

FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6098

**Lateralverteilung von Myonen in
ausgedehnten Luftschauern**

H. Leibrock

Institut für Kernphysik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1998

Zusammenfassung

Im Zentraldetektor des KASCADE-Experimentes befinden sich zwei Lagen Vieldraht-Proportionalkammern, mit denen sich Myonen ab einer Energieschwelle von 2 GeV detektieren lassen. Mit Hilfe des Detektorfeldes von KASCADE, das Schauerparameter wie Ort des Schauerzentrums, Schauergröße, Schaueralter und Einfallsrichtung bestimmt, lassen sich auf einer Fläche von 130 m^2 die Myondichteverteilungen in Abhängigkeit von diesen Parametern bestimmen. Durch Gruppierung der rekonstruierten Schauer erhält man mittlere Myonlateralverteilungen in Abhängigkeit von Schauergröße, Schaueralter und Zenitwinkel. Die Form der Lateralverteilungen wird mit einer einfachen Parametrisierung beschrieben. Die resultierende Parametrisierung wird mit Ergebnissen aus Monte-Carlo Simulationen für proton- und eiseninduzierte Luftschauer verglichen. Dabei ergibt sich eine Abweichung im tendenziellen Verlauf der Form der Lateralverteilungen bei größeren Schauern: während sich bei den Simulationen die Form nicht merklich ändert, wird in den realen Daten eine deutliche Abflachung der Lateralverteilung bei Schauern mit größerer Gesamtteilchenzahl gemessen.

Abstract

Lateral distribution of muons in extended air showers

The central detector of the KASCADE experiment contains two layers of multiwire proportional chambers, which can be used to detect muons having an energy higher than 2 GeV. The detector field of KASCADE determines the parameters of the shower like its center, the size of the shower, its age and angle of incidence. Depending on these parameters the density of the muons within an area of 130 m^2 can be determined. By means of the classification of the reconstructed showers, the average lateral distribution of the muons can be obtained, depending on the size of the shower, its age and zenith angle. The shape of the lateral distribution can be described with a simple parametrization. The resulting parameters are compared to the results of Monte-Carlo simulations for proton- and iron-induced air showers. This reveals a deviation of the shape of the lateral distribution with increasing shower size. Whereas the shape does not alter remarkably in simulations, a clear flattening of the lateral distribution for showers having a greater total number of particles can be measured in real data.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Experiment KASCADE	5
2.1	Das Detektorfeld von KASCADE	6
2.2	Der Zentraldetektor mit den Myonkammern	7
3	Messung von ausgedehnten Luftschauern	12
3.1	Triggerbedingung und Einstellung der Betriebsparameter . . .	12
3.2	Datennahme und Datenaufbereitung	17
4	Schauerrekonstruktion	20
4.1	Rekonstruktion von Schauerparametern	21
4.2	Ermittlung der Myon-Nachweiswahrscheinlichkeit	27
5	Auswertung der Schauerdaten	33
5.1	Selektion und Gruppierung von ausgedehnten Luftschauern . .	33
5.2	Parametrisierung von Myonlateralverteilungen	36
5.3	Beschreibung der gemessenen mittleren Lateralverteilungen . .	41
5.4	Parametrisierung von Einzelschauern	58
6	Monte-Carlo Simulationen	61
6.1	Schauer- und Detektorsimulationen	61
6.2	Vergleich der Meßergebnisse mit den Simulationen	62
7	Diskussion und Ausblick	67
	Literaturverzeichnis	71

1 Einleitung

Aus dem Weltall kommende hochenergetische Teilchen [Lon81] treffen ständig auf die Erdatmosphäre. Die Energie dieser Teilchen reicht von etwa 10^9 eV bis zu über 10^{20} eV [SSB94]. Es handelt sich dabei überwiegend um Atomkerne, übergehend von leichten (H, He) zu mittelschweren (C, N, O) bis hin zu den schweren Kernen (Fe). Zu einem geringen Anteil gibt es auch hochenergetische Photonen ($< 0.1\%$) und Elektronen ($< 1\%$). Das Energiespektrum folgt über mehrere Dekaden einem Potenzgesetz ($dI \sim E^{-2.7} dE$) bis es bei etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV einen Knick (sog. 'Knie') erfährt und danach weiter nach einem Potenzgesetz mit allerdings verändertem Exponenten (-3.0) verläuft. Die Ursache dieses 'Knies' ist bisher nicht bekannt [KaK95]. Möglicherweise könnte es von einer Änderung der chemischen Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung im Energiebereich des Knies erzeugt werden. Es fehlen genaue Informationen über die Quellen, die Beschleunigung und die Ausbreitung der Teilchen im Weltall [NGP88]. Experimentelle Ergebnisse zur chemischen Zusammensetzung in Abhängigkeit von der Energie sind zur Überprüfung unterschiedlicher Beschleunigungsmodelle erforderlich. Für Energien bis ca. 10^{16} eV könnten Schockfronten von Supernovaexplosionen für die Beschleunigung von Teilchen verantwortlich sein [VöB88]; für höhere Energien sind derzeit die Modelle noch unbefriedigend.

Der Fluß und die Natur der Primärteilchen kann bis zu Energien von 10^{14} eV durch Ballon- oder Satellitenexperimente direkt gemessen werden. Oberhalb dieser Energie sind direkte Messungen aufgrund des stark abfallenden Flusses nicht realisierbar. Die Primärteilchen lösen beim Eintritt in die Erdatmosphäre in etwa 20 bis 100 km Höhe durch nukleare Wechselwirkungen mit den Atomkernen der Luft einen ausgedehnten Luftschauer (**E**xtensive **A**ir **S**hower, EAS) aus, dessen Komponenten bei genügend großer Primärenergie auf der Erdoberfläche beobachtet werden können [AMG38, KMW38]. Beim Einzelstoß gehen ca. 50 % 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 laterale Ausdehnung auf der Erdoberfläche einige hundert Meter betragen kann. Die Bestandteile eines EAS lassen sich in drei Hauptkomponenten unterteilen (Abb. 1):

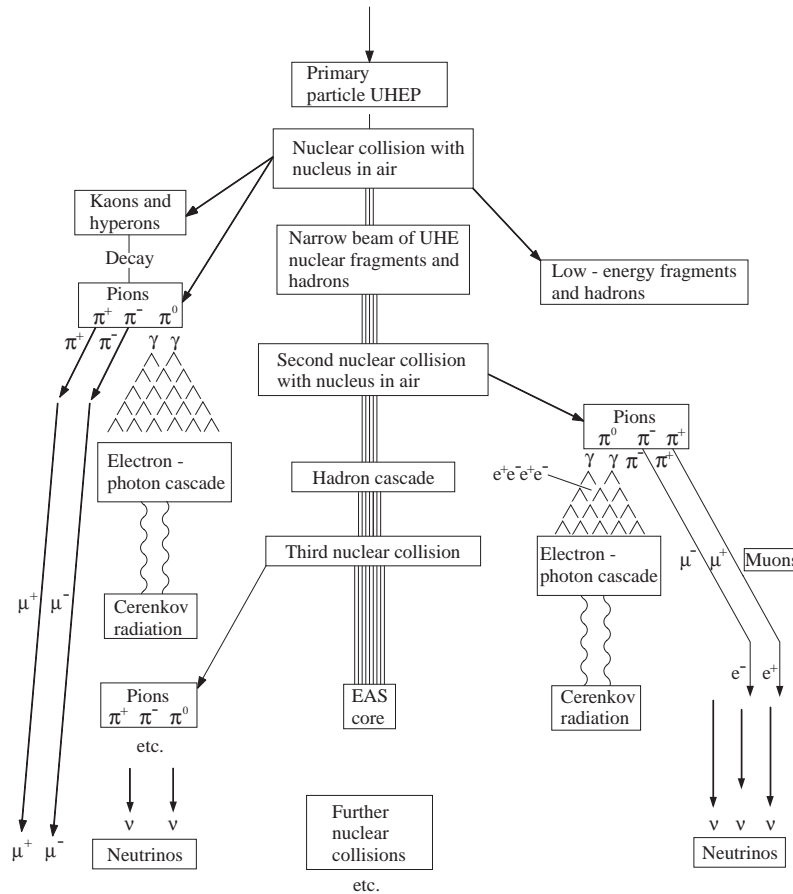


Abbildung 1: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers.

Die **hadronische** Komponente besteht aus den bei Kernstößen erzeugten Folgeprodukten von Kernfragmenten, Baryonen (Protonen, Neutronen) und Mesonen (Pionen, Kaonen). Die Energie der Hadronen fällt mit zunehmendem Abstand vom Schauerzentrum schnell ab. Diese Komponente ist in nur wenigen Metern um die Schauerachse zentriert.

Die in der hadronischen Komponente vorhandenen, extrem kurzlebigen, neutralen Pionen zerfallen in jeweils zwei Photonen ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Dies führt zur Bildung der **elektromagnetische** Komponente, die aus den beim Wechselspiel von Paarerzeugung ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) und Bremsstrahlung hervorgehenden Elektronen und Photonen besteht. Die laterale Ausdehnung dieser Komponente beträgt auf Meereshöhe für ein Primärteilchen der Energie 10^{15} eV etwa hundert Meter. Hochenergetische, relativistische Elektronen emittieren in der Atmosphäre Cherenkov-Strahlung, mit der die longitudinale Entwicklung dieser Komponente beobachtet werden kann [CGW93]. Der Öffnungswinkel des Cherenkovlichts 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 zur

Untersuchung ausgedehnter Luftschauer in der Atmosphäre benutzt werden kann [Bir94].

Die **myonische** Komponente wird durch den Zerfall der geladenen Mesonen ($\pi^+(\pi^-) \rightarrow \mu^+(\mu^-) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$, $K^+(K^-) \rightarrow \mu^+(\mu^-) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$) gebildet. Durch diese Zerfälle entstehen auch in hoher Zahl atmosphärische Neutrinos, die aber aufgrund ihrer schwachen Wechselwirkung mit Materie in einem EAS Experiment nicht registriert werden. Da die Myonen nur elektroschwach wechselwirken und eine relativ große Masse besitzen, durchdringen sie die Atmosphäre nahezu ungestört und liefern damit direkte Informationen über ihre Entstehung. Das Verhältnis der Myonzahl zur Elektronzahl N_μ/N_e eines Schauers ist ein wichtiger Parameter zur Identifikation der Primärteilchen. Zusätzlich ist die Form der Lateralverteilung der Myonen ein massensensitiver Parameter [BrR94]. Aufgrund der kleineren Wechselwirkungslänge der Eisenkerne findet die erste Wechselwirkung bei eiseninduzierten Schauern im Durchschnitt früher statt als bei protoninduzierten Schauern. Die dabei produzierten Myonen breiten sich aufgrund ihres höheren Produktionsortes weiter in transversaler Richtung aus. Bei gleicher Myongesamtzahl weisen daher eiseninduzierte Schauer im Zentrum eine niedrigere Myondichte auf als protoninduzierte Schauer. Daraus ergibt sich, daß die Myonlateralverteilung von eiseninduzierten Schauern flacher ist als die Verteilung von leichteren Primärteilchen. Bei Kenntnis der exakten Form der Lateralverteilung kann durch Integration die Gesamtmyonzahl N_μ des Schauers bestimmt werden. Die radiale Ausdehnung dieser Komponente reicht einige hundert Meter weit, in der Regel weiter als die Ausdehnung der elektromagnetischen Komponente.

Ziel des Experimentes KASCADE (**K**Arlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **D**etektor) [Dol90] ist die genaue Bestimmung des Energiespektrums im Bereich des Knies und die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung im Energiebereich von 10^{14} eV bis 10^{17} eV. Der experimentelle Aufbau von KASCADE mit einem 200×200 m² großen Detektorfeld (Array), einem 48 m langen Myontunnel und einem zentralen Hadron- und Myondetektor ermöglicht es, alle drei Hauptkomponenten eines ausgedehnten Luftschauers gleichzeitig zu messen. Ein wichtiger Bestandteil der Detektoranlage sind die großflächigen, ortsempfindlichen Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) im Keller des Zentraldetektors. Sie sind unterhalb des hadronischen Kalorimeters installiert, um Myonen ab einer Energieschwelle von 2 GeV zu messen. Die 32 MWPC sind in zwei Lagen übereinander angeordnet, so daß auf einer Fläche von ca. 130 m² sowohl der

Ort, als auch die Einfallsrichtung einzelner Myonen rekonstruiert werden kann. Die effektive Flächenbelegung der MWPC im Zentraldetektor beträgt ca. 40 %.

Diese Arbeit stellt sich die Aufgabe, mit Hilfe der ortsempfindlichen Vieldraht-Proportionalkammern die Form der Lateralverteilung von Myonen ($E_\mu > 2 \text{ GeV}$) in ausgedehnten Luftschauern zu bestimmen. Hierzu werden mit Hilfe der e/γ -Detektoren des Detektorfeldes die Informationen über die Schauerparameter, wie Ort des Schauerzentrums, Schauergröße (Gesamtzahl der geladenen Teilchen), Schaueralter und Einfallsrichtung bestimmt. In Abhängigkeit von diesen Parametern wird die Myondichteverteilung in den MWPC auf einer sensitiven Fläche von ca. 130 m^2 gemessen. Durch Gruppierung der rekonstruierten Schauer erhält man mittlere Myonlateralverteilungen in Abhängigkeit von Schauergröße, Schaueralter und Zenitwinkel. Es wird versucht, die experimentellen Resultate mit einer einfachen Parametrisierung zu beschreiben und deren Parameter festzulegen. Die experimentellen Ergebnisse werden mit Ergebnissen aus Monte-Carlo Simulationen von eisen- und protoninduzierten Schauern verglichen.

2 Das Experiment KASCADE

Das Experiment KASCADE [Kla97] besteht aus unterschiedlichen Detektorsystemen, welche es ermöglichen, die elektromagnetische, myonische und hadronische Komponente eines ausgedehnten Luftschauers zu erfassen. Durch die gleichzeitige Messung dieser Schauerkomponenten ist es möglich, Aussagen über die Identität und Energie des Primärteilchens zu machen. Die Detektorsysteme von KASCADE werden im folgenden genauer beschrieben.

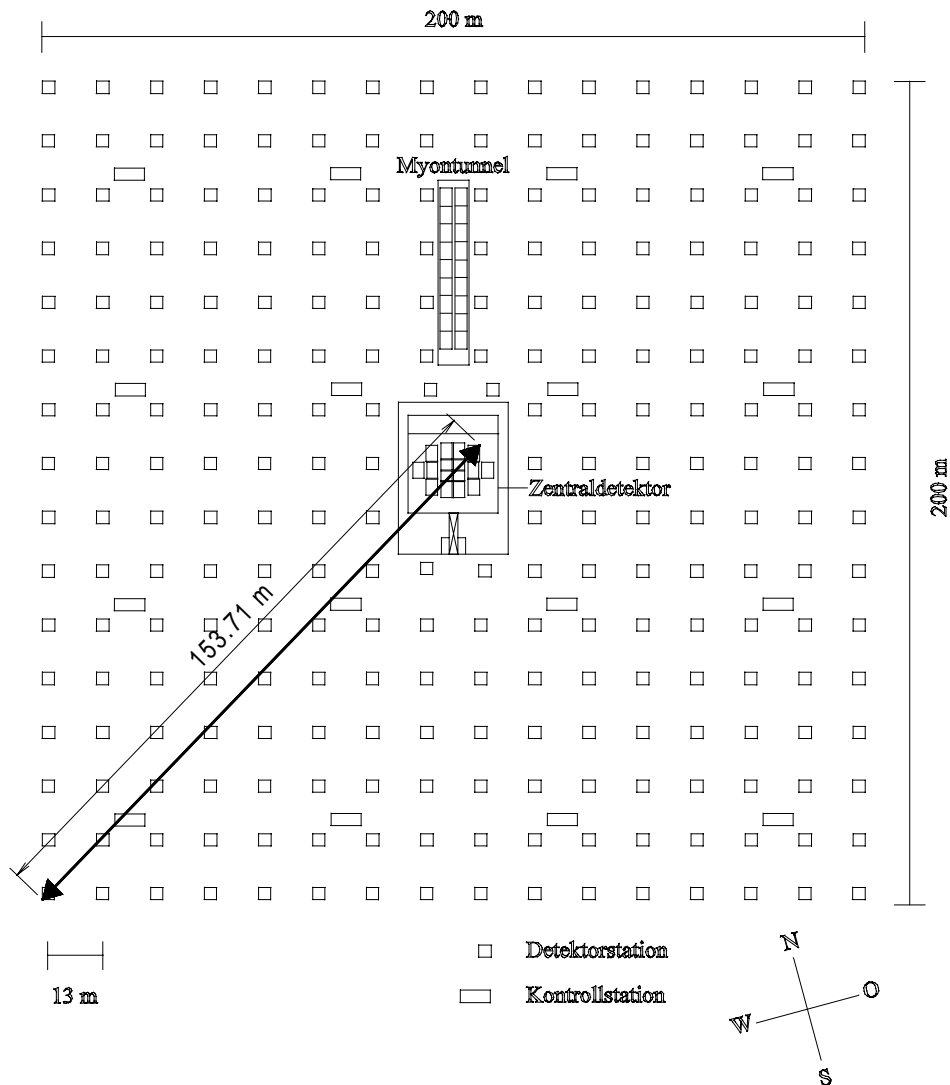


Abbildung 2: *Das Experiment KASCADE.*

2.1 Das Detektorfeld von KASCADE

Das KASCADE-Array besteht aus einem $200 \times 200 \text{ m}^2$ großen Detektorfeld von 252 Detektorstationen, die in 16 autonomen Clustern mit jeweils 16 Stationen aufgeteilt sind. In der Mitte dieses Detektorfeldes befindet sich der Zentraldetektor, so daß die inneren 4 Cluster nur 15 Detektorstationen beinhalten. Zu jedem Cluster gehört eine Kontrollstation mit der Meß- und Triggerelektronik sowie der Hochspannungsversorgung für alle Detektoren des gesamten Clusters. Somit können die Cluster unabhängig voneinander betrieben werden.

In den Detektorstationen (Abb. 3) sind zwei Arten von Detektoren installiert. Ein e/γ -Detektor besteht aus einem innen mit weißer Reflektorfarbe

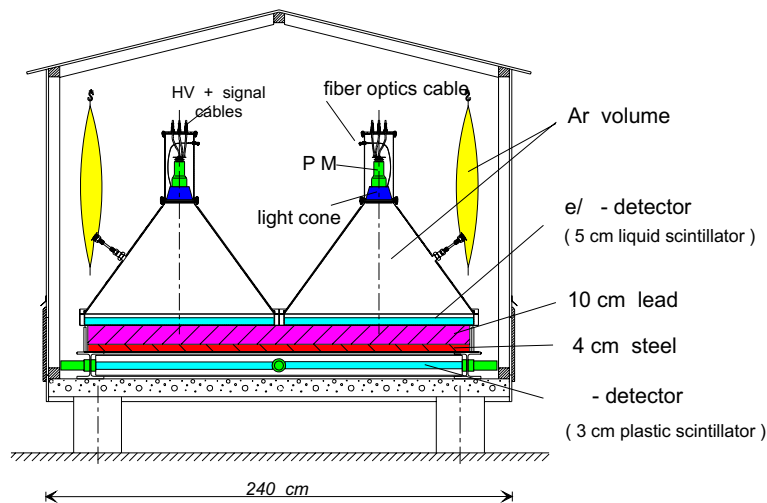


Abbildung 3: Seitenansicht einer Detektorhütte des KASCADE-Arrays.

beschichteten kegelförmigen Edelstahlbehälter, an dessen oberen Ende ein Photomultiplier sitzt. Der 1 m durchmessende Boden des Behälters ist mit 5 cm Szintillationsflüssigkeit bedeckt. Das restliche Volumen des Detektorbehälters ist mit Argon gefüllt, um ein Oxidieren des Flüssigszintillators zu verhindern. Ein 60 l fassender Gasausgleichssack, der mit dem Detektor verbunden ist, dient zum Ausgleich von wetterbedingten Druckschwankungen. Die Zeitauflösung der e/γ -Detektoren beträgt $\sigma_t = 0.77 \text{ ns}$, die Energieauflösung ist $\sigma_E = 25.3\% / \sqrt{E[\text{MeV}]}$ [Völ92]. In den äußeren 12 Clustern des Detektorfeldes sind unterhalb der e/γ -Detektoren und einer Absorberschicht aus 10 cm Blei und 4 cm Eisen vier $90 \cdot 90 \cdot 3 \text{ cm}^3$ große Plastikszintillatorplatten angebracht. Die Auslese erfolgt mit vier Photomultipliern, welche über Wellenlängenschieber mit den Szintillatorplatten verbunden sind. Die Zeitauflösung dieser hauptsächlich zum Myonennachweis dienenden Detek-

toren beträgt $\sigma_E = 2.9$ ns und die Energieauflösung $\sigma_E = 32\%/\sqrt{E[MeV]}$ [Kri92]. Die 16 Detektorstationen der äußeren Cluster des Detektorfeldes enthalten jeweils zwei diagonal angeordnete e/ γ -Detektoren und den Myonendetektor. In den 15 Stationen der inneren 4 Cluster sind je 4 e/ γ -Detektoren eingebaut. Diese Stationen enthalten keine Myondetektoren. Somit enthält ein äußeres Cluster 32 e/ γ - und 16 Myondetektoren und ein inneres Cluster 60 e/ γ -Detektoren.

Zum Nachweis der Myonen mit einem weiteren Detektorsystem ist zur Zeit nördlich des Zentraldetektors der Myontunnel mit den Abmessungen 48 m Länge, 5.40 m Breite und 2.40 m Höhe im Aufbau. Als Detektoren dienen Streamertubes, die in 9 Detektortürmen mit je drei Lagen und zusätzlich mit je einer Detektorlage an den Seitenwänden angebracht werden. Über dem Myontunnel bildet eine Schicht aus Erde, Eisen und Beton eine Abschirmung von 18 Strahlungslängen, wodurch die elektromagnetische Komponente eines Schauers genügend stark abgeschwächt wird, so daß Spuren von Myonen mit einer Schwellenenergie von etwa 0.8 GeV rekonstruiert werden können.

2.2 Der Zentraldetektor mit den Myonkammern

Der Zentraldetektor dient unter anderem zur Messung der myonischen und hadronischen Komponente in der Nähe des Schauerzentrums und besteht aus vier einzelnen Detektorsystemen (Abb. 4).

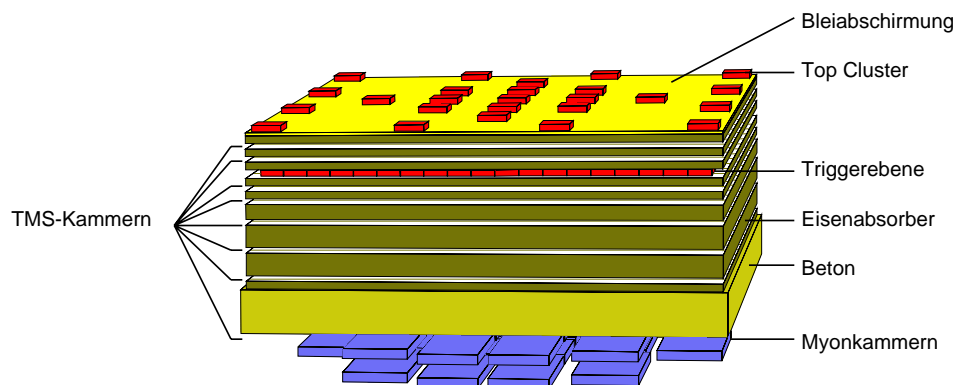


Abbildung 4: Schematischer Aufbau des KASCADE-Zentraldetektors.

Auf dem Dach befindet sich ein Detektorfeld aus 50 Plastikszintillatoren (Top-Cluster), die paarweise zu 25 Detektormodulen zusammengefaßt sind. Das Top-Cluster schließt die Lücke der e/γ -Detektoren des Detektor-Arrays und ermöglicht die Untersuchung von niederenergetischen Schauern [Hae96]. Die Hauptkomponente des Zentraldetektors ist ein $16 \cdot 20 \text{ m}^2$ großes Sampling-Eisenkalorimeter mit 9 Absorberschichten, deren Dicke von oben nach unten zunimmt. Die letzte Schicht besteht neben einer 12 cm dicken Eisenplatte zusätzlich aus 80 cm Beton. Unter den Absorberschichten ist, mit Ausnahme der dritten Ebene, je eine aktive Lage aus Flüssigionisationskammern (TMS- oder TMP-Taschen) installiert, die mit Tetramethylsilan (TMS) oder Tetramethylpentan (TMP) gefüllt sind. Die daraus resultierenden 11 hadronischen Wechselwirkungslängen ermöglichen das Stoppen und den Nachweis der Hadronen in einem Energiebereich von 20 GeV bis 10 TeV [Ung97].

Unter der dritten Absorberlage liegt die mit 456 Plastikszintillatoren bestückte Triggerebene. Diese ermöglicht die Erzeugung eines schnellen und vom Detektorfeld unabhängigen Triggersignals. Zusätzlich liefert die Triggerebene Informationen über die Ankunftszeiten von Myonen im Zentraldetektor [Föl97, Rai97].

Im Keller des Zentraldetektorgebäudes, unter der letzten Schicht des hadronischen Kalorimeters, messen 32 großflächige, in zwei Lagen angeordnete Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) Ort und Richtung einzelner Myonen in Luftschauer [HKM93, Hau96a]. Aus dem Aufbau des Kalorimeters ergibt sich eine Energieschwelle für diese Myonen von 2 GeV. Die 32 Myonkammern gibt es in drei verschiedenen Größen [Ale81]. Die Abmessungen der sensitiven Fläche der jeweiligen Kammertypen beschreibt Tabelle 1.

	l_x [cm]	l_y [cm]	A [m^2]	AN	UC	LC
Typ 1	262.9	357.8	9.405	208	336	336
Typ 2	242.6	357.8	8.678	192	320	320
Typ 3	242.6	220.6	5.351	192	256	256

Tabelle 1: Länge l_y , Breite l_x und sensitive Fläche A der drei unterschiedlichen Myonkammertypen sowie die Anzahl ihrer Anodendrähte (AN), oberen Kathoden- (UC) und unteren Kathodenstreifen (LC).

Die Höhe des sensitiven Gasvolumens beträgt bei allen Kammertypen 16 mm. Als ionisierbares Gas dient ein Gasgemisch aus Argon und Methan (Volumenverhältnis 9:1). Das Gas wird vorgemischt vom Hersteller bezogen.

Es ist günstiger und sicherheitstechnisch unbedenklicher als die üblicherweise in Kammern dieses Typs benutzte Argon-Isobutan-Mischung und hat keinen nachteiligen Einfluß auf den Nachweis minimal ionisierender Myonen, da die Drähte nur digital ausgelesen und Signalhöhen nicht berücksichtigt werden [Her93]. Auf halber Höhe des sensitiven Gasvolumens befindet sich die Anodenebene. Sie besteht abwechselnd aus $20\ \mu\text{m}$ durchmessenden Anodendrähten aus vergoldetem Wolfram und $100\ \mu\text{m}$ dicken Potentialdrähten aus Kupfer-Beryllium. An den Potentialdrähten aller Kammern liegt eine Spannung von $-280\ \text{V}$ an. Das Potential der Anodendrähte muß individuell für jede Kammer eingestellt werden, um eine gute Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen zu erreichen (Tabelle 2).

	Kammernummer							
	1	2	3	4	5	6	7	8
Spannung [Volt]	1660	1690	1680	1660	1660	1670	1650	1660
	9	10	11	12	13	14	15	16
Spannung [Volt]	1670	1680	1690	1690	1720	1690	1730	1720
	17	18	19	20	21	22	23	24
Spannung [Volt]	1680	1650	1710	1680	1740	1730	1660	1670
	25	26	27	28	29	30	31	32
Spannung [Volt]	1660	1670	1680	1710	1680	1740	1700	1730

Tabelle 2: Die Potentiale der Anodendrähte aller 32 Kammern.

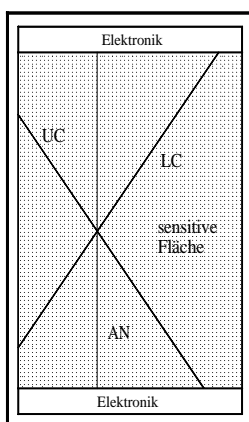


Abbildung 5: Rekonstruktion des Durchstoßortes minimal ionisierender Teilchen (UC - obere Kathode, LC - untere Kathode, AN - Anode).

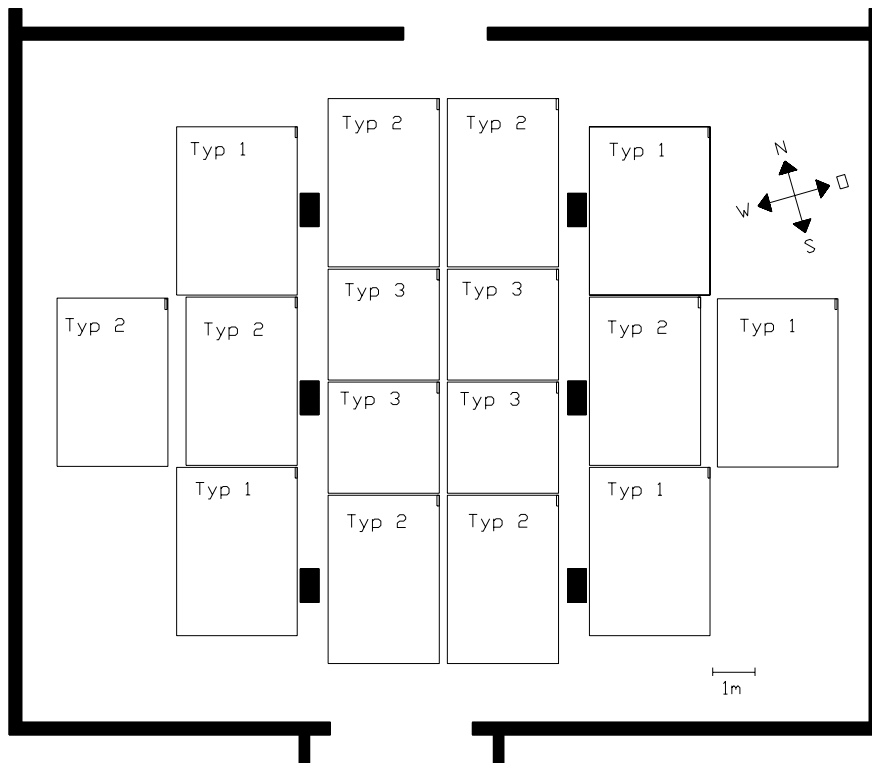


Abbildung 6: Die Anordnung der Myonkammern im Keller des Zentraldetektors.

Auf den Innenseiten der Kammerdeckel sind 10.6 mm breite Kathodenstreifen aus 35 μm dicker Kupferfolie in einem Abstand von 2 mm aufgeklebt. Die Kupferstreifen sind über einen Widerstand mit der Erde verbunden. Die oberen Kathodenstreifen sind um $+34^\circ$, die unteren Kathoden um -34° gegenüber den Anodendrähten gedreht. Der Winkel von 34° entspricht dem Winkel der Diagonalen des zweiten Kammertypes. Bei diesem Kammertyp ist das Verhältnis l_y/l_x am größten. Durch diese Anordnung ist es möglich, daß die Leiterbahnen aller Nachweiselektroden an den beiden Stirnseiten der Myonkammern enden und daher nur dort die Ausleseelektronik angebracht werden muß. Die Auslese- und Steuerelektronik der Kammern basiert auf transputerbestückten Multiplexerkarten für jede Kammer, die baumartig miteinander verbunden sind [Elz96]. Der Stamm des Baumes wird von einem Transputer gebildet, der mit einem B300 (Transputer - Ethernet - Interface) verbunden ist, das den Kontakt zum Datenaufnahmerechner (DEC - Alpha Workstation) herstellt.

Aus dem Schnittpunkt der angesprochenen Kathodenstreifen und Anodendrähte läßt sich der Durchstoßort eines minimal ionisierenden Teilchens be-

stimmen (siehe Abb. 5). Um sowohl den Ort als auch die Richtung einzelner Myonen auf einer möglichst großen sensitiven Fläche zu rekonstruieren, wurde folgende Anordnung für die Vieldraht-Proportionalkammern im Keller des Zentraldetektors gewählt (Abb. 6): Je zwei Kammern gleichen Typs bilden eines von insgesamt 16 Kammerpaketen (Stacks). Der Höhenunterschied zweier Kammern eines Stacks beträgt 38 cm. Die Drähte und Streifen beider Kammern sind gleich orientiert. Die sensitive Fläche aller Stacks für die Detektion eines vertikalen Schauers beträgt 129 m^2 . Dies ergibt bei einer Kellergrundfläche von $16 \cdot 20 \text{ m}^2$ eine Flächenbelegung von 40.3 %.

Für die vorliegende Arbeit werden die Myonkammern und die e/γ -Detektoren des Detektorfeldes genutzt. Mit dem Detektorfeld lassen sich die wichtigen Schauerparameter Schauergröße, Schaueralter, Einfallsrichtung und Ort des Schauerzentrums bestimmen, mit den Myonkammern wird die Myonlateralverteilung in ausgedehnten Luftschauern bestimmt.

3 Messung von ausgedehnten Luftschauern

Im Normalbetrieb werden bei der Datenaufnahme im KASCADE-Experiment die Myonkammern von den Szintillationsdetektoren des Top-Clusters (10 aus 50) oder der Triggerebene (8 aus 456) getriggert. In dieser Arbeit werden mit den Myonkammern die Myondichten auch von Schauern gemessen, bei denen die Entfernung zwischen der MWPC und dem Schauerzentrum relativ groß ist. In solchen Fällen sind besonders bei kleineren primären Energien die durchschnittlichen Dichten geladener Teilchen am Ort des Zentraldetektors so gering, daß die Triggerbedingung nur selten erfüllt wird. Aus diesem Grund werden die e/γ -Detektoren des Detektorfeldes zur Erzeugung eines Triggersignals gewählt. Sie ermöglichen die Erzeugung eines Triggersignals auch bei kleineren Schauern, deren Schauerzentren nicht in der Nähe des Zentraldetektors liegen. Dies hat eine zeitweise Umstellung der Betriebsart der Myonkammern erfordert. Es ist daher notwendig, die Betriebsparameter der Kammern auf diese spezielle Triggerbedingung einzustellen.

3.1 Triggerbedingung und Einstellung der Betriebsparameter

Wegen der unterschiedlichen Anzahl der e/γ -Detektoren in den Clustern des Arrays kann die Triggerbedingung für die einzelnen Cluster separat eingestellt werden [Müh97b]. Sie wird für die Datenaufnahme zu dieser Arbeit so gewählt, daß sie erfüllt ist, falls in 15 von 32 e/γ -Detektoren in einem der äußeren Cluster oder in 30 von 60 e/γ -Detektoren in einem inneren Cluster eine Energie von mehr als 1.5 MeV deponiert wird. Ein minimal ionisierendes Teilchen deponiert in einem e/γ -Detektor im Mittel eine Energie von ca. 11 MeV. Die größte Entfernung zwischen einem e/γ -Detektor (Cluster 1, Station 1) und einer Myonkammern (Kammer 2) beträgt ca. 154 Meter (Abb. 2).

Zwei wichtige Betriebsparameter der Myonkammern sind die Einstellung der Signalverzögerungen ('Delays') und des Zeitfensters für die MWPC-Signale ('Gateweite'). Weitere Betriebsparameter sind die Einstellung der Hochspannung pro Kammer (Kap. 2.2) und der Optimierung der Ansprechschwellen jedes einzelnen Drahtes/Streifens der 32 Kammern.

Die Signalverzögerungen der Myonkammersignale, die im wesentlichen von den Kabellängen und den Signallaufzeiten in der Triggerelektronik abhängen, sind so eingestellt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen in den Myonkammern einen möglichst hohen Wert erreicht. Die größte, mögliche Signalverzögerung, die mit der Elektronik der Kammern eingestellt werden

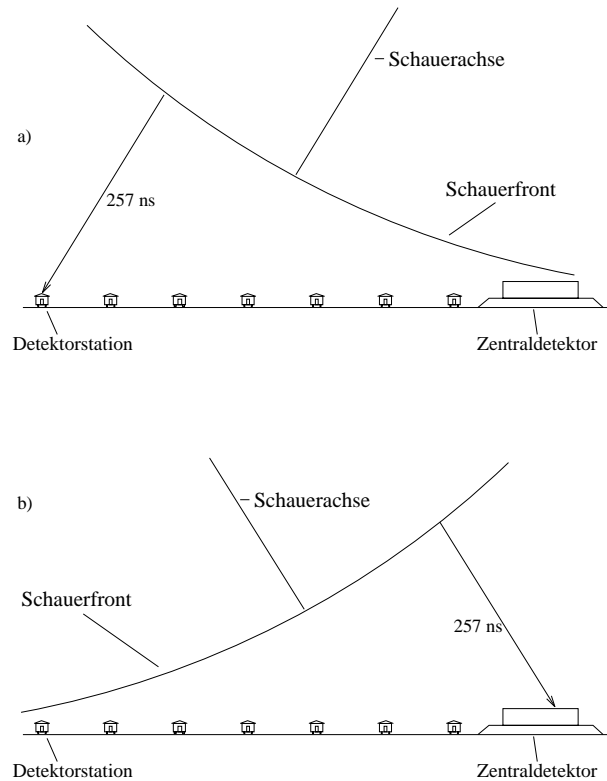


Abbildung 7: Darstellung von Schauerfronten für die beiden möglichen Extremfälle bei einem Zenitwinkel $\Theta = 30^\circ$. Die Myonen erreichen den Zentraldetektor 257 ns bevor das Triggersignal ausgelöst wurde (a) oder danach (b).

kann, beträgt $127 \times 25 \text{ ns} = 3175 \text{ ns}$. Das Zeitfenster für die MWPC-Signale ist mit 400 ns optimal eingestellt. Bei einer korrekten Einstellung der Delays ist bei einer Gateweite dieser Größe das Erfassen aller Kammersignale gewährleistet. Bei einer kleineren Gateweite können Kammersignale außerhalb des Zeitfensters liegen, bei größeren Gateweiten tritt ein erhöhtes Signalrauschen auf [Wen95].

Für die Einstellung dieser Parameter muß allerdings beachtet werden, daß bei schräg einfallenden ausgedehnten Luftschauern die geladenen Teilchen der Schauerfront die Triggerbedingung zu einem Zeitpunkt t_0 erfüllen, die in der Schauerfront enthaltenen Myonen aber mit einer Zeitdifferenz Δt die Myonkammern des Zentraldetektors erreichen können (Abb. 7).

Die Detektorkomponenten Top-Cluster und Triggerebene befinden sich ca. 3 m (Triggerebene) bzw. 3.7 m (Top-Cluster) oberhalb der MWPC. Wird das Triggersignal mit einem der beiden Detektorkomponenten erzeugt und werden nur Schauer in einem Zenitwinkelbereich von 0° bis 40° betrachtet, ist

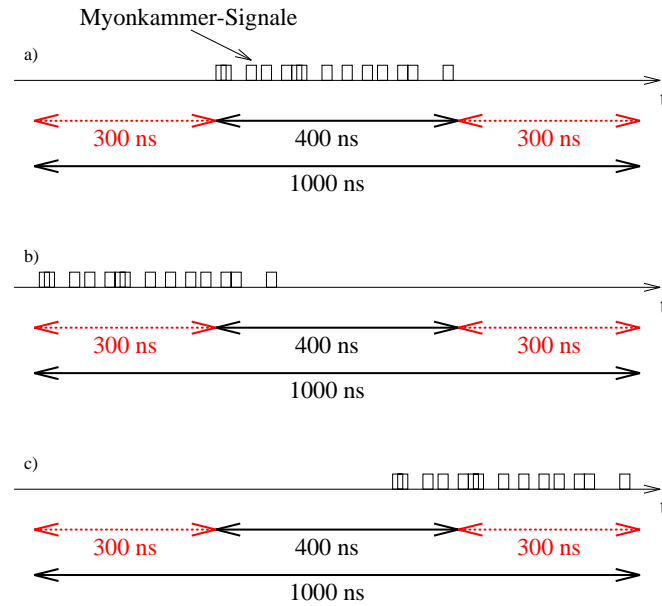


Abbildung 8: (a) die Ankunft der Myonen in den MWPC und das Auslösen des Triggersignals erfolgt zur selben Zeit, (b) die Schauerfront erreicht die Kammer, die Triggerbedingung wird aber später mit dem äußersten e/γ -Detektor erfüllt. (c) das Triggersignal wurde ausgelöst, die Myonen erreichen die Myonkammern erst 300 ns später.

die größte geometrisch bedingte Änderung des zeitlichen Abstandes zwischen dem Triggersignal und der Ankunftszeit von Myonen in den Myonkammern somit ($c = \text{Lichtgeschwindigkeit}$)

$$\Delta t_{max} = \frac{4\text{m}}{c} \cdot \left(\frac{1}{\cos(40^\circ)} - \frac{1}{\cos(0^\circ)} \right) = 4 \text{ ns.}$$

Diese Zeitspanne hängt alleine vom Höhenunterschied der Detektoren ab und kann vernachlässigt werden.

Bei einer Triggerung der Myonkammern durch das Array dagegen ergibt sich für Δt_{max} ein nicht zu vernachlässigender Wert. Werden Luftschauer in einem Zenitwinkelbereich von 0° bis 30° untersucht, ist die größte Änderung des zeitlichen Abstandes zwischen der Auslösung des Triggersignals und der Schauerfront am Ort des Zentraldetektors

$$\Delta t_{max} = \sin(30^\circ) \cdot \frac{154 \text{ m}}{c} = 257 \text{ ns.}$$

In diesem Fall spielt der Abstand der Detektoren von maximal 154 m die wesentliche Rolle. Der Höhenunterschied zwischen den e/γ -Detektoren des Arrays und den Myonkammern von ca. 40 cm ist zu vernachlässigen. Um auch bei einer ungenauen Einstellung der Delays alle Kammersignale zu regi-

	Kammernummer							
	1	2	3	4	5	6	7	8
Delayeinstellung	110	110	110	110	112	112	112	112
	9	10	11	12	13	14	15	16
Delayeinstellung	110	110	113	113	114	114	114	114
	17	18	19	20	21	22	23	24
Delayeinstellung	114	111	113	113	112	112	115	115
	25	26	27	28	29	30	31	32
Delayeinstellung	113	113	115	115	114	114	114	114

Tabelle 3: *Delayeinstellung der Myonkammern während der Messung (1 Einheit $\hat{=}$ 25 ns).*

strieren, müssen demnach die Grenzen des Zeitfensters für die Myonkammer-signale um ± 300 ns verschoben werden. Die erforderliche Gateweite beträgt während dieser Messung somit 1000 ns (Abb. 8).

Als nächstes sind die korrekten Signalverzögerungen an den Myonkam-mern einzustellen. Hierzu wird für eine Testmessung die Triggerbedingung so gewählt, daß nur die inneren vier Cluster des Arrays ein Triggersignal auslösen können (30 von 60 e/γ -Detektoren). Damit kann die Gateweite auf die normale Größe von 400 ns eingestellt werden. Die Kanalschwellen der MWPC werden im Vergleich zu den Schwellen in der normalen Datenaufnah-me nicht verändert. Das Datenaufnahmeprogramm MYDAS (**MY**onkammer **D**atenaufnahme und **A**nalyse-**S**oftware) besitzt eine Funktion, die eine au-tomatische Einstellung der Delays übernimmt [Wen95]. Dabei wird das Ma-ximum von rekonstruierten Myon-Durchstoßpunkten in Abhängigkeit der Si-gnalverzögerung gesucht und dementsprechend die dazugehörige Delayein-stellung abgespeichert. Wird nun die Gateweite auf 1000 ns erhöht, befinden sich die Kammersignale zeitlich am Anfang des Zeitfensters. Die ermittelten Verzögerungszeiten müssen daher um 300 ns vergrößert werden. Werden bei dieser Delayeinstellung auch die äußeren Cluster des Arrays zur Erzeugung des Triggersignals benutzt, fallen die Signale der Myonkammern auch unter ungünstigen Bedingungen in das Zeitfenster (Tabelle 3).

Weitere Testmessungen ergeben, daß in vielen Kanälen, im wesentlichen bei den Kathodenstreifen, bei einer Gateweite von 1000 ns ein erhöhtes Rau-schen auftritt. Abbildung 9 zeigt in den Kammern 25 und 27 Kathodenstrei-fen, die bei fast jedem Ereignis ansprechen. Zum Vergleich ist das Ansprechen

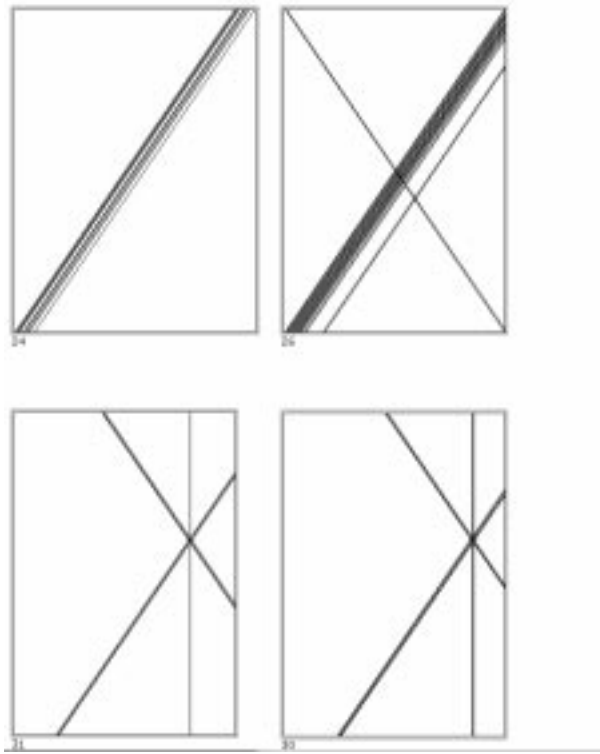


Abbildung 9: Darstellung angesprochener Drähte und Streifen in den Myonkammern bei einem Ereignis. Oben ist ein Rauschen diagonalen Kathodenstreifen zu erkennen, unten der Durchstoßpunkt eines Myons zweier übereinander hängender Kammern.

von Anodendrähten und Kathodenstreifen bei einem Durchstoß eines Myons bei korrekt eingestellten Schwellen in den übereinander hängenden Kammern 31 und 32 dargestellt. Die Darstellungen der Abbildung 9 werden mit dem Programm 'xmu' [Mat96] erzeugt, das für die Datenaufnahme der Myonkammern, der Triggerebene und des Top-Clusters benutzt wird. Hierbei beginnt die Numerierung der Kammern mit 0, daher entspricht Nummer 30 der Kammer 31 in den Tabellen 1 und 3.

In Abbildung 10 sind die Spektren der unteren Kathodenebene in den jeweiligen Kammern zu sehen. Das Rauschen einzelner Kanäle ist anhand der erhöhten Anzahl der Einträge zu erkennen. Zum Vergleich sind in Abbildung 11 die Spektren der selben Kammern bei einer normalen Datenaufnahme dargestellt. In keinem der Kanäle ist die Anzahl der Einträge derart hoch, daß man auf ein Rauschen schließen könnte. Zur Unterdrückung des Rauschens müssen die Schwellen zu den jeweiligen Kanälen erhöht werden. Dabei ist zu beachten, daß die Signale von durchdringenden Myonen nicht ebenfalls

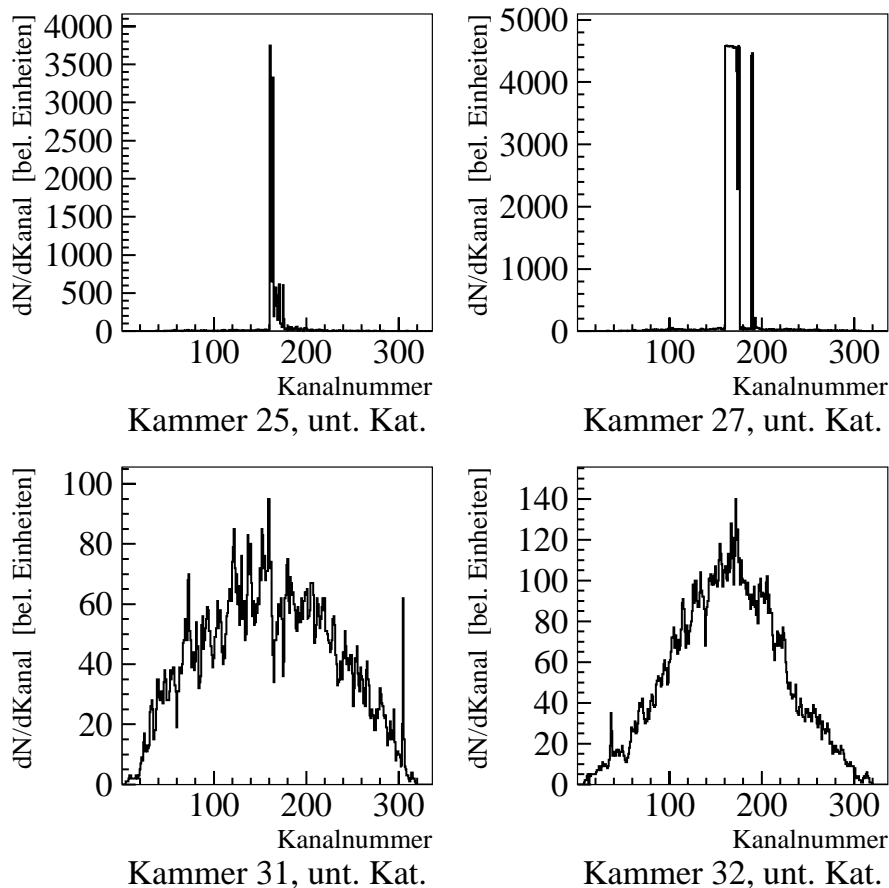


Abbildung 10: Kanalspektren ausgesuchter Myonkammern in einem Testlauf mit der speziellen Triggerbedingung.

unterdrückt werden. Die Schwellen werden daher in kleinen Schritten erhöht, bis der gewünschte Effekt auftritt. Nach Einstellung aller 6304 Kanäle der Anodendrähte und der 19776 Kanäle der Kathodenstreifen, kann mit der Datenaufnahme begonnen werden.

3.2 Datennahme und Datenaufbereitung

Die Datenaufnahme mit der speziellen Triggerbedingung begann am 29.03.1996 und endete am 01.06.1996. Sie mußte in drei Phasen unterteilt werden, da während dieser Zeit KASCADE-Teilexperimente zusammengebunden wurden und die Datenaufnahme auf die jeweiligen Verhältnisse eingestellt werden mußte.

In der ersten Phase erfolgten die Messungen mit den beiden Teilexperimenten Array und Myonkammern mit zwei separaten Datenaufnahmepro-

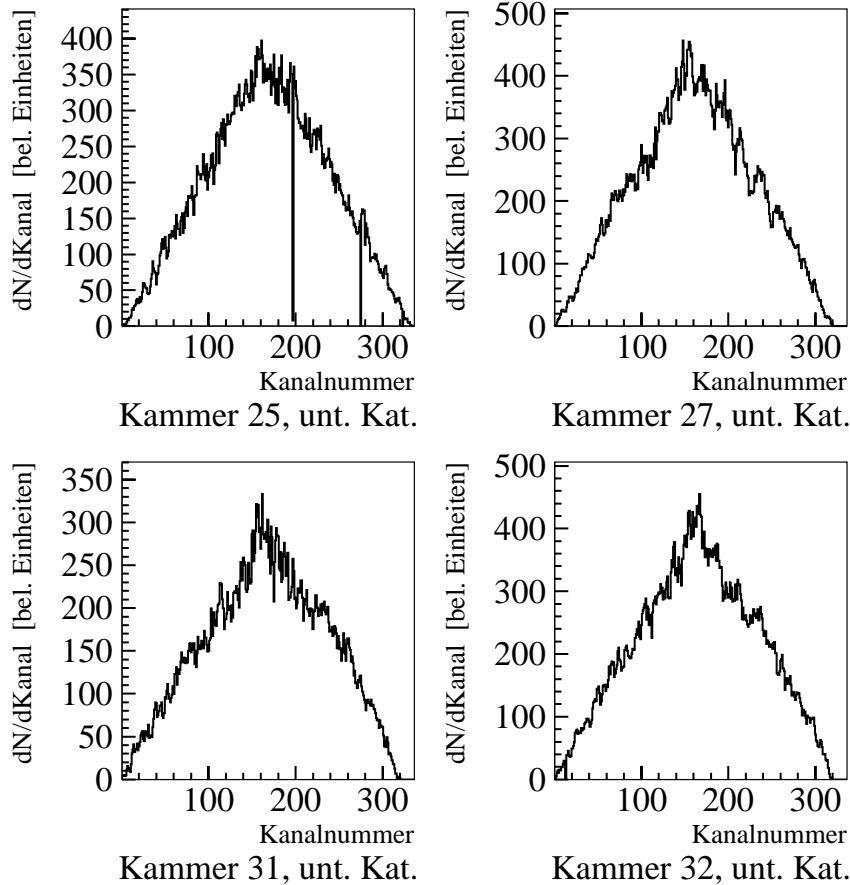


Abbildung 11: Kanalspektren ausgesuchter Myonkammern bei einer Datenaufnahme mit der bei KASCADE üblichen Triggerbedingung. Die Form der Spektren resultiert aus den Längen der Kathodenstreifen.

grammen. Die Datenauslese und die Steuerung der Myonkammern übernahm das Programm MYDAS. MYDAS schreibt die Rohdaten der Kammer während der Datenaufnahme auf Festplatte. Diese Rohdaten wurden 'offline' ebenfalls mit MYDAS in das bei KASCADE benutzte Rohdaten-Format umgewandelt. Die Auslese und Steuerung der e/γ - und Myondetektoren des Arrays erfolgt mit den beiden Programmen 'evb' (Server) [Müh97a] und 'xevdis' (Client) [Müh97b]. Die daraus resultierenden Rohdaten wurden von 'xevdis' auf Festplatte geschrieben und offline in ein Rohdaten-Format umgewandelt und dabei auch kalibriert [Web96]. Unter der Kalibrierung versteht man die Umrechnung der ADC (Analog Digital Converter) und TDC (Time Digital Converter) Werte in Energie und Zeit. Jedes Ereignis erhält in jedem Telexperiment die Ereigniszeit als 'Julian Date'-Zeit (Sekunden seit 01.01.1970) und 'Time Label'-Zeit (Aufteilung der Sekunden in 200 ns Schrit-

te) zugewiesen. Das Zusammenbinden der beiden Rohdaten-Files übernahm das Programm 'eventh' [Ruf96]. In diesem Programm werden die Ereigniszeiten der einzelnen Teilerperimente verglichen. Beträgt die Differenz weniger als $50 \mu\text{s}$, werden die Daten zu einem Ereignis zusammengebunden. Sind alle Ereignisse aller Rohdaten-Files verglichen, werden die zusammengebundenen Ereignisse in ein neues Rohdaten-File herausgeschrieben. In dem Zeitraum vom 29.03.1996 bis zum 09.04.1996 wurden auf diese Weise 408950 Ereignisse in 203 Stunden aufgenommen.

In der zweiten Phase erfolgte die Steuerung der Myonkammern, der Triggerebene und des Top-Clusters mit dem Programm 'xdaq'. Diese Teilerperimente schicken ihre Daten direkt zu dem sogenannten KASCADE-Eventbuilder [Wie97], der die Daten im Rohdaten-Format auf Festplatte schreibt. Das Auslesen des Arrays und das Zusammenbinden der Daten erfolgte wie in der ersten Phase. In dem Zeitraum vom 29.04.1996 bis zum 22.05.1996 wurden auf diese Weise 265474 Ereignisse in 84 Stunden aufgenommen.

Der Unterschied zwischen der zweiten und dritten Phase besteht darin, daß nun der Eventbuilder ein Client des Programms 'evb' (Server) ist und daher die Daten des Arrays schon bei der Datenaufnahme mit den Daten der Myonkammern verbunden und in ein gemeinsames Rohdaten-File geschrieben werden. Die Kalibrierung der Arraydaten erfolgt im Analyseprogramm. Die Datenaufnahme der dritten Phase erfolgte vom 23.05.1996 bis zum 01.06.1996. Dabei wurden 126444 Ereignisse in ca. 32 Stunden aufgenommen.

Die Differenz in der Ereignisrate zwischen der zweiten (0.88 Hz) und dritten (1.09 Hz) Phase kann mit unterschiedlichen Wetterbedingungen erklärt werden. Der Grund der großen Differenz der Rate zwischen der ersten (0.56 Hz) und den anderen Phasen liegt in der Einstellung der Triggerbedingung. Anders als vorgesehen, mußten in der ersten Phase in einem der äußeren Cluster 20 von 32 e/γ -Detektoren oder in einem der inneren Cluster 40 von 60 e/γ -Detektoren angesprochen haben, um die Triggerbedingung zu erfüllen. Insgesamt stehen der Analyse Daten aus 800868 gemeinsamen Myonkammer-Array Ereignissen zu Verfügung, die in ca. 319 Stunden mit der speziellen Triggerbedingung aufgenommen wurden. Auf die aufgenommenen Daten werden Schnitte angesetzt (Kap. 5.1), so daß die unterschiedlichen Triggerraten und -bedingungen in der weiteren Analyse keine Rolle spielen.

4 Schauerrekonstruktion

KRETA (**K**ascade **R**econstruction for **ExT**ensive **A**irshowers) ist ein im Rahmen der KASCADE-Kollaboration zur Auswertung von Luftschauerereignissen erstelltes Rekonstruktionsprogramm. Die Rekonstruktion einzelner Ereignisse startet mit den Rohdaten aller Detektorkomponenten und endet mit der Bestimmung physikalischer Größen, wie der Gesamtzahl aller Elektronen, Myonen und Hadronen eines Schauers, der Energie aller und einzelner Hadronen, Richtung und Ankunftszeit geladener Teilchen u.s.w. . KRETA ist in der Lage, sowohl reale Daten aus dem Experiment, als auch Daten, die mit Simulationsprogrammen für die Schauerentwicklung und den Detektorantworten erzeugt wurden, zu lesen. In KRETA sind sogenannte Prozessoren für die einzelnen Detektorkomponenten von KASCADE implementiert, die separat angewählt werden können. Dabei gibt es folgende Prozessoren:

- Array: Rekonstruktion von Größe, Einfallsrichtung, Alter und Gesamtmyonzahl einzelner Schauer
- Kalorimeter: Hadronrekonstruktion im Schauerkern und Rekonstruktion einzelner, unbegleiteter Hadronen
- Myonkammern: Rekonstruktion des Ortes und der Richtung von Myonen im Zentraldetektor
- Triggerebene: Rekonstruktion des Energiedeposits von Teilchen und ihrer relativen Ankunftszeit
- Top-Cluster: Untersuchung der elektromagnetischen Komponente kleiner Schauer
- Myontunnel: Spurrekonstruktion von Myonen oberhalb ca. 0.8 GeV

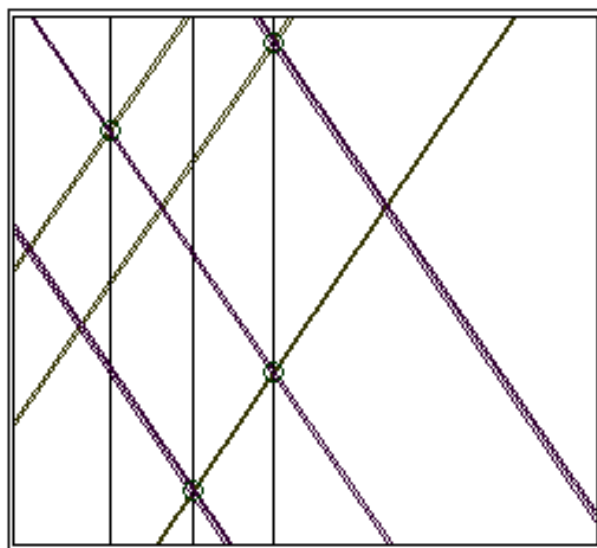
KRETA durchläuft 6 Betriebsphasen. Die erste Phase dient zum Einlesen der Schauerdaten. In der zweiten Phase werden die Daten kalibriert. In der dritten Phase findet eine Voranalyse in den Kalorimeter- und Array-Prozessoren, in der vierten Phase die Hauptanalyse in allen Prozessoren statt.

Die Hauptanalyse ist in mehrere Iterationslevel unterteilt. In der fünften Phase werden die Ergebnisse einzelner Prozessoren verbunden. In der sechsten Phase erfolgt die Ausgabe in Form eines 'Data Summary Tapes' (DST) und in Histogrammen.

4.1 Rekonstruktion von Schauerparametern

Die Bestimmung der Schauergröße, des Schauerzentrums (dem sogenannten 'Core') und des Schaueralters erfolgt mit Hilfe der e/γ -Detektoren des Arrays. Dabei wird der Energieeintrag in den Detektoren in lokale Dichten geladener Teilchen umgerechnet und diese als Stützstellen für eine NKG-Anpassung benutzt. NKG steht für die Nishimura-Kamata-Greisen-Funktion und beschreibt die Lateralverteilung von Elektronen in einem rein elektromagnetischen Schauer. Sie wird auch zur Bestimmung der Gesamtzahl geladener Teilchen bei hadronisch induzierten Schauern verwendet [Gre60]. Als Ergebnis dieser Anpassung erhält man die Gesamtzahl geladener Teilchen (Myonen und Elektronen N_c), den Ort des Cores und das Schaueralter, das sogenannte 'Age', das ein Maß für die longitudinale Entwicklung des Schauers in der Atmosphäre ist. Mit Hilfe der Ankunftszeitmessungen in den e/γ -Detektoren des Arrays läßt sich die Einfallsrichtung durch eine Anpassung eines Konus an die Verteilung der Detektorzeiten ermitteln [May92b]. Bei der Bestimmung der Gesamtzahl geladener Teilchen beträgt der systematische Fehler 10 %, und der statistische Fehler 20 %. Der statistische Fehler in der Rekonstruktion des Schauerzentrums beträgt 3 m und in der Einfallsrichtung 0.5° [Gla96].

Durchstoßpunkte minimal ionisierender Teilchen werden in den Myonkammern aus den Schnittpunkten angesprochener Kathodenstreifen und Anodendrähte rekonstruiert. Wegen der drei Elektrodenebenen ist es möglich, mehr als einen solchen Durchstoßpunkt (Hit) pro Myonkammer ohne sogenannte Phantomtreffer zu bestimmen. Ein Phantomtreffer entsteht, wenn mehrere Myonen eine Kammer durchdringen und die angesprochenen Drähte und Streifen sich zufällig in allen Elektrodenebenen an einem weiteren Punkt kreuzen (Abb. 12). Die Wahrscheinlichkeit für Mehrdeutigkeiten nimmt mit der Teilchendichte in der Kammer zu. Um aus den Hitverteilungen Ort und Richtung einzelner Myonen zu berechnen, wird jeder Hit in seiner Ebene in x- und y-Richtung parametrisiert, indem ihm am Ort seiner Rekonstruktion der Wert 10, ein Zentimeter rechts und links der Wert 5, und in 2 Zentimeter Entfernung der Wert 1 zugeordnet wird. Es folgt, um Rechenzeit zu reduzieren, getrennt in x- und y-Richtung, eine Kreuzkorrelation. Aus den beiden Maxima der Korrelationsfunktionen ergibt sich eine mittlere Verschiebung



21

Abbildung 12: *Beispiel eines Phantomtreffers. Der untere Schnittpunkt des rechten Anodendrahtes mit den Kathodenstreifen ist wahrscheinlich kein Durchstoßpunkt eines Myons.*

zwischen den Hits der oberen und unteren Ebene und daraus eine mittlere Myonrichtung. Damit können die Hits in beiden Kammerlagen einander zugeordnet werden (eine genaue Beschreibung findet man unter [Hau96b]). Jeweils zwei zugeordnete Hits ergeben Ort und Richtung eines rekonstruierten Myons. Die Ortsauflösung einzelner Myonen im Schauer beträgt in x -Richtung $\sigma_x = 0.73$ cm und in y -Richtung $\sigma_y = 1.43$ cm [Hau96b].

Beim Durchgang von hochenergetischen Myonen durch die Absorberschichten oberhalb der Kammern ist eine Erzeugung von δ -Elektronen möglich. Die Energie dieser Elektronen kann so hoch sein, daß sie in den Kammern als minimal ionisierende Teilchen und somit als Myonen rekonstruiert werden. Bei Messungen von Myondichten können somit myonbegleitende δ -Elektronen das Ergebnis verfälschen. Im Rekonstruktionsprogramm ist deshalb ein Algorithmus eingebaut, der bei nahe beieinanderliegenden Paaren von Myonen überprüft, ob beide Spuren sich im Absorbermaterial treffen. Wenn dies der Fall ist, wird diejenige Spur verworfen, die weiter von der Schauerrichtung abweicht.

Bei der Rekonstruktion der mittleren Richtung der Myonen in den Myonkammern in dem Rekonstruktionsprogramm KRETA mittels Kreuzkorrelation können zwei gleichwertige Möglichkeiten entstehen, wenn bei einem Er-

eignis nur ein Myon die MWPC durchdringt, und in einer Kammer des durchdrungenen Kammerpaketes aufgrund Kanalrauschens ein weiterer Durchstoßpunkt rekonstruiert wird. Eine Bestimmung der mittleren Myonrichtung eines Ereignisses durch eine Kreuzkorrelation versagt, da die Kreuzkorrelationsfunktion zwei gleichgroße Maxima besitzt. Bei der ursprünglichen KRETA-Version wurde eines der beiden Maxima zufällig zur Rekonstruktion der mittleren Myonrichtung gewählt. Dies wurde in der Hinsicht geändert, daß bei zwei gleichwertigen Möglichkeiten der Rekonstruktion diejenige verwendet wird, bei der der Zenitwinkel der mittleren Myonrichtung näher bei 18° liegt. Bei ca. 18° ist das Maximum der Zenitwinkelverteilung der rekonstruierten Schauerrichtungen (Abb. 13). Diese Veränderung wirkt sich

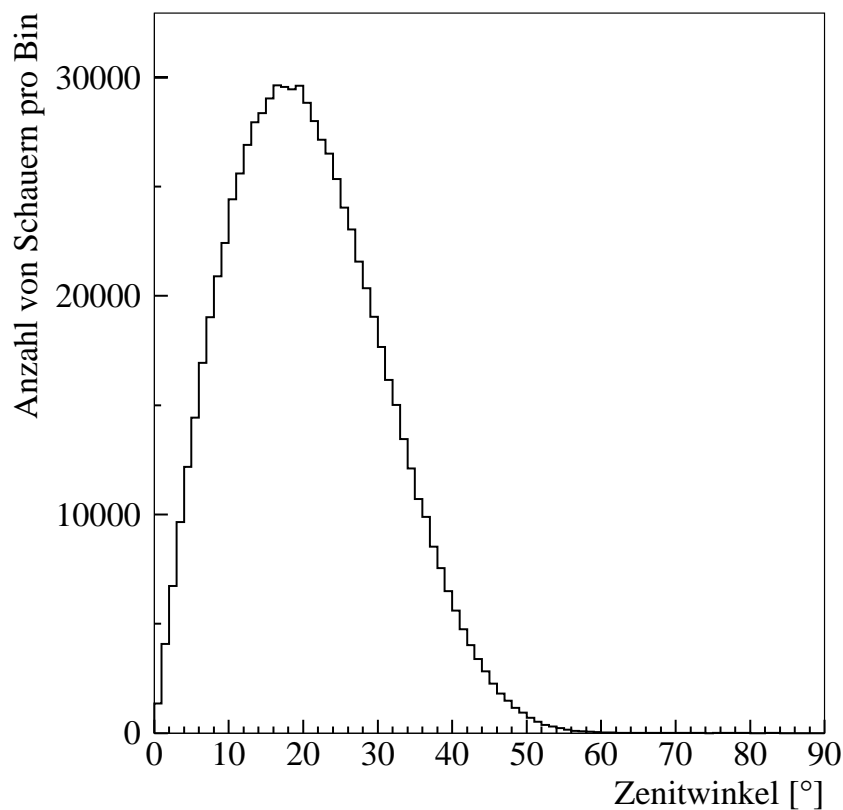


Abbildung 13: *Zenitwinkel-Verteilung für alle aufgenommenen Schauer. Das Maximum liegt bei ca. 18° , der Mittelwert bei ca. 21° .*

nur bei sehr kleinen Myondichten aus, da ab zwei Myonen in den MWPC die Kreuzkorrelationsfunktionen mit hoher Wahrscheinlichkeit jeweils nur ein Maximum besitzen.

Mit der Kenntnis der Position des Schauerzentrums und der Einfallsrichtung aus den Daten des Detektorarrays werden die geometrischen Daten

der Myonkammern in die Schauerebene projiziert. Die Schauerebene ist eine Ebene, deren Normale parallel zur Einfallrichtung verläuft. Zur Messung von lokalen Dichten in einer Myonlateralverteilung müssen die Kammern in die Schauerebene projiziert werden, damit zenitwinkelabhängige Effekte wie die Reduzierung der sensitiven Flächen und der Abstände zum Schauerzentrum korrigiert werden können. Bei der Projektion der Kammern in die Schauerebene ergibt sich bei einem von Null verschiedenen Zenitwinkel, daß die sensitiven Flächen der MWPC eines Kammerpaketes sich nicht vollständig überlappen. Ein Myon kann daher nicht, falls dessen Flugrichtung nicht stark von der Schauerrichtung abweicht, an den sich nicht überlappenden Randbereichen rekonstruiert werden. Daher werden die sensitiven Flächen und die sich darin befindenden Myonen dieser Randbereiche in der Analyse nicht berücksichtigt. Die daraus resultierende Reduzierung der sensitiven Fläche und der Flächenbelegung bezogen auf die Kellergrundfläche des Zentraldetektors zeigt Abbildung 14.

Desweiteren werden nur Myonen und sensitive Flächen berücksichtigt, die im Schauerschatten liegen. Der Schauerschatten ist der Flächenbereich, der von allen Absorberlagen des Kalorimeters oberhalb der Myonkammern überdeckt wird, wenn diese in die Schauerebene projiziert werden. Für Myonen außerhalb des Schauerschattens ist die Schwellenenergie von 2 GeV unterschritten. Dies reduziert die sensitive Fläche bei einem Zenitwinkel von 30° um weitere 10 %.

Um das rekonstruierte Schauerzentrum wird die Schauerebene in 2 m breite, konzentrische Kreisringe unterteilt. In jedem Kreisring wird die sich darin befindliche sensitive Fläche der Myonkammern berechnet und alle Myonen aufaddiert, die innerhalb des Kreisrings rekonstruiert werden. Jetzt ist es möglich, für jeden Kreisring, dessen sensitive Fläche größer 0 ist, eine Myondichte zu berechnen.

Da in dieser Analyse durchschnittliche Myonlateralverteilungen integral gemessen werden, werden für jeden Kreisring gleichen Abstandes zum Schauerzentrum die Myonen und die sensitiven Flächen über alle Schauer aufsummiert. Abbildung 15 veranschaulicht die Ergebnisse dieser Summation, aufgetragen über den Schauerabstand, wobei nur Schauer mit einer Größe $\lg(N_c) \geq 4.5$ verwendet wurden. An der Form der Kurve im oberen Teil der Abbildung ist zu erkennen, daß die Anzahl der Myonen pro Kreisring zunächst mit größer werdendem Radius steigt. Zwischen ca. 40 m und 80 m ist der Verlauf nahezu flach, was auf ein $1/R$ Gesetz für die Myonlateralverteilung in diesem

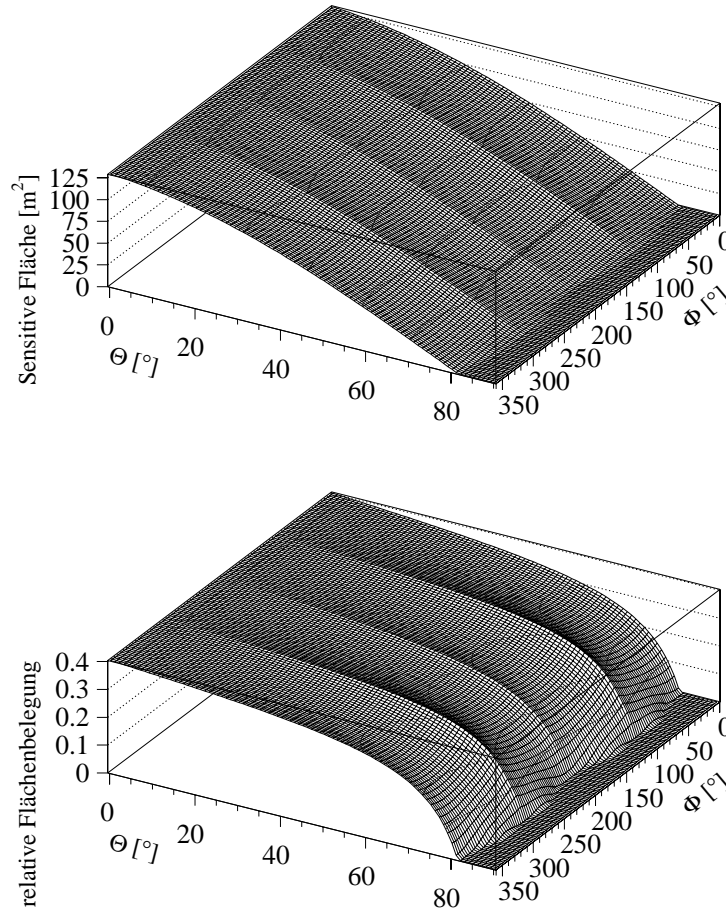


Abbildung 14: Oben ist die sensitive Fläche der Myonkammern in Abhängigkeit der Einfallrichtung (Θ, Φ) aufgetragen, unten die Flächenbelegung bezogen auf die Kellergrundfläche (320 m^2).

Bereich hindeutet. Ab $R > 80 \text{ m}$ fällt die Kurve stark ab, da nur Schauer zur Analyse verwendet werden, deren Schauerzentren mindestens 10 m von dem Rand des Arrays entfernt sind. Im unteren Teil der Abbildung ist zu sehen, daß die sensitive Fläche zuerst erwartungsgemäß proportional zum Radius zunimmt. Die etwas stärkere Steigung der Kurve ab ca. 60 m resultiert aus den verschiedenen Triggerbedingungen in den äußeren und inneren Clustern. Ab ca. 80 m Entfernung ist wieder der Einfluß der Ränder des Detektorfeldes erkennbar. Die Berechnung der durchschnittlichen Myondichte in den einzelnen Ringen erfolgt am Ende der Rekonstruktion aller gemessenen Ereignisse anhand des Verhältnisses der sensitiven Fläche zu den rekonstruierten Myonen in einem Ring.

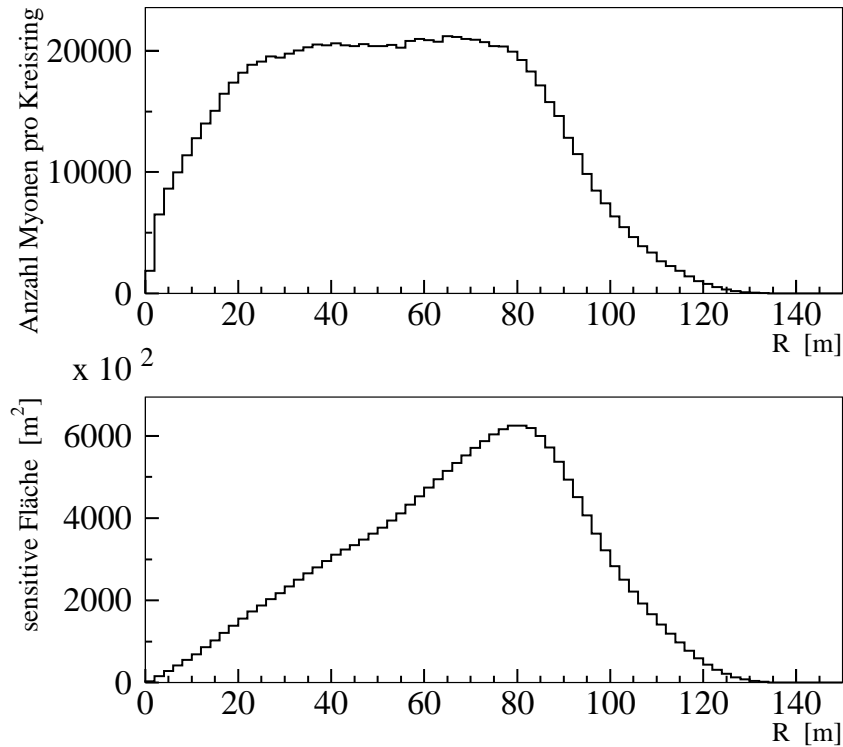


Abbildung 15: Aus allen gemessenen Schauern mit einer Größe von $N_c \geq 3.2 \cdot 10^4$ geladener Teilchen aufsummierte Anzahl rekonstruierter Myonen und aufsummierte sensitive Kammerfläche pro Kreisring ($\Delta R = 2m$) bei Abstand R zum Schauerzentrum.

Nach dem zweiten Iterationslevel in der vierte Phase von KRETA stehen die Ergebnisse der Analyse des Detektorfeldes und der Myonkammern zur Verfügung. Hier wird die kombinierte Array-Myonkammer-Analyse durchgeführt, in der die Algorithmen zur Projektion der Kammerdaten in die Schauerebene und zur Aufteilung der Schauerebene in Kreisringe verwendet werden. Das dritte Iterationslevel wurde erst im Laufe dieser Arbeit in KRETA hinzugefügt und konnte daher nicht verwendet werden. Ein wichtiger Unterschied zwischen dem zweiten und dritten Level ist die Korrektur der Schauergröße anhand der Analyse mit den Myondetektoren des Arrays. Dieser Unterschied bewirkt, daß der Begriff Schauergröße (Size) nach dem zweiten Iterationslevel mit der Zahl aller geladenen Teilchen, also Myonen plus Elektronen, identisch ist, nach dem dritten Level jedoch der Zahl der Elektronen entspricht. Aus diesem Grund bezeichnet die Schauergröße im Rahmen dieser Arbeit die Anzahl aller geladenen Teilchen N_c , d.h. Elektronen und Myonen. Der Anteil der Myonen beträgt dabei ca. 5-30% von N_c .

4.2 Ermittlung der Myon-Nachweiswahrscheinlichkeit

Bei der Untersuchung von Myonlateralverteilungen ist die Form der Verteilungsfunktion und die absolute Myondichte von Interesse. Für die Bestimmung der Myondichte ist es wichtig, die Nachweiswahrscheinlichkeit der Myonkammern zu bestimmen. Drei unterschiedliche Methoden werden hier skizziert und ihre Vor- und Nachteile diskutiert.

Mit den Szintillatoren der Triggerebene und den zwei Lagen MWPC stehen im Zentraldetektor drei Myonnachweisebenen zur Verfügung (Abb. 16). Die erste Methode beruht darauf, daß mit zwei Detektoren, die ein Myon nachgewiesen haben, die Effizienz eines dritten Detektors bestimmt wird, der aufgrund seiner geometrischen Lage dasselbe Myon nachgewiesen haben sollte. Wird der Durchstoßpunkt eines Myons in einer Myonkammer

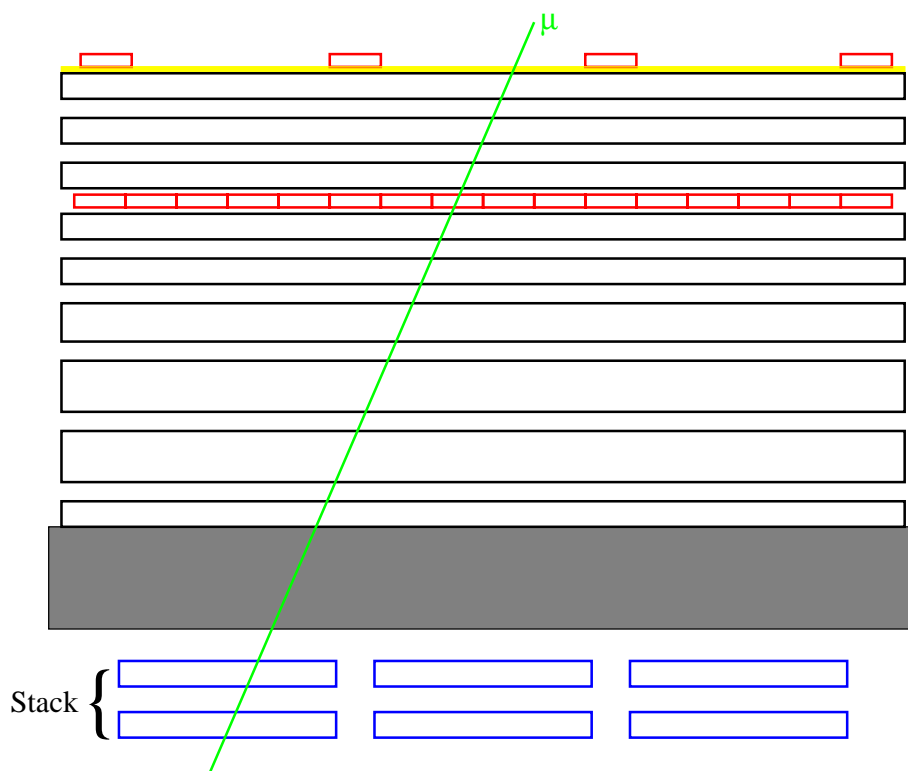
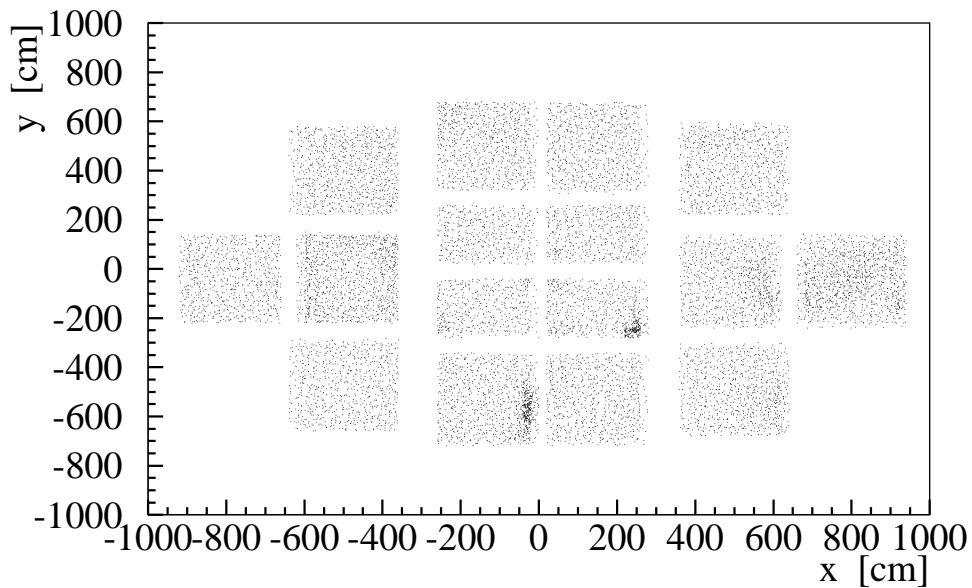


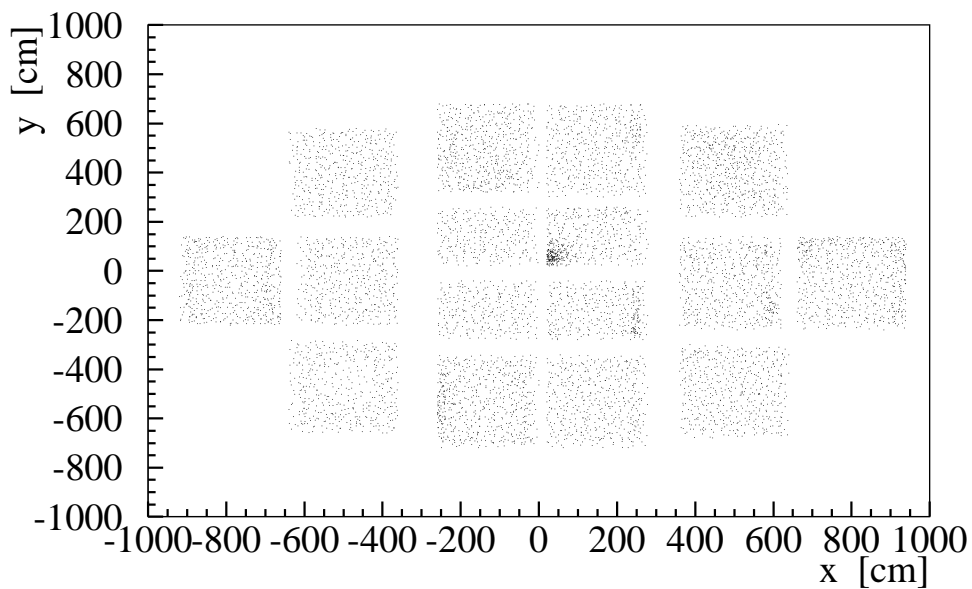
Abbildung 16: Vereinfachte Darstellung des Zentraldetektors von KASCADE mit Myonspur (siehe auch Abb. 4).

rekonstruiert, so kann dieser mit Hilfe der ermittelten Schauerrichtung durch das Array in die Triggerebene projiziert werden. Liegt an dem Projektionspunkt ein Szintillator der Triggerebene, und wurde in diesem eine Energie deponiert, die einem minimal ionisierendem Teilchen entspricht, so wird geprüft, ob der Durchstoßpunkt zur Rekonstruktion eines Myons in den bei-

den Kammerlagen benutzt wurde, was einem guten Ereignis entspricht, oder nicht, was einem schlechten Ereignis entspricht. Um zufällige Koinzidenzen so gut wie möglich zu unterdrücken, werden folgende Schnitte durchgeführt. Die Entfernung des Schauerzentrums darf nicht größer als 50 m sein, da die durchschnittliche Abweichung der Myonrichtung von der Schauerrichtung sonst aus geometrischen Gründen zu groß wird. Auch wurde darauf geachtet, daß im Radius von einem Meter um den Durchstoßpunkt in der Myonkammer kein weiteres Myon rekonstruiert und innerhalb eines Meters von den Rändern des getroffenen Trigger-Szintillators in keinem weiteren Szintillator Energie deponiert wurde. Mit diesen Beschränkungen ergibt die Zahl der guten Ereignisse dividiert durch die Gesamtzahl der Ereignisse eine Nachweiswahrscheinlichkeit für den dritten Detektor. Zur Rekonstruktion eines Myons müssen in beiden Kammern eines Kammerpaketes zueinander passende Durchstoßpunkte rekonstruiert werden. Daher sind für die Myon-Rekonstruktionswahrscheinlichkeit eines Kammerpaketes die Effizienzen beider Kammern miteinander zu multiplizieren. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß man für jede Periode einer Datenaufnahme ohne zusätzliche Messung die Effizienz der Myonkammern ermitteln kann. Die Methode hat jedoch mehrere Nachteile. In der ersten Phase der Datennahme wurde nur mit den Myonkammern und dem Detektorarray gemessen. Zu diesen Ereignissen gibt es keine Information aus der Triggerebene. In der zweiten und dritten Phase waren die Trigger-Szintillatoren zwar eingeschaltet, da diese aber nicht von den e/γ -Detektoren des Arrays getriggert wurden, gibt es nur wenige gemeinsame Ereignisse mit den Myonkammern. Ein weiterer Nachteil liegt darin, daß es in manchen Kammern aufgrund der speziell für diese Messungen eingestellten Betriebsparameter (Kap. 3.1) zu Überschlägen kommen kann (Abb. 17). Diese spielen allerdings in der Myonrekonstruktion bei kleinen Dichten nur eine geringe Rolle, da der korrespondierende Durchstoßpunkt in der anderen Kammer des Stacks fehlt. Bei der Berechnung der Effizienz der zweiten Kammer des Stacks aber bewirkt der Effekt die Ermittlung einer zu niedrigen Nachweiswahrscheinlichkeit. Bei der bei KASCADE üblichen Datenaufnahme mit kleinerer Gateweite (aufgrund der direkten Triggerung der Kammern durch die Szintillatorebene) gibt es hingegen genügend gemeinsame Ereignisse von Triggerebene und Myonkammern. Daher ist diese Methode eher für die Effizienzermittlung bei der "normalen" Datenaufnahme geeignet. Eine zusätzliche Lage myonsensitiver Detektoren unterhalb der letzten Abschirmung würde nicht nur die Myonrekonstruktion, sondern auch die Effizienzberechnung der Kammern wesentlich verbessern und vereinfachen.



Rekonstruierte Durchstoßpunkte in der obere Ebene



Rekonstruierte Durchstoßpunkte in der untere Ebene

Abbildung 17: *Hitverteilung in den Myonkammern aus einer Periode der Datenaufnahme. In einzelnen Kammern sind erhöhte Dichten zu erkennen, die auf ein Rauschen von Drähten und/oder Streifen schließen lassen.*

Schematische Skizze zur Effizienzmessung

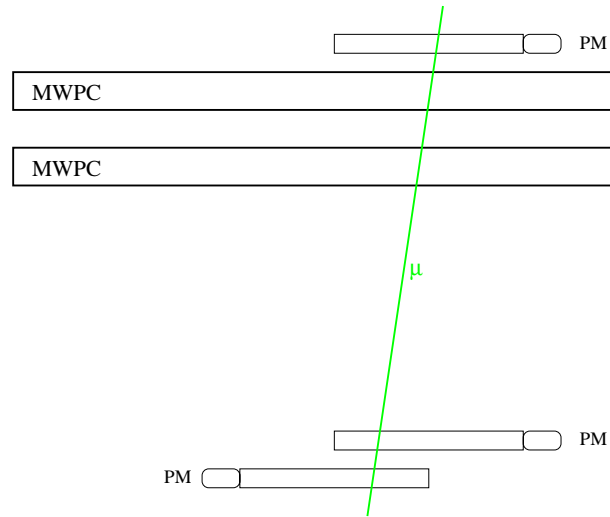


Abbildung 18: *Schematische Skizze zur Effizienzmessung mit einer lokalen Mehrfachkoinzidenz.*

Bei der zweiten Methode wird lokal an den Kammerpaketen eine Mehrfachkoinzidenz im Myonnachweis erzwungen. Hierzu wird ein Plastikszintillator auf die obere Kammer eines Stacks und zwei weitere Szintillatoren übereinander auf einen Wagen unterhalb des Kammerpaketes gelegt (Abb. 18). Haben alle drei Szintillatoren angesprochen, wird ein Signal ausgelöst, mit dem die Kammern dieses Stacks getriggert werden. Die Delays der Kammer-signale müssen dabei der geänderten Triggerbedingung angepaßt werden. Wegen der Anordnung der Szintillatoren und ihrer kleinen Größe gegenüber den Kammern, muß bei jedem Ereignis mindestens ein Myon in den beiden Kam-mern nachweisbar sein. Zur Berechnung der Rekonstruktionswahrschein-lichkeit wurde derselbe Algorithmus benutzt, der auch zur Myonrekonstruktion in Schauern verwendet wird, um rekonstruktionsbedingte Effizienzverluste zu berücksichtigen. Man betrachtet hierbei allerdings nur die Fläche des Kam-merpaketes, die von dem oberen Szintillator überdeckt wird. Wurde in einem Ereignis innerhalb dieser Fläche mindestens ein Myon rekonstruiert, so wird das als gutes Ereignis definiert. Das Verhältnis der guten Ereignisse zu allen Ereignissen repräsentiert die Nachweiswahrscheinlichkeit für das Kammerpa-cket innerhalb der überdeckten Fläche. Die Zenitwinkelabhängigkeit der Effizi-enz ist gering und kann vernachlässigt werden [Wen95]. Ebenso ist die räum-liche Inhomogenität der Effizienz innerhalb einer Kammer vernachlässigbar, was ein Verschieben der Szintillatoren nicht erfordert. Ein Nachteil der zwei-ten Methode liegt darin, daß auf diese Weise nur einzelne Kammerpakete

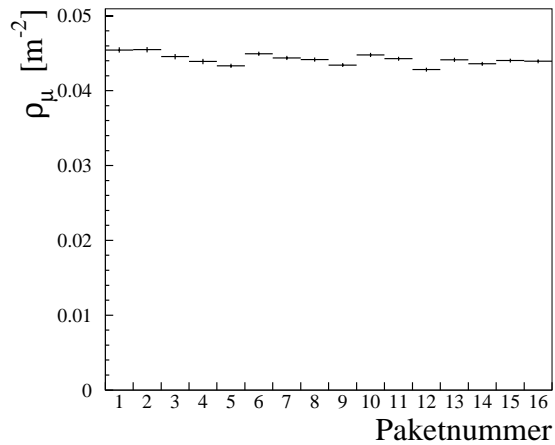


Abbildung 19: *Durchschnittliche Myondichten in den Kammerpaketen bei 470000 simulierten Schauerereignissen. Die Zentren der simulierten Luftschauer sind dabei über das Detektorfeld gleich verteilt.*

durchgemessen werden konnten, und dies zudem nur separat von der Datenaufnahme. Deshalb wurden nur die zwei ersten Kammerpakete betrachtet. Die Korrektur der aufgenommenen Daten ist aber nur mit der Kenntnis aller Stackeffizienzen möglich. Nach genügend langer Meßzeit sollte bei 100 % Effizienz die durchschnittliche gemessene Myondichte in allen Kammerpaketen gleich sein, was von Simulationsrechnungen bestätigt wird (Abb. 19). Treten

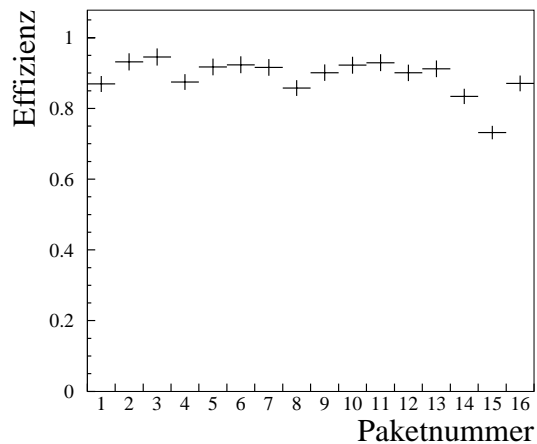


Abbildung 20: *Nachweiswahrscheinlichkeiten für Myonen in den Kammerpaketen.*

bei der Messung verschiedene mittlere Myondichten in den Kammerpaketen auf, so ist dies auf unterschiedliche Effizienzen zurückzuführen. Benutzt man die direkt gemessenen Effizienzen der ersten zwei Kammerpakete kann man anhand der Verhältnisse der durchschnittlichen Myondichten die Effizienzen der übrigen 14 Kammerpakete berechnen (Abb. 20). Der Hauptgrund

schlechter Nachweiswahrscheinlichkeiten liegt in einem erhöhten Kriechstrom einiger Kammern. Dieser Effekt tritt besonders bei feuchter Witterung auf, da der Keller des Zentraldetektorgebäudes zwar auf konstanter Temperatur gehalten aber zum Zeitpunkt dieser Messung nicht entfeuchtet wurde. Der Vorteil dieser zweiten Methode ist die direkte Messung der Effizienz, ohne eine störende Absorberlage zwischen den Detektoren.

Abb. 20 zeigt genau in denjenigen Kammerpaketen schlechtere Nachweiswahrscheinlichkeiten, bei denen auch die Effizienz, bestimmt durch eine dritte Methode, Abfälle zeigen. Diese dritte Methode [Elz96] beruht auf dem Ansprechverhalten der einzelnen Elektrodenebenen pro Kammer. Die Berechnung erfolgt während des Meßbetriebes und hat allerdings den Nachteil, daß sie nicht die Effizienz der Myonrekonstruktion, sondern eine Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Durchstoßpunkte pro einzelner Kammer bestimmt. Zudem ist bei erhöhtem Rauschen (Gateweite = 1000 ns) diese Methode nicht mehr vertrauenswürdig.

Die Effizienz wird daher mit der zweiten Methode berechnet. Als mittlere Rekonstruktionswahrscheinlichkeit ergibt sich $88\% \pm 2\%$. Die rekonstruierten Lateralverteilungen werden mit diesem Wert korrigiert.

5 Auswertung der Schauerdaten

5.1 Selektion und Gruppierung von ausgedehnten Luftschauern

Bei einer integralen Messung der lateralen Verteilung von Myonen werden die Mittelwerte der Myondichten aus vielen Schauern in Abhängigkeit vom Abstand zur Schauerachse bestimmt. Diese Lateralverteilungen der mittleren Myondichten resultieren aus der Analyse von Luftschauern, die von Primärteilchen mit unterschiedlichen Energien und Ruhemassen induziert wurden. Um eine Aussage über die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung machen zu können, muß darauf geachtet werden, bei der Selektion und bei der Rekonstruktion keine massenabhängigen Verzerrungen ('Bias') einzuführen. So ist die Auswirkung der Triggerbedingung von Wichtigkeit. Das Triggersignal wird ausgelöst, falls innerhalb eines Clusters des Arrays eine bestimmte Mindestanzahl von e/γ -Detektoren angesprochen haben. Daraus ergibt sich, daß kleine Schauer, deren Zentren in der Mitte eines Clusters liegen, mit größerer Wahrscheinlichkeit die Triggerbedingung erfüllen als gleichgroße Schauer, deren Zentren auf dem Rand eines Clusters liegen. Aufgrund der kürzeren Wechselwirkungslänge und der damit verbundenen früheren ersten Wechselwirkung in der Atmosphäre wird erwartet, daß die Lateralverteilung der geladenen Teilchen eines eiseninduzierten Schauers im Durchschnitt flacher als die Lateralverteilung der geladenen Teilchen eines protoninduzierten Schauers ist. Daher ist die Wahrscheinlichkeit, die Triggerbedingung zu erfüllen, für kleine Schauer von der Ruhemasse des Primärteilchens abhängig. Bei hinreichend großen Schauern wird die Triggerbedingung zu 100 % erfüllt, falls das Schauerzentrum innerhalb des Detektorfeldes liegt.

Den Ergebnissen des Array-Prozessors in KRETA kann nur in bestimmten Parameterbereichen in vollem Umfang vertraut werden [Gla96]. Das rekonstruierte Schaueralter (Age) sollte im Bereich von 0.6 bis 1.8 sein. Das Schauerzentrum muß innerhalb des Detektorarrays mit einem Abstand von mindestens 10 m vom Feldrand liegen. Desweiteren werden aufgrund der gewählten Betriebsparameter (Kap.3.1) nur Schauer in einem Zenitwinkelbereich von 0° bis 30° betrachtet. Die Auswirkungen dieser Schnitte sind in Abbildung 21 zu erkennen. Oben links sind die Schauerspektren vor und nach den Schnitten aufgetragen. Das Größenspektrum der Schauer mit $4.5 \leq \lg N_c \leq 5.5$ folgt nach den Schnitten einem Potenzgesetz $dI \sim N_c^\gamma dN_c$, mit $\gamma = -2.5$. Oberhalb von $\lg N_c = 5.5$ folgt das Spektrum einem Potenzgesetz mit $\gamma = -3.0$, d.h. es gibt ein Knie im Spektrum. Rechts oben ist die Verteilung des Zenitwinkels vor und nach den Schnitten dargestellt. Bis zu

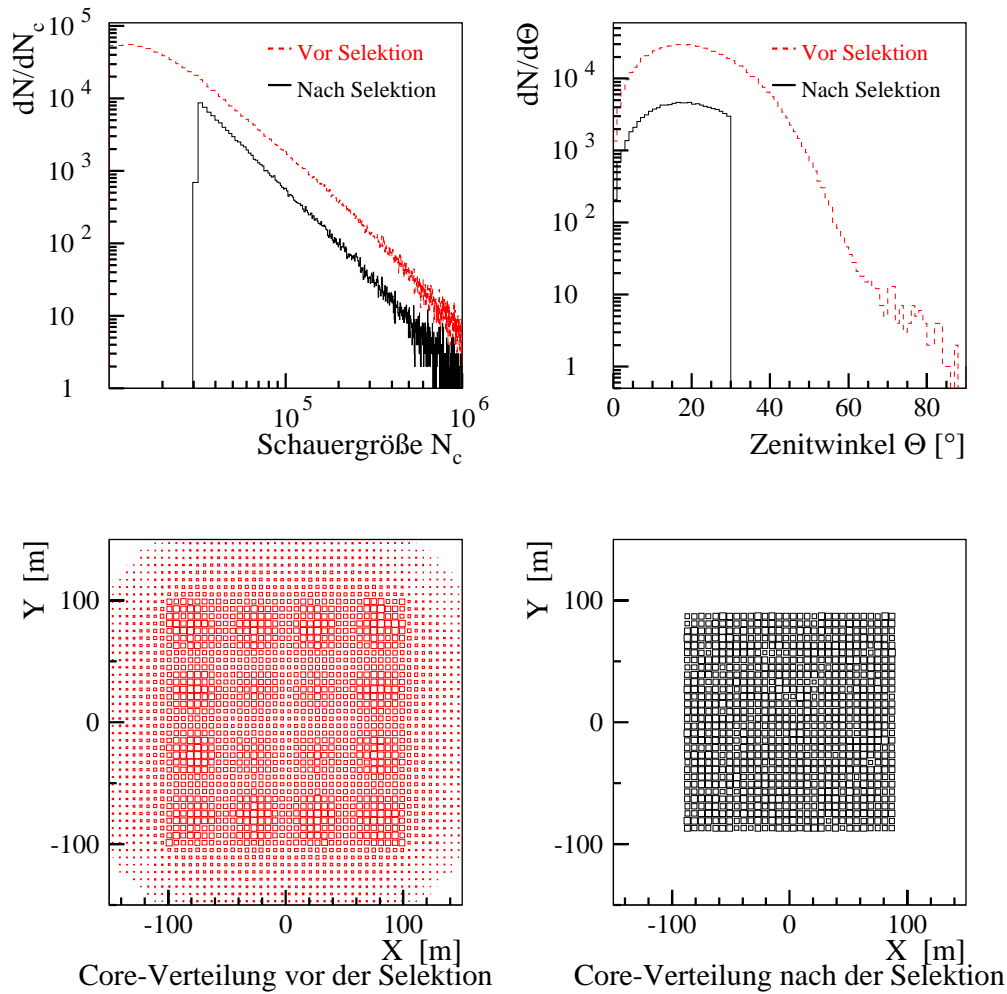


Abbildung 21: Auswirkungen der Schnitte auf die Verteilungen der Schauergröße, der Einfallrichtung und des Schauerzentrums.

einem Zenitwinkel von 30° ist keine Änderung in der Form der Verteilung zu erkennen. Oberhalb einer Schauergröße $\lg N_c > 4.5$ sind die Einfallrichtungen der Schauer im Azimutwinkel gleichverteilt. Im unteren Teil ist die Verteilung der Schauerzentren gezeigt. Links ist die Clusterstruktur des Arrays deutlich zu erkennen. Rechts ist die Verteilung der Schauerzentren nach den Schnitten zu sehen. Die Positionen der Schauerzentren sind nun nahezu gleich verteilt. Daraus läßt sich schließen, daß für Schauer mit einer Größe $\lg N_c \geq 4.5$ 100 % Triggerwahrscheinlichkeit vorliegt.

Insgesamt werden nach den Schnitten noch 100816 Ereignisse, das sind nahezu 13 % der aufgenommenen Daten, für die weitere Analyse verwendet.

Die daraus gewonnenen durchschnittlichen Myondichten in den einzelnen Kreisringen ergeben eine integrale Lateralverteilung (Abb. 22). Um die-

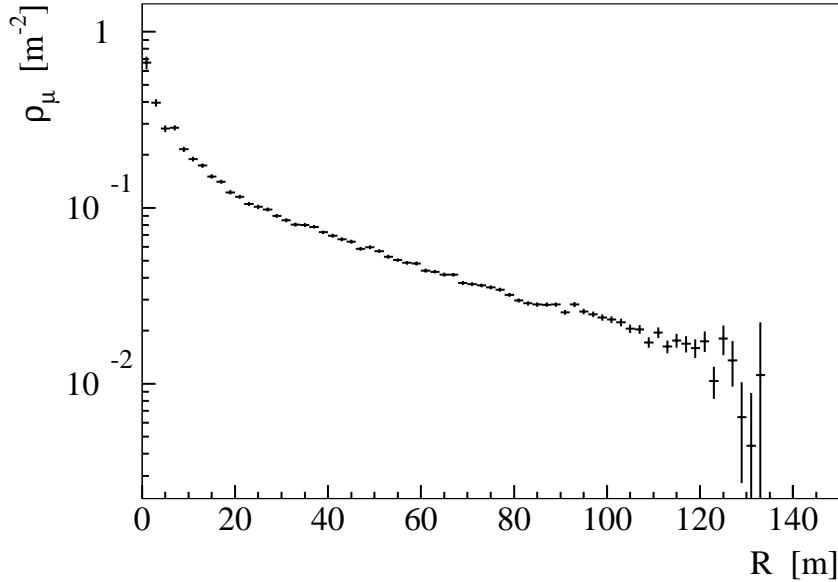


Abbildung 22: Aus allen selektierten Schauern rekonstruierte laterale Myonverteilung mit den statistischen Fehlern.

Zenitwinkel	Schauergröße [$\lg N_c$]					
	4.5-4.7	4.7-4.9	4.9-5.1	5.1-5.3	5.3-5.5	5.5-5.7
$0^\circ \leq \Theta < 12^\circ$	13364	6949	3422	1724	895	411
$12^\circ \leq \Theta < 18^\circ$	13140	6767	3364	1839	925	455
$18^\circ \leq \Theta < 24^\circ$	13288	6617	3440	1790	854	396
$24^\circ \leq \Theta < 30^\circ$	10713	5389	2713	1359	699	303

Tabelle 4: Anzahl der Ereignisse in den einzelnen Schauergruppen.

ses Ergebnis zu detaillieren, werden die Schauerereignisse in Gruppen von sechs Schauergrößen- und vier Zenitwinkelbereiche eingeteilt (Tabelle 4). Die Größen- und Winkelbereiche werden so gewählt, daß für jede Gruppe eine hinreichende statistische Genauigkeit erreicht wird. Ab einer Schauergröße von $\lg N_c = 5.7$ läßt die Anzahl der beobachteten Schauer keine sinnvolle Analyse zu. Jede Gruppe wird noch einmal in zwei Untergruppen für alte und junge Schauer unterteilt. Die Grenze zwischen jungen und alten Schauern wird festgelegt auf $s = 1.45$. Dies entspricht dem Mittelwert aller selektierten Schauer (Abb. 23).

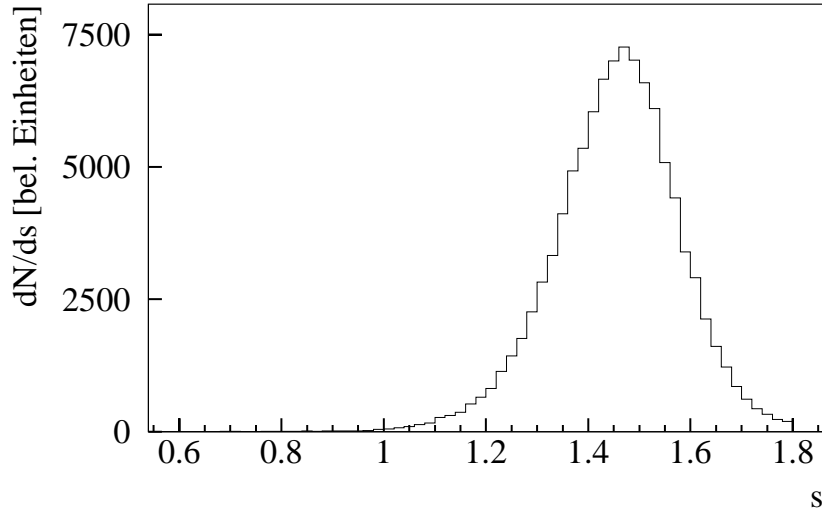


Abbildung 23: Verteilung des Schauerparameters 's' (Age) für alle gemessenen Schauer nach der Selektion.

5.2 Parametrisierung von Myonlateralverteilungen

Es ist die Aufgabe, eine Funktion und ihre Parameter zu finden, deren Anpassung eine befriedigende Beschreibung der Myonlateralverteilungen ergibt. In der Vergangenheit wurden dafür verschiedene Funktionen benutzt, die alle mindestens einen Formparameter und einen Normierungsparameter enthalten. Die Größe R ist der Abstand der Myondichte zum Schauerzentrum in Meter.

Im Jahre 1960 ermittelte K. Greisen [Gre60] eine Funktion für Myonen mit der Energie größer E_μ [GeV], welche eine zur NKG-Formel für geladene Teilchen äquivalente Form besitzt:

$$\rho_\mu[m^{-2}] = \frac{14.4 R^{-\beta}}{(1 + R/320)^{-2.5}} \left(\frac{N_c}{10^6}\right)^{0.75} \left(\frac{51}{E_\mu + 50}\right) \left(\frac{3}{E_\mu + 2}\right)^{0.14R^{0.37}}$$

Die Größe N_c ist die Anzahl aller geladenen Teilchen des Schauers und stellt in dieser Funktion den Normierungsparameter dar. Der Formparameter β wurde mit dem Wert $\beta = 0.75$ den damaligen Messungen angepaßt. Der hintere Teil der Formel, der die Schwellenenergie der Myonen beinhaltet, reduziert sich bei $E_\mu = 1$ GeV auf den Wert eins. Als Gültigkeitsbereich für diese Funktion gibt Greisen Myonschwellen bis 500 GeV und N_c von 10^5 - 10^8 an.

J. Linsley [Lin63] entwickelte aus der NKG-Funktion eine Parametrisierung der Form:

$$\rho_{\mu}[m^{-2}] \propto \frac{1}{R} \left(1 + \frac{R}{490}\right)^{\beta}$$

Sie beschreibt die mit den Detektoren des Haverah Park Arrays in Nottingham [BIN95] gemessenen Myonlateralverteilungen für Schauer, die von Primärteilchen im Energiebereich von 10^{16} eV bis 10^{18} eV induziert werden. Für diese Messung standen 30 m^2 sensitive Detektorfläche für Myonen mit einer Schwellenenergie von $E_{\mu} > 0.3 \text{ GeV}$ zur Verfügung. Jeweils 4 eng aneinander liegende Flüssigszintillatoren mit einer sensitiven Fläche von insgesamt 10 m^2 waren in drei Paketen auf einer Linie in 150 m Abständen installiert.

Im Jahre 1969 fand A. M. Hillas, gestützt auf Simulationen für Beobachtungen mit den Myondetektoren des Haverah Parks, folgende Anpassung [Hil69]:

$$\rho_{\mu}[m^{-2}] \propto \left(\frac{R}{r_0}\right)^{-\beta} \exp\left(\frac{-R}{r_0}\right)$$

mit $r_0 = 600 \text{ m}$. Die Anpassung dieser Funktion gilt nur in dem Intervall $125 \text{ m} \leq R < 1250 \text{ m}$. Die Hillas-Funktion fand auch bei der Auswertung eines anderen EAS-Experimentes (in Darjeeling, Indien, 2200 m ü.d.M.) Verwendung [Bas90]. Die Größe r_0 war dabei auf 74 m festgelegt. Untersucht wurden Schauer in einem Größenbereich von $1.5 \cdot 10^4 < N_e < 10^6$ und Myonen mit einer Schwellenenergie von 2.5 GeV bis 54 GeV . Zur Messung der myonischen Komponente wurden zwei Magnetspektrographen mit einer sensitiven Fläche von jeweils ca. 2.2 m^2 eingesetzt. Diese Spektrographen befanden sich in einem $44 \cdot 28 \text{ m}^2$ abmessendem Detektorfeld mit 21 Szintillationsdetektoren [Bas84].

Für die Beschreibung der mit dem GREX Array [BIN95] gemessenen Daten zwischen $20 \text{ m} < R < 100 \text{ m}$ benutzte K. H. Hembrow [Hem90] ein einfaches Potenzgesetz:

$$\rho_{\mu}[m^{-2}] \propto R^{-\beta}$$

Das GREX Array ist die letzte Ausbaustufe des Haverah Park Arrays. Es dient zur Untersuchung von Luftschauern im Primärenergiebereich von $3 \cdot 10^{14} \text{ eV}$ bis 10^{16} eV . Für diese Messung stand ein 40 m^2 großer Szintillationsdetektor für Myonen mit der Schwellenenergie $E_{\mu} > 0.3 \text{ GeV}$ zur Verfügung.

Zur Anpassung an die Daten der Myondetektoren des Detektorfeldes von KASCADE wird zur Zeit eine einfache Greisen-Funktion in folgender Form

benutzt [Hei97]:

$$\rho_\mu[m^{-2}] \propto R^{-\beta} \left(1 + \frac{R}{320}\right)^{-2.5}$$

Diese Funktion zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Lateralverteilungen simulierter eisen- und protoninduzierter Schauer für Myonen mit der Schwel-
lenernergie $E_\mu > 0.3$ GeV im Primärenergiebereich von $5 \cdot 10^{14}$ eV bis 10^{16} eV. Diese Anpassung dient in der Analyse der KASCADE Array-Daten zur Re-
konstruktion der Gesamtzahl aller Myonen in einzelnen Schauern. Wegen
der geringen Myonzahl in den Detektorstationen bei einzelnen Ereignissen
ist eine Anpassung mit mehr als einem freien Parameter kaum möglich. Der
Parameter β muß daher vorher bekannt sein und festgehalten werden. An-
hand der Simulationen fand A. Heiss [Hei97] für β eine Abhängigkeit von
Zenitwinkel ($\sec \Theta = 1 / \cos \Theta$) und Schauergröße:

$$\beta = 0.410 + (0.131 + 0.06983 \cdot \sec \Theta) \lg N_e$$

Diese Greisen-Funktion kann mit nur einem freien Parameter (Proportiona-
litätsfaktor) an die Daten der Myondetektoren angepaßt werden.

Für die mit den Vieldraht-Proportionalkammern des KASCADE-Experi-
mentes gemessenen Myonlateralverteilungen wird nun die beste funktionale
Form gesucht. Dabei wird bei der Anpassung nur der Bereich von 20 m bis
100 m Abstand zum Schauerzentrum herangezogen. Bei kleineren Abständen
können Hadronen im Kalorimeter Sekundärteilchen erzeugen, die bis zu den
Myonkammern vordringen und das Ergebnis verfälschen. Die rekonstruier-
te Myondichte ist daher in dem Bereich zu hoch. Wegen der im vorherigen
Kapitel erwähnten Selektion ist die Anzahl der Myonen, die in Abständen
von mehr als 100 m beobachtet werden, sehr gering. Ferner wird die Rekon-
struktion der allgemeinen Schauerparameter in den Eckbereichen des Arrays
unsicher [Gla96].

In Abbildung 24 sind fünf verschiedene Anpassungen für die Lateralvertei-
lung der Gruppe $4.7 \leq \lg N_c < 4.9$, $0^\circ \leq \theta < 12^\circ$ dargestellt. Bei der Greisen-
Funktion wird zunächst N_c als einziger freier Parameter gewählt. Zwischen
20 m und 40 m ist eine deutliche Überschätzung der Myondichte zu erkennen
(Abb. 24, (a)). Die Qualität der Anpassung verbessert sich erheblich, wenn
zusätzlich der Parameter β in der Greisen-Funktion angepaßt wird (Abb. 24,
(b)). Ein Vergleich des Parameters N_c aus den beiden Anpassungen mit der
durchschnittlichen Schauergröße im Intervall $4.7 \leq \lg N_c < 4.9$ ergibt eine
Abweichung von 5 %. Für eine weitere Anpassung wird die ursprüngliche
Hillas-Funktion modifiziert, indem r_0 nicht auf 600 m festgelegt, sondern

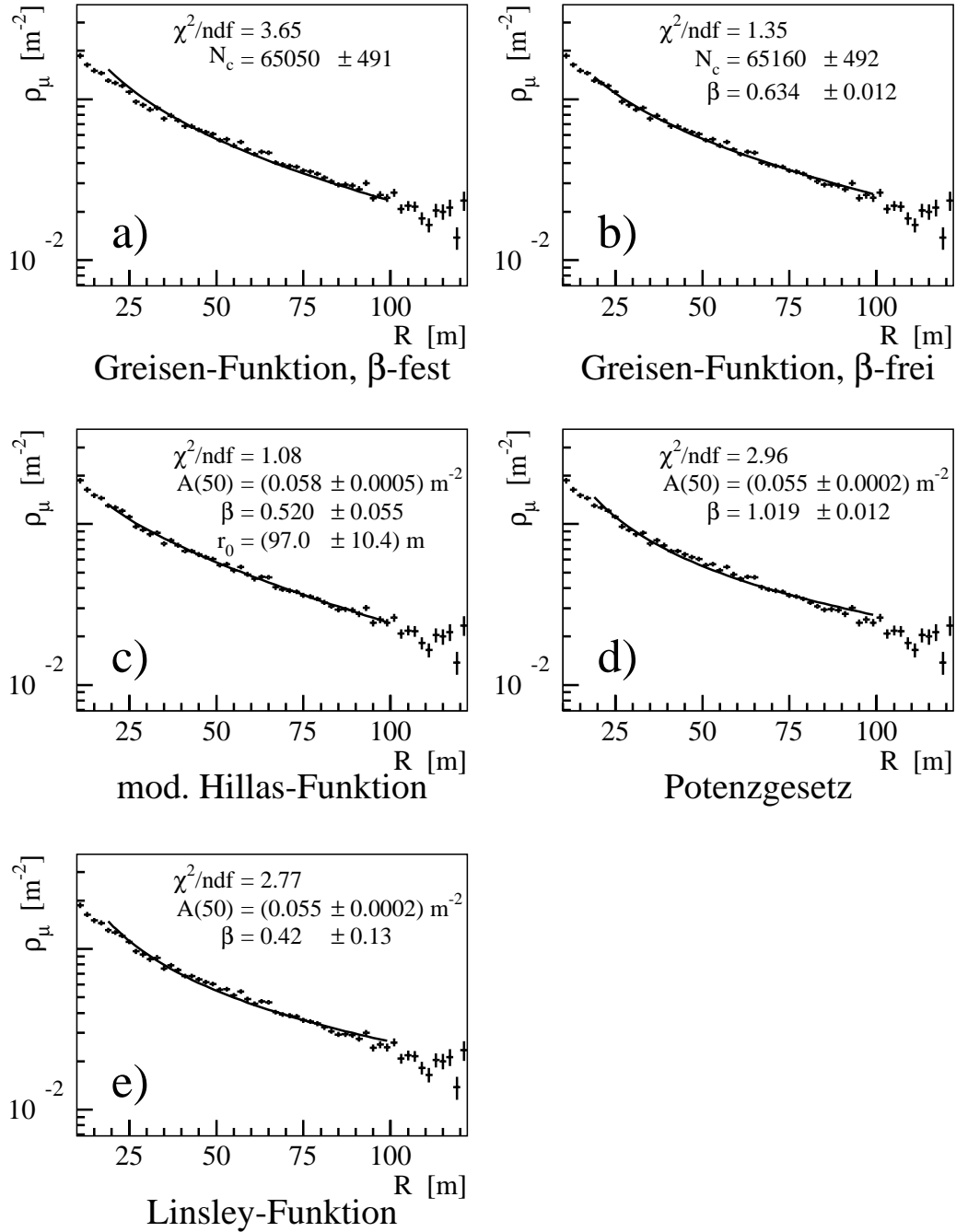


Abbildung 24: Anpassungen verschiedener funktionaler Verteilungen an die gemessenen Myonlateralverteilungen für eine exemplarische Schauergruppe ($4.7 \leq \lg N_c < 4.9$, $0^\circ \leq \theta < 12^\circ$). In der Greisen-Funktion ist der Normierungsparameter N_c , in den anderen Funktionen $A(50)$ [Myonen/ m^2], der dem Dichtewert der Verteilung bei $R = 50 \text{ m}$ entspricht. Der Formparameter wird bei allen Anpassungen mit β bezeichnet.

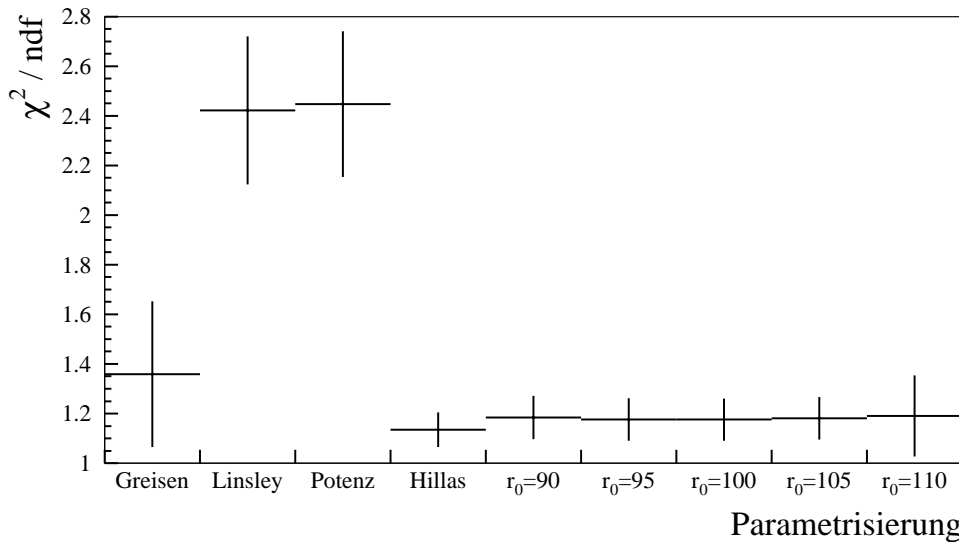


Abbildung 25: Güte der Anpassungen, ausgedrückt durch das mittlere χ^2 / ndf aller Schauergruppen für die verschiedenen funktionalen Formen der Parametrisierung der Myonlateralverteilung. Der Fehler gibt die Streuung des Mittelwertes an.

als freier Parameter verwendet wird. Die Funktion beschreibt die gemessene Kurve sehr gut, was auch am kleinen Quotienten $\chi^2 / \text{ndf} = 1.08$ zu erkennen ist. (Abb. 24, (c)). Die Zahl 'ndf' ist die Anzahl der Freiheitsgrade der Anpassung und wird bestimmt durch die Anzahl der Meßpunkte ($N_{\text{meß}} = 40$) zwischen 20 m und 100 m und der Anzahl der freien Parameter N_{para} ($\text{ndf} = N_{\text{meß}} - N_{\text{para}} - 1$). Der statistische Fehler der Anpassung im freien Parameter r_0 beträgt 11 m. Die große Differenz zwischen dem angepaßten Wert $r_0 = 97$ m und dem von Hillas verwendeten Wert $r_0 = 600$ m kann mit den verschiedenen Anpassungsbereichen und Schwellenenergien der Myonen erklärt werden.

Die Anpassungen mit dem einfachen Potenzgesetz und der Linsley-Funktion weichen in der Form deutlich ab und beschreiben die gemessenen Lateralverteilungen unbefriedigend (Abb. 24, (d) und (e)). In Abbildung 25 sind die Durchschnitte des Quotienten χ^2 / ndf für unterschiedliche Funktionen aus Anpassungen in allen 24 Schauergruppen aufgetragen. Die modifizierte Hillas-Funktion besitzt drei freie Parameter ($A(50), \beta, r_0$) und kann deswegen nicht direkt mit der Greisen-Funktion (N_c, β), dem Potenzgesetz ($A(50), \beta$) und der Linsley-Funktion ($A(50), \beta$), die alle nur zwei freie Parameter beinhalten, verglichen werden. Der Parameter $A(50)$ entspricht dem Dichtewert der Verteilungen bei $R = 50$ m. Da der Parameter r_0 in der Hillas-Funktion nur leicht variiert, kann dieser in den Anpassungen festgehalten werden. Die letzten fünf Werte resultieren aus Anpassungen mit der Hillas-Funktion, bei denen der Parameter r_0 auf 90, 95, 100, 105 und 110 Meter festgehalten wird. Die beste Anpassung läßt sich für $r_0 = 100$ m erzielen.

5.3 Beschreibung der gemessenen mittleren Lateralverteilungen

Im folgenden werden die gemessenen Lateralverteilungen an eine modifizierte Hillas-Funktion

$$\rho_\mu[m^{-2}] = A(50) \cdot \left(\frac{R}{50}\right)^{-\beta} \cdot \exp\left(\frac{-R}{100} + \frac{1}{2}\right)$$

mit den zwei freien Parametern β und $A(50)$ angepaßt. Schauer mit einer größeren Zahl geladener Teilchen N_c werden im Mittel von Primärteilchen mit höheren Energien induziert. Sie erzeugen damit im Durchschnitt auch eine höhere Zahl von Myonen über der Schwelle $E_\mu > 2$ GeV. Daher ist zu erwarten, daß bei größerem N_c auch die Myondichten ansteigen. Die Abbildungen 26 bis 29 zeigen die Lateralverteilungen in Abhängigkeit der Schauergöße bei festen Zenitwinkelbereichen. Der Erwartung entsprechend steigen die mittleren Myondichten bei größeren Schauern.

In den Abbildungen 30 und 31 erkennt man die Abhängigkeiten der beiden freien Parameter $A(50)$ und β von der Schauergöße in festen Zenitwinkelbereichen. Der Parameter $A(50)$ nimmt bei höheren N_c wie erwartet zu (Abb. 30), β dagegen nimmt tendenziell bei höheren N_c ab (Abb. 31), was auf ein Flacherwerden der Myonlateralverteilung bei größeren Schauern hindeutet.

Die Myonlateralverteilungen in Abhängigkeit der Winkelbereiche bei festen Größenbereichen (Abb. 32 bis 37) zeigen, daß die durchschnittlichen Myondichten bei größerem Zenitwinkel zunehmen. Die meisten Luftschauer, die auf dem Beobachtungsniveau von KASCADE (110 m ü.d.M.) detektiert werden, haben einen Wert für den Age-Parameter $s > 1$, d.h. die Anzahl der geladenen Teilchen hat ihr Maximum in der Schauerentwicklung überschritten. Aufgrund ihrer höheren Ruhemasse werden Myonen im Vergleich zu Elektronen nur geringfügig abgebremst und ihre mittlere Lebensdauer ist aufgrund der relativistischen Zeitdilatation zu hoch, um vor dem Erreichen des Beobachtungsniveaus zu zerfallen. Daher nimmt die Anzahl der Myonen im Schauer kaum ab. Bei festen Schauergößen werden bei steigendem Zenitwinkel die Luftschauer aufgrund der dickeren Atmosphäre im Durchschnitt älter. Das bedeutet, um dieselbe Schauergöße zu erreichen, müssen die Primärteilchen eine höhere Energie besitzen, was aber wieder eine höhere Myondichte erzeugt. Ebenso ist eine Abflachung der Lateralverteilung bei größerem Zenitwinkel zu erwarten. Die Myonen legen einen längeren Weg zurück und haben daher im Mittel größere Abstände zur Schauerachse. Die Abbildungen 32 bis 37 bestätigen die erwarteten Abhängigkeiten.

In den Abbildungen 38 und 39 sind die Abhängigkeiten der beiden freien Parameter von dem Zenitwinkel bei fester Schauergroße dargestellt. Die Parameter verhalten sich wie erwartet: Der Normierungsparameter $A(50)$ der Lateralverteilung nimmt bei größerem Zenitwinkel zu, während der Parameter β kleiner und damit die Verteilung flacher wird.

In Abbildung 40 sind oben die Myonlateralverteilungen für alte und junge Schauer innerhalb einer exemplarischen Gruppe aufgetragen. Die durchschnittlichen Myondichten alter Schauer liegen wie erwartet über denen von jungen Schauern. Im mittleren Teil der Abbildung kann man anhand des Parameters $A(50)$ erkennen, daß größere Schauer im Mittel jünger sind als kleinere Schauer. Es entspricht der Erwartung, daß größere Schauer das Maximum aufgrund ihrer im Durchschnitt höheren Primärenergie bei größerer atmosphärischer Tiefe erreichen.

Mit der vorhandenen statistischen Genauigkeit ist anhand des Parameters β eine Tendenz zu jüngeren Schauern bei größeren N_c nicht zu sehen.

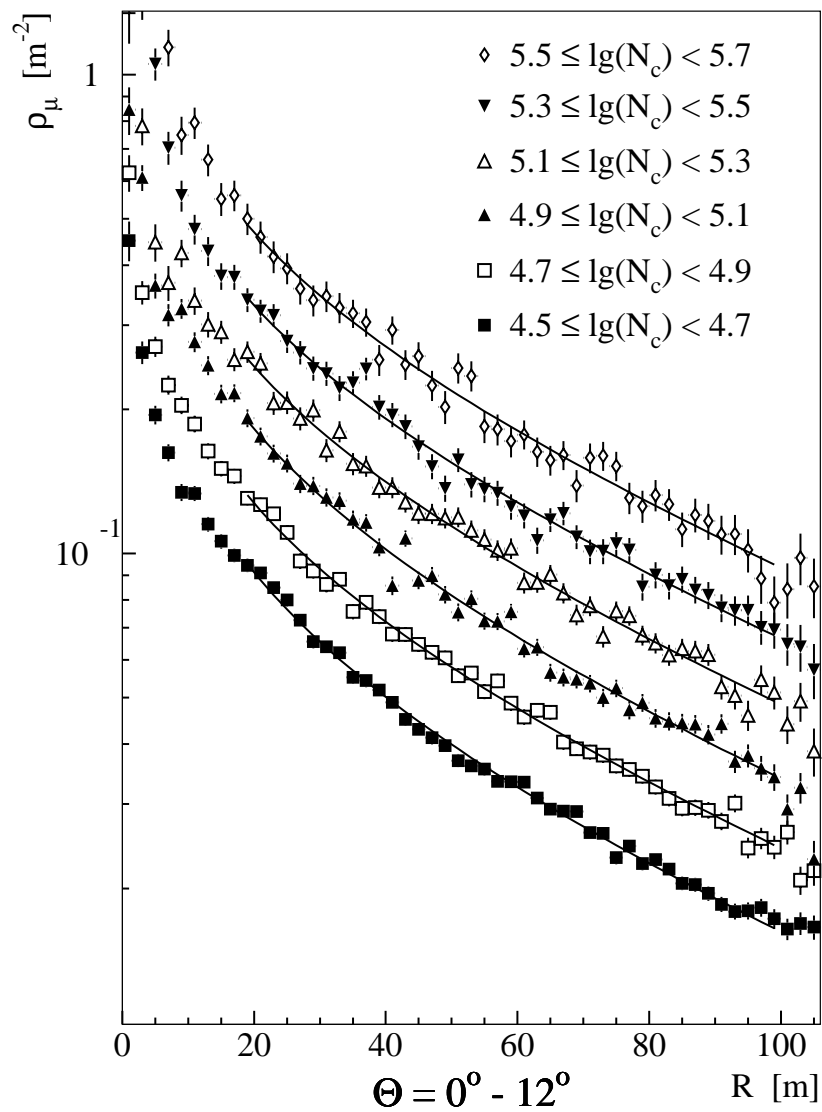


Abbildung 26: Myonlateralverteilung und Verlauf der Anpassungsfunktion für verschiedene Größenbereiche im Zenitwinkelbereich von 0° bis 12° .

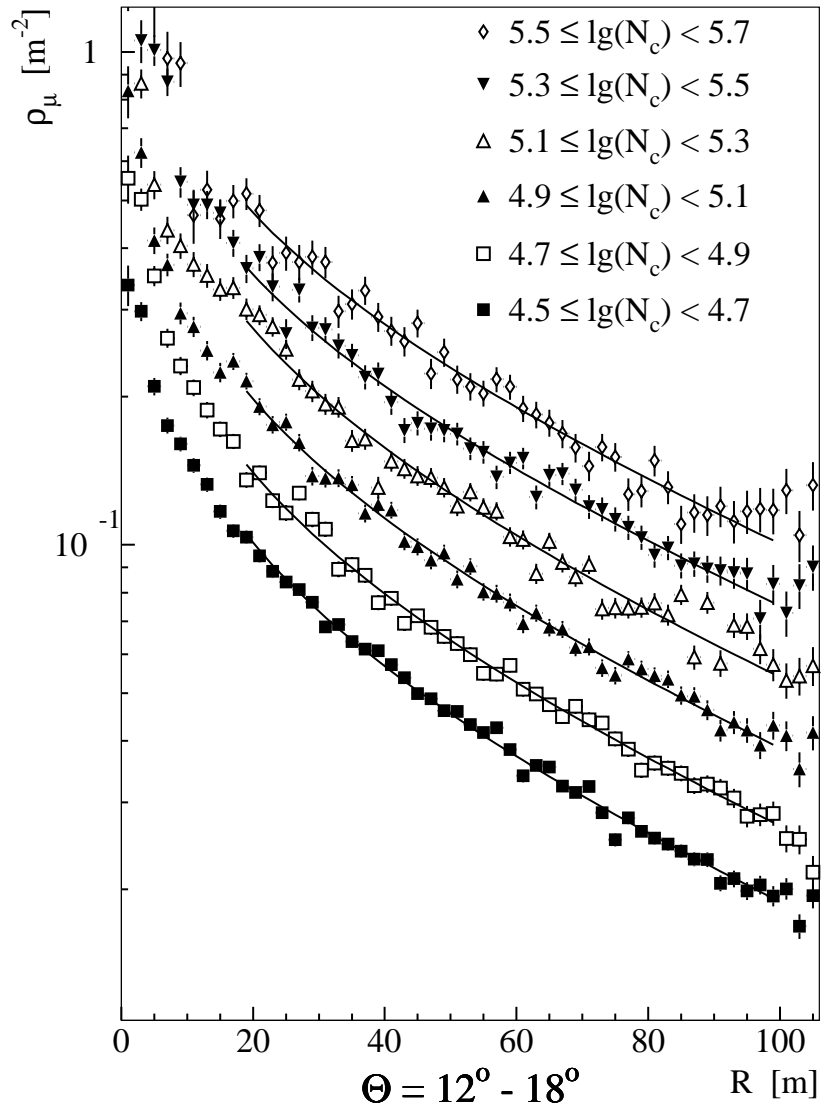


Abbildung 27: Myonlateralverteilung und Verlauf der Anpassungsfunktion für verschiedene Größenbereiche im Zenitwinkelbereich von 12° bis 18° .

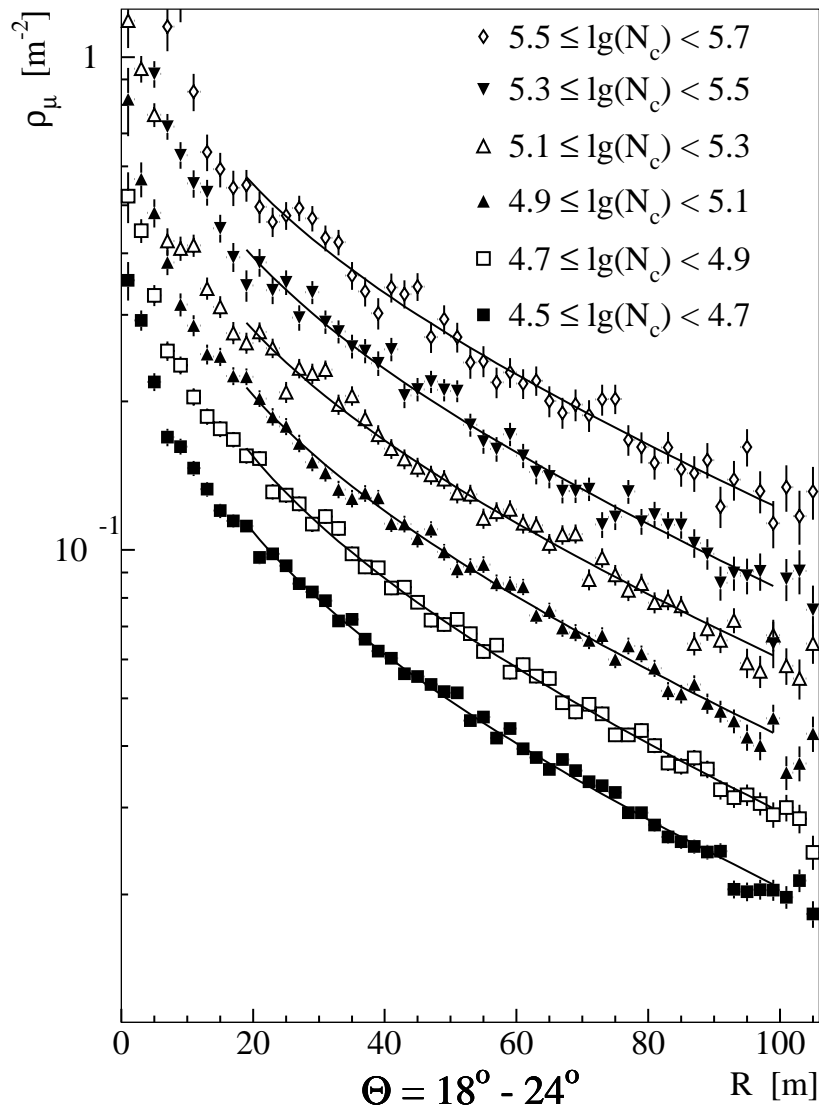


Abbildung 28: Myonlateralverteilung und Verlauf der Anpassungsfunktion für verschiedene Größenbereiche im Zenitwinkelbereich von 18° bis 24° .

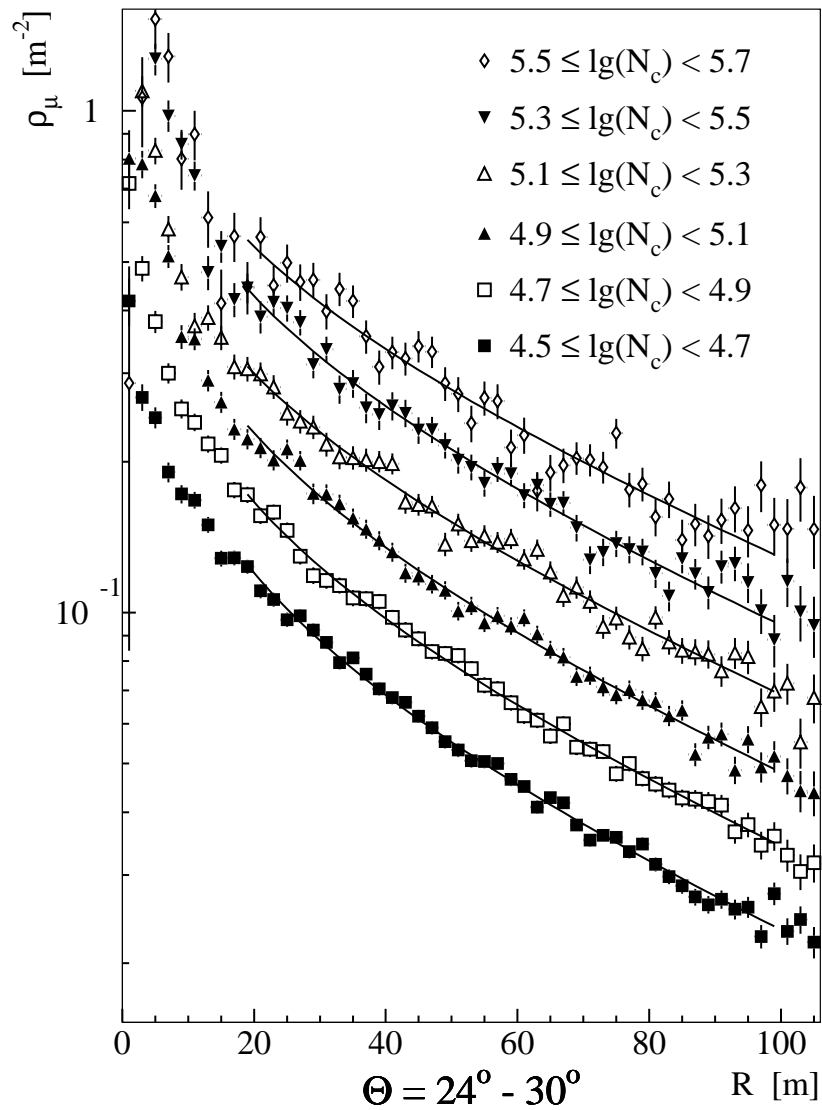


Abbildung 29: Myonlateralverteilung und Verlauf der Anpassungsfunktion für verschiedene Größenbereiche im Zenitwinkelbereich von 24° bis 30° .

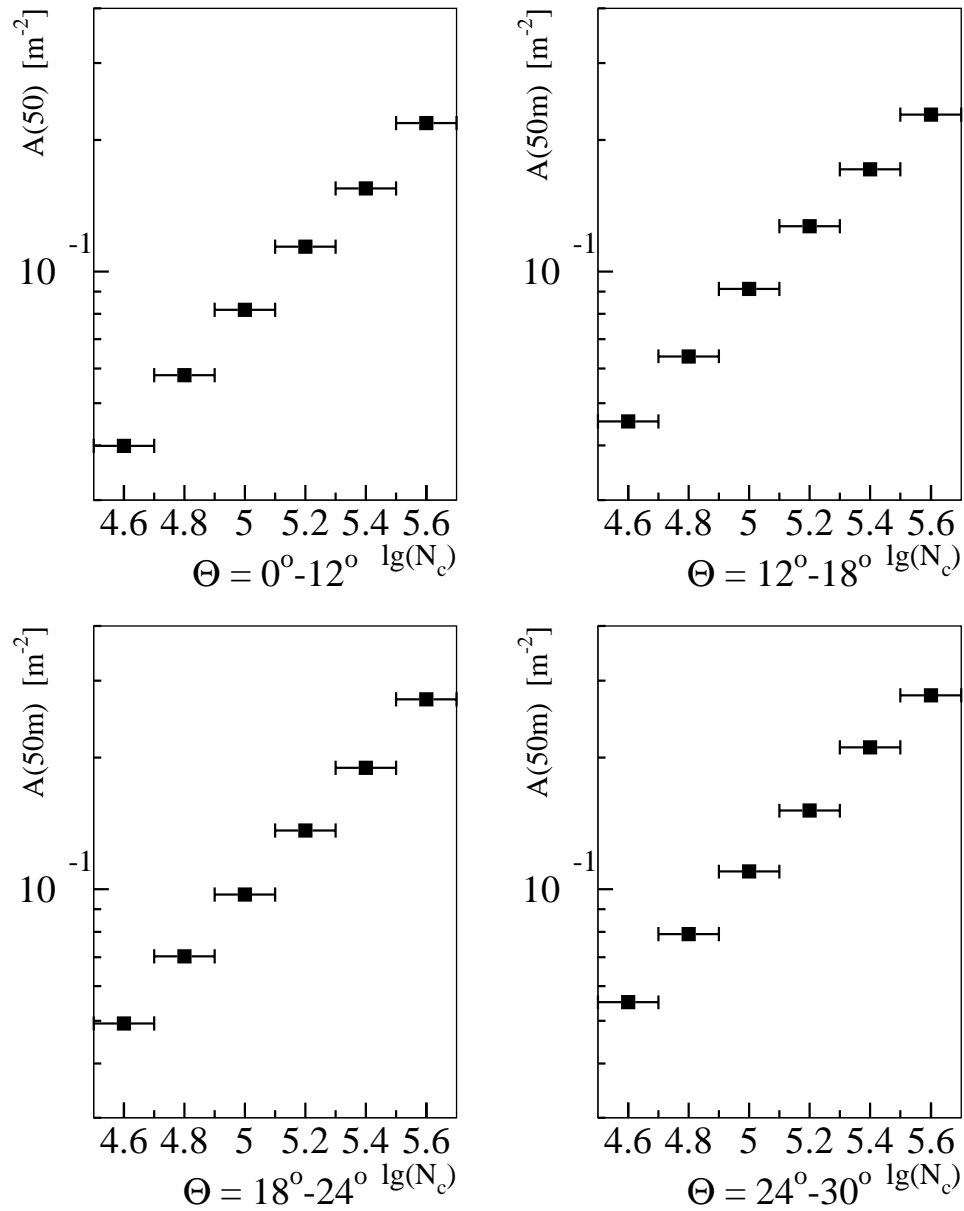


Abbildung 30: Proportionalitätsparameter $A(50)$ der modifizierten Hillas-Funktion in Abhängigkeit von der Schauergöße in festen Zenitwinkelbereichen.

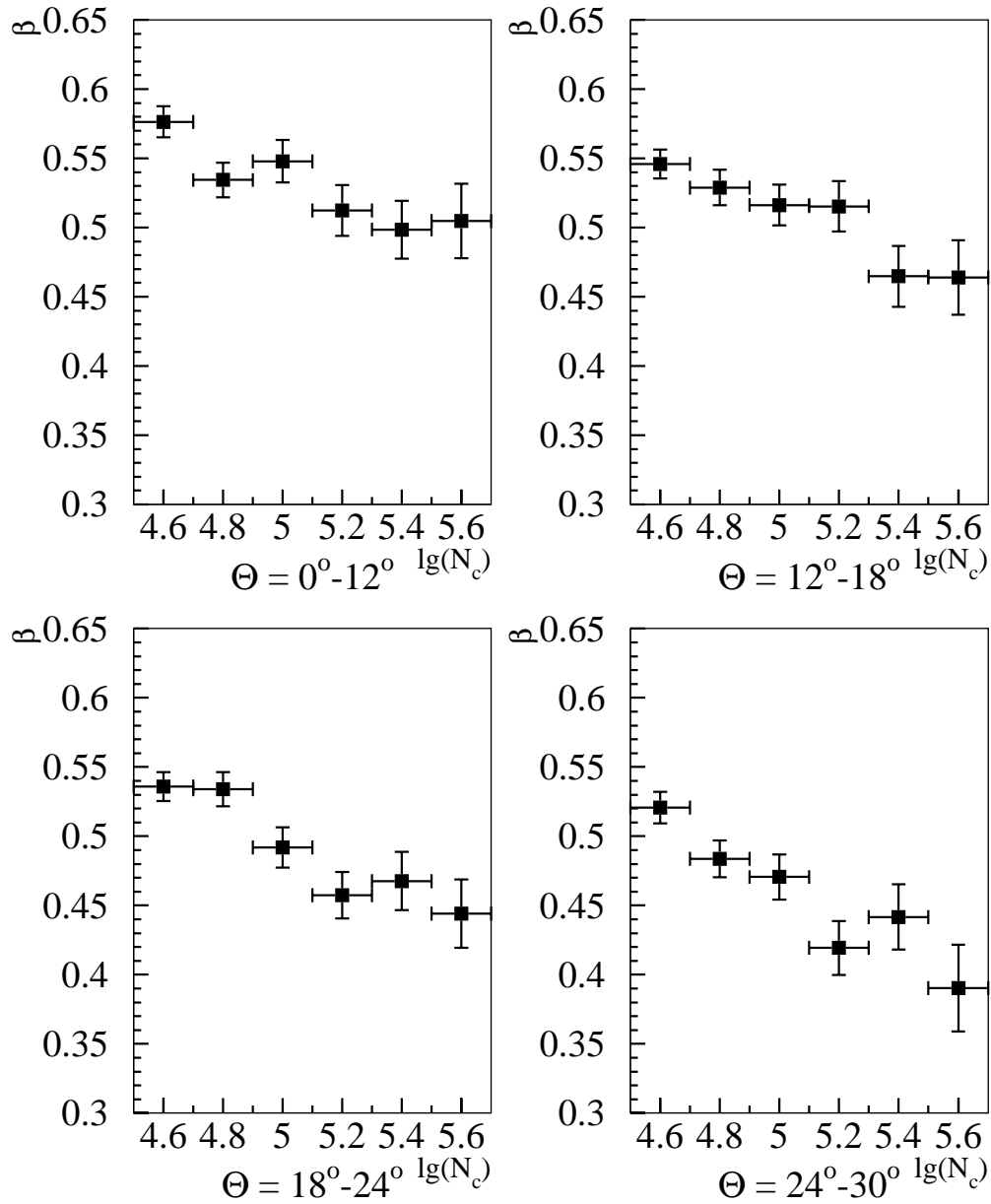


Abbildung 31: Formparameter β der modifizierten Hillas-Funktion in Abhängigkeit von der Schauergröße in festen Zenitwinkelbereichen.

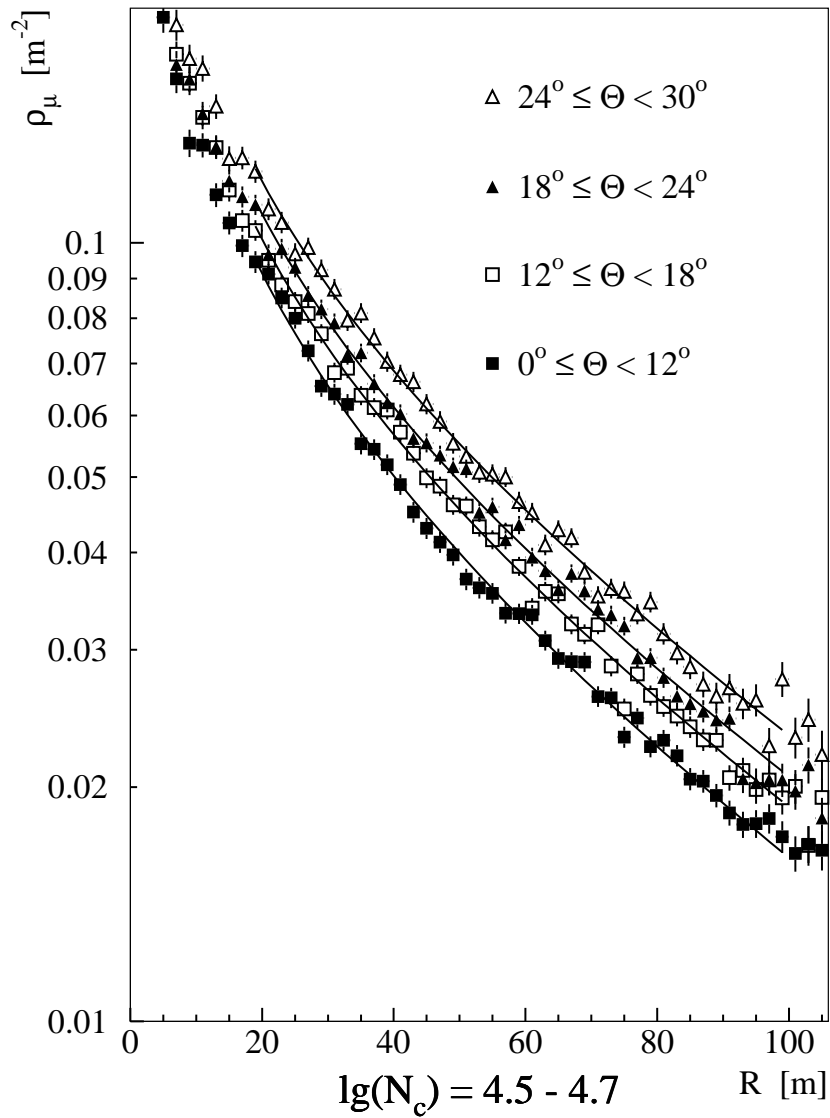


Abbildung 32: Myonlateralverteilung und Verlauf der Anpassungsfunktion für verschiedene Zenitwinkelbereiche mit $4.5 \leq \lg(N_c) < 4.7$.

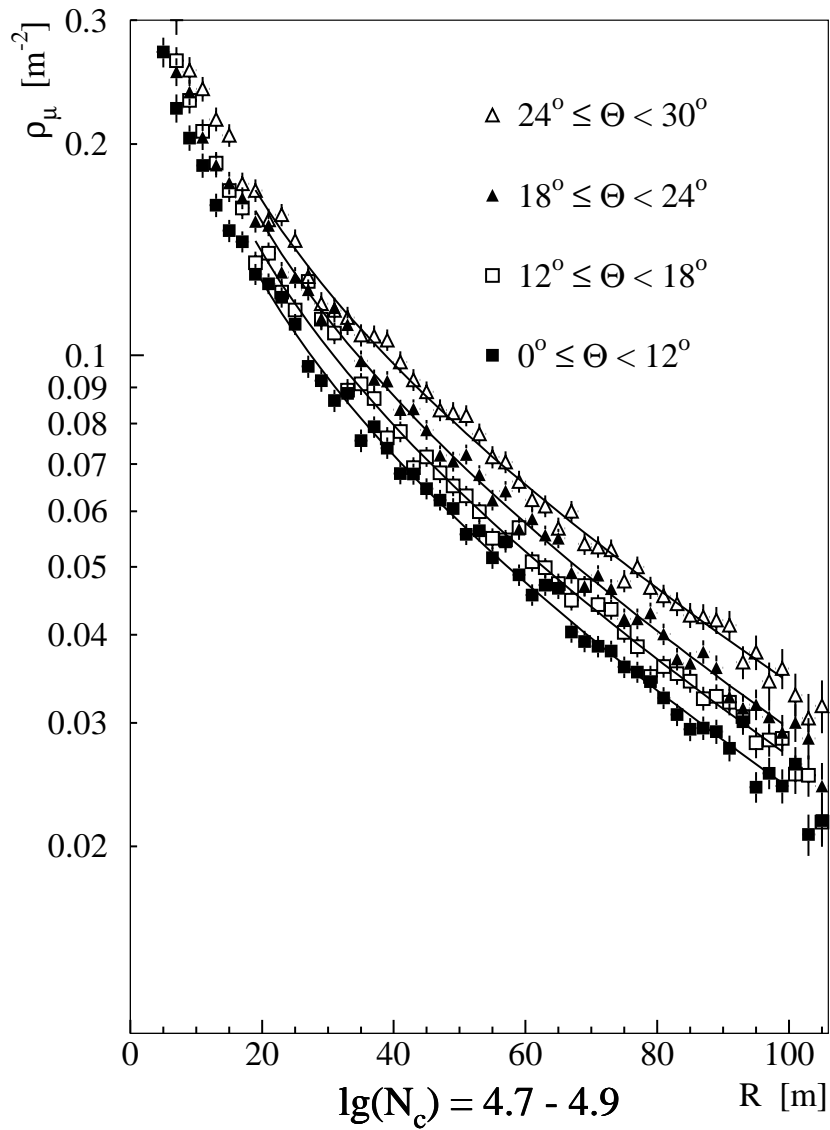


Abbildung 33: Myonlateralverteilung und Verlauf der Anpassungsfunktion für verschiedene Zenitwinkelbereiche mit $4.7 \leq \lg(N_c) < 4.9$.

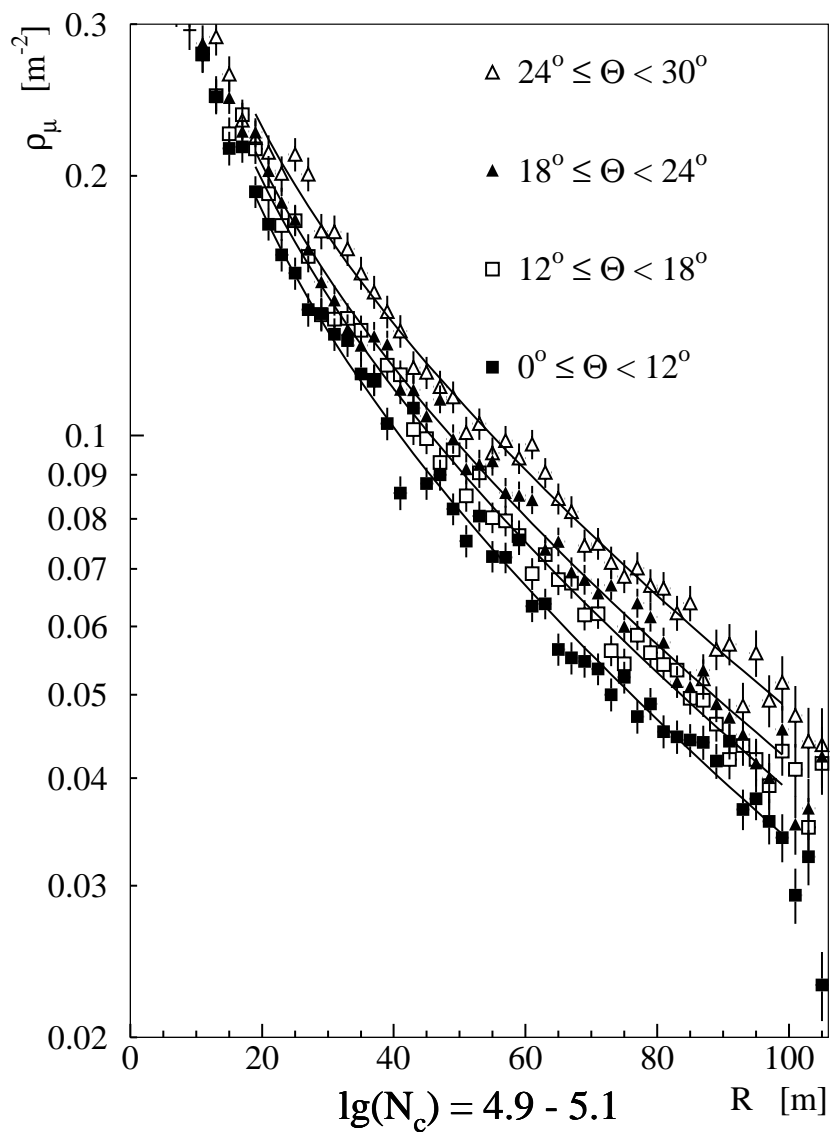


Abbildung 34: Myonlateralverteilung und Verlauf der Anpassungsfunktion für verschiedene Zenitwinkelbereiche mit $4.9 \leq \lg(N_c) < 5.1$.

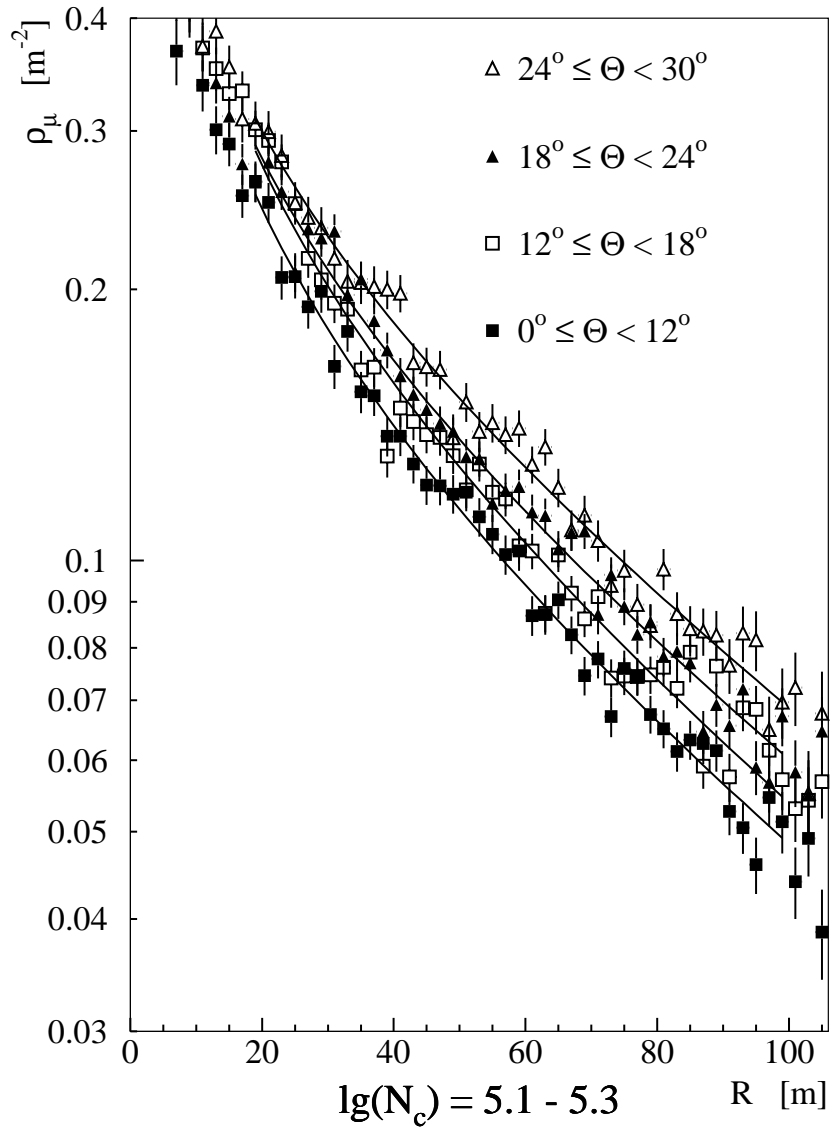


Abbildung 35: Myonlateralverteilung und Verlauf der Anpassungsfunktion für verschiedene Zenitwinkelbereiche mit $5.1 \leq \lg(N_c) < 5.3$.

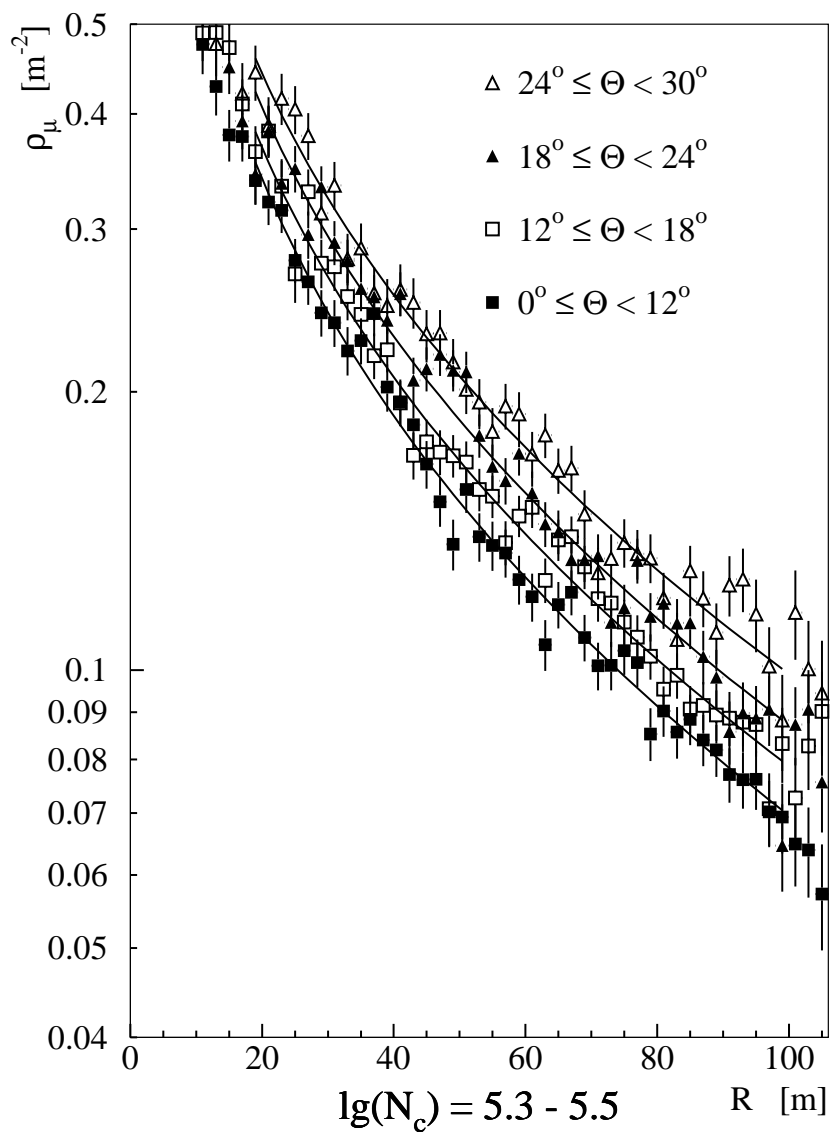


Abbildung 36: Myonlateralverteilung und Verlauf der Anpassungsfunktion für verschiedene Zenitwinkelbereiche mit $5.3 \leq \lg(N_c) < 5.5$.

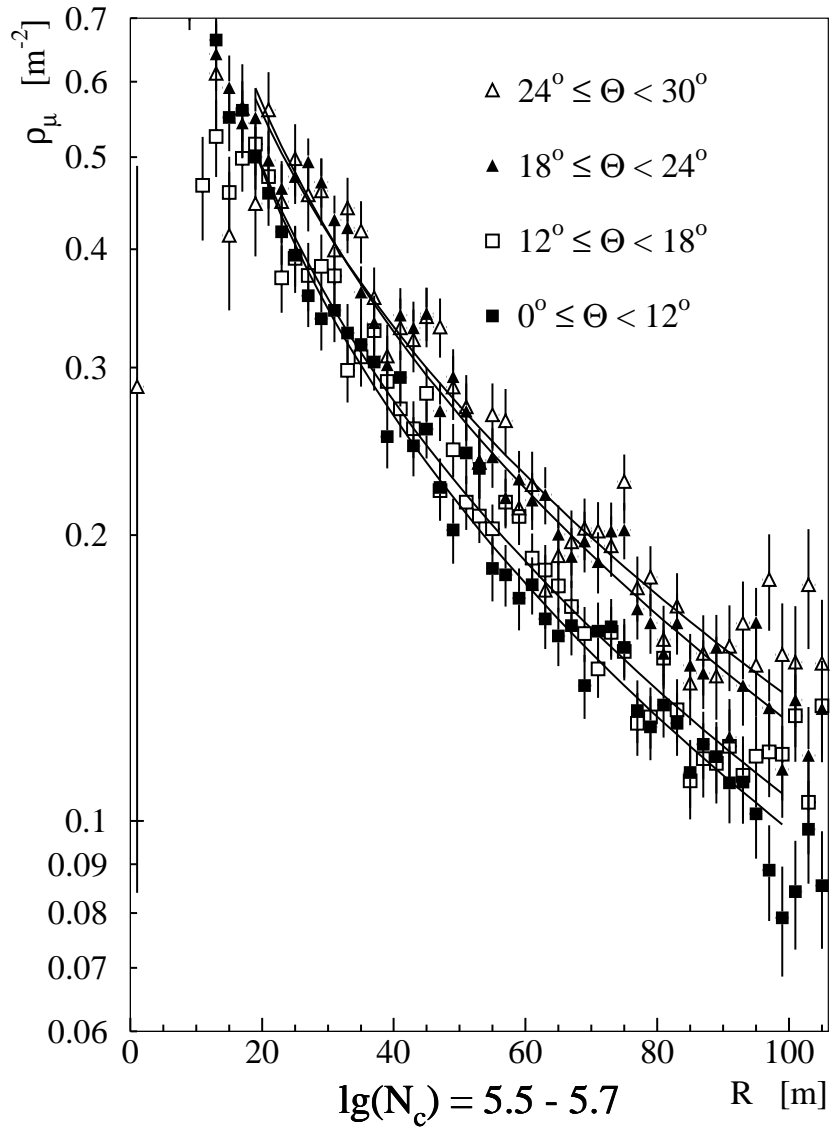


Abbildung 37: Myonlateralverteilung und Verlauf der Anpassungsfunktion für verschiedene Zenitwinkelbereiche mit $5.5 \leq \lg(N_c) < 5.7$.

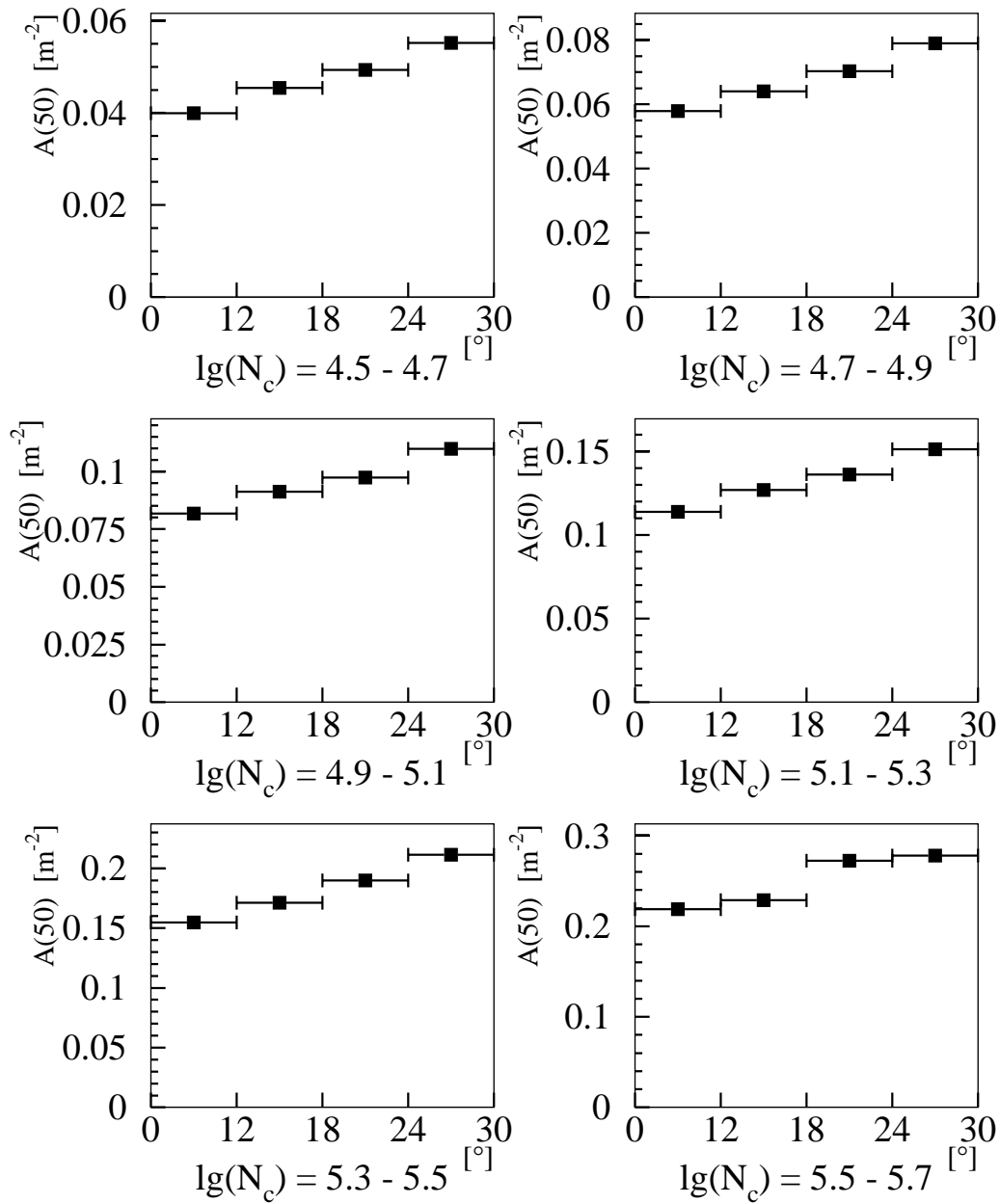


Abbildung 38: Proportionalitätsparameter $A(50)$ der modifizierten Hillas-Funktion bei fester Schauergroße N_c in Abhängigkeit vom Zenitwinkel.

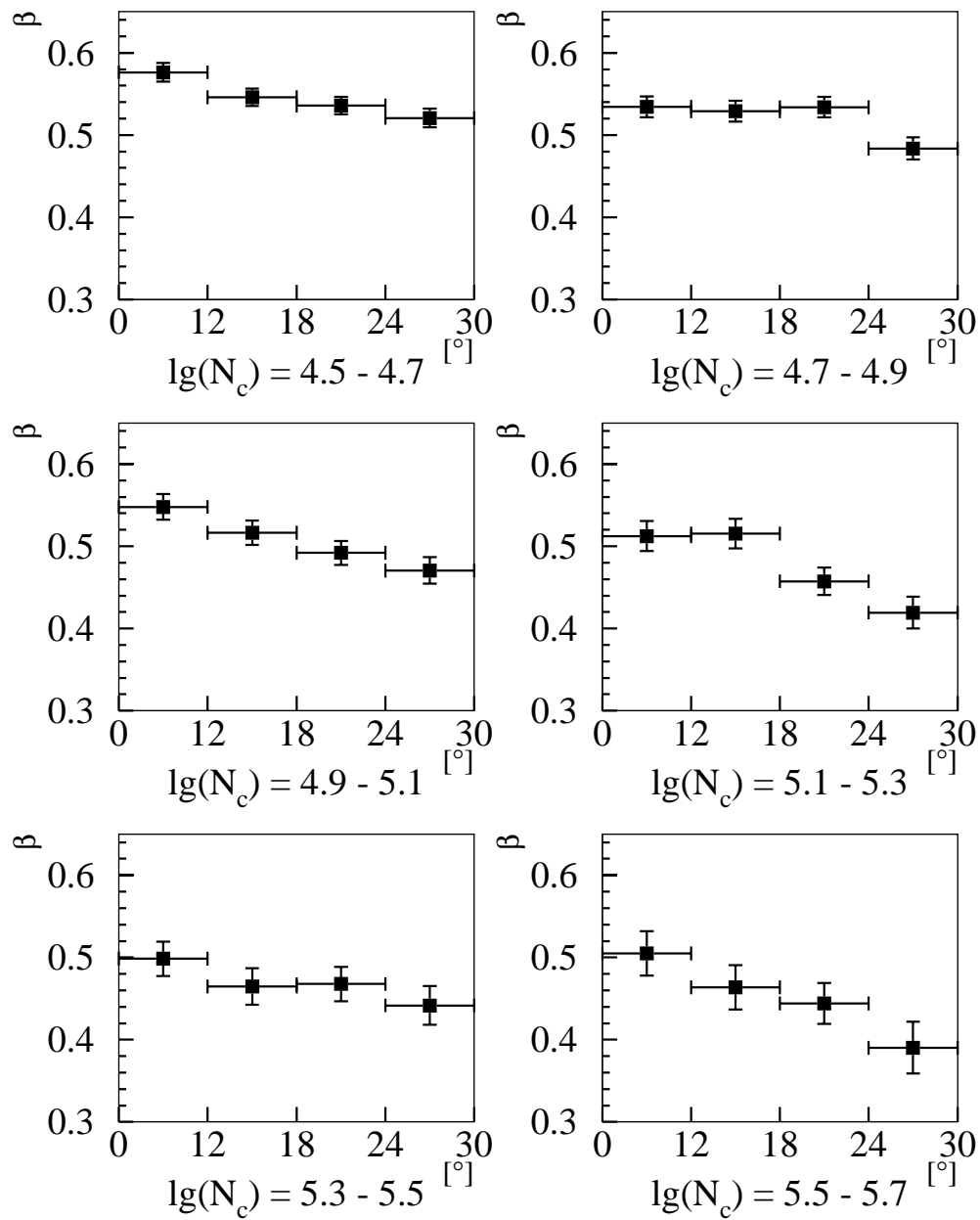


Abbildung 39: Formparameter β der modifizierten Hillas-Funktion bei fester SchauergroÙe N_c in Abhangigkeit vom Zenitwinkel.

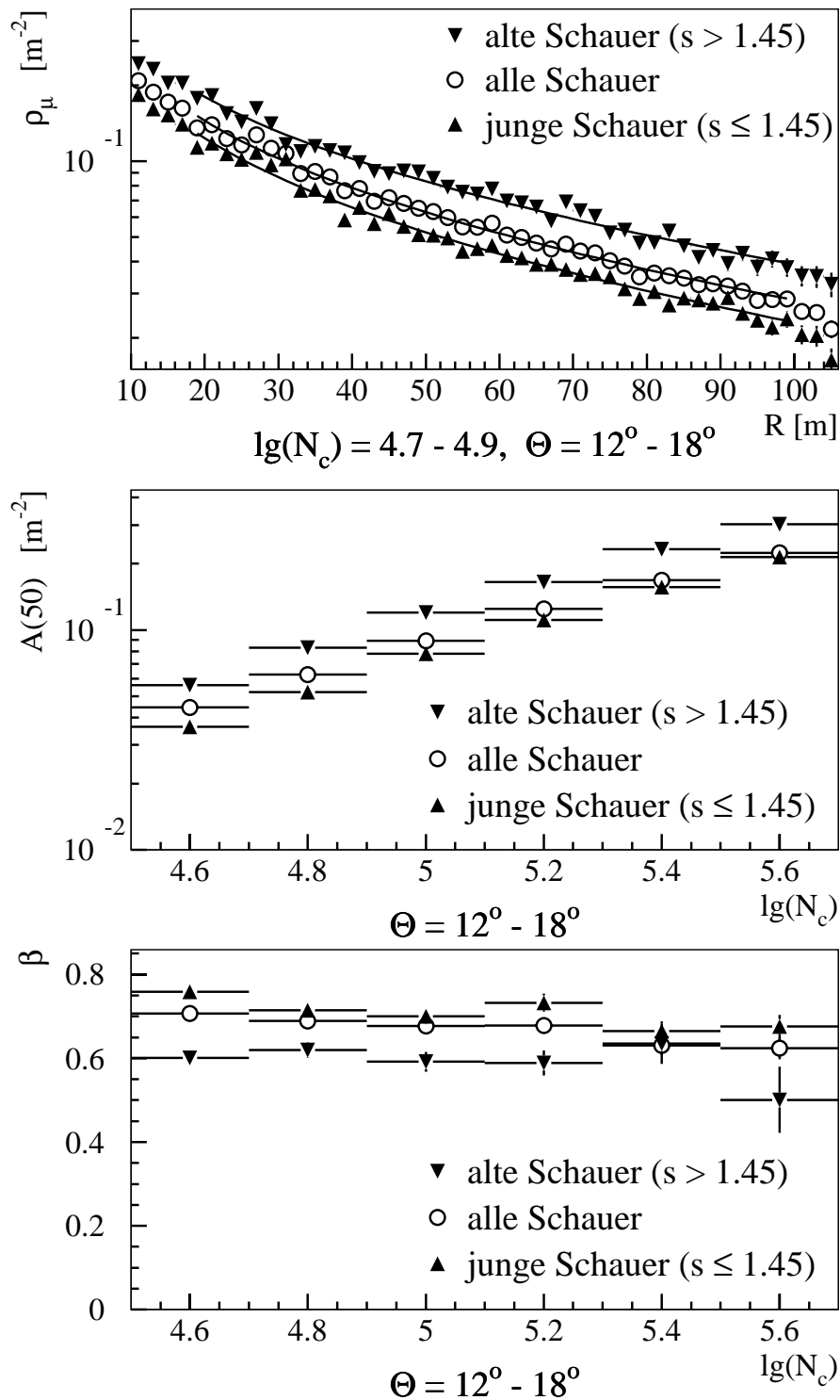


Abbildung 40: Beispiel für Myonlateralverteilungen einer exemplarischen Schauergruppe mit jungen ($s \leq 1.45$) und alten Schauern ($s > 1.45$) (oben), darunter sind die Anpassungsparameter $A(50)$ und β für junge, alte und alle Schauer in Abhängigkeit von der Schauergröße bei festem Zenitwinkelbereich dargestellt.

5.4 Parametrisierung von Einzelschauern

Für eine Analyse von einzelnen Luftschauern hinsichtlich der Masse des Primärteilchens liefert das Verhältnis von der Gesamtelektronzahl zur Gesamtmyonzahl die deutlichste Signatur [Gab92]. Zusätzlich zur Myonzahl, die durch das KASCADE-Array ($E_\mu > 300$ MeV) bestimmt wird, könnte die Zahl der Myonen in einem Schauer mit einer anderen Energieschwelle ($E_\mu > 2$ GeV) die Signatur verdeutlichen. Mit den gemessenen mittleren Lateralverteilungen kann eine globale Parametrisierung und Extrapolation abgeleitet werden, die bei einer Messung der Myondichte am Ort der Vieldraht-Proportionalkammern bei Einzelschauern eine Abschätzung der Gesamtzahl der Myonen mit $E_\mu > 2$ GeV erlaubt. Dazu müssen die Abhängigkeiten der Parameter $A(50)$ und β von den gemessenen Schauerparametern N_c und Zenitwinkel bestimmt werden, um die Funktion der Myonlateralverteilung in der Form

$$\rho_\mu(R, \Theta, N_c) = A(\Theta, N_c) \cdot R^{-\beta(\Theta, N_c)} \cdot \exp\left(\frac{-R}{100}\right)$$

angeben zu können.

Die Dicke der Atmosphäre ist nahezu proportional zu $\sec \Theta$ (die Erdkrümmung kann bei Zenitwinkeln $\Theta < 30^\circ$ vernachlässigt werden). Es wird daher eine Abhängigkeit der Anpassungsparameter von $\sec \Theta$ gesucht. In den Tabellen 5 und 6 sind die Mittelwerte von $\sec \Theta$ und N_c der in Kapitel 5.1 spezifizierten Zenitwinkelbereiche bzw. Schauergrößenbereiche angegeben. Die Mittelwerte dienen als Koordinaten der 24 Stützstellen für Anpassungen geeigneter Funktionen an die 24 Werte von $A(50)$ und β .

Für den Parameter $A(50)$ folgt daraus die Beziehung :

$$A(50) = 0.56 \cdot 10^{-4} \cdot (-0.7 + \sec \Theta) \cdot N_c^{0.735} \text{ m}^{-2}$$

Die Umrechnung von $A(50)$ in $A(\Theta, N_c)$ ergibt :

$$A(\Theta, N_c) = 0.92 \cdot 10^{-4} \cdot 50^{\beta(\Theta, N_c)} \cdot (-0.7 + \sec \Theta) \cdot N_c^{0.735} \text{ m}^{-2}$$

Für den Formparameter β gilt die Beziehung :

$$\beta(\Theta, N_c) = 1.58 - 0.55 \cdot \sec \Theta - 0.1 \cdot \lg N_c$$

	Winkelbereiche			
	$0^\circ \leq \Theta < 12^\circ$	$12^\circ \leq \Theta < 18^\circ$	$18^\circ \leq \Theta < 24^\circ$	$24^\circ \leq \Theta < 30^\circ$
$\overline{\sec \Theta}$	1.011	1.036	1.071	1.121

Tabelle 5: Mittelwerte von $\sec(\Theta)$ in den 4 Zenitwinkelbereichen der gemessenen Schauer.

	Größenbereiche		
	$4.5 \leq \lg N_c < 4.7$	$4.7 \leq \lg N_c < 4.9$	$4.9 \leq \lg N_c < 5.1$
$\lg \overline{N_c}$	4.59	4.79	4.99
	$5.1 \leq \lg N_c < 5.3$	$5.3 \leq \lg N_c < 5.5$	$5.5 \leq \lg N_c < 5.7$
$\lg \overline{N_c}$	5.19	5.39	5.59

Tabelle 6: Dekadischer Logarithmus der Mittelwerte von N_c in den 6 Schauergößenbereichen der gemessenen Schauer.

Mit der Kenntnis von $A(\Theta, N_c)$ und $\beta(\Theta, N_c)$ kann für individuelle Schauer eine erwartete Myondichte am Ort der Kammern und damit eine erwartete Anzahl von Myonen errechnet und mit der tatsächlich gemessenen Anzahl verglichen werden. In Abbildung 41 ist eine gute Übereinstimmung der so berechneten mit der rekonstruierten Myonzahl in Ereignissen einer späteren Datenaufnahme zu erkennen. Es wurden nur Schauer verwendet, in denen durch die Vieldraht-Proportionalkammern mindestens 10 Myonen nachgewiesen wurden und deren Schauerzentren zwischen 20 m bis 80 m von der Mitte des Zentraldetektors entfernt sind.

Die gute Übereinstimmung zeigt, daß diese Parametrisierung benutzt werden kann, um bei Einzelschauern durch Messung der Myondichte in den Myonkammern die Gesamtmyonzahl N_μ ($E_\mu > 2$ GeV) abzuschätzen.

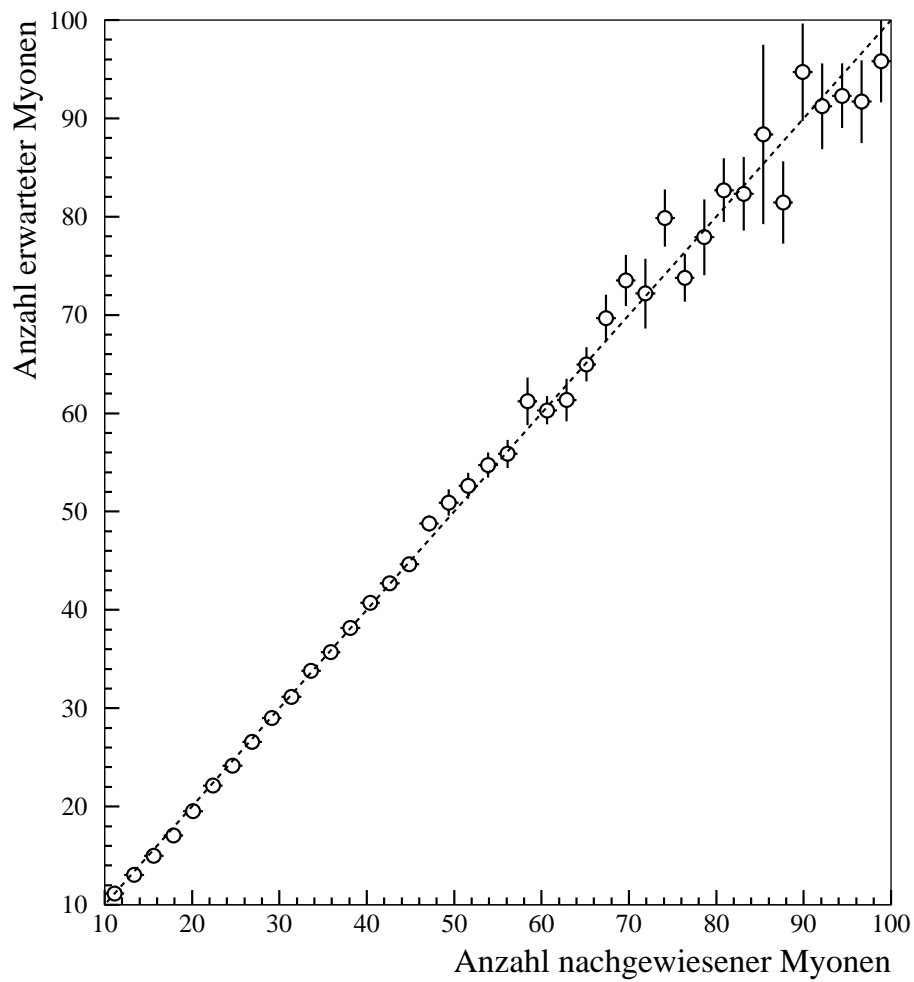


Abbildung 41: Vergleich der Anzahl nachgewiesener und im Mittel erwarteter Myonen in gemessenen Schauern.

6 Monte-Carlo Simulationen

6.1 Schauer- und Detektorsimulationen

Für den Vergleich der gemessenen Myonlateraldistributionen mit den zu erwarteten Verteilungen für verschiedene Primärteilchen werden Schauer- und Detektorsimulationen durchgeführt. Hierzu wurden mit dem Programmpaket CORSIKA (**C**OSMIC **R**AY **S**IMULATIONS FOR **K**ASCADE) [Cap98], Version 4.6, die Simulationen der Entwicklung ausgedehnter Luftschauer in der Atmosphäre für proton- und eiseninduzierte Schauer mit den Optionen NKG, GHEISHA [Fes85] und VENUS [Wer93] ausgeführt. GHEISHA und VENUS sind Programmpakete, die hadronische Wechselwirkungen und daraus folgenden Teilchenproduktionen simulieren. GHEISHA wird bis zu einer Wechselwirkungsenergie $E_{\text{CMS}} \leq 10 \text{ GeV}$ und VENUS bei Energien $E_{\text{CMS}} > 10 \text{ GeV}$ verwendet. Die Option NKG bewirkt, daß die sehr rechenintensive Simulation der Entwicklung der elektromagnetischen Komponente in der Atmosphäre durch eine analytische Berechnung mittels der Nishimura-Kamata-Greisen-Funktion [Gre60] ersetzt wird.

Die simulierten Primärteilchen liegen im Energieintervall $10^{14} \text{ eV} < E < 10^{16} \text{ eV}$ mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung $W(E) \propto E^{-2.7}$. Für die Einfallsrichtung wurde eine isotrope Verteilung angenommen. Der Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo Simulationen wird aufgrund großer notwendiger Rechenzeit für Simulationsrechnungen auf den Zenitwinkelbereich $\Theta < 12^\circ$ eingeschränkt. Als Ergebnis liefert CORSIKA die Gesamtzahl der Elektronen N_e sowie Ort und Impuls aller Myonen und Hadronen.

Damit die gemessenen Verteilungen mit den simulierten Daten verglichen werden können, wird eine Simulation des Ansprechverhaltens der Detektoren durchgeführt. Die Detektorsimulation erfolgt mit dem speziell für KASCADE entwickelten Programm CRES (**C**OSMIC **R**AY **E**VENT **S**IMULATION), das auf dem CERN-GEANT3 Programmpaket beruht [GEA93]. CRES betrachtet alle Detektoren des KASCADE-Experimentes, wobei jedoch für spezielle Analysen nicht relevante Detektorkomponenten deaktiviert werden können. In diesem Fall war nur die Aktivierung der Myonkammern notwendig, da die Gesamtzahl der geladenen Teilchen und die Einfallsrichtung schon aus den CORSIKA-Simulationen bekannt sind, und die Rekonstruktionsgenauigkeit des Array-Prozessors für diese Parameter bei der Einteilung in Gruppen unterschiedlicher Schauergröße ausreicht. Alle Absorberschichten oberhalb der Myonkammern werden allerdings mitsimuliert, so daß ein eventueller "Punch-

Through" hochenergetischer Hadronen in die Kammern und die Erzeugung von δ -Elektronen berücksichtigt werden. Ebenso werden die geometrischen Abmessungen und Materialeigenschaften der Myonkammern berücksichtigt.

Die Ergebnisse der Simulationen werden in der gleichen Form abgespeichert, wie die Daten aus den Messungen. Dadurch kann dasselbe Rekonstruktions- und Analyseprogramm (KRETA) benutzt werden. Insgesamt wurden mit CORSIKA 12000 proton- und 15500 eiseninduzierte Schauer simuliert. Im Programm CRES gibt es die Möglichkeit, jeden Schauer mehrmals als Eingabe zu verwenden, indem das Schauerzentrum innerhalb des Arrays an unterschiedlichen Stellen gleichmäßig verteilt wird. Daraus stehen der Analyse 360000 simulierte Proton- und 350000 Eisen-Ereignisse zur Verfügung. Die Analyse und Gruppierung dieser Schauer erfolgt in der gleichen Weise wie die der real gemessenen Daten.

6.2 Vergleich der Meßergebnisse mit den Simulationen

Die simulierten proton- und eiseninduzierten Luftschauer im Zenitwinkelbereich $0^\circ \leq \Theta < 12^\circ$ werden in 6 Gruppen in den 6 verschiedenen Größenbereichen eingeteilt. Die Schauergröße N_c der simulierten Daten ergibt sich aus der Addition der Elektronzahl der NKG-Approximation und der simulierten Gesamtmyonzahl N_μ . In Abbildung 42 sind Myonlateralverteilungen simulierter und gemessener Schauer in den 6 Gruppen dargestellt. Wie erwartet, liegen die Verteilungen der gemessenen Daten zwischen den Verteilungen aus den simulierten proton- und eiseninduzierten Luftschauerdaten, da die mittlere Masse der kosmischen Strahlung zwischen den beiden extremen Massen Proton und Eisen liegen sollte. Die Myondichten der gemessenen Verteilungen ergeben einen ersten Hinweis auf diese mittlere Masse.

Die Myondichten der eiseninduzierten Schauer sind in der Regel größer als die Dichten der protoninduzierten Schauer. Nach dem Superpositionsprinzip kann ein Eisenkern als Summe von 56 Nukleonen mit je $1/56$ der Primärenergie angesehen werden. Diese erreichen aufgrund der kleineren Energie früher ihr Maximum in der Schauerentwicklung und somit ist die e/γ Komponente des gesamten Schauers auf Beobachtungsniveau (110 m ü.d.M.) im Mittel kleiner als bei protoninduzierten Schauern gleicher Primärenergie. Dabei ist zu beachten, daß nahezu alle Schauer auf diesem Beobachtungsniveau bereits ihr Maximum überschritten haben. Die Anzahl der erzeugten Pionen in den hadronischen Wechselwirkungen (und damit durch Zerfälle sowohl die Anzahl der Myonen als auch der Elektronen) dagegen ist proportional zum Lo-

garithmus der Energie. Da aber die Myonkomponente auf dem Weg durch die Atmosphäre nicht ausstirbt, sondern mit weiteren Wechselwirkungen additiv zunimmt, liegen die Myonlateralverteilungen der eiseninduzierten Schauer oberhalb den Verteilungen der protoninduzierten Schauer beim Vergleich von Schauern gleicher Größe.

In Abbildung 42 ist außerdem zu erkennen, daß die Lateralverteilungen bei protoninduzierten Schauern steiler sind als bei eiseninduzierten Schauern. Aufgrund der im Mittel früheren ersten Wechselwirkung der Eisenkerne mit der Atmosphäre haben die erzeugten Myonen längere Laufzeiten bis zur Erdoberfläche. Sie laufen damit in transversaler Richtung weiter auseinander, was eine flachere Lateralverteilung zur Folge hat.

Abbildung 43 zeigt die Ergebnisse der Anpassung mit der modifizierten Hillas-Funktion ($\rho_\mu = A \cdot R^{-\beta} \cdot \exp(-R/100)$) an die simulierte und gemessene Verteilungen anhand der Parameter $A(50)$ und β . Der Parameter $A(50)$ der gemessenen Schauer verläuft im Größenbereich $4.5 \leq \lg N_c < 5.5$ zwischen den Werten von proton- und eiseninduzierten Schauern, ohne sich einem von beiden signifikant anzunähern. Bei den größten Schauern ($5.5 \leq \lg N_c < 5.7$) scheint sich eine Annäherung an eiseninduzierte Schauer zu zeigen, allerdings ist die Statistik der simulierten Schauer in diesem Bereich gering. Da nur Schauer mit einer Primärenergie bis 10^{16} eV simuliert wurden, können noch Schauer (insbesondere von Eisenkernen induzierte Schauer), die von einem Primärteilchen höherer Primärenergie induziert werden, in den Größenbereich $5.5 \leq \lg N_c < 5.7$ fluktuieren, was wiederum die durchschnittliche Myonlateralverteilung der simulierten Schauer erhöhen würde. Somit würde sich der letzte Wert von $A(50)$ bei den simulierten Schauern nach oben verschieben. Dies ist auch in Abbildung 43 zu sehen, da dieser letzte Wert aus dem sonst linearen Anstieg des Wertes von $A(50)$ herausfällt. Allerdings liegt das beobachtete Knie im Schauergrößenspektrum gerade im Bereich von $\lg N_c = 5.5$. Damit könnte eine Annäherung gemessener Lateralverteilungen an die Verteilungen eiseninduzierter Schauer auch auf eine Änderung der chemischen Zusammensetzung der Primärteilchen zu schwereren Ruhemasen hindeuten.

Für den β -Parameter ist deutlich der Unterschied in der Steilheit der Lateralverteilung von proton- und eiseninduzierten Schauern zu erkennen. Die Verflachung bei zunehmender Schauergröße, welche experimentell festgestellt wurde, (Kap. 5.3) ist bei der mangelnden statistischen Genauigkeit

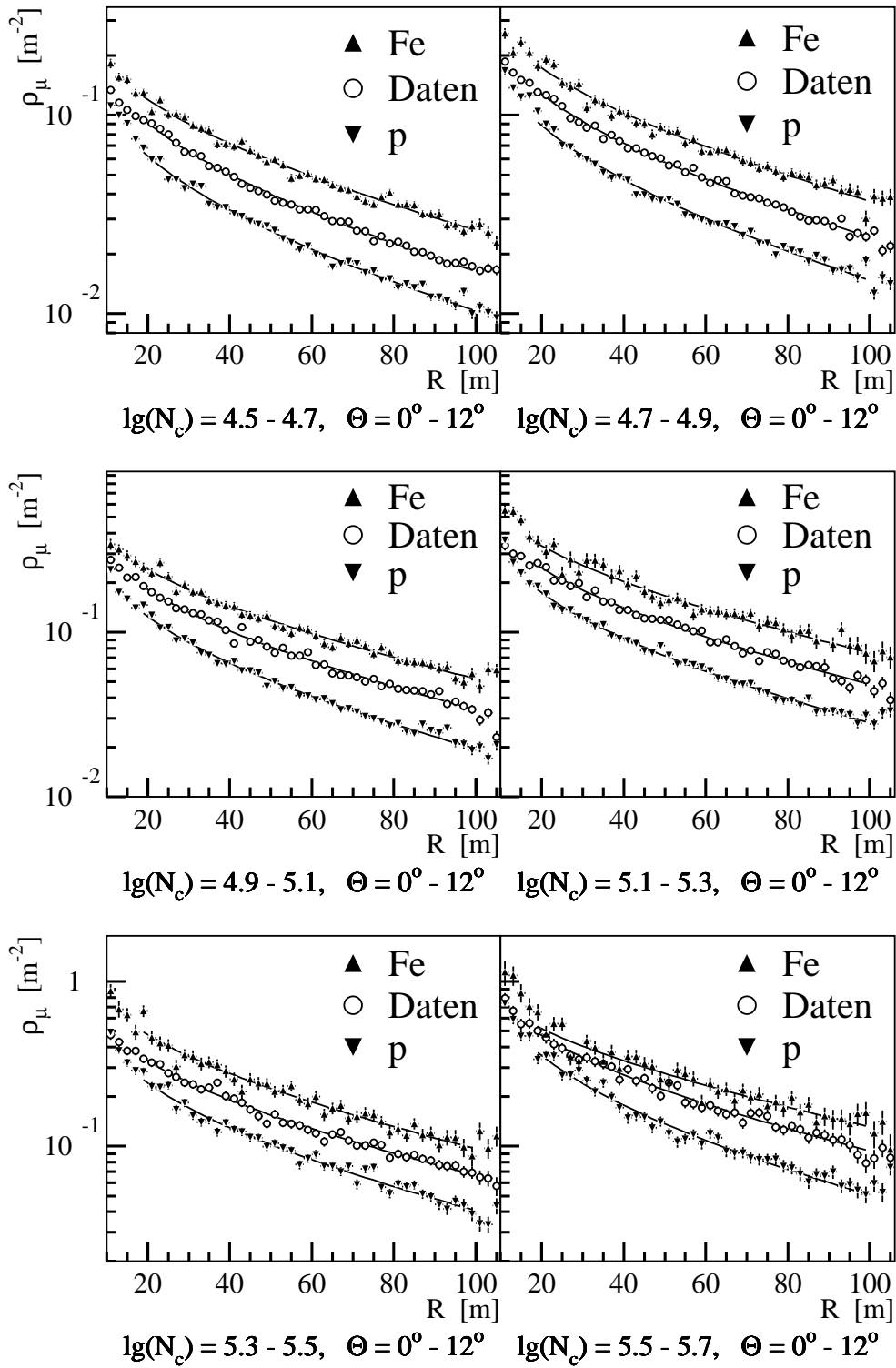


Abbildung 42: Vergleich der für primäre Protonen und Eisenkerne simulierten mit den gemessenen Myonlateralverteilungen der 6 verschiedenen Schauergreßbereiche im Zenitwinkelbereich 0° bis 12° .

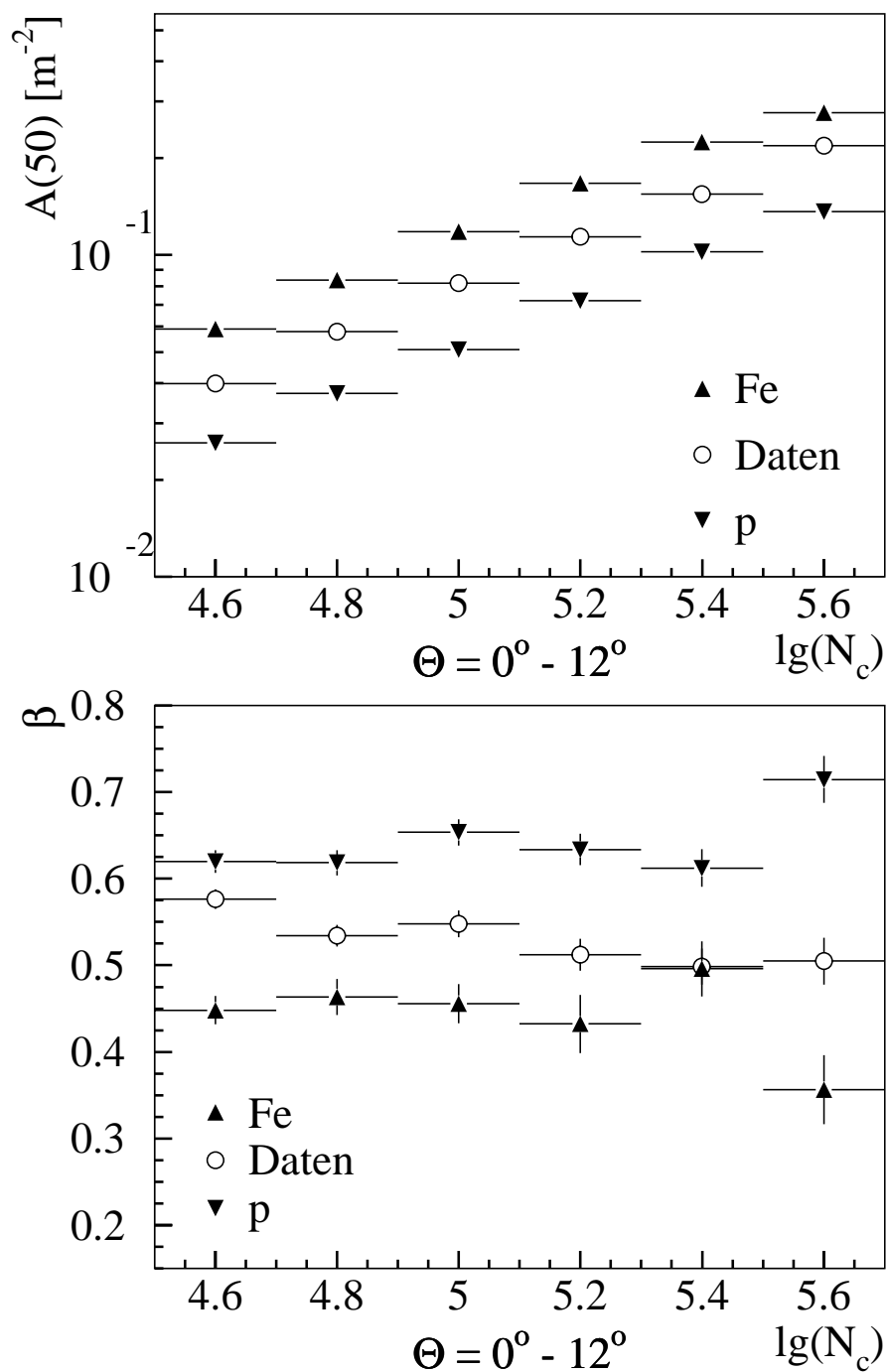


Abbildung 43: Abhängigkeit der Anpassungsparameter von der Schauergöße für simulierte und gemessene Myonlateralverteilungen im Zenitwinkelbereich 0° bis 12° .

in den Simulationsergebnissen nicht zu erkennen. Aufgrund der vorliegenden Simulation kann nicht geklärt werden, ob die Lateralverteilung für Myonen oberhalb 2 GeV in ausgedehnten Luftschauern mit zunehmender Schauergröße steiler oder flacher werden sollte.

7 Diskussion und Ausblick

Im Keller des Zentraldetektors von KASCADE befinden sich 32 großflächige Vieldraht-Proportionalkammern, mit denen Myonen in ausgedehnten Luftschauern ab einer Schwellenenergie von $E_\mu > 2$ GeV gemessen werden. Mit Hilfe der e/γ -Detektoren des Detektorfeldes von KASCADE kann eine vom Ort der Myonkammern unabhängige Triggerbedingung gewählt werden. Die Einstellung der Betriebsparameter der Myonkammern, wie 'Gate'-Weite, Hochspannung, Signalverzögerung und Diskriminatorschwellen auf die spezielle Triggerbedingung ist möglich, ohne daß die Funktionsfähigkeit der Myonkammern beeinträchtigt wird. Ein Verfahren, die Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen in den Myonkammern bei laufendem Betrieb mit Hilfe der Triggererebene zu bestimmen, wurde entwickelt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Myons in den Kammern beträgt bei der verwendeten Trigger- und Meßanordnung 88 %.

Mit der speziellen Triggerbedingung wurden über 800000 Ereignisse aufgenommen und für die Datenanalyse aufbereitet. Im Rekonstruktionsprogramm des KASCADE-Experimentes wurde ein Algorithmus entwickelt, der aus den Informationen des Detektorfeldes und der Myonkammern eine mittlere Myonlateralverteilung für einzelne Schauergruppen liefert, wobei die Gruppen sich in den Schauerparametern Schauergröße (N_c), Zenitwinkelbereich und Schaueralter unterscheiden. Die Abhängigkeiten der Lateralverteilungen von diesen globalen Schauerparametern zeigen im allgemeinen die erwarteten Tendenzen. So zeigen die Proportionalitätsfaktoren der Myonlateralverteilungen die erwarteten Anstiege bei größer werdenden Schauern, bei größeren Zenitwinkeln und bei älteren Schauern. Auch die Abhängigkeit des Formparameters vom Zenitwinkel entspricht der Erwartung, daß die Myonlateralverteilungen bei schrägerem Einfall der Primärteilchen flacher werden.

Die Abflachung der Lateralverteilung bei größer werdenden Schauern ist dagegen noch ungeklärt. Diese Tendenz wurde in allen untersuchten Winkelbereichen gemessen. Eine Verflachung der Myonlateralverteilung, insbesondere bei einer integralen Messung der Myondichten, kann durch Unsicherheiten in der Rekonstruktion des Schauerzentrums verursacht werden. Die Rekonstruktionsgenauigkeit verbessert sich jedoch bei KASCADE bei zunehmender Schauergröße [May92a], so daß eine Abflachung eher bei kleineren Schauern zu sehen sein müßte. Auch ein Rauschen in den Myonkammern könnte zu einer Verflachung der Lateralverteilung beitragen, weil es die Myondichten in jedem Abstandsbereich um den gleichen Betrag erhöhen würde. Dies soll-

te sich allerdings ebenfalls bevorzugt bei kleineren Dichten, d.h. kleineren Schauern, bemerkbar machen.

Ein Vergleich der Daten mit Simulationen, die der hier verwendeten Analyse entsprechen, zeigen tendenziell keine Abflachung bei größer werdenden Schauern. Die Statistik der simulierten Schauer reicht allerdings nicht aus, um das Verhalten des Formparameters exakt zu bestimmen. Im Rahmen der Genauigkeit der Simulation bleibt die Form der Myonlateralverteilung für gleiche Primärmassen von der Schauergröße unabhängig.

Schauersimulationen, die von A. Heiss [Hei97] für das KASCADE-Array mit Protonen und Eisenkernen als Primärteilchen durchgeführt wurden, scheinen dagegen darauf hinzuweisen, daß die Lateralverteilung mit ansteigender Energie eher steiler werden sollte.

Unterschiede der in dieser Arbeit untersuchten experimentellen Lateralverteilungen und den Simulationen von A. Heiss liegen in der unterschiedlichen Energieschwelle der Myonen (2 GeV statt 300 MeV), im Anpassungsbereich des Schauerabstandes (20-100 m statt 40-150 m, bzw. 40-210 m), in der benutzten funktionalen Form (modifizierte Hillas-Funktion statt modifizierter Greisen-Funktion) und in der Kassifizierung nach Schauergröße N_c statt nach primärer Energie E_0 [Hei97].

Eine weitreichende Erklärung des Flacherwerdens wäre eine Änderung der chemischen Zusammensetzung bei zunehmender Primärenergie zugunsten von schwereren Teilchen. Das wird allerdings im Größenbereich $4.5 \leq \lg N_c < 5.7$ ($E_{prim} \approx 5 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{15}$ eV) weder erwartet [WBM95], noch wurde eine solche Änderung in der einzigen, in diesen Energiebereich vordringenden, direkten Messung beobachtet [Ols95].

Darüberhinaus sollte dies auch zu einer Änderung des Proportionalitätsfaktors zugunsten schwerer Primärteilchen führen, was in der vorliegenden Messung nicht zu erkennen ist. Hier zeigt der Vergleich mit den Simulationen, daß die gemessenen Lateralverteilungen zwischen den Lateralverteilungen der simulierten eisen- und protoninduzierten Schauer liegen, ohne sich bei zunehmender Schauergröße den Erwartungen für die Verteilungen für schwerere Primärteilchen anzunähern.

Technische Fehler im Betrieb der Vieldraht-Proportionalkammern und in der Datenaufnahme sowie systematische Fehler in der Schauer-Rekonstruktion und der Analyse sind aufgrund vieler Quervergleiche unwahrscheinlich. Systematische Fehler in der Simulation der Entwicklung ausgedehnter Luftschauer können nur durch eine gesteigerte statistische Genauigkeit durch eine höhere Anzahl von simulierten Schauern oder durch Vergleich mit weiteren gemess-

senen, unabhängigen Parametern ausgeschlossen werden.

Eine Parametrisierung der Myonlateralverteilung $\rho_\mu = \rho_\mu(R, \Theta, N_c)$ konnte angegeben werden. Vergleiche mit neueren Daten ergeben eine gute Übereinstimmung zwischen einer durch die Parametrisierung erwarteten und in den Myonkammern tatsächlich nachgewiesenen Myonzahl.

Mit Hilfe dieser Parametrisierung und den in den Myonkammern gemessenen Anteil der Myonzahl kann bei Einzelschauern die Gesamtmyonzahl $N_{\mu(E>2 \text{ GeV})}$ im Bereich von 20 m - 100 m abgeschätzt werden. Für eine genaue Bestimmung des Formparameters bei Einzelschauern scheint allerdings die sensitive Detektorfläche der Vieldraht-Proportionalkammern bei KASCADE mit ca. 130 m² zu klein zu sein. Ein Ausbau der Detektoren auf die totale Kellerfläche des Zentraldetektors von ca. 300 m² wäre daher wünschenswert. Eine Erweiterung der Myonnachweisfläche im Keller des Zentraldetektors durch eine Anordnung von Streamer-Tube-Detektoren ist derzeit bei KASCADE in Vorbereitung.

Der Algorithmus zur Bestimmung der Myonlateralverteilung ist im Analyseprogramm von KASCADE verfügbar. Bei der fortlaufenden Datenaufnahme bei KASCADE wird die Anzahl der registrierten Schauerereignisse bald ausreichend sein, um auch bei großen Luftschauern mit $\lg N_c > 5.7$ eine mittlere Myonlateralverteilung mit ausreichender statistischer Genauigkeit zu ermitteln. Bei Schauern dieser Größe ist die Dichte geladener Teilchen am Ort des Zentraldetektors auch bei einer Entfernung von 100 m zum Schauerzentrum groß genug, um die Standard-Triggerbedingung der Datenaufnahme durch die Triggerebene im Zentraldetektor zu erfüllen. Damit wäre eine Wiederholung der Messung in einem Bereich möglich, in dem eine Änderung der chemischen Zusammensetzung zu erwarten wäre (Knie). Zusätzlich kann mit dem bestehenden Algorithmus und den Myondetektoren des Detektorfeldes ($E_\mu > 300 \text{ MeV}$) und der Triggerebene ($E_\mu > 400 \text{ MeV}$) die Myonlateralverteilung mit einer kleineren Energieschwelle untersucht und mit den Ergebnissen dieser Arbeit verglichen werden. Die Tendenz zur Abflachung der Myonlateralverteilung kann dadurch genauer untersucht werden.

Diese Arbeit entstand im Rahmen der Forschungen des KASCADE-Experimentes im 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 für die Anregung zu diesem Thema und sein ständiges Interesse am Fortgang der Arbeit.

Herrn Dr. A. Haungs bin ich dankbar für die ständige Bereitschaft, über die während der Arbeit auftretenden Probleme zu diskutieren und bei deren Lösung zu helfen.

Den Mitgliedern der Myonkammergruppe Herrn Dr. H. J. Mathes, Herrn Dr. J. Wentz und Herrn Dipl.-Ing. S. Zagromski danke ich für ihre ständige Diskussionsbereitschaft und für die wertvollen Tips zum Verständnis der Myonkammern.

Herrn Dipl.-Phys. R. Glasstetter und Frau Dipl.-Phys. J. Weber möchte ich für die Zusammenarbeit bei der Verwendung der Daten des Detektorfeldes danken.

Für die kreative Atmosphäre im Rechnerraum danke ich Herrn Dipl.-Phys. T. Antoni, Herrn Dipl.-Phys. S. Ganter, Herrn Dipl.-Phys. R. Haeusler, Herrn cand. phys. K. Köhler, Herrn Dipl.-Phys. D. Mühlenberg, Herrn Dipl.-Math. J. Oehlschläger und Herrn Dipl.-Phys. T. O. Wiegert.

Allen KASCADE-Mitarbeitern möchte ich für das angenehme Arbeitsklima danken.

Literaturverzeichnis

- [Ale81] R. Aleksan et al., Nucl. Instr. Meth. **185** (1981) 95
- [AMG38] P. Auger, R. Maze, T. Grivet-Mayer,
Compt. Rend. Hebd. Seanc. Acad. Si. **206** (1938) 354
- [Bas84] D. K. Basak et al., Nucl. Instr. Meth. **227** (1984) 167
- [Bas90] D. K. Basak et al., Can. J. Phys. **68** (1990) 41
- [BIN95] P. R. Blake, W. F. Nash, Nucl. Part. Phys. **21** (1995) 129
- [Bir94] D. J. Bird et al., Astrophys. J. **424** (1994) 491
- [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
- [Cap98] J. N. Capdevielle et al., FZKA-Report 6019, Forschungszentrum
Karlsruhe (1998)
- [CGW93] J. W. Cronin, K. G. Gibbs, T. C. Weekes,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **43** (1993) 883
- [Dol90] P. Doll et al., KfK-Report 4686, Kernforschungszentrum
Karlsruhe (1990)
- [Elz96] M. Elzer, FZKA-Report 5696, Forschungszentrum
Karlsruhe (1996)
- [Fes85] H. Fesefeldt, Report PITHA 85/02, Physikalisches Institut der
Technischen Hochschule Aachen (1985)
- [Föl97] M. Föller, FZKA-Report 5918, Forschungszentrum
Karlsruhe (1997)
- [Gab92] P. Gabriel, KfK-Report 5012, Kernforschungszentrum
Karlsruhe (1992)
- [GEA93] GEANT (Version 3.21): CERN Program Library Long Writeups
W5013 (1993)
- [Gla96] R. Glasstetter, persönliche Mitteilung (1996)
- [Gre60] K. Greisen, Ann. Rev. Nucl. Sci. **10** (1960) 63

- [Hae96] R. Haeusler, FZKA-Report 5798 B, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Hau96a] A. Haungs et al., Nucl. Instr. Meth. **A 372** (1996) 515
- [Hau96b] A. Haungs, FZKA-Report 5845, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Hei97] A. Heiss, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1997)
- [Hem90] K. P. Hembrow, PhD Thesis, University of Nottingham (1990)
- [Her93] F. Herm, KfK-Report 5258, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1993)
- [HKM93] F. Herm et al., Roman. J. Phys. **38** (1993) 475
- [Hil69] A. M. Hillas et al, Proc. 11th Conf. on Cosmic Rays (Budapest) **3** (1970) 533
- [KaK95] N. N. Kalmykov, G.B. Khristiansen, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **21** (1995) 1279
- [Kla97] H. O. Klages et al., Nucl. Phys. B (proc. Suppl.) **52B** (1997) 92
- [KMW38] W. Kolhörster, I. Matthes, E. Weber, Naturw. **26** (1938) 576
- [Kre94] M. Kretschmer, KfK-Report 5295, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994)
- [Kri92] W. Kriegleder, KfK-Report 5023, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994)
- [Lin63] J. Linsley, Proc. 8th Int. Conf. on Cosmic Rays (Jaipur) **4** (1963) 77
- [Lon81] M. S. Longair, High Energy Astrophysics, Cambridge University Press (1992)
- [Mat96] H. J. Mathes, persönliche Mitteilung (1996)
- [May92a] H. J. Mayer, Nucl. Instr. Meth. **A311** (1992) 327
- [May92b] H. J. Mayer, Nucl. Instr. Meth. **A330** (1992) 254
- [Müh97a] D. Mühlenberg, interner Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe (1997), unveröffentlicht

- [Müh97b] D. Mühlenberg, interner Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe (1997), unveröffentlicht
- [Mül91] D. Müller et al., *Astrophys. J.* **374** (1991) 356
- [NGP88] D. E. Nagle, T.K. Gaisser, R.J. Protheroe, *Ann. Ref. Nucl. Part. Sci.* **38** (1988) 609
- [NHR85] W. R. Nelson, H. Hiroyama, and D. W. O. Rogers, SLAC Report 265 (1985)
- [Ols95] E. D. Olson, Proc. 24th ICRC, Rom **2** (1995) 752
- [Rai97] U. Raidt, FZKA-Report 5917, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Ruf96] C. Ruf, persönliche Mitteilung (1996)
- [SSB94] G. Sigl, D. N. Schramm, P. Bhattacharjee, *Astropart. Phys.* **2** (1994) 401
- [Ung97] J. Unger, FZKA-Report 5896, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [VöB88] H. J. Völk, P. L. Biermann, *Astrophys. J.* **333** (1988) L65
- [Völ92] G. Völker, KfK-Report 4983, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Web96] J. Weber, persönliche Mitteilung (1996)
- [Wen95] J. Wentz, FZKA-Report 5500, Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Wer93] K. Werner, *Phys. Rep.* **232** (1993) 87
- [WBM95] B. Wiebel-Sooth, P.L. Biermann, H. Meyer, Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf. Rom 1995, **2** 656
- [Wie97] T. O. Wiegert, Interner Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe (1997), unveröffentlicht