmus gefundenen Myonen. Es wurden 12 Myonen in eine Kammer des Typs 3 simuliert.

Myonen für Kammertyp 3. Als exemplarisches Beispiel wird in Abb.19 der Fall gezeigt, daß 12 Myonen 10 000 mal in eine MWPC des Typs 3 simuliert werden. Der Parameter-Algorithmus liefert dann eine Myonzahl von

$$N_{\mu} = 12.1 \pm 0.9$$

4.3 Untersuchung des Übersprechens von Myonkammern

Der Parameter-Algorithmus setzt voraus, daß sich die Multiplizität der Cluster mit steigender Teilchendichte nicht ändert. Ein Ansteigen der Multiplizität mit höherer Teilchenzahl wäre aufgrund eines elektronischen Übersprechens der Kammerelektronik (Crosstalk) denkbar. Dabei würden auch solche Kanäle ansprechen, die selbst kein elektrisches Signal durch eine Ladungswolke in dem Gasvolumen der Kammer erhalten haben.

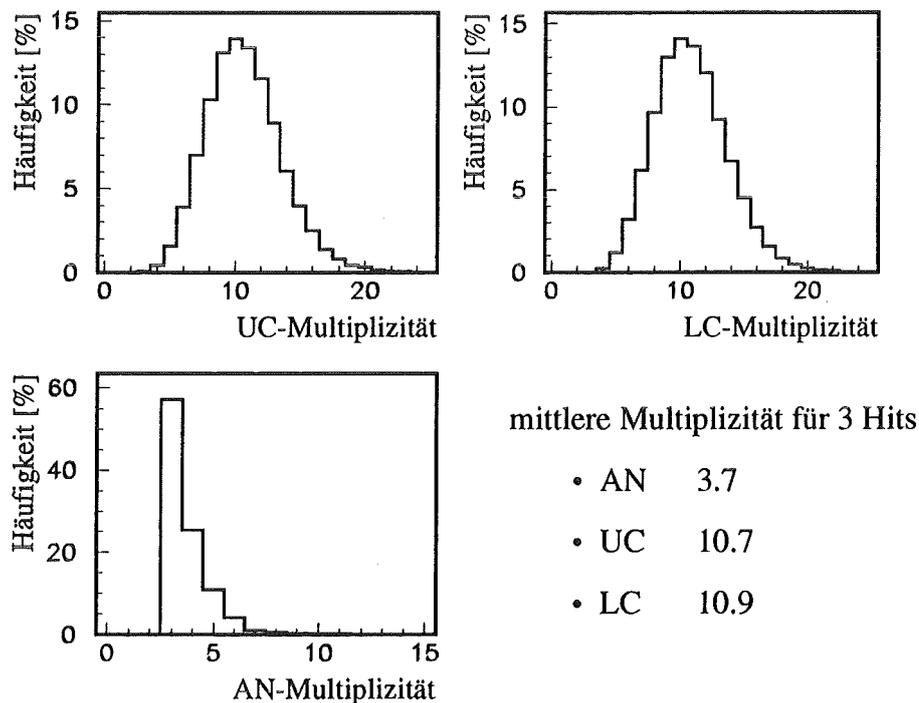


Abbildung 20: Multiplizitätsverteilung von 3 Teilchen

Aus diesem Grund werden die Rohdaten folgender Untersuchung unterzogen. An die Ereignisse in einer MWPC wird die Bedingung gestellt, daß

der Rekonstruktionsalgorithmus n Triplets ($1 \leq n \leq 7$) rekonstruiert und jeweils n Cluster AN, UC und LC vorliegen. Jedem Triplet wird ein Hit zugeordnet. Der minimale Abstand eines Hits zum nächst benachbarten soll mehr als 30 cm betragen. Dadurch wird ausgeschlossen, daß ein Draht oder Streifen von mehreren Teilchen angesprochen wird, was eine Überlappung der Cluster bedeutet. Zudem wird die maximale Clustergröße genügend groß gewählt, so daß sich zwischen zwei Clustern mindestens ein nicht angesprochener Draht oder Streifen befindet. Die Anzahl aller pro Event angesprochenen AN, UC und LC für 3 Hits ist in Abb. 20 dargestellt. Teilt man den Mittelwert der angesprochenen Drähte oder Streifen durch die Anzahl n der Hits, so erhält man eine mittlere Multiplizität pro ionisierendem Teilchen. In Abb. 21 ist die mittlere Multiplizität für eine verschiedene Anzahl von in einer Kammer detektierten Teilchen aufgetragen.

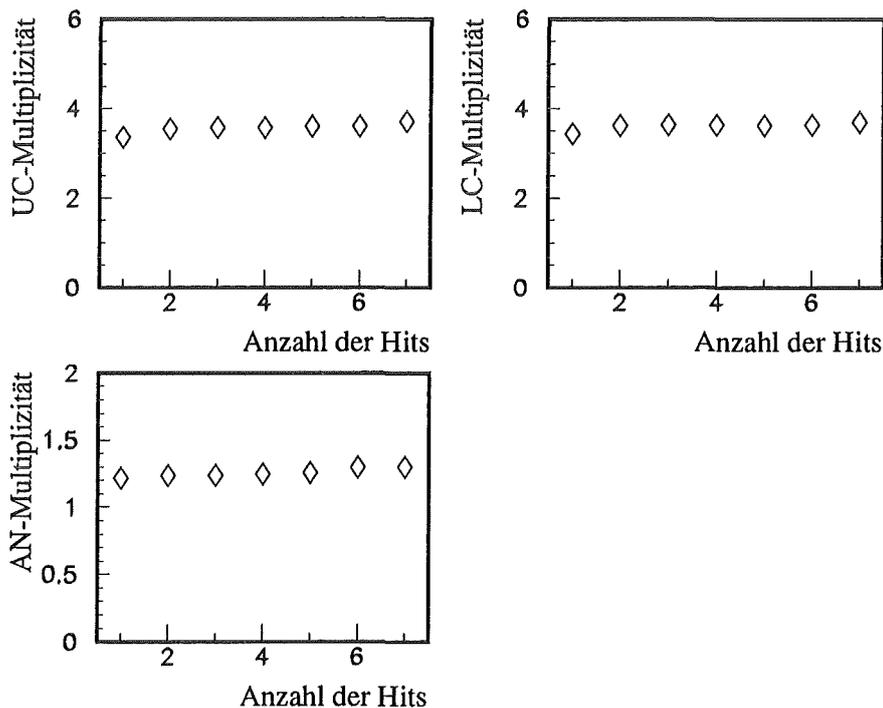


Abbildung 21: Mittlere Multiplizität der angesprochenen Drähte oder Streifen bei steigender Teilchendichte in einer Myonkammer

Man erkennt, daß die mittlere Multiplizität pro Hit mit steigender Teilchendichte nur unwesentlich ansteigt. In der Anodenebene verhindern die hohen Anodenschwellen ein Crosstalk, während in den Kathodenebenen

die Möglichkeit der Wahl einer genügend hohen Clustermultiplizität dem Crosstalk entgegenwirkt. Die Vorgehensweise, beim Entwickeln des Parameter-Algorithmus die Multiplizitäten der Cluster nach einer festen Verteilung zu simulieren, erscheint damit gerechtfertigt.

4.4 Vergleich von Algorithmen

Es stehen nun zwei Algorithmen zur Verfügung, die eine Aussage über die Anzahl der Teilchen in einer Myonkammer machen können. Der Rekonstruktionsalgorithmus berechnet Triplets und erhält somit eine Ortsinformation über die Teilchen in einer Myonkammer. Diese wird zur Rekonstruktion der Teilchenspuren durch die Myonkammern eines Kammernpakets benutzt. Der Parameter-Algorithmus stützt sich allein auf die Werte der vorgestellten 6 Parameter und liefert die Anzahl der in einer Myonkammer gefundenen Teilchen. Über den Ort der Teilchen kann jedoch keine Aussage gemacht werden. Es stellt sich nun die Frage, bei welcher Teilchendichte welcher Algorithmus angewendet werden sollte, um den Fehler in der Rekonstruktion der Teilchenzahl möglichst gering zu halten. Um dies zu entscheiden, wird eine feste Anzahl von Myonen in eine Kammer eines jeden Typs simuliert. Anschließend geben die Algorithmen die von ihnen gefundene Myonzahl wieder (Abb. 22).

Man erkennt, daß der Rekonstruktionsalgorithmus die von ihm gefundene Myonzahl bei bis zu 6 in einer Kammer des Typs 3 simulierten Myonen richtig wiedergibt. Bei den flächenmäßig größeren Myonkammern des Typs 1 und 2 liegt die obere Grenze der richtig wiedergegebenen Myonzahl bei 8 Myonen. Steigt die Myonzahl weiter an, dann liegt die gefundene Myonzahl wegen der Rekonstruktion von Phantomtreffern stets über der Anzahl der simulierten Myonen. Die Zahl der Phantomtreffer steigt in etwa quadratisch mit der Anzahl der simulierten Myonen an. Ab 15 Myonen ist die Zahl der rekonstruierten Myonen doppelt so hoch wie die Zahl der simulierten Myonen. Wenn man die sensitive Fläche der jeweiligen Kammern mit berücksichtigt, so findet man eine obere Grenze der Teilchendichte, für die der Rekonstruktionsalgorithmus angewendet werden kann. Diese liegt bei einer Teilchendichte von $1/m^2$. Mit einer Weiterentwicklung des Algorithmus, bei der Phantomtreffer durch die Spursuche in den zwei Kammern eines Kammernpakets teilweise als solche erkannt und verworfen werden, erreicht man Teilchendichten

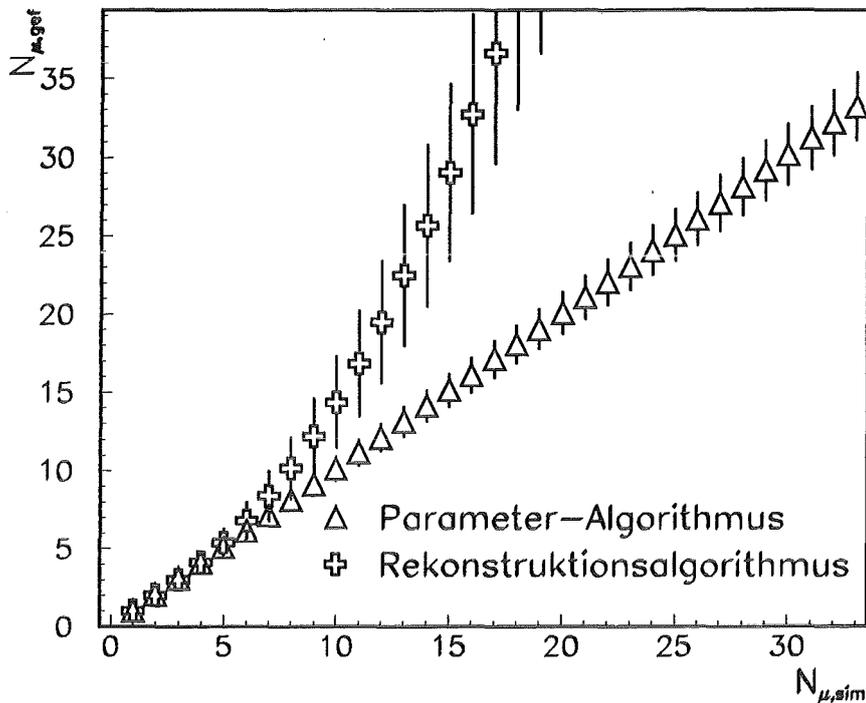


Abbildung 22: Vergleich des Rekonstruktionsalgorithmus mit dem Parameter-Algorithmus (Kammertyp 3)

von bis zu $2/m^2$ [Hau94].

Der Parameter-Algorithmus gibt die Zahl der simulierten Myonen im Mittel richtig wieder. Allerdings steigt mit der Teilchendichte auch der Fehler der Zahl der rekonstruierten Teilchen, d.h. die Breite der Verteilung in Abb. 16. Es wird die Bedingung gestellt, daß der Fehler der rekonstruierten Teilchenzahl weniger als 2 Teilchen beträgt. Damit liegt die obere Grenze der rekonstruierten Teilchenzahl bei Typ 1 bei 32 Myonen, bei Typ 2 bei 31 Myonen und bei Typ 3 bei 30 Myonen. Die Güte des Parameter-Algorithmus reicht dann bis zu einer Teilchendichte von ca. $4/m^2$.

Zusammenfassend läßt sich folgendes sagen: zur Untersuchung der myonischen Komponente eines Luftschauers stehen zwei Algorithmen zur Verfügung, deren Güte in unterschiedlichen Aspekten (Ort oder Anzahl der Teilchen in einer Myonkammer) liegt. Somit ist es von der Fragestellung abhängig, welcher Algorithmus zur Analyse angewendet wird. Ist man an dem Ort der Teilchen interessiert, so bietet sich der Rekonstruktionsalgorithmus an. Dieser macht allerdings über die Zahl der Teilchen in einer Kammer

nur eine zuverlässige Aussage, solange für die Teilchendichte gilt $\rho_t < 2/m^2$. Ist insbesondere bei hohen Teilchendichten die Gesamtzahl der Teilchen von Interesse, dann bietet sich der Parameter-Algorithmus an, dessen Güte bis zu einer Teilchendichte von $4/m^2$ pro Myonkammer reicht. Bei dem letztendlich resultierenden Algorithmus der Rekonstruktion von KASCADE Luftschauerdaten wird bei hohen Teilchendichten eine Kombination beider Algorithmen angestrebt.

5 Auswertung der Schauerdaten

5.1 Die Teilchendichte der Luftschauer

Es werden die Daten aller 168 441 detektierten Luftschauer mit dem Parameter-Algorithmus ausgewertet. Die Auswertung besteht in der Bestimmung einer mittleren Teilchendichte im Keller des Zentraldetektors. Das bedeutet, daß die Anzahl aller gefundenen Teilchen in den einzelnen Kammern einer Ebene aufsummiert und durch die gesamte sensitive Detektorfläche einer Ebene dividiert wird. Damit ist die Teilchendichte ρ_t eine mittlere Dichte, bezogen auf 112.6 m^2 sensitiver Detektorfläche bei 80.5% Flächenbelegung (Abb. 4). Zudem kann aber mit dem entwickelten Analyse-Algorithmus für jedes Kammerpaket eine lokale Teilchendichte bestimmt werden, die sich auf die sensitive Detektorfläche eines Kammertyps (5.4 m^2 , 8.8 m^2 oder 9.6 m^2) bezieht. Für die mittlere Teilchendichte ρ_t aller detektierten Schauer erhält man die in Abb. 23 dargestellte Verteilung. Aufgrund des Auftretens von Phantomtreffern liegt für hohe Teilchendichten ab $\rho_t > 2/\text{m}^2$ die Verteilung

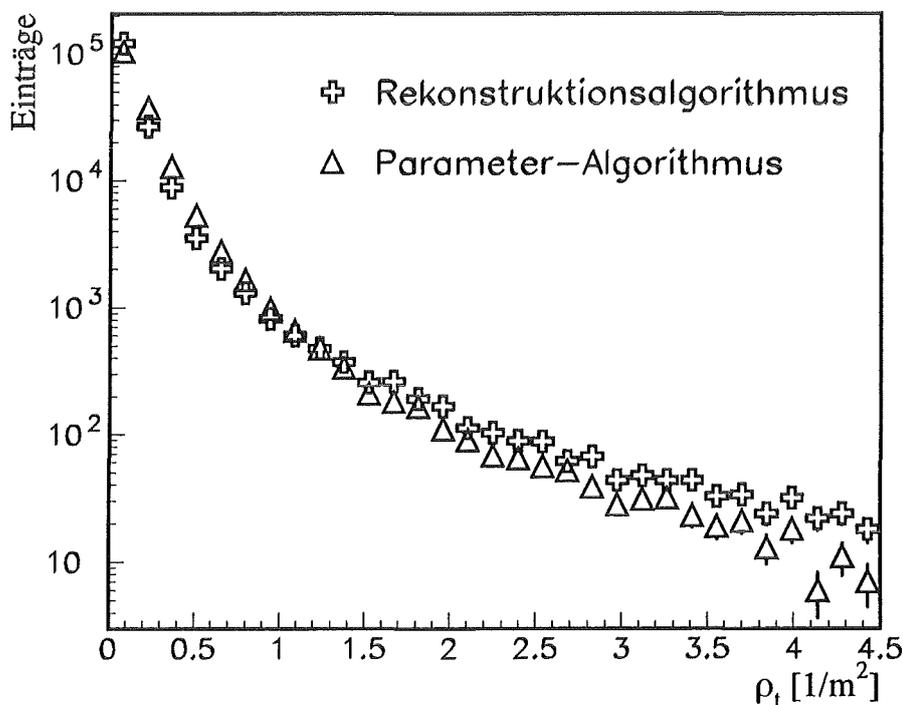


Abbildung 23: Mittlere Teilchendichte aller detektierten Luftschauer

der mittleren Teilchendichte für die mit dem Rekonstruktionsalgorithmus ausgewerteten Luftschauerdaten über der Verteilung der mit dem Parameter-Algorithmus ausgewerteten Daten. Unter allen detektierten Schauern befinden sich aber auch solche, bei denen einzelne Kammern gerauscht haben und damit die lokale Teilchendichte in den Kammern sehr unterschiedlich ausfällt. Damit diese Schauer nicht in die Auswertung mit einfließen, werden verschiedene Schnitte an die Daten angebracht. Da der Parameter-Algorithmus seine Anwendung erst ab einer Teilchendichte $\rho_t > 2/m^2$ findet, werden hier in dieser Arbeit nur Schauer mit hohen Teilchendichten ausgewertet. Im einzelnen lauten die Bedingungen an die mit dem Parameter-Algorithmus ausgewerteten Daten:

- mittlere Teilchendichte $\rho_t > 2/m^2$. Die Teilchendichte berechnet sich aus dem Quotienten von dem Mittelwert der gefundenen Teilchenzahl der oberen und unteren Ebene der Myonkammern und der sensitiven Detektorfläche. Die sensitive Fläche beträgt $112.6 m^2$.

$$\rho_t = \frac{h_o + h_u}{2A_s}$$

mit h_o : Anzahl der gefundenen Teilchen in der oberen Ebene

h_u : Anzahl der gefundenen Teilchen in der unteren Ebene

A_s : sensitive Fläche der 14 Myonkammern einer Ebene

- die Differenz der gefundenen Teilchenzahl zwischen einer oberen und unteren Myonkammer eines Kammernpakets darf nicht mehr als 20 Teilchen betragen. Dadurch wird ausgeschlossen, daß eine Kammer eines Pakets rauscht, was durch elektrische Störsignale hervorgerufen werden kann (Abb. 24).
- die Differenz der gefundenen Teilchenzahl zwischen allen Myonkammern der oberen Ebene und allen Kammern der unteren Ebene darf nicht größer als 50 sein.

Die 1. Bedingung reduziert die Zahl der Schauer aufgrund des stark abfallenden Dichtespektrums am stärksten. Es bleiben von den 168 441 detektierten Schauern nur 679 EAS oder 0.4% übrig. Der 2. Schnitt reduziert die Zahl der Schauer weiter auf 608. Es ist auffällig (Abb. 24), daß im Mittel mehr Teilchen in der unteren wie in der oberen Ebene gefunden werden (negativer Mittelwert). Dies wird hauptsächlich auf niederenergetische δ -Elektronen

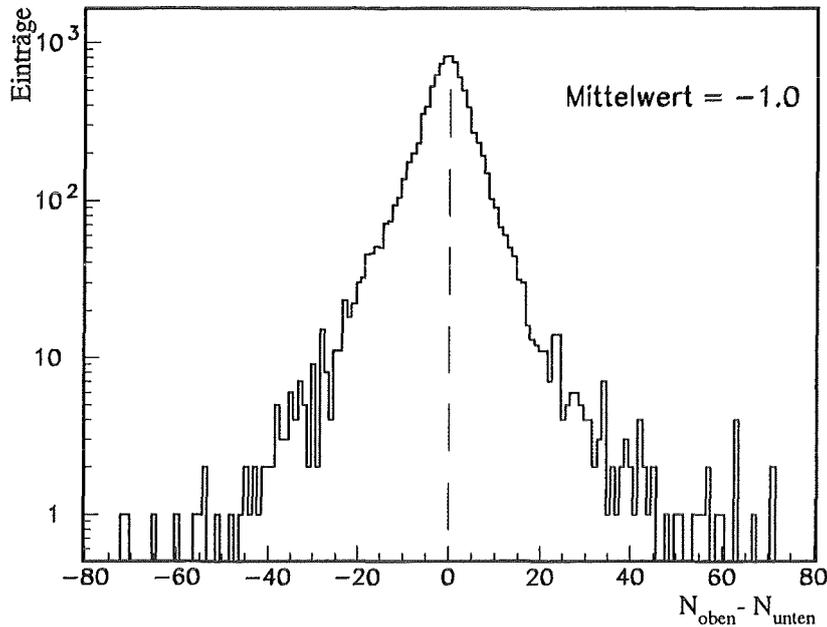


Abbildung 24: Differenz der gefundenen Teilchenzahl zwischen einer oberen und unteren Kammer eines Kammernpakets

zurückgeführt, die in den Kammern der oberen Ebene oder im Aufhängungsbereich (Eisenstreben zwischen den Kammern) entstehen und in der unteren Ebene nachgewiesen werden. Nach Anwendung der drei Bedingungen bleiben noch 590 Luftschauer, das sind 0.35% aller detektierten Luftschauer, übrig. Die Verteilung der Teilchendichte dieser Luftschauer mit dem statistischen Fehler zeigt Abb. 25. Nach Abb. 19 in Abschnitt 4.2 gibt es in der Trefferbestimmung einer einzelnen Myonkammer einen statistischen Fehler. In Abb. 26 ist dieser mittlere absolute Fehler des Parameter-Algorithmus in der Bestimmung einer Teilchendichte jeweils für diejenigen Luftschauer dargestellt, die in den selben Bin der Teilchendichte fallen. Relativ liegt dieser Fehler zwischen 5% und 6%.

Neben einer mittleren Teilchendichte im Keller kann auch eine lokale Teilchendichte eines Myonkammernpakets bestimmt werden. Dadurch erhält man eine Teilchendichteverteilung im Keller des Zentraldetektors. Durch diese Verteilung wird versucht, die Lage des Schauerzentrums bezüglich den Myonkammern in einzelnen Schauern zu bestimmen.

Abb. 27 zeigt Beispiele von räumlichen Teilchendichteverteilungen, die verschiedene Luftschauer in den Myonkammern hervorgerufen haben. Die gestrichelten Linien geben den Ort der Kammern im Keller an. Die Anordnung

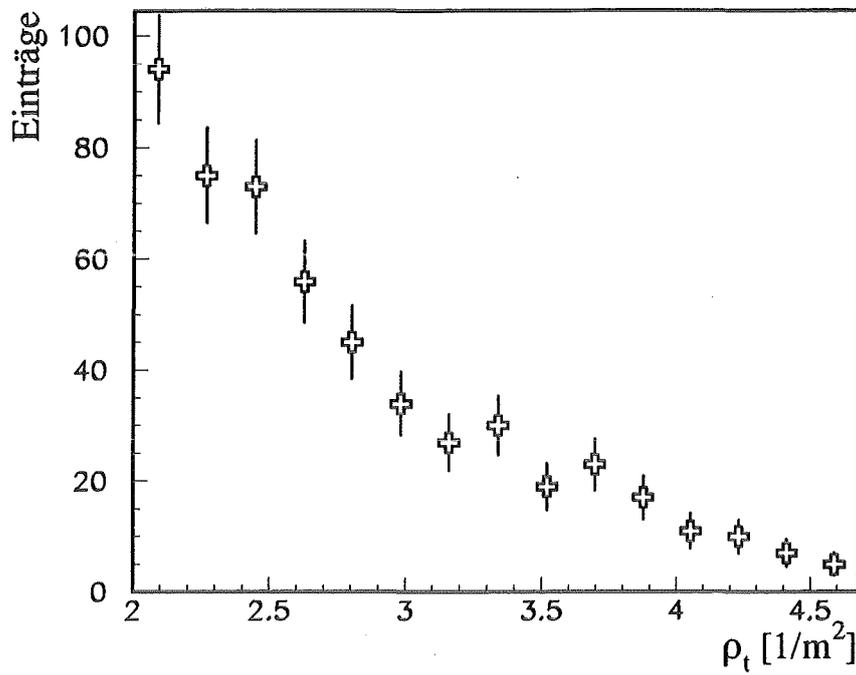


Abbildung 25: Mittlere gemessene Teilchendichte der mit dem Parameter-Algorithmus ausgewerteten Luftschauer

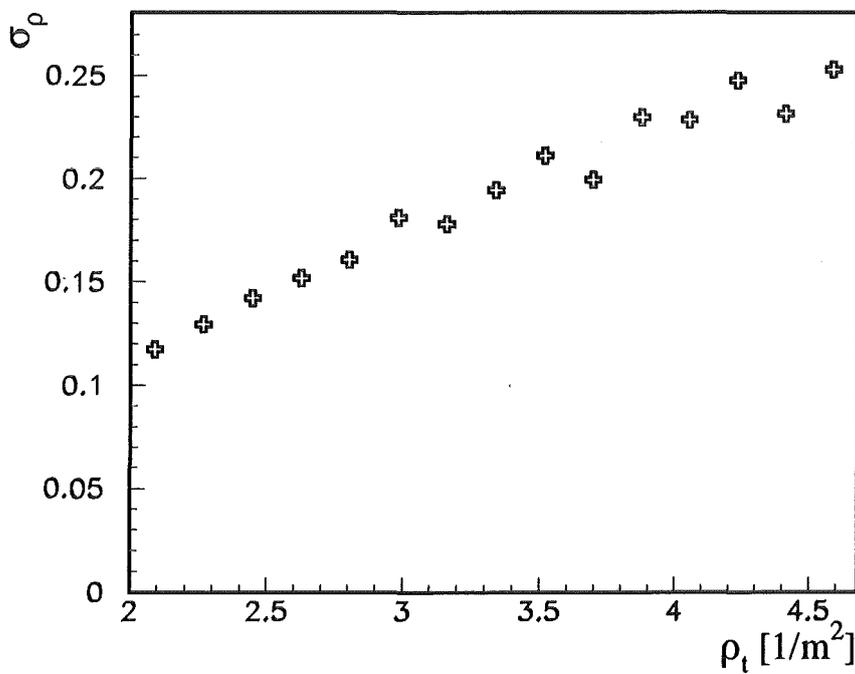


Abbildung 26: Absoluter Fehler des Parameter-Algorithmus in der Bestimmung der Teilchenzahl

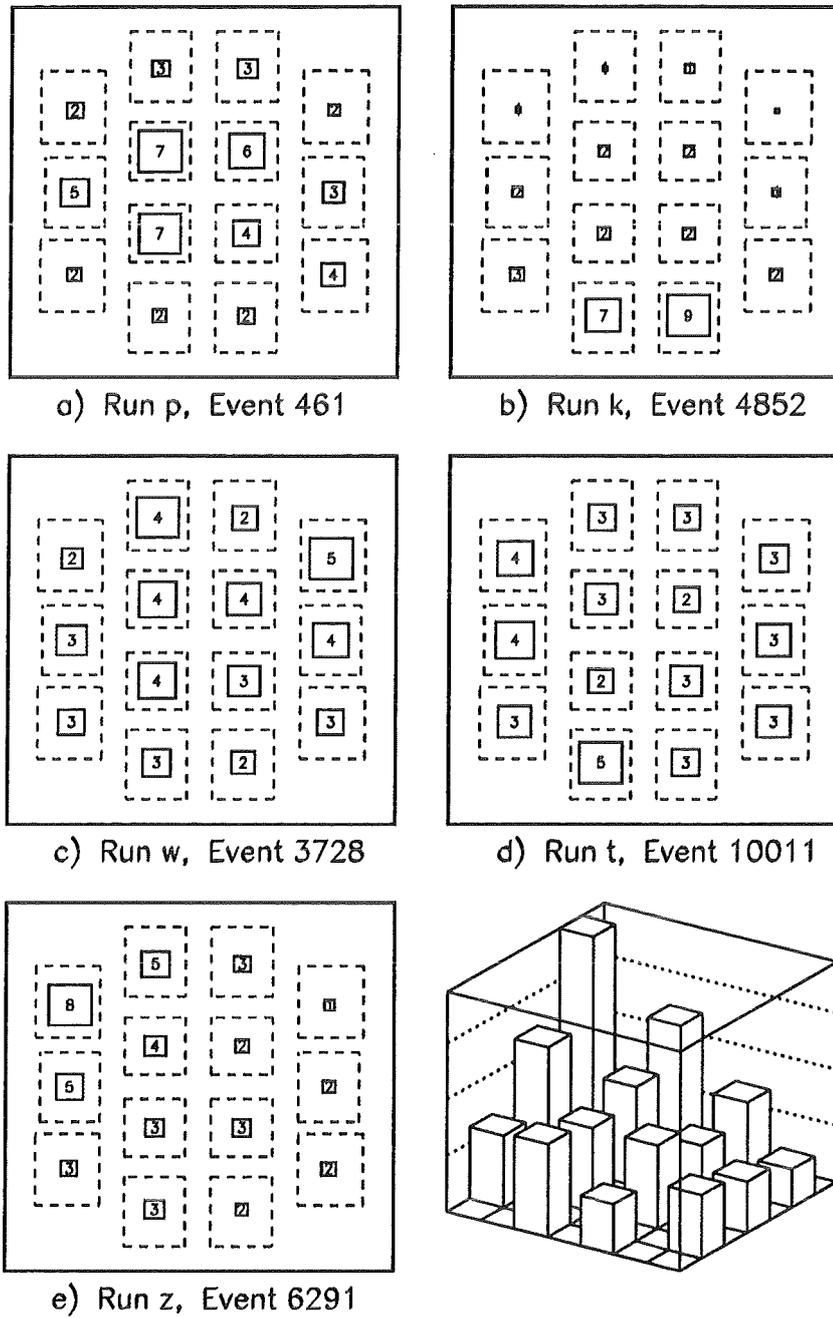


Abbildung 27: Räumliche Teilchendichteverteilung mehrerer Luftschauer. Die gestrichelten Linien geben die Lage der Myonkammern im Zentraldetektor wieder. Die Größe der Box ist ein Maß für die Teilchendichte pro m^2 eines Kammernpakets, wobei der gerundete Wert der Teilchendichte innerhalb des Symbols angegeben ist.

der Myonkammern entspricht der in Abb. 4 gezeigten. Die Größe der Box innerhalb einer Kammer ist ein Maß für die Teilchendichte eines Kammernpakets und innerhalb des Symbols ist die gerundete Teilchendichte pro m^2 angegeben.

Der Schauer in Abb. 27 a) verursacht in den inneren Kammern des Typs 3 eine wesentlich größere Teilchendichte als in den äußeren Myonkammern. Das Schauerzentrum liegt somit vermutlich im Zentrum des Kellers. In b) ist ein Schauer dargestellt, der die höchsten Teilchendichten in den südlichsten Kammern verursacht. Das Schauerzentrum kann deswegen in südlicher Richtung lokalisiert werden. Die beiden Schauer c) und d) der Abbildung 27 haben in den Myonkammern eine gleichmäßige Teilchendichte hervorgerufen. Bei diesen kann keine Lage des Schauerzentrums angegeben werden. Als letztes Beispiel zeigt e) einen Schauer, dessen Schauerzentrum in nordwestlicher Richtung zu den Myonkammern liegt. Der dazugehörige dreidimensionale Plot zeigt deutlich die Abnahme der Teilchendichte mit zunehmendem Abstand zum Schauerzentrum.

Anhand dieser Ereignisse ist zu erkennen, daß bei bekannter Schauergröße und bei bekanntem Ort des Schauerzentrums auch bei einzelnen Schauern hoher Teilchendichte ein lateraler Abfall der Teilchendichten nachgewiesen werden kann. Eine weitergehende Auswertung der Lateralverteilungen hoher Teilchendichte, bei denen ein stetiger Abfall der Teilchendichte zu erkennen ist, ist aufgrund der geringen Statistik in dieser frühen Phase des Experiments und in dieser Arbeit nicht möglich.

5.2 Von der Teilchendichte zur Myondichte

Die Myonkammern machen über die Identität der von ihnen detektierten Teilchen keine Aussage. Neben Myonen werden auch Sekundärteilchen in den Kammern nachgewiesen, deren Entstehung aus verschiedenen Wechselwirkungsprozessen resultiert. Um auf die Myondichte in den Kammern zu schließen, muß somit die Teilchendichte nach unten korrigiert werden. Im Einzelnen können die detektierten Teilchen folgenden Ursprungs sein:

- Myonen, die die durch die Abschirmung bedingte Energieschwelle von 2 GeV überschreiten.
- δ -Elektronen, die durch energiereiche Myonen oder geladene Hadronen erzeugt werden. Diese können in der gesamten Abschirmung des Zen-

traldetektors entstehen. Die Wahrscheinlichkeit ihrer Erzeugung und ihrer Energie steigt mit der Energie des erzeugenden Teilchens. Werden die δ -Elektronen im unteren Bereich der Abschirmung oder im Rahmen einer Myonkammer erzeugt, dann werden sie auf jeden Fall in den Kammern detektiert. Die von Myonen erzeugten δ -Elektronen bilden häufig mit diesen ein dicht aneinanderliegendes Paar. Das kann zur Folge haben, daß sich in den Myonkammern 'nur' die Multiplizitäten der Cluster erhöhen und das δ -Elektron durch die Analysealgorithmen nicht erkannt wird. Durchdringt das δ -Elektron in einem genügend großen Abstand zum Myon die Myonkammer, dann kann es selbst in den Kammern ein Triplett von Clustern ansprechen lassen und wird als Teilchen erkannt. Weiterhin können δ -Elektronen elektromagnetische Kaskaden auslösen, deren Teilchen in den Myonkammern Cluster angesprochener Drähte oder Streifen verursachen.

- die Myonen können Bremsstrahlungsquanten erzeugen, die wiederum in einer Paarbildung vernichtet werden. Die Bremsstrahlungsquanten wiederum können bei einer Paarbildung auch Myonen erzeugen. Da die Energie des Quants hoch sein muß, ist die Wahrscheinlichkeit für das Stattfinden dieses Prozesses klein.
- Hadronen mit einer genügend hohen Energie ($E_H > 10 \text{ TeV}$), die ausreicht, um die Abschirmung zu durchschlagen. Die stark wechselwirkenden Hadronen (Protonen, Pionen, Kaonen, Neutronen) erzeugen dabei weitere Sekundärteilchen (z.B. Bremsstrahlung, δ -Elektronen, Hadronen). Die lokale Teilchendichte in der Kaskade des aufgeschauerten Hadrons erreicht, verglichen mit der globalen Myondichte, einen recht großen Wert und dadurch liegen in den Myonkammern die Cluster der angesprochenen Drähte oder Streifen eng beisammen und besitzen eine hohe Multiplizität. Elektrisch neutrale Primär- oder Sekundärteilchen (insbesondere Neutronen) besitzen die Möglichkeit, das Absorbermaterial einige Meter weit wechselwirkungsfrei zu durchdringen und erst im unteren Teil der Abschirmung weitere hadronische Wechselwirkungen auszulösen. Dadurch können selbst von gestoppten Hadronen niedriger Energie noch Sekundärteilchen in den Myonkammern nachgewiesen werden.

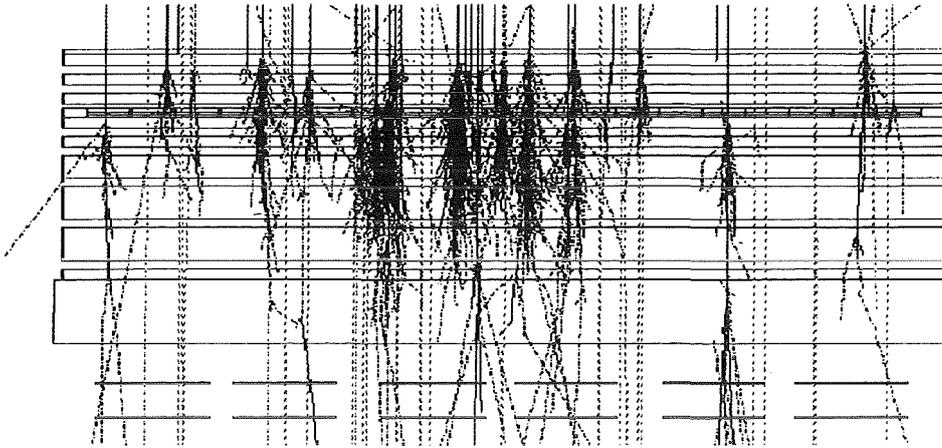


Abbildung 28: Ein protoneninduzierter Luftschauder trifft den Zentraldetektor zentral. Einige Schauerparameter: $E_P = 1.8 \cdot 10^{15} \text{ eV}$; $\log(N_e) = 5.28$; $A_{gs} = 1.28$; Höhe der 1. WW 19 km ; mittlere Myondichte im Keller des Zentraldetektors $\rho_\mu = 0.7/\text{m}^2$

- Myonen, die im Absorbermaterial des Zentraldetektors nuklear wechselwirken und dabei eine hadronische Kaskade erzeugen.

Um die Erzeugung der Sekundärteilchen im Zentraldetektor qualitativ näher zu untersuchen, werden Simulationen mit dem Detektorsimulationsprogramm GEANT [GEA93] durchgeführt. Dabei werden die Spuren von Teilchen, die aus Luftschauern stammen, die mit dem Programm CORSIKA [Cap92] simuliert wurden, mit allen möglichen physikalischen Wechselwirkungen durch den Zentraldetektor verfolgt. Alle relevanten Teile der Abschirmung des Zentraldetektors werden dabei berücksichtigt [Hau95]. Von allen Teilchen eines Schauers, die auf einer Fläche von $20 \times 16 \text{ m}^2$ den Zentraldetektor treffen, werden die Spuren der primären und aller durch die Abschirmung erzeugten Sekundärteilchen berechnet.

Abb. 28 zeigt ein Luftschauder der Energie $1.8 \cdot 10^{15} \text{ eV}$, dessen Schauerzentrum den Zentraldetektor zentral trifft. Die Abbildung zeigt den Zentraldetektor als Querschnitt, dessen Abmessungen jedoch nicht maßstabsgetreu wiedergegeben sind. Die beiden Myonkammerebenen sind im unteren Teil der Abbildung zu erkennen. Zur besseren Darstellung werden nur Teilchen abgebildet, die das Dach des Zentraldetektors auf einer Fläche von $19 \times 2 \text{ m}^2$

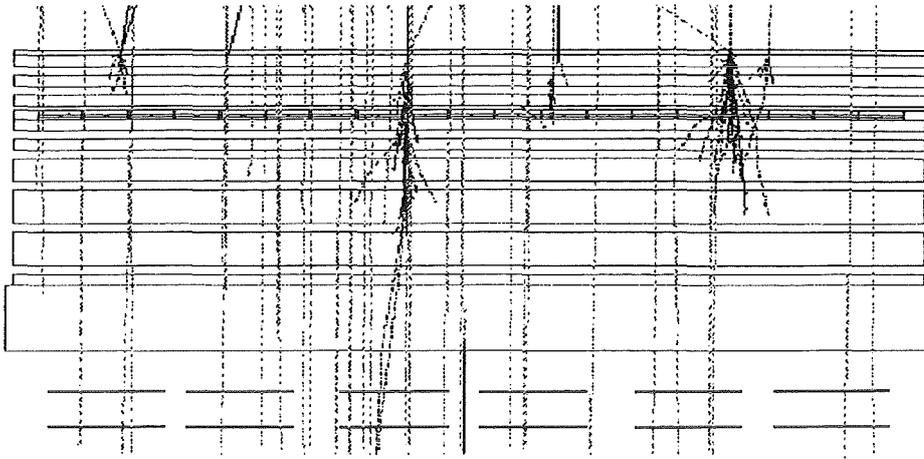


Abbildung 29: Ein protoninduzierter Luftschauer trifft im Abstand von 33 m den Zentraldetektor. Einige Schauerparameter: $E_P = 7.5 \cdot 10^{15}\text{ eV}$; $\log(N_e) = 5.98$; Age $s = 1.23$; Höhe der 1.WW 19 km ; mittlere Myondichte im Keller des Zentraldetektors $\rho_\mu = 0.9/m^2$

treffen. Der abgebildete Schauer enthält auf einer Fläche von 38 m^2 28 Myonen und 33 Hadronen, so daß sich eine Myondichte von $0.7/m^2$ ergibt. Die Myonen sind grau gestrichelt gezeichnet. Da sie nur schwach wechselwirken, durchdringen sie die Abschirmung nahezu ungehindert. Die Hadronen und die erzeugten Elektronen sind schwarz eingezeichnet. Da sie stark wechselwirken und aufgrund ihrer hohen Energie erzeugen sie in der Abschirmung zahlreiche Sekundärteilchen. Einige Hadronen werden in der Abschirmung gestoppt, andere jedoch schlagen durch und durchdringen die Myonkammern mitsamt ihren Sekundärteilchen. Auf der rechten Seite der Abb. 28 ist deutlich ein Hadron zu sehen, das nach einer ersten Wechselwirkung die Abschirmung weiterhin einige Meter weit wechselwirkungsfrei durchdringt und erst im unteren Teil der Abschirmung weitere Wechselwirkungen vollführt. Um auf die Myondichte des Schauers zu schließen, muß somit die in den Myonkammern detektierte Teilchendichte nach unten korrigiert werden.

Im Gegensatz dazu zeigt Abb. 29 einen Luftschauer der Energie $7.5 \cdot 10^{15}\text{ eV}$, dessen Schauerzentrum in einem Abstand von 33 m zum Zentraldetektor liegt. Hier bietet sich ein völlig anderes Bild. Da die Zahl der Hadronen mit steigender Entfernung zum Schauerzentrum abnimmt, sind hier nur noch 7 Hadronen zu sehen, welche in der Abschirmung aufgrund ihrer niedrigen Energie größtenteils gestoppt werden. Die Myondichte ist mit einem Wert von

$0.9/m^2$ vergleichbar mit der des Schauers in Abb. 28. Die Myonen durchdringen wieder nahezu ungehindert die Abschirmung, wobei jedoch links im Bild ein Myon gestoppt wird und in der Mitte der Abbildung ein Myon ein δ -Elektron erzeugt, das die Abschirmung durchdringt. In diesem Fall ist die Zahl der Sekundärteilchen, die die Abschirmung durchdringen, beträchtlich kleiner und die Teilchendichte ist ungefähr gleich der Myondichte. Die Myondichte ist somit vergleichbar mit der in Abb. 28, während die Teilchendichte hier weitaus niedriger ausfällt.

Um von der Teilchendichte eines Luftschauers auf die Myondichte zu schließen, muß somit der Abstand des Schauerzentrums zum Zentraldetektor bekannt sein, da der Korrekturfaktor eine vom Abstand des Schauerzentrums zum Zentraldetektor abhängige Größe ist. Wie in Abb. 15 auf Seite 27 zu sehen ist, triggern die Schauer in Abständen bis zu 200 m zu den Myonkammern. Da bis zum Abschluss dieser Arbeit die Messung des Schauerzentrums durch das Detektorarray nicht möglich war, kann keine sinnvolle Korrektur der Teilchendichte vorgenommen werden.

5.3 Abschätzung des integralen Flusses der EAS

Von den detektierten Luftschauern sind die Zählraten sowie die Richtung der Schauerachse bekannt. Kennt man zusätzlich die Effizienz der Triggerdetektoren, dann läßt sich der integrale Fluß der gemessenen Luftschauer abschätzen. Dieser ist eine von der Energie des Primärteilchens abhängige Größe [Jon85](Abb.30). Die Abnahme des Flusses ist ab einer Energie von $1.0 \cdot 10^{15}\text{ eV}$ proportional zu $E^{-3.08}$ [Lon81]. Damit gelingt eine Abschätzung einer minimalen Energie des Primärteilchens.

Der Fluß der Primärteilchen ist über der Erdatmosphäre als isotrop anzunehmen, während der an der Erdoberfläche gemessene Fluß der Luftschauer eine vom Zenitwinkel θ abhängige Größe darstellt. Um dennoch grob einen Fluß unabhängig von der winkelabhängigen Effizienz des Triggers abschätzen zu können, wird der Fluß nur derjenigen EAS bestimmt, deren Zenitwinkel weniger als 5° beträgt. Die Triggereffizienz erhält man aus der Simulation von Luftschauern, wie sie in Abschnitt 3.3 beschrieben ist. Von allen auf eine Fläche von $300 \times 300\text{ m}^2$ simulierten Luftschauern mit $\theta < 5^\circ$ erfüllen 0.06% die Triggerbedingung. Die mittlere Zeit zwischen zwei gemessenen Luftschauern, deren Zenitwinkel kleiner 5° ist, beträgt $290.2 \pm 1.7\text{ s}$. Diese mittlere Zeit

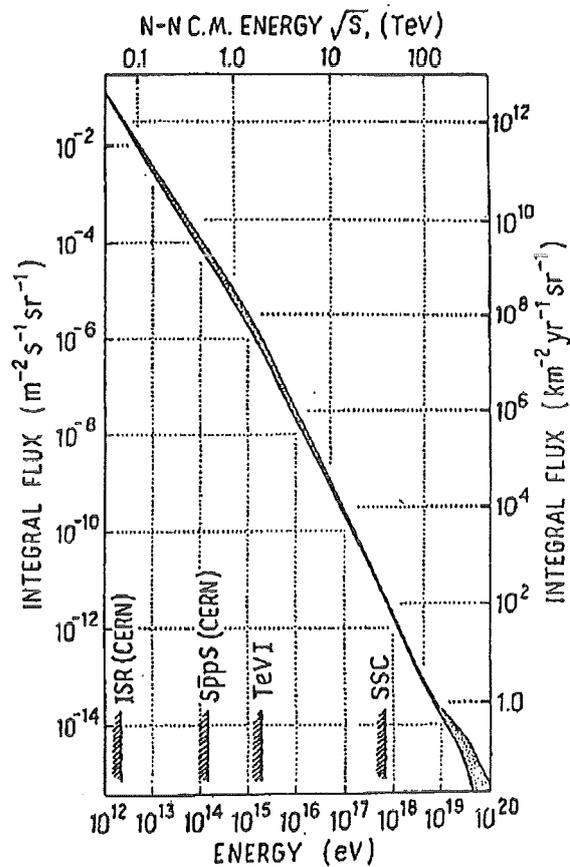


Abbildung 30: Integraler Fluß der Primärteilchen. Auf der Abszisse sind die erreichbaren Energien von existierenden oder geplanten Beschleunigerexperimenten angegeben [Jon85]. Der Bau des SSC-Colliders wurde inzwischen abgelehnt.

ist jedoch eine untere Grenze, da für die Bestimmung auch diejenigen Schauer verwendet wurden, von denen in den Myonkammern kein Teilchen nachgewiesen wird und daher diesen Schauern keine Richtung zugeordnet werden kann. Aufgrund ihrer verschwindenden Myondichte sind die Primärteilchen niederegetisch und die Triggerbedingung wird hauptsächlich dann erfüllt, wenn der Weg der Schauer durch die Atmosphäre möglichst kurz ist. Das bedeutet wiederum, daß der Zenitwinkel dieser EAS klein ist. Der Raumwinkel, der von den Zenitwinkeln 0° und 5° und dem gesamten Azimutwinkel eingeschlossen wird, hat einen Wert von 0.024 sr . Somit erhält man eine Abschätzung für

den Fluß Φ_a aller detektierten Luftschaer :

$$\begin{aligned}\Phi_a &= \frac{N}{A \cdot t \cdot \Omega} = \frac{1}{A \cdot \tau \cdot \Omega} = \\ &= \frac{1}{300^2 \cdot 0.0006 \cdot 290.2 \cdot 0.024 \cdot s \cdot m^2 \cdot sr} = \\ &= 2.7 \cdot 10^{-3} \frac{1}{s \cdot m^2 \cdot sr}\end{aligned}$$

Nach Abb. 30 kommt man dadurch auf eine Mindestenergie der Primärteilchen von $10^{13} eV$, deren Luftschaer die Triggerbedingung erfüllen und detektiert werden.

Mit Hilfe des integralen Flusses läßt sich auch eine Mindestenergie für die Primärteilchen abschätzen, deren Luftschaer in den Myonkammern eine Teilchendichte von mehr als $2/m^2$ hervorrufen. Dazu wird der Anteil derjenigen detektierten EAS benötigt, deren Zenitwinkel weniger als 5° beträgt und deren Teilchendichte den Wert von $2/m^2$ überschreitet. Die Zahl der EAS mit $\theta < 5^\circ$ beträgt 10675 Luftschaer, während die Zahl der Schauer mit $\rho_t = 0/m^2$ 5161 beträgt. Weiterhin beträgt die Anzahl der EAS mit $\theta < 5^\circ$ und Teilchendichte $\rho_t > 2/m^2$ 262 Luftschaer. Die obere Grenze für den Fluß der EAS, für die $\rho_t > 2/m^2$ gilt, ergibt sich dann aus

$$\begin{aligned}\Phi_{\rho_t > 2/m^2} &= \frac{262}{10675} \cdot \Phi_a = \\ &= 6.55 \cdot 10^{-5} \frac{1}{s \cdot m^2 \cdot sr}\end{aligned}$$

Die untere Grenze des Flusses ergibt sich entsprechend zu $4.47 \cdot 10^{-5} \frac{1}{s \cdot m^2 \cdot sr}$. Dies ergibt für die Primärteilchen der Luftschaer, die in den Myonkammern eine Teilchendichte $\rho_t > 2/m^2$ hervorrufen und die in der Abb.25 von Abschnitt 5.1 dargestellt sind, eine Mindestenergie von $5 \cdot 10^{14} eV$.

5.4 Vergleich der Schauerdaten mit simulierten EAS

Aus der Kenntnis einer Mindestenergie der Primärteilchen jener Luftschaer, die in den Myonkammern eine Myondichte $\rho_\mu > 2/m^2$ hervorrufen, wird versucht, eine Aussage über die chemische Zusammensetzung der Luftschaer im Sample der Abb. 25 zu treffen. Dazu werden ca. 10000 simulierte Luftschaer untersucht. Die Simulation der Schauer erfolgte mit dem Simulationsprogramm CORSIKA (Version 4.068) [Cap92]. Die hadronische Wechselwirkung bei hohen Energien wird dabei für Kerne, Protonen und Pionen

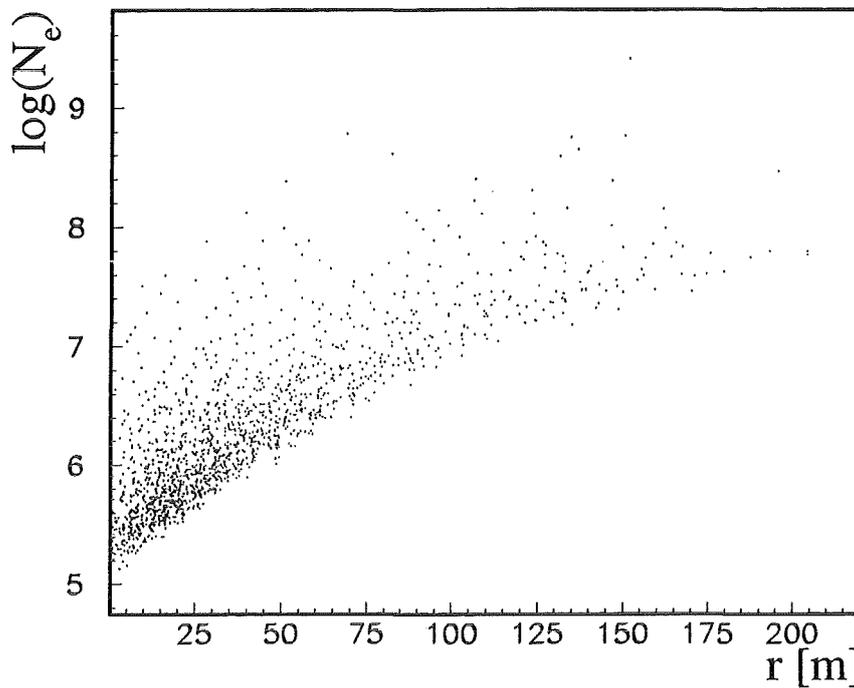


Abbildung 31: Verteilung der simulierten Luftschauer, die die Triggerbedingung erfüllen und die in den Myonkammern eine Myondichte $\rho_\mu > 2/m^2$ hervorrufen.

durch das Programm VENUS beschrieben [Wer93]. Andere Hadronen werden im Rahmen eines 'Dual Parton'-Modells beschrieben [Cap89], welches im vergleichbaren Bereich in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von 'Collider'-Experimenten ist. Diffraktive Streuprozesse sind in die Beschreibung eingeschlossen. Für Laborenergien unterhalb 80 GeV wird das Programm GEISHA [Fes85] benutzt. Die elektromagnetischen Kaskaden werden durch das Programm EGS4 [NHR85] beschrieben, wobei zur Verkürzung der Rechenzeit auch eine Parametrisierung durch die NKG-Formel [Gre60] benutzt werden kann.

Die Energie der simulierten Primärteilchen (p oder Fe) liegt zwischen $1.0 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ und $3.6 \cdot 10^{16} \text{ eV}$ und der Zenitwinkel θ beträgt entweder 0° oder 20° . Es wird untersucht, welche mittlere Myondichte ρ_μ diese Schauer im Keller des Zentraldetektors verursachen. Dazu wird der Keller des Zentraldetektors um einen beliebigen Polariswinkel ϕ gedreht und im Abstand von 0 m , 10 m , 20 m , ..., 240 m zum Schauerzentrum platziert. Die Maße des Kellers betragen $12 \times 13 \text{ m}^2$, dies entspricht der äußeren Abmessung der 28 Myonkam-

mern, mit denen die Luftschauermessung durchgeführt wurden. Pro simuliertem EAS erhält man dadurch 25 einzelne Myondichten von Luftschauern. Die Myondichte im Keller wird durch diejenigen Myonen bestimmt, deren Schnittpunkt mit der x-y Ebene innerhalb des Kellers liegt. Dabei wird die vom Zenitwinkel θ_μ der Myonen abhängige Schwellenenergie, die aus dem unterschiedlich langen Weg der Myonen im Absorbermaterial resultiert, berücksichtigt.

Aus der Simulation erhält man damit für jeden Radiusbin einen minimalen Wert N_e für Schauer mit $\rho_\mu > 2/m^2$. Nach Abb. 13 in Abschnitt 3.3 besitzen die Luftschauer, die $\rho_\mu > 2/m^2$ und die Triggerbedingung erfüllen, die in Abb. 31 dargestellte $\log(N_e)$ - r Verteilung. Da die Trigger durch die elektromagnetische Komponente eines Schauers ausgelöst werden, muß mit zunehmendem Abstand zu den Triggerdetektoren die Größe eines triggernenden Schauers ansteigen. Die N_e -bzw. r -Verteilung dieser Schauer ergibt sich als Projektion auf die entsprechende Achse (Abb. 32).

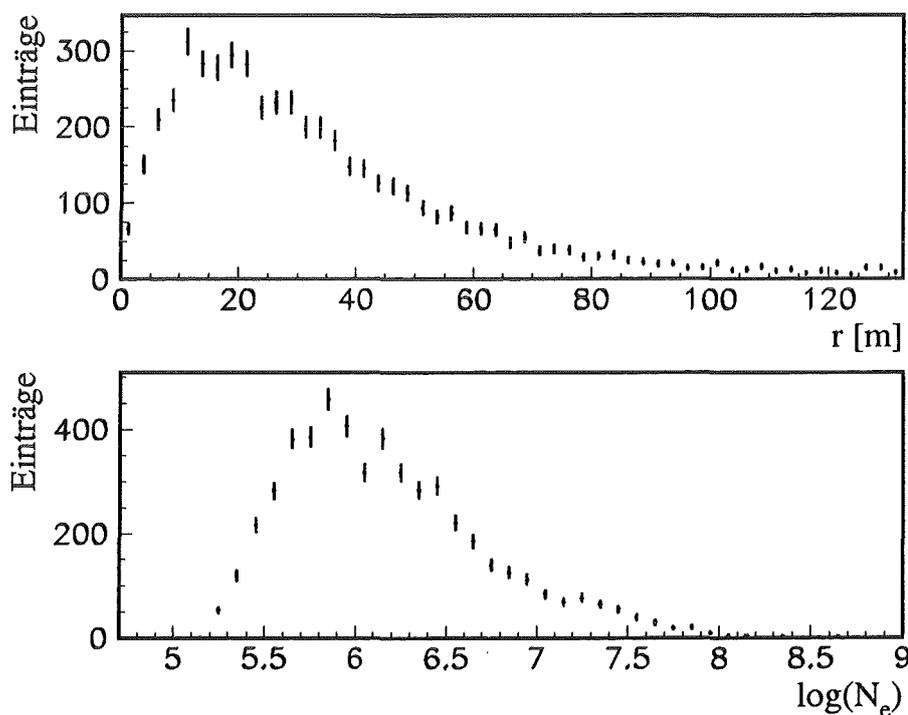


Abbildung 32: Abstand zum Schauerzentrum und Größe der simulierten Luftschauer, die die Triggerbedingung erfüllen und die in den Myonkammern eine Myondichte $\rho_\mu > 2/m^2$ hervorrufen.

An die simulierten Luftschauder werden nun zwei Bedingungen gestellt. Zum einen müssen die Schauer die Triggerbedingung erfüllen, und zum anderen in den Myonkammern eine Myondichte $\rho_\mu > 2/m^2$ hervorrufen. Teilt man für eine feste Energie eines bestimmten Primärteilchens die Anzahl der Schauer, die diese Bedingungen erfüllen, durch die Gesamtzahl der Schauer dieses Energiebins, so erhält man eine Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Primärteilchen (p oder Fe) bei festen Energien zeigt Abb. 33. Protoneninduzierte Schauer fluktuieren stärker in ihren Parametern als eiseninduzierte. Für die viel größeren Eisenkerne liegt der Wirkungsquerschnitt mit 'Luftmolekülen' über der von Protonen. Dadurch liegt für eine feste Energie des Primärteilchens die Höhe der 1. Wechselwirkung eiseninduzierter Schauer über der von protoneninduzierten Schauern. Aus diesem Grund gibt es bei 'niedrigen' Energien bis zu $3.2 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ einige Protonschauder, die aufgrund von Fluktuationen eine Myondichte $\rho_\mu > 2/m^2$ erreichen. Da diese Energie für Eisenschauer nicht ausreicht, um eine solche Myondichte zu erzeugen, ist bei 'niedrigen' Energien die Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonschauder größer als die für Eisenschauer. Geht man zu höheren Energien,

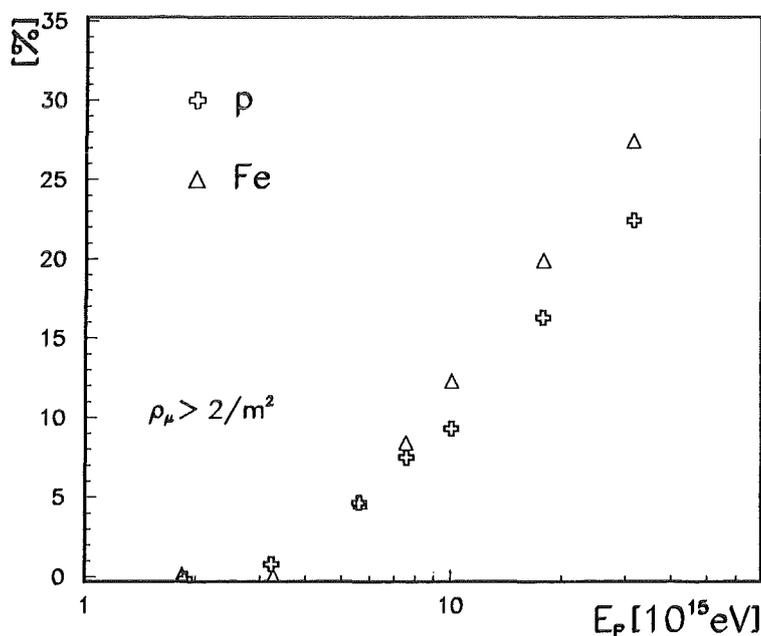


Abbildung 33: Anteile der simulierten Luftschauder, die die Triggerbedingung erfüllen und die in den Myonkammern eine Myondichte $\rho_\mu > 2/m^2$ hervorrufen. Das Primärteilchen (p oder Fe) hat eine feste Energie.

dann macht sich jedoch ein gegenläufiger Aspekt bemerkbar. Bei Schauern gleicher Myongesamtzahl liegt die Myondichte eiseninduzierter Schauer bei großen Abständen ($r > 20 m$) über der von protoninduzierten Schauern. Dadurch gibt es bei einem größeren Abstand zum Keller mehr Eisen- als Protonschauer, die im Keller eine Myondichte $\rho_\mu > 2/m^2$ hervorrufen können. Somit liegt bei höheren Energien die Nachweiswahrscheinlichkeit von Eisenschauern über der von Protonschauern.

Um die gemessenen Daten mit den simulierten vergleichen zu können, wird der Fluß der kosmischen Strahlung in die gefundene Nachweiswahrscheinlichkeit (Abb. 33) gefaltet. Dazu wird die Anzahl der triggernden Schauer mit $\rho_\mu > 2/m^2$ berechnet, unter der Annahme, daß das Primärspektrum nur aus Protonen oder nur aus Eisen besteht. Die bei einer festen Energie bestehende Nachweiswahrscheinlichkeit wird mit dem Fluß der Schauer multipliziert. Da es nur auf die relative Zahl zwischen Proton- und Eisenschauer ankommt, genügt es, den Fluß proportional zu $E^{-3.08}$ anzunehmen. Die Gesamtzahl der Schauer eines Primärteilchens (ID: p oder Fe) ergibt sich aus

$$N_{ID} = \sum_i f_{Eff}^{ID}(E_i) \cdot \Phi'(E_i)$$

mit $f_{Eff}^{ID}(E_i)$: Effizienz der bei einer bestimmten Energie triggernden Schauer mit $\rho_\mu > 2/m^2$ in den Myonkammern (siehe Abb. 25)

$\Phi'(E_i)$: relative Zahl der Primärteilchen bei einer bestimmten Energie ($1.8 \cdot 10^{15} eV$ entspricht 100)

$E_P [10^{15} eV]$		1.8	3.2	5.6	7.5	10.0	17.8	31.6
rel. Anzahl der EAS $1.8 \cdot 10^{15} eV$ entspr. 100%		100.00	16.98	2.88	1.19	0.49	0.08	0.01
Anzahl $N_I(E_i)$ der Schauer mit $\rho_\mu > 2/m^2$	p	4	14	13	8	5	1	0
	Fe	0	0	14	10	6	2	0

Tabelle 4: Anzahl der triggernden Luftschauer, die in den Myonkammern eine Teilchendichte $\rho_\mu > 2/m^2$ verursachen, unter der Annahme, daß das Primärspektrum nur aus Protonen oder nur aus Eisen besteht.

In der 1. Zeile der Tabelle 4 ist die Energie des Primärteilchens angegeben. Die 2. Zeile berücksichtigt den Abfall des Flusses der Primärteilchen proportional zu $E^{-3.08}$. Die 3. und 4. Zeile zeigt die Zahl der nachweisbaren Schauer eines Primärteilchens mit $\rho_\mu > 2/m^2$ und der experimentellen Triggerbedingung.

Abb. 34 zeigt das Ergebnis: würde das Primärspektrum nur aus Protonen bestehen, dann hätten 2/3 der Primärteilchen aller detektierten Schauer, die in den Myonkammern eine Myondichte $\rho_\mu > 2/m^2$ verursachen, eine Energie $< 5.6 \cdot 10^{15} eV$. Im Gegensatz dazu wären von den Schauern eines Primärspektrums, das nur aus Fe bestehen würde, die Energien unter $3.2 \cdot 10^{15} eV$ praktisch nicht vertreten. Die Abbildung zeigt deutlich, daß aufgrund von Fluktuationen die Zahl der triggernden Protonschauer erst allmählich ansteigt, während bei Eisenschauern der Anstieg abrupt etwa bei einer Energie von $4 \cdot 10^{15} eV$ erfolgt. Bei größeren Energien jedoch liegt die

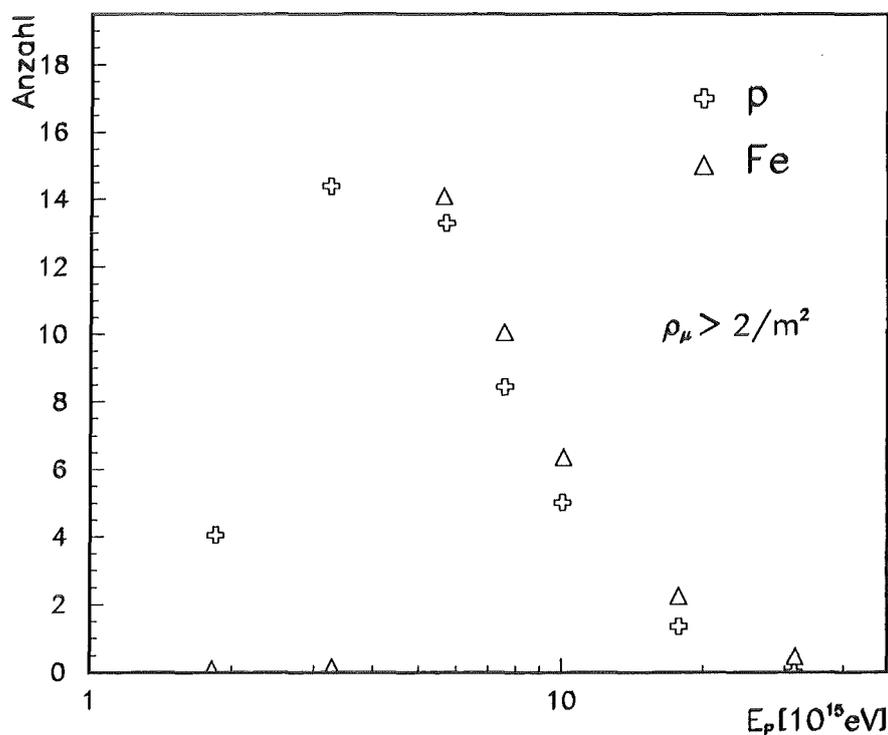


Abbildung 34: Anzahl der detektierten Schauer, die in den Kammern $\rho_t > 2/m^2$ hervorrufen, unter der Annahme, daß das Primärspektrum nur aus Eisen oder Protonen besteht. Normiert ist auf $1.8 \cdot 10^{15} eV$.

Zahl der Eisenschauer über der Zahl der Protonschauer, da die Lateralverteilung für Myonen eiseninduzierter Schauer bei größeren Abständen über der von protoninduzierten Schauern liegt. Damit wären bei einem Eisen-zu-Protonanteil in der kosmischen Strahlung von 1:1, 58% der Schauer im Sample der gemessenen Luftschauber (Abb. 25) Protonschauer. Der Anteil der Protonen in einem Teilchendichtespektrum liegt damit stets über dem Protonanteil in der primären kosmischen Strahlung, unter den Nebenbedingungen von $\rho_\mu > 2/m^2$ und der vorgestellten Triggerbedingung.

Bei größerer statistischer Genauigkeit des gemessenen Spektrums und einer, allerdings äußerst rechenzeitaufwendigen, Simulation dieses Spektrums mittels CORSIKA in der beschriebenen Weise, wäre eine Zuordnung der Anteile an schweren und leichten Primärteilchen am gemessenen Spektrum mit Hilfe der in diesem Kapitel beschriebenen Vorgehensweise möglich. Im Rahmen dieser Arbeit ist jedoch eine Aussage über die Zusammensetzung der Primärteilchen nicht möglich.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Keller des Zentraldetektors von KASCADE wurden bis Ende Dezember '94 28 Myonkammern in zwei Lagen gleicher Anordnung übereinander installiert. Damit kann die myonische Komponente ausgedehnter Luftschauer oberhalb einer Energieschwelle von 2 GeV gemessen werden.

Die vorliegende Arbeit begleitete die Installation und Inbetriebnahme der Myonkammern. Nachdem die Kammermechanik und die Kammerelektronik in einen betriebsbereiten Zustand gebracht wurde, wurden Testmessungen zur Optimierung der Betriebsparameter 'Gate'-Weite, Hochspannung, Signalverzögerung und Diskriminatorschwellen zum Nachweis ionisierender Teilchen, durchgeführt. Dabei galt es, in den MWPCs die Erkennung der Durchstoßpunkte einzelner Teilchen zu maximieren. Die Effizienzen der Kammern für den Nachweis einzelner Teilchen liegen im Mittel etwa bei 95%.

Mit einem von den übrigen KASCADE-Komponenten unabhängigen 'Stand-Alone-System' der 28 Myonkammern wurden über einem Zeitraum von ca. 10 Wochen die myonische Komponente von über 168 000 Luftschauer gemessen. Die Triggerbedingung wurde hierbei so gewählt, daß sich in den Daten der gemessenen Luftschauer möglichst viele mit hoher Teilchendichte befinden. Der Trigger wurde dabei von den Szintillationsdetektoren des Top-Clusters, das sich auf dem Dach des Zentraldetektors befindet, geliefert. Die Langzeitstabilität der Triggerdetektoren wurde überprüft und in der Herkunftsrichtung der Luftschauer bezüglich des Azimutwinkels konnte keine Anisotropie festgestellt werden. Aus dem Fluß der nachgewiesenen EAS wurde die Mindestenergie des Primärteilchens für die triggernden Schauer auf $1.0 \cdot 10^{13}\text{ eV}$ abgeschätzt.

Für hohe Teilchendichten in den Myonkammern wurde ein Analysealgorithmus, der sogenannte Parameter-Algorithmus, entwickelt, der eine Aussage über die Anzahl der Teilchen in einer Kammer trifft. Dieser Algorithmus, der sich allein auf die Anzahl der angesprochenen Drähte oder Streifen einer Kammer stützt, wurde getestet und mit einem schon bestehenden Rekonstruktionsalgorithmus verglichen. Für hohe Teilchendichten wird der Rekonstruktionsalgorithmus, der die Schnittpunkte von Anoden und Kathoden als Treffer definiert, zunehmend ungenau, da das Auftreten von sich zufällig ergebenden Schnittpunkten zu Mehrdeutigkeiten in der Kammer führt. Es wurde festgestellt, daß die Anwendung des Rekonstruktionsalgorithmus bei einer

Teilchendichte von über $2/m^2$ in den Kammern problematisch wird, während der Parameter-Algorithmus seine Güte bei Teilchendichten von $2/m^2$ bis $4/m^2$ beibehält. Für höhere Teilchendichten wird der Fehler in der Bestimmung einer Teilchenzahl entsprechend größer.

Die gemessenen Luftschauer hoher Teilchendichte werden mit dem entwickelten Algorithmus ausgewertet. Neben einer mittleren Teilchendichte im Keller des Zentraldetektors kann auch eine lokale Teilchendichte in den Kammern eines Kammernpakets ermittelt werden. Es zeigt sich, daß damit ein lateraler Abfall in der Teilchendichte eines Luftschauers beobachtet werden kann. Um den Beitrag von Sekundärteilchen zur Teilchendichte in den Kammern abschätzen zu können, wurden die Teilchenspuren simulierter Luftschauer durch den Zentraldetektor verfolgt. Es wurde deutlich, daß ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen dem Abstand des Schauerzentrums zu den Myonkammern und der Detektion von Sekundärteilchen besteht. Dies ist ein Hinweis auf ein vom Abstand abhängiger Korrekturfaktor, um von einer Teilchendichte auf die Myondichte in den Kammern zu gelangen, der in detaillierten Simulationsstudien ermittelt werden muß. Durch die Analyse von simulierten CORSIKA-Schauern wurde festgestellt, daß in dem gemessenen Teilchendichtespektrum mit $\rho_t > 2/m^2$, aufgrund der unterschiedlichen Myonlateralverteilungen und Fluktuationen von Luftschauern, leichte Kerne, bezogen auf ihren Anteil am primären kosmischen Spektrum, überproportional vertreten sind.

Für die detailliertere Auswertung der Luftschauer ist die Kenntnis weiterer Schauerparameter, insbesondere der Größe eines Schauers und der Abstand vom Schauerzentrum zu den Myonkammern, unerlässlich. Über eine hohe Statistik gemessener Luftschauer hoher Teilchendichten und durch die Analyse simulierter Schauer, bei denen der Abfall des Energiespektrums und die Triggereffizienz berücksichtigt wird, ist es möglich, eine Aussage über die Zusammensetzung der Primärteilchen der Luftschauer zu treffen. Die technische und physikalische Möglichkeit der Messung der myonischen Komponente ausgedehnter Luftschauer bei niedrigen und bei hohen Teilchendichten durch die bei KASCADE verwendeten Vieldraht-Proportionalkammern ist gegeben.

Literaturverzeichnis

- [Ama95] M. Amann, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe
Forschungszentrum Karlsruhe (1995), interner Bericht, unveröffentlicht
- [Bad80] G. Badino et al., *Lettre Al Nuovo Cimento* **28** (1980) 93
- [Bad82] G. Badino et al., *Lettre Al Nuovo Cimento* **34** (1982) 529
- [Boz95] H. Bozdog, persönliche Mitteilung (1995)
- [BSK80] C. L. Bath, M. L. Sapru, C. L. Kaul, *Nature (London)* **288**
(1980) 146
- [BrR94] I.M. Brâncuş, H. Rebel, *Tours Symposium on Nuclear Physics II*,
Tours-Frankreich 30.8.-2.9.1994, p. 78, World Scientific,
eds. H. Utsunomiya, M. Ohia, J. Galin, G. Münzenberg
- [Cap89] J. N. Capdeville, *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* **15** (1989) 909
- [Cap92] J. N. Capdeville et al., KfK-Report 4998 (1992)
- [Chi92] X. Chi et al., *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* **18** (1992) 553
- [Dol90] P. Doll et al., KfK-Report 4686 (1990)
- [Fes85] H. Fesefeldt, Report PITHA 85/02, Physikalisches Institut der
Technischen Hochschule Aachen (1985)
- [Gab92] P. Gabriel, Dissertation, Universität Karlsruhe
KfK-Report 5012 (1992)
- [GEA93] GEANT (Version 3.21): CERN Program Library Long Writeups
W5013 (1993)
- [Gre60] K. Greisen, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **10** (1960) 63
- [Hae95] R. Haeusler, Diplomarbeit, in Vorbereitung
- [Hau94] A. Haungs, interner Bericht,
Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994), unveröffentlicht
- [Hau95] A. Haungs et al., FZK-Report 5618 (1995)

- [Her93] F. Herm, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe,
KfK-Report 5258 (1993)
- [Hes12] V. Hess, *Physikalische Zeitschrift* **13** (1912) 1084
- [Jon85] L. W. Jones, 19th ICRC, La Jolla, USA, **9** (1985) 323
- [Kre94] M. Kretschmer, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe,
KfK-Report 5295 (1994)
- [Lei91] H. Leich, Transputer based VME-Controller TVC,
IfH Zeuthen (1991), unveröffentlicht
- [Lei92] H. Leich, LIM Dokumentation, IfH Zeuthen (1992), unveröffentlicht
- [Lon81] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*,
Cambridge University Press (1992)
- [Mat93] H. J. Mathes, Dissertation, Universität Heidelberg,
KfK-Report 5173 (1993)
- [MPZ92] V. Masuch, M. Petcu, S. Zagromski, interner Bericht,
Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992), unveröffentlicht
- [NHR85] W. R. Nelson, H. Hiroyama, and D. W. O. Rogers, SLAC Report
265 (1985)
- [Reb93] H. Rebel, International Conference on Astrophysics and Cosmology,
Saha Institute of Nuclear Physics, Kalkutta - Indien 20.12 - 23.12.1993;
"Astrophysics and Cosmology: The Emerging Frontiers", p. 121,
Herausgeber B. Sinha, R. K. Moitra, Narosa Publishing House,
New Delhi 1994
- [Sch93] G. Schatz, *Interdiscipl. Sci. Rev.* **18** (1993) 306
- [Wen95] J. Wentz, Dissertation, Universität Heidelberg,
FZKA-Report 5500 (1995)
- [Wer93] K. Werner, *Phys. Rep.* **232** (1993) 87
- [Zag95] S. Zagromski, persönliche Mitteilung (1995)

Diese Arbeit entstand am Institut für Kernphysik III des Forschungszentrums Karlsruhe.

Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich dafür, daß er mir die Durchführung dieser Arbeit an seinem Institut ermöglicht hat. Herrn Prof. Dr. H. Rebel danke ich für die Anregung zu diesem Thema sowie sein ständiges Interesse am Fortgang der Arbeit.

Den Mitgliedern der Myonkammergruppe, insbesondere Herrn Dr. H. J. Mathes und Herrn Dr. J. Wentz danke ich für die Bereitstellung eines leistungsfähigen Datenaufnahmesystems und für ihre ständige Diskussionsbereitschaft. Herrn Dipl.-Ing. H. Bozdog, Herrn Dipl.-Ing. M. Petcu und Herrn Dipl.-Ing. S. Zagromski danke ich für die wertvolle Hilfe bei der Inbetriebnahme der Myonkammern. Herrn Dipl.-Phys. A. Haungs danke ich für die ständige Bereitschaft, über die während der Arbeit auftretenden Probleme zu diskutieren und bei deren Lösung zu helfen.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern, deren Unterstützung und Solidarität diese Arbeit erst ermöglichte.