

# Untersuchung von Myonlateralverteilungen und Myonproduktionshöhen in ausgedehnten Luftschauern

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

von der Fakultät für Physik der

Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys. Claudia Büttner

aus Neustadt an der Weinstraße

Tag der mündlichen Prüfung:

Referent:

Korreferent:

11. Juli 2003

Prof. Dr. K.-H. Kampert

Prof. Dr. H. Blümer



## **Untersuchung von Myonlateralverteilungen und Myon-Produktionshöhen in ausgedehnten Luftschauern**

Das Luftschauerexperiment KASCADE ist ein erdgebundenes Detektorsystem, mit dem ein gleichzeitiger Nachweis der elektromagnetischen, myonischen und hadronischen Komponente erfolgt. Der Myonspurdetektor registriert in drei horizontalen Detektorebenen Myonen mit einer Schwelle von  $E_\mu=0.8$  GeV. Er ermöglicht eine detaillierte Rekonstruktion von Myonspuren sowie der Winkelkomponenten in Bezug zur Schauerachse. In den Analysen werden zudem Schauerobservablen verwendet, die mit dem  $200\times 200$  m<sup>2</sup> großen Detektor-Feld (Array) rekonstruiert wurden, beispielsweise die Schauer-richtung, die Koordinaten des Schauerzentrums und die Array-Myonzahl, mit deren Hilfe die Energie des primären kosmischen Teilchens abgeschätzt werden kann. Es wurden Daten in einem Energiebereich von  $4\cdot 10^{14}$ - $3\cdot 10^{16}$  eV analysiert.

Die erstmals aus Spuren gewonnenen Myonlateralverteilungen werden in Anlehnung an die Form der Elektronlateralverteilung (NKG-Funktion) beschrieben. Die gemessenen Verteilungen werden mit Ergebnissen aus Monte-Carlo-Simulationen von proton- und eiseninduzierten Luftschauern verglichen. Es wurden die in CORSIKA implementierten hadronischen Wechselwirkungsmodelle QGSJet und NEXUS verwendet. Die mit dem Myonspurdetektor gemessenen Myondichten besitzen im Mittel größere Werte (max. 25%) als die der Monte-Carlo-Simulationen. Durch einen Vergleich der Form der Lateralverteilungen von Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen läßt sich der Anteil der leichten und schweren Teilchen in der primären kosmischen Strahlung ermitteln.

Die Myonproduktionshöhen werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals aus der relativen Orientierung der Myonspuren zur Schauerrichtung berechnet. Aufgrund ihrer wenigen Wechselwirkungen werden die Myonen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre kaum abgelenkt. Somit werden die Myonen erstmals als Sonden der longitudinalen Schauerentwicklung eingesetzt. Eine Umrechnung der Produktionshöhen unter Verwendung des Atmosphärenprofils erlaubt daher die Untersuchung der Eindringtiefe der primären kosmischen Strahlung. Aus der Analyse der Form der Myonlateralverteilungen, der mittleren Radialwinkel und der mittleren Produktionshöhen ergibt sich ein größer werdender Anteil der schweren Teilchen mit zunehmender Array-Myonzahl.

## **Investigation of muon lateral distributions and muon production heights in extensive air showers**

The air shower experiment KASCADE is a groundbased detector system that measures simultaneously the electromagnetic, muonic and hadronic component. The Muon Tracking Detector registers muons with an energy threshold of 0.8 GeV in three horizontally arranged detector layers. It enables a detailed reconstruction of muon tracks as well of the angle components relative to the shower axis.

The lateral distributions, determined by using tracks, are described analogous to the form of the electron lateral distribution (NKG-function). Measured distributions are compared to results of Monte Carlo simulations of proton and iron induced air showers. Used are the hadronic interaction models QGSJet and NEXUS that are implemented in CORSIKA. The muon densities determined with the Muon Tracking Detector have in average larger values than the ones of the Monte Carlo simulations. By comparing the form of the lateral distributions of measured data and Monte Carlo simulations one can determine the fractions of light and heavy particles of the primary cosmic rays.

The muon production heights are calculated using the relative orientation of muon tracks to the shower direction. On the way through the atmosphere muons are hardly scattered because of little interactions. Thus the muons are used as probes of the longitudinal shower development. A re-calculation of the production heights using the atmospheric profile allows the investigation of the penetration depth of the primary cosmic rays. Analysis of the form of the muon lateral distributions, the mean radial angles and the mean production heights show a rise of the fraction of the heavy particles with increasing energy.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Die kosmische Strahlung</b>	<b>3</b>
2.1	Daten und Fakten . . . . .	3
2.2	Die primäre Komponente . . . . .	5
2.2.1	Energiespektrum der Primärstrahlung . . . . .	5
2.2.2	Chemische Zusammensetzung . . . . .	7
2.2.3	Anisotropie und Punktquellen . . . . .	9
2.2.4	Mögliche Quellen der kosmischen Strahlung . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Ausgedehnte Luftschauer</b>	<b>13</b>
3.1	Wechselwirkungsprozesse in der Atmosphäre . . . . .	13
3.2	Analytische Beschreibung der Teilchenflüsse . . . . .	17
3.2.1	Hadronflüsse . . . . .	18
3.2.2	Nukleonflüsse . . . . .	19
3.2.3	Pionflüsse . . . . .	19
3.2.4	Myonflüsse . . . . .	20
3.3	EAS verschiedener Primärteilchen . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Das KASCADE Experiment</b>	<b>23</b>
4.1	Array . . . . .	25
4.1.1	Myonzahl des Arrays . . . . .	28
4.2	Zentraldetektor . . . . .	29
4.2.1	Hadronkalorimeter . . . . .	29
4.2.2	Top-Cluster . . . . .	30
4.2.3	Triggerebene . . . . .	31
4.2.4	MWPC . . . . .	31
4.2.5	Limited Streamertubes . . . . .	31
4.3	Myonspurdetektor . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Der Myonspurdetektor</b>	<b>32</b>
5.1	Streamertubes . . . . .	32
5.2	Aufbau . . . . .	33
5.3	Gasversorgung . . . . .	36
5.4	Datenauslese . . . . .	36
5.5	Spurrekonstruktion . . . . .	37
5.6	Clusterbreite . . . . .	38
<b>6</b>	<b>Monte-Carlo-Simulationen</b>	<b>40</b>

<b>7</b>	<b>Analyse der Lateralverteilungen von Myonen</b>	<b>42</b>
7.1	NKG-Funktion . . . . .	42
7.2	Abstandsberechnung . . . . .	47
7.3	Sensitive Detektorfläche zum Spurnachweis . . . . .	48
7.4	Nachweiseffizienz . . . . .	48
7.4.1	Nachweiseffizienz aus Spurinformationen . . . . .	48
7.4.2	Nachweiseffizienz aus Digitinformationen . . . . .	51
7.5	Berechnung der Lateralverteilungen . . . . .	52
7.5.1	Ergebnisse aus Messdaten . . . . .	55
7.5.2	Ergebnisse von QGSJet . . . . .	58
7.5.3	Ergebnisse von NEXUS . . . . .	63
7.6	Vergleich von Messdaten und Monte-Carlo-Simulationen . . . . .	67
7.7	Zusammensetzung der kosmischen Strahlung . . . . .	68
7.7.1	Berechnung der Zusammensetzung . . . . .	69
<b>8</b>	<b>Analyse der Entstehungshöhen von Myonen</b>	<b>73</b>
8.1	Definition von Radial- und Tangentialwinkel . . . . .	74
8.1.1	Der Tangentialwinkel . . . . .	75
8.1.2	Der Radialwinkel . . . . .	78
8.2	Berechnung der Myonproduktionshöhe . . . . .	89
8.2.1	Ergebnisse zu den Myonproduktionshöhen . . . . .	89
8.3	Die Atmosphärenschichtung . . . . .	96
8.4	Myonproduktionstiefe . . . . .	97
8.5	$X_{\max}$ und Produktionstiefe . . . . .	104
8.5.1	Entstehung von Čerenkov-Licht . . . . .	104
8.5.2	Vergleich der Ergebnisse . . . . .	105
<b>9</b>	<b>Vergleich der mittleren logarithmischen Massen</b>	<b>107</b>
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>109</b>
	Abbildungsverzeichnis . . . . .	140
	Tabellenverzeichnis . . . . .	143

# Kapitel 1

## Einleitung und Motivation

Bis in die Mitte des 20. Jahrhunderts war die Astronomie bei der Erforschung des Weltalls und der Erlangung entsprechender Erkenntnisse im wesentlichen auf die Beobachtung des sichtbaren Sternenlichts angewiesen. Heute dagegen steht dem Astronomen durch die Möglichkeit, das gesamte elektromagnetische Spektrum beobachten und analysieren zu können, ein Vielfaches an Informationen über das uns umgebende Weltall zur Verfügung.

Abgesehen vom optischen Bereich (400-780 nm) ist jedoch nur der Radiowellenbereich (1 cm-100 m) der erdgebundenen Beobachtung direkt zugänglich, während alle anderen Wellenlängen von der Erdatmosphäre mehr oder weniger stark absorbiert werden [UnB99]. Hinzu kommt noch die photoelektrische Absorption durch das interstellare Gas im ultravioletten Bereich (10-100 nm). Die Erforschung der Röntgen- und Gammastrahlung (0.001-10 nm und <0.001 nm) erfolgt daher mit Hilfe von Ballon- [Asa93] und Satellitenexperimenten [Sok96], z.B. ROSAT<sup>1</sup> und GRO<sup>2</sup>.

Neben dieser elektromagnetischen Strahlung trifft auch ständig ein Strom hochenergetischer Teilchen ( $10^6$ - $10^{20}$  eV) - die primäre kosmische Strahlung - auf die Erdatmosphäre. Die Energiedichte dieser Teilchenstrahlung ist dabei vergleichbar mit der des Sternenlichts, nämlich etwa  $0.6 \frac{\text{eV}}{\text{cm}^3}$  [Lon92]. Hinweise auf die Entstehung, Herkunft und Ausbreitung der kosmischen Strahlung kann man durch Messung von drei Größen, welche die Teilchen dieser Strahlung charakterisieren, erhalten:

- Energiespektrum,
- chemische Zusammensetzung und
- Anisotropie.

Da die primäre kosmische Strahlung überwiegend aus Atomkernen (im wesentlichen Wasserstoffkernen) besteht, die in galaktischen Magnetfeldern diffus gestreut werden, ist ihre Richtung im allgemeinen isotrop verteilt. Ausnahmen bilden nur Photonen, Neutrinos oder auch höchstenergetische ( $>10^{18}$  eV) Teilchen, die dann auf eventuell vorhandene Punktquellen hinweisen können.

---

<sup>1</sup>ROentgen SATellite

<sup>2</sup>Gamma-Ray-Observatory

Die Erforschung der kosmischen Strahlung bis zu Primärenergien von etwa  $10^{14}$  eV erfolgt, ähnlich wie in der Gamma-Astronomie, durch die direkte Messung der Primärkomponente mit Ballon- [Tak98], Satelliten- oder Space-Shuttle-Experimenten. Bei höheren Energien ist der Teilchenfluß jedoch so gering, daß Meßzeit und Detektorfläche dieser Experimente nicht mehr experimentell sinnvoll sind, wenn man eine genügend hohe Datenstatistik erhalten möchte.

Man muß sich deshalb mit terrestrischen Stationen [Ahl93] [Hay95] [Ave00] behelfen, welche die durch primäre kosmische Strahlung in der Erdatmosphäre erzeugten sekundären Wechselwirkungsprodukte nachweisen und daraus die Eigenschaften des Primärteilchens rekonstruieren. Dies ist natürlich umso zuverlässiger, je mehr Meßgrößen dieser ausgedehnten Luftschauer (EAS<sup>3</sup>) man erfaßt. In den EAS entstehen durch Wechselwirkungen in der Atmosphäre viele Sekundärteilchen, die in einem weiten Bereich auf der Erdoberfläche ankommen. Dadurch ist es möglich und ausreichend, mit in größeren Abständen aufgebauten Detektoren eine statistische Stichprobe der ankommenden Sekundärteilchen zu erfassen. Der Ausdruck Sekundärteilchen bezieht sich hier und im folgenden auf alle Teilchen, die durch Wechselwirkungen der Primärteilchen in der Atmosphäre entstehen sowie auf die Teilchen, die in weiteren Wechselwirkungen erzeugt werden. Man kann nur indirekt aus den Eigenschaften der EAS auf die Energie und die Art des Primärteilchens schließen, wozu Vergleiche mit aus Monte-Carlo-Simulationen ermittelten Ergebnissen der EAS-Entwicklung notwendig sind.

Ein solches erdgebundenes Experiment wurde auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe unter dem Namen KASCADE<sup>4</sup> mit dem Ziel aufgebaut, die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von etwa  $10^{14}$  eV bis  $10^{17}$  eV zu bestimmen sowie durch Vergleiche mit Monte-Carlo-Simulationen die darin enthaltenen Wechselwirkungsmodelle zu überprüfen.

Beim Eindringen der Primärteilchen in die Atmosphäre entstehen in den ersten Wechselwirkungen hochenergetische Myonen, die wegen ihres kleinen elektromagnetischen Wirkungsquerschnitts in der Atmosphäre nur wenig wechselwirken und beim Durchqueren der Atmosphäre kaum abgelenkt werden. Dadurch behalten sie ihre ursprüngliche Flugrichtung fast unverändert bei.

Messungen mit dem Myonspurdetektor des KASCADE Experiments ermöglichen die Bestimmung der lateralen Myondichten in der Detektionsebene des Experiments in Abhängigkeit vom Abstand zwischen dem Nachweisort des Myons und der Schauerachse sowie die Abschätzung der Produktionshöhe der Myonen.

Mit der Richtungsinformation eines Myons auf der Erdoberfläche ist es möglich, dessen Produktionshöhe zu berechnen, wobei diese für hochenergetische Myonen im Mittel mit der Höhe der ersten Wechselwirkung zusammenfällt. Da verschieden schwere Teilchen bis zur ersten Wechselwirkung unterschiedlich tief in die Atmosphäre eindringen, läßt dieser Parameter Rückschlüsse auf die Art des kosmischen Primärteilchens zu. Diese Methode wird umso genauer, je weiter vom Schauerzentrum entfernt die Myonspuren vermessen werden.

---

<sup>3</sup>Extensive Air Shower

<sup>4</sup>KARlsruhe Shower Core and Array DETector



## Kapitel 2

# Die kosmische Strahlung

### 2.1 Daten und Fakten

Im Februar 1896 hatte Antoine Henri Becquerel (1852-1908) bei Untersuchungen, ob durch Sonnenlicht Kristalle zum Leuchten angeregt werden können, durch Zufall die Radioaktivität entdeckt - von ihm zunächst 'rayons uranique' genannt, da er mit Uransalzen experimentiert hatte [Seg90]. Die weitere Untersuchung radioaktiver Strahlen erfolgte zumeist mit Elektrometern, bei denen die ionisierende Wirkung der Strahlung auf die Luft ausgenutzt wurde. Dies führte zur Beobachtung eines zunächst unverstandenen Phänomens: Die Elektrometer wiesen auch dann Strahlung nach, wenn keine radioaktive Quelle in der Nähe und die Apparatur mit Blei abgeschirmt war. Die Suche nach der Quelle dieser Strahlung, die auch auf dem Meer, abseits von radioaktivem Gestein präsent war, veranlaßte den Jesuitenpater Theodor Wulf 1910, Strahlungsmessungen auf dem Eiffelturm vorzunehmen, die relativ zum Erdniveau höhere Werte lieferten [www1]. Daher vermutete er, daß die Strahlungsintensität mit der Höhe in der Atmosphäre zunehme und die Quelle gegebenenfalls im Weltall zu suchen sei. Ein von ihm vorgeschlagener Versuch wurde von Victor Franz Hess (1883-1964) durchgeführt, der 1911/12 zehn Ballonaufstiege (fünf tagsüber, fünf nachts) bis in 5 km Höhe unternahm [Hes12]. Er stellte eine starke Zunahme der Strahlungsintensität ab 1 km Höhe fest und in 5 km Höhe ein drei- bis fünfmal höheres Strahlungsniveau als auf Meereshöhe. Er wertete dies als Zeichen einer außerirdischen Quelle, deren Intensität mit zunehmender atmosphärischer Tiefe abgeschwächt wird. Die Sonne kam als Quelle nicht in Frage, da die Meßdaten tagsüber und nachts gleich ausfielen. Für die Entdeckung und Erforschung der kosmischen Strahlung wurde V.F. Hess zusammen mit C.D. Anderson 1936 der Physik-Nobelpreis verliehen.

Sehr intensiv wurde die Erforschung der kosmischen Strahlung ab 1926 von Robert Andrews Millikan (1868-1953) am Norman Bridge Laboratory of Physics des California Institute of Technology in Pasadena, Kalifornien, betrieben. R.A. Millikan hatte einige Techniken entwickelt und wissenschaftliche Expeditionen und Forschungsgruppen organisiert, die viel zur Erforschung der kosmischen Strahlung beitrugen. Insbesondere bestätigte er die Höhenabhängigkeit der Intensität der Höhenstrahlung bei Experimenten mit unbemannten Ballonen in Flughöhen oberhalb 5 km Höhe.

Ein großer Fortschritt für die Untersuchung der Teilchenstrahlen war die Verbesserung des Geigerzählers, die 1928 von Hans Wilhelm Geiger (1882-1945) und seinem Schüler Walther

Marie Max Müller (1905-1979) abgeschlossen wurde. Dieser Detektor war in der Lage, einzelne geladene Teilchen nachzuweisen und einen Ladungsimpuls zu erzeugen, mit dem beispielsweise ein Lautsprecher oder ein Elektrometer betrieben werden konnte. Walter Wilhelm Georg Bothe (1891-1957) und Werner Heinrich Julius Kolhörster (1887-1946) benutzten 1929 eine Anordnung aus zwei übereinanderliegenden Zählrohren, um die Flugrichtung der Teilchen der kosmischen Strahlung zu bestimmen, indem sie das gleichzeitige Ansprechen beider angeschlossener Elektrometer beobachteten [BoK29]. Zur damaligen Zeit war man gemeinhin der Ansicht, daß die kosmische Strahlung aus besonders energiereichen Photonen bestehe, weshalb man die vielen Koinzidenzen in der Meßapparatur nur schwer erklären konnte. Ein Photon ist mit einem Geigerzähler nur dann nachzuweisen, wenn es ein Elektron aus einem Atom des Füllgases ausschlägt. Dies müßte ein Photon entweder in beiden Zählrohren tun, um eine Koinzidenz zu bewirken oder ein herausgelöstes Elektron müßte auch den zweiten Detektor durchqueren. Wahrscheinlicher war jedoch das Auslösen beider Zählrohre durch ein einzelnes Elektron. Um auszuschließen, daß die Koinzidenz durch ein Photon ausgelöst wird, wurde ein massiver Goldblock zwischen beide Zählrohre gebracht. Tatsächlich durchdrangen noch 75% der Teilchen den Metallblock. Daraus schlossen W.W.G. Bothe und W.H.J. Kolhörster, daß die kosmische Strahlung nicht nur aus Photonen besteht, sondern hauptsächlich ein Strom elektrisch geladener Teilchen mit hohem Durchdringungsvermögen sein muß.

Als äußerst hilfreicher Detektor erwies sich die von Charles Thomson Rees Wilson (1869-1959) bereits 1911 entwickelte Nebelkammer. Mit dieser Kammer war es möglich, die Ionisationsspuren geladener Teilchen makroskopisch sichtbar zu machen. In Verbindung mit einem Magnetfeld, dessen Feldlinien senkrecht zur Flugrichtung eines geladenen Teilchens stehen, kann man Aufschluß über die Eigenschaften dieses Teilchens erhalten. Hierbei macht man sich den Umstand zunutze, daß ein Magnetfeld eine ablenkende Kraft, die Lorentz-Kraft, auf ein geladenes Teilchen ausübt, wobei die Kraftwirkung für positive und negative Ladungen genau entgegengesetzt ist. Die Nebelkammer, mit deren Hilfe bereits radioaktive Strahlung untersucht worden war, wollte R.A. Millikan verwenden, um Genaueres über das Energiespektrum der kosmischen Strahlung zu erfahren. 1930 beauftragte er daher seinen Studenten Carl David Anderson (1905-1991) mit dem Bau einer solchen Kammer und eines leistungsfähigen Magneten. Schon die ersten Aufnahmen wiesen darauf hin, daß die Strahlung etwa zu gleichen Teilen aus positiv und negativ geladenen Teilchen bestand [And32]. Um 1932 gelang C.D. Anderson die Aufnahme einer Teilchenspur, deren Krümmung einer positiven Ladung entsprach. Während R.A. Millikan die Spur einem Proton zuordnete, vermutete C.D. Anderson ein die Kammer von unten nach oben durchquerendes Elektron. Um die Flugrichtung der Teilchen eindeutig bestimmen zu können, teilte C.D. Anderson die Kammer mit einer Bleiplatte. Beim Durchgang durch diese Platte sollten die Teilchen Energie und damit Geschwindigkeit verlieren, was sich in einer stärkeren Bahnkrümmung nach Verlassen der Platte äußern würde. Tatsächlich wies C.D. Anderson ein Teilchen nach, das den gleichen Krümmungsradius und die gleiche Ionisationsdichte wie ein Elektron zeigte, nur entsprach die Orientierung der Bahn einer positiven Ladung (Positron).

Daß diese nachgewiesenen Teilchen nur sekundärer Natur sind, d.h. erst in der Atmosphäre durch Wechselwirkungen verschiedenster Art erzeugt werden, konnte man aus einem Ballonexperiment von Georg Pfozter (1936) schließen, der in einer Höhe von ca. 15 km, was einer atmosphärischen Tiefe von ca.  $100 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$  entspricht, ein Maximum der Strahlungsintensität

feststellte. Oberhalb dieser Höhe nimmt die Intensität wieder ab, bis sie in einer Höhe von etwa 50 km den Wert der primären kosmischen Strahlung von ca.  $740 \frac{\text{Teilchen}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$  ( $E_0 > 1.5 \text{ GeV}$ ,  $\Theta < 30^\circ$ ) erreicht und dann konstant bleibt.

Das Phänomen der EAS wurde 1938 von W.H.J. Kolhörster und Pierre Victor Auger (1899-1993) eher zufällig entdeckt. Bei Detektoren, die einige hundert Meter voneinander entfernt aufgestellt waren, wurden koinzidente Signale registriert [Aug39]. Diese innerhalb von Nanosekunden auf einer großen Fläche simultan ankommenden Teilchen ließen sich mit der ein Jahr zuvor von Homi Jehangir Bhabha (1909-1966) und S.K. Chakrabarty entwickelten Kaskaden-Theorie erklären [BhC48], wonach innerhalb eines EAS ständig relativistische Elektronen und hochenergetische Photonen durch Paarbildungs- und Bremsstrahlungsprozesse erzeugt werden.

In jenen Jahren gewann die Erforschung der kosmischen Strahlung immer mehr an Bedeutung, diente ihre sekundäre Komponente doch als Lieferant von immer neuen unbekanntem Elementarteilchen. So wurden in den Jahren 1932-1952 in Emulsionsexperimenten in großen Höhen neben den Positronen und Myonen auch die  $\pi$ - und K-Mesonen<sup>1</sup> sowie einige Hyperonen<sup>2</sup> ( $\Lambda$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Xi^-$ ) entdeckt [Fri54]. Danach wurde die kosmische Strahlung als Teilchenquelle für die Elementarteilchenphysiker von Beschleunigeranlagen abgelöst, welche bis heute jedoch nicht die höchsten Energien der kosmischen Strahlung von ca.  $10^{20} \text{ eV}$  erreichen. Bei einem Vergleich beider Teilchenquellen muß berücksichtigt werden, daß heutige Speicherringe mit gegenläufigen Teilchenstrahlen arbeiten, während die Primärteilchen der kosmischen Strahlung mit einem ruhenden Target wechselwirken. Somit sind Strahlenergien von  $\sqrt{s}=1.7 \text{ TeV}$  (z.B. p $\bar{p}$ -Kollider TEVATRON, USA) mit Primärenergien von etwa  $2 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  zu vergleichen.

## 2.2 Die primäre Komponente

### 2.2.1 Energiespektrum der Primärstrahlung

Das gemessene Energiespektrum der kosmischen Strahlung erstreckt sich über 14 Dekaden von etwa  $10^6 \text{ eV}$  bis zu  $10^{20} \text{ eV}$ , das man üblicherweise in die folgenden drei Bereiche aufteilt:

$E_0$ [eV]	Bezeichnung	Abkürzung
$10^6$ - $10^9$	<b>H</b> igh <b>E</b> nergy	HE
$10^9$ - $10^{12}$	<b>V</b> ery <b>H</b> igh <b>E</b> nergy	VHE
$> 10^{12}$	<b>U</b> ltra <b>H</b> igh <b>E</b> nergy	UHE

Im HE-Bereich wird die Intensität der Teilchen sehr stark vom Magnetfeld der Erde ( $\sim 300 \text{ mG}$ ) und des Sonnenwinds ( $\sim 50 \mu\text{G}$ ) beeinflusst. Bei Energien kleiner als  $10^7 \text{ eV}$  verhindern diese Magnetfelder, daß geladene Teilchen der kosmischen Strahlung die Erde erreichen; die nachgewiesenen Teilchen mit Energien bis zu  $10^9 \text{ eV}$  stammen hauptsächlich aus dem Sonnenwind. Unterhalb von etwa  $10^{10} \text{ eV}$  wird der Fluß der kosmischen Strahlung auf der Erde durch die Sonnenaktivität moduliert.

<sup>1</sup>Mesonen bestehen aus einem Quark-Antiquark-Paar. K-Mesonen gehören zu den Teilchen mit Strangeness.

<sup>2</sup>Als Hyperonen werden Baryonen (Dreiquark-Zustände) mit s-Quark bezeichnet.

Im VHE- und UHE-Bereich existieren keine nennenswerten Modulationen durch interplanetare Magnetfelder, und der gemessene differentielle Fluß folgt einem abfallenden Potenzgesetz (siehe Abbildung 2.1). Während jedoch im VHE-Bereich der Teilchenfluß noch oberhalb der Atmosphäre direkt gemessen werden kann, ist im UHE-Bereich der integrale Fluß der Primärteilchen auf etwa  $100 \frac{\text{Teilchen}}{\text{m}^2 \cdot \text{d}}$  abgesunken, so daß man auf erdgebundene Experimente ausweichen muß. Die Primärteilchen erzeugen in diesen Energiebereichen bei Wechselwirkungen mit der Erdatmosphäre EAS, von denen jedoch im VHE-Bereich nur wenige Teilchen die Erdoberfläche in Meereshöhe erreichen, so daß man die Luftschauer im niederenergetischen Bereich nur durch ihre Čerenkov-Strahlung bzw. durchdringende Myonkomponente registrieren kann. Der Meßbereich des KASCADE Experiments, das die Teilchen mit hoher Ereignisrate in einzelnen Luftschauern nachweist, beginnt somit erst oberhalb  $10^{14}$  eV. In Abbildung 2.1 ist bei niederen Energien jeweils der aus direkten Messungen bestimmte Anteil von Protonen und Eisenkernen am Gesamtfluß eingetragen. Man erkennt, daß der Fluß der Protonen mit steigender Energie deutlich und derjenige der Eisenkerne etwas weniger stark abnimmt. Im Bereich oberhalb von etwa  $5 \cdot 10^{14}$  eV ist eine direkte Identifizierung der Teilchentypen bisher nicht möglich.

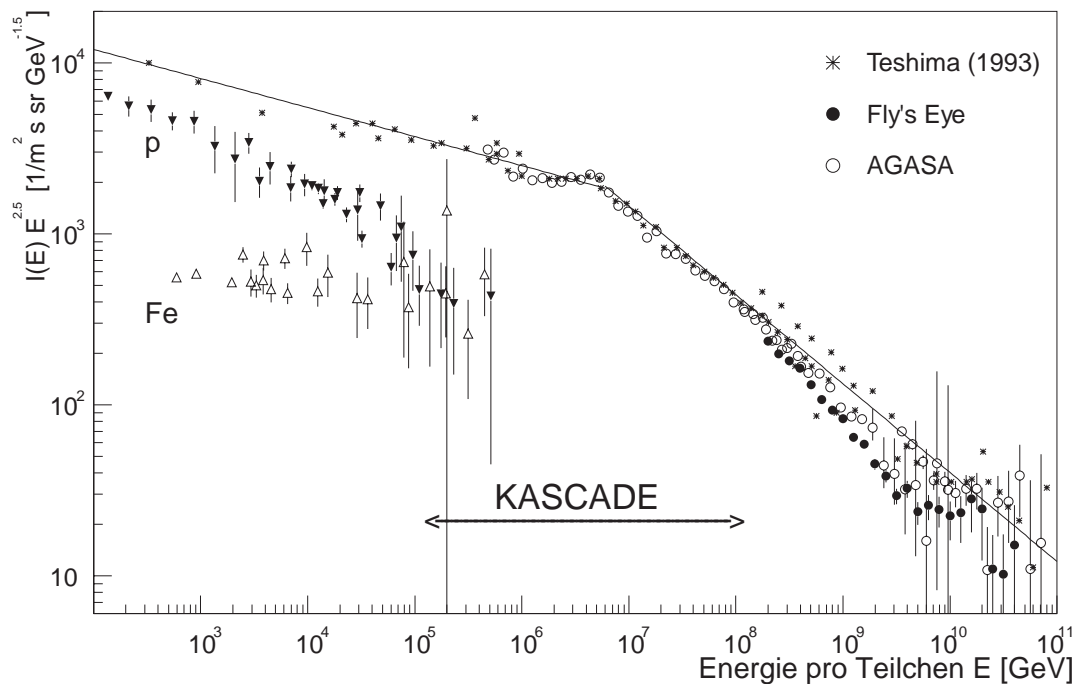


Abbildung 2.1: **Differentielles Energiespektrum der kosmischen Strahlung.** Dargestellt sind die zusammengefaßten Ergebnisse von Teshima [Tes93], der Luftschauerexperimente Fly's Eye [Bir93] und AGASA [Nag92][Yos95] sowie Ergebnisse direkter Messungen der Flüsse von Protonen und Eisenkernen im unteren Energiebereich. Der KASCADE zugängliche Energiebereich ist angedeutet. Zur Hervorhebung des Knicks in dem sehr steilen Spektrum ist die Ordinate mit  $E^{2.5}$  multipliziert (entnommen aus [Kna97]).

Wie in Abbildung 2.1 zu sehen ist, existiert bei einer Energie zwischen  $10^{15}$  eV und  $10^{16}$  eV ein deutlicher Knick im sonst glatten Spektrum - das sogenannte Knie. Ursache hierfür könnte

eine Änderung der Beschleunigungsmechanismen oder das unterschiedliche Verhalten der verschiedenen Elemente im galaktischen Magnetfeld sein [Gai90]. Dies würde eine Erhöhung des Eisenanteils der kosmischen Strahlung bei diesen Energien bedeuten. Eine der Aufgaben von KASCADE ist es, diesen Sachverhalt klären zu helfen.

Theoretischen Überlegungen zufolge sollte es eine maximale Energie der kosmischen Strahlung geben, die durch den sogenannten GZK-Cutoff<sup>3</sup> [Gre66] [ZaK66] bestimmt wird. Oberhalb von  $E_0 > 10^{19}$  eV können Teilchen der kosmischen Strahlung mit den Photonen der 2.7-K-Hintergrundstrahlung wechselwirken. Protonen verlieren dabei etwa 20% ihrer Energie und können in solchen Reaktionen Pionen oder  $e^+e^-$ -Paare erzeugen, und Kerne werden durch die Wechselwirkungen mit der Hintergrundstrahlung dissoziiert, wenn die Photonenergie im Ruhesystem des Kerns etwa die Bindungsenergie pro Nukleon erreicht. Hochenergetische sekundäre Photonen verlieren ihre Energie durch Paarerzeugung. Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung sollte daher bei  $E_0 \approx 5 \cdot 10^{19}$  eV abbrechen, und die abgebremsten Teilchen müßten zu einer Zunahme des Flusses knapp unterhalb dieser Energie führen.

Ereignisse mit Energien oberhalb  $10^{19}$  eV, von denen bereits etwa 30 in den letzten 20 Jahren registriert wurden [Tak98] [Bir93] [Hin02] [Abu01] [Efi91], sollen im Rahmen des Pierre-Auger-Projekts [Dov02] mit zwei jeweils  $3000 \text{ km}^2$  großen Detektoranlagen genauer untersucht werden. Eine dieser Anlagen wird bereits auf der Südhalbkugel in Argentinien aufgebaut, die zweite wird auf der Nordhalbkugel in den USA errichtet werden. Jede dieser Anlagen soll aus 1600 Wasser-Čerenkov-Tanks mit  $10 \text{ m}^2$  Fläche und 1.6 m Wassertiefe sowie aus vier Fluoreszenzdetektoren mit je sechs Teleskopen, deren Spiegelfläche  $11 \text{ m}^2$  beträgt, bestehen.

Eine andere Methode sieht vor, den GZK-Cutoff zu untersuchen, in dem bereits bestehende Radioteleskope auf der Erde zum Nachweis kurzer Pulse von Čerenkov-Strahlung im GHz-Bereich aus der Richtung des Mondes verwendet werden. Die Čerenkov-Strahlung wird von Schauern ausgesandt, die knapp unter der Mondoberfläche erzeugt werden, wenn kosmische Strahlung oder Neutrinos den Mond treffen [AlZ01].

Um den Energiebereich, der zwischen KASCADE und dem Pierre-Auger-Projekt liegt, untersuchen zu können, wurde das KASCADE Experiment unter Verwendung von 37 Detektorstationen des ehemaligen EAS-TOP Experiments (Datennahme 1987-2000) [Agl89] erweitert. KASCADE-Grande [Ber01] soll dann die kosmische Strahlung in einem Energiebereich von  $10^{16}$ - $10^{18}$  eV untersuchen. Die neuen Detektorstationen, mit je  $10 \text{ m}^2$  Szintillationszählern, sind bei einem mittleren Abstand von 130 m auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe aufgebaut und verteilen sich gleichmäßig über eine Fläche von etwa  $0.5 \text{ km}^2$ .

### 2.2.2 Chemische Zusammensetzung

Im Energiebereich unterhalb etwa  $10^{13}$  eV kann die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung durch den direkten Nachweis der Primärstrahlung ermittelt werden.

Die genauesten Messungen existieren wegen des hohen Teilchenflusses im HE-Bereich. In der Abbildung 2.2 sind die Ergebnisse der einzelnen Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung bei Energien größer als 4 GeV/Nukleon und normiert auf Silizium dargestellt [Lon81]. Dabei beträgt der Anteil an Protonen 87% und an Helium 12%; der Rest sind vollständig

---

<sup>3</sup>Greisen-Zatsepin-Kuz'min-Cutoff

ionisierte Kerne schwererer Elemente. Zum Vergleich sind die Elementhäufigkeiten im Sonnensystem, bestimmt aus Absorptionsspektren und Isotopenmessungen an Meteoriten und an Mondgestein, eingetragen.

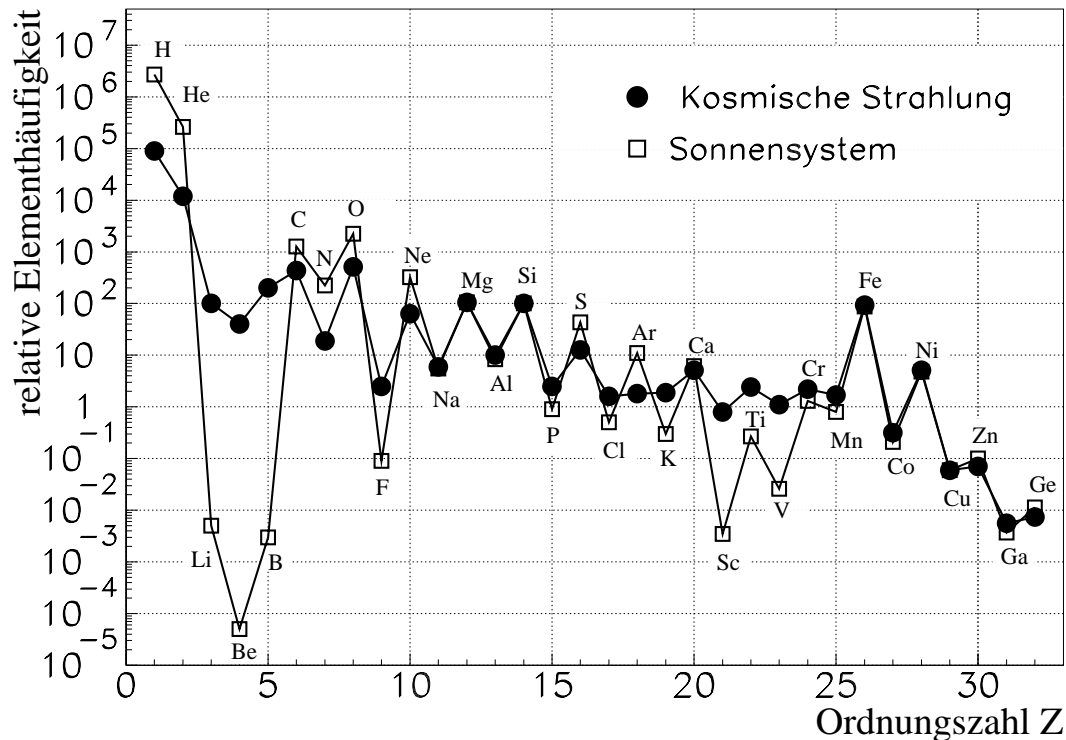


Abbildung 2.2: **Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung.** Vergleich der relativen Häufigkeit der chemischen Elemente in der kosmischen Strahlung und in der lokalen, galaktischen Umgebung (nach [Lon81]). Die Werte sind auf Silizium normiert.

Geht man davon aus, daß am Entstehungsort der kosmischen Strahlung die gleichen Elementhäufigkeiten vorliegen wie im Sonnensystem, so müssen die Unterschiede, die zwischen den beiden Kurven auftreten, auf die unterschiedliche Historie der Teilchen der kosmischen Strahlung, d.h. Beschleunigungsmechanismen und Ausbreitung im Weltall, zurückzuführen sein. Zwei wesentliche Unterschiede fallen auf:

1. Wasserstoff und Helium kommen in der kosmischen Strahlung etwa dreißigmal seltener vor als im Sonnensystem.

Dies könnte mit dem Beschleunigungsmechanismus zusammenhängen, da für eine Beschleunigung, bei der elektrische oder magnetische Felder beteiligt sind, ionisierte Atome nötig sind und für H und He hohe Ionisierungsenergien aufgewandt werden müssen.

2. Die leichten Elemente Li, Be und B sind in der kosmischen Strahlung um einige Größenordnungen häufiger vertreten; auch die Elemente unterhalb von Eisen (Sc-V) kommen häufiger vor.

Man erklärt dies damit, daß diese Elemente erst auf dem Weg zur Erde durch Kollisionen von Kernen der CNO- und Eisengruppe mit Materie des interstellaren Raumes erzeugt werden. Mit dem Wirkungsquerschnitt für diese Spallationsprozesse<sup>4</sup> ergibt sich so eine zurückgelegte Strecke von ca. 1000 kpc, die der fünftausendfachen Dicke der Milchstraßenscheibe entspricht. Die Teilchen der kosmischen Strahlung werden in diesem Energiebereich also durch die Magnetfelder innerhalb der Galaxis diffus gestreut, bevor sie die Erde erreichen.

### 2.2.3 Anisotropie und Punktquellen

Die Richtung, in der sich die Teilchen der kosmischen Strahlung durch den Weltraum bewegen, wird durch ihre Energie  $E_0$ , Kernladung  $Z$  und durch reguläre sowie die an Plasmawolken gekoppelten, chaotischen Magnetfelder  $B$  der Galaxis bestimmt. Dieser Zusammenhang drückt sich in der Formel für den Larmor-Radius  $r_l$  relativistischer Teilchen wie folgt aus:

$$r_l[\text{pc}] \approx \frac{E_0[\text{PeV}]}{ZB[\mu\text{G}]} \quad . \quad (2.1)$$

Für Protonen mit  $10^{15}$  eV ergibt sich damit bei einem mittleren galaktischen Magnetfeld von etwa  $3 \mu\text{G}$  ein Krümmungsradius von 0.3 pc. Dies ist um etwa einen Faktor 1000 kleiner als die Dicke der galaktischen Scheibe, so daß mit meßbaren Anisotropien erst ab Energien von  $10^{18}$  eV zu rechnen ist, da dann die galaktischen Magnetfelder nicht mehr ausreichen, um die Teilchen deutlich von ihrer Flugbahn abzulenken. Ein Problem ist dabei der kleiner werdende Fluß der kosmischen Strahlung und die damit verbundenen größer werdenden statistischen Fluktuationen, die es bisher nur erlauben, obere Grenzen für die Anisotropie anzugeben.

Schwierigkeiten bei der Interpretation der Daten ergeben sich besonders durch die nicht genau bekannte Struktur der galaktischen Magnetfelder sowie durch die unzureichende Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung, deren charakteristische Größen beide in die Gleichung 2.1 eingehen.

Bei neutralen Teilchen hat man diese Schwierigkeiten nicht. Als Kandidaten kämen Neutrinos, Neutronen und Gammastrahlung in Frage. Neutrinoexperimente sind jedoch für oberirdische Experimente wegen des kleinen Wirkungsquerschnittes für diese Zwecke unpraktikabel, und Neutronen spielen wegen der bei ihrer mittleren Lebensdauer von 889 Sekunden begrenzten Reichweite nur eine Rolle bei Entfernungen Quelle-Erde von maximal

$$r_{\text{Quelle}}[\text{pc}] \approx 10 \cdot E_0[\text{PeV}] \quad . \quad (2.2)$$

Bei  $10^{18}$  eV beträgt die mittlere Reichweite etwa 10 kpc und liegt damit in der Größenordnung des Milchstraßenradius, so daß generell nur galaktische Quellen in Frage kommen. Für Neutronen mit einer Energie von  $10^{15}$  eV ist die Ankunfts-wahrscheinlichkeit bei dieser Entfernung praktisch gleich Null.

---

<sup>4</sup>Spallation: Eine Kernreaktion vom Typ  $A(p, xn, yp)B$  nach Beschuß mit hochenergetischen Protonen ( $E_p >$  mehrere 100 MeV). Im Targetkern  $A$  läuft durch mehrfache Stöße des Protons mit anderen Kernnukleonen eine Kaskade ab, die zur Emission von  $x$  Neutronen und  $y$  Protonen und der Entstehung des Restkerns  $B$  führt.

### 2.2.4 Mögliche Quellen der kosmischen Strahlung

#### 1. Sonnenwind:

Der Sonnenwind ist eine Korpuskularstrahlung, die aus der Sonnenkorona in den interplanetaren Weltraum abströmt. Sie besteht aus freien Elektronen und Atomkernen (86% Protonen, 13% He-Kerne, Rest andere schwerere Atomkerne) und ist zeitlich stark variabel. Die Geschwindigkeit des Sonnenwindes ist in der Nähe der Sonne relativ gering und wächst nach außen rasch auf Überschallgeschwindigkeit an. In Erdnähe liegt die Geschwindigkeit zwischen 200 und 900  $\frac{\text{km}}{\text{s}}$  (im Mittel 400  $\frac{\text{km}}{\text{s}}$ ) bei einer Teilchendichte von 0.4-100 pro  $\text{cm}^3$  (im Mittel etwa 6 pro  $\text{cm}^3$ ) [Bro03]. Neben dieser Komponente gibt es eine weitere mit Geschwindigkeiten zwischen 600 und 900  $\frac{\text{km}}{\text{s}}$ , die aus koronalen Löchern (Gebiete geringerer Dichte innerhalb der Sonnenkorona) stammt. Die Maximalenergie des Sonnenwindes liegt knapp unterhalb von  $10^9 \text{eV}$  pro Nukleon.

#### 2. Novae:

Bei einer Nova stößt ein Stern einen Teil seiner äußeren Gashülle ab, ohne in einer Supernova zu enden. Die Expansionsgeschwindigkeiten der äußeren Sternschichten erreichen 100 bis 1000  $\frac{\text{km}}{\text{s}}$  [LdA]. Die ausgestoßenen Teilchen können auf Energien bis zu  $10^{11} \text{eV}$  beschleunigt werden.

#### 3. Supernovae:

Bei einer Supernova werden die Materieschichten des Sterns, von denen vermutlich der Hauptteil der empfangenen Strahlung stammt, mit 5000  $\frac{\text{km}}{\text{s}}$  (Typ-II-Supernova) bis 10000  $\frac{\text{km}}{\text{s}}$  (Typ-Ia-Supernova) weggeschleudert [Lon92]. Das vom Stern ausgeschleuderte Material breitet sich ringsum in das weniger dichte interstellare Medium aus. Dieses wird zu einer kugelförmigen Schale zusammengedrückt (Stoß- oder Schockwelle), die sich mit dem Ursprungsort der Supernova als Zentrum weiter ausdehnt. Die Expansionsgeschwindigkeit nimmt jedoch ab und beträgt beispielsweise nach ungefähr 1000 Jahren noch 500-1000  $\frac{\text{km}}{\text{s}}$  [Gai90] [LaL83]. Die Beschleunigung geladener Teilchen erfolgt an solchen Stoßfronten bis zu einer maximalen Energie von  $10^{14} \text{eV}$ .

Bei diesen drei Quellen können die kosmischen Teilchen auch durch die Fermibesleunigung 1. Ordnung [Axf77] Energie gewinnen. In dem von Enrico Fermi (1901-1954) bereits 1949 beschriebenen Mechanismus [Fer49] können Teilchen beim Passieren einer magnetisierten Schockwelle zusätzlich Energie gewinnen. Durch mehrmaliges Überqueren derselben Schockfront lassen sich hierbei im statistischen Mittel erhebliche Energien auf ein einziges Teilchen konzentrieren. Ursache dieser Energiezunahme ist die Übertragung kinetischer Energie von der Schockwelle auf die Teilchenpopulation durch die Streuung an unregelmäßigen Magnetfeldern und der dabei entstehenden Kopplung des Teilchens an die Plasmaströmung.

Die Schockwellen-Beschleunigung kann auch in der Korona der Sonne auftreten, wenn eine Schockwelle diese durchläuft. Solange die Ausdehnung der Schockfront größer als die mittlere freie Weglänge der Teilchen ist, resultieren aus diesem Beschleunigungstyp Spektren mit potenzförmigem Verlauf. Diese können den spektralen Verlauf von Teilchenmessungen im interplanetaren Raum bei graduellen Flares gut erklären.



## 4. Pulsare:

Ein Pulsar ist ein rotierender Neutronenstern, dessen Strahlung in Pulsen sehr kurzer, regelmäßiger Periode empfangen werden kann. Die bisher gefundenen Pulsfolgen liegen zwischen 1.5 ms und 4.5 s mit der größten Häufigkeit bei etwa 1 s. Das mitrotierende Magnetfeld des Neutronensterns ( $10^4$ - $10^8$ T) induziert elektrische Felder, in denen geladene Teilchen beschleunigt werden können [LdA]. In einigen Pulsarmodellen ergeben sich Feldgradienten, die Teilchen bis zu einer Energie von  $10^{16}$ eV beschleunigen können.

## 5. Binärsysteme:

Befindet sich ein Neutronenstern in einem physischen Doppelsternsystem, zieht er aufgrund seiner großen Gravitationskraft Materie von seinem Begleiter ab, die ihn dann in einem äquatorialen Gürtel umkreist. Wegen des Magnetfeldes des Neutronensterns verlieren geladene Teilchen durch Synchrotronstrahlung soviel Energie, daß sie das Feld nicht verlassen können. Stattdessen sind Röntgenstrahlen, also Photonen mit Wellenlängen zwischen 0.001 nm und 10 nm, typische Produkte der Wechselwirkungen geladener Teilchen in Binärsystemen.

Ist das Magnetfeld des Neutronensterns vergleichsweise schwach (ca.  $10^4$ T) und rotieren Neutronenstern und Akkretionsscheibe mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten, können geladene Teilchen den Beschleunigungsort mit Maximalenergien von etwa  $10^{16}$ eV verlassen.

## 6. Aktive Galaxienkerne:

Radiogalaxien, Blazare<sup>5</sup> und Quasare<sup>6</sup> besitzen einen hochenergetischen Galaxienkern, der große Energiemengen in Form von kontinuierlicher Strahlung oder hochenergetischen Teilchen emittiert. Quasare sind aufgrund ihrer großen Entfernung zu uns ( $> 100$  Mpc) punktförmig erscheinende Galaxien. Blazare sind ebenfalls besonders aktive Galaxien. Aktive Galaxienkerne schleudern Materie entlang sogenannter Jets von sich. Das Auswurfmaterial hat eine Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit, ist hochgradig ionisiert und mit Magnetfeldern verbunden. Solche Beschleuniger könnten Teilchenenergien bis zu einigen  $10^{19}$ eV erreichen, wenn es nicht wegen der hohen Teilchendichte und Magnetfelder in solchen Jets zu sofortigen Energieverlusten beschleunigter Objekte durch Wechselwirkungen käme. Eine angenommene Energiegrenze für Teilchen, die dem Jet entkommen, liegt bei  $10^{16}$ eV. Fanaroff-Riley-Klasse-II-Radiogalaxien sind Quasare, deren Jet-Enden, sogenannte Hot Spots, durch relativistische Schockwellen Teilchen vermutlich bis zu  $10^{21}$ eV beschleunigen können.

Unabhängig vom Beschleunigungsmechanismus stellt sich nach Hillas [Hil84] die maximale Beschleunigungsenergie für ein Teilchen mit der Ladung  $Z$  dar als

$$E_{max} = \beta Z \frac{B}{1 \mu\text{G}} \frac{R}{1 \text{kpc}} 10^{18} \text{eV}, \quad (2.3)$$

---

<sup>5</sup>Blazare zeichnen sich durch eine rasche und starke Veränderlichkeit, eine hohe und veränderliche Polarisation des emittierten Lichts und eine starke Radiostrahlung aus.

<sup>6</sup>Quasistellare Radioquelle: ein aktives extragalaktisches Sternsystem, dessen Kern im sichtbaren Spektralbereich das Restsystem stark überstrahlt, so daß bei einer optischen Abbildung das Objekt wie ein Stern erscheint.

wobei  $R$  dem Radius des beschleunigenden Bereiches entspricht.  $B$  steht für dessen Magnetfeld und  $\beta = v/c$  für die Geschwindigkeit der beschleunigenden Schockwelle relativ zur Lichtgeschwindigkeit. Dieser Gleichung liegt der Umstand zugrunde, daß das Magnetfeld das Teilchen auf eine Bahn zwingen muß, deren Radius die Ausdehnung des beschleunigenden Bereiches nicht übersteigt. In der Abbildung 2.3 sind verschiedene Objekte entsprechend ihrer Größe und ihres Magnetfeldes eingetragen. Beispielsweise können Objekte unterhalb der Linie für Protonen mit  $\beta=1$  nach Gleichung 2.3 keine Protonen auf  $E \geq 10^{20}$  eV beschleunigen.

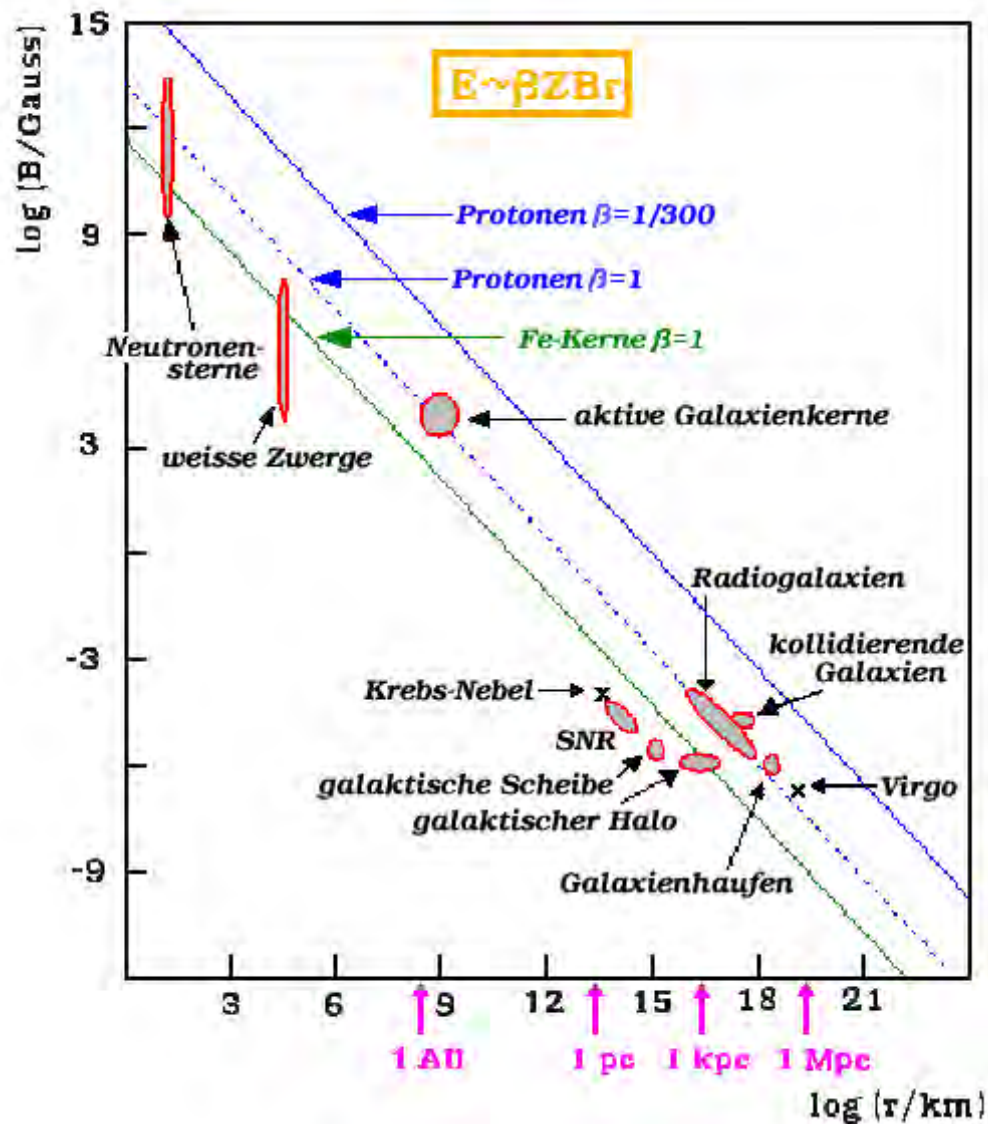


Abbildung 2.3: **Hillas-Diagramm.** Die charakteristischen Größen und Magnetfelder der möglichen Objekte für Teilchenbeschleunigung sind nach Hillas [Hil84] aufgetragen.

## Kapitel 3

# Ausgedehnte Luftschauber

Das experimentelle und theoretische Verständnis der Entwicklung der EAS bildet die Grundlage für die Untersuchung der kosmischen Strahlung im Energiebereich oberhalb von  $10^{14}$ eV mit Hilfe erdgebundener Experimente. Aussagen über die primäre kosmische Strahlung sind deshalb immer abhängig von den Modellen, die in den Monte-Carlo-Simulationen zur Beschreibung der Entwicklung von EAS Verwendung finden. Insbesondere wegen der hadronischen Wechselwirkungsquerschnitte bei höchsten Energien (99% der Primärteilchen sind hadronischer Natur), die der Erforschung in Beschleunigerexperimenten noch nicht zugänglich sind und daher aus niedrigeren Energiebereichen über mehrere Größenordnungen extrapoliert werden müssen.

Trotzdem lassen sich EAS qualitativ recht gut beschreiben, da ein großer Teil (ca. 90%) der Schauerteilchen aus Photonen und Elektronen besteht, deren elektromagnetische Wechselwirkungen mit der Atmosphäre durch die QED<sup>1</sup> gut verstanden sind und sich unter bestimmten Annahmen analytisch ausdrücken lassen.

### 3.1 Wechselwirkungsprozesse in der Atmosphäre

Wenn ein hochenergetisches Teilchen die Atmosphäre durchquert, findet eine Vielzahl von Wechselwirkungsprozessen statt. Teilchen werden erzeugt und vernichtet, gestreut, absorbiert oder zerfallen.

Dabei unterscheidet man zwischen hadronischen Prozessen aufgrund der starken Wechselwirkung mit den Kernen der Luftmoleküle und elektromagnetischen Wechselwirkungen mit den elektrischen Feldern von Hüllenelektronen und Atomkernen. Die wichtigen Zerfälle finden aufgrund der schwachen Wechselwirkung statt, wobei jedoch berücksichtigt werden muß, daß wegen des Effekts der Zeitdilatation relativistische Teilchen bei ausreichender Luftdichte und Energie eher wechselwirken als zerfallen.

Im folgenden werden die bei den Wechselwirkungen in der Atmosphäre erzeugten hadronischen, elektromagnetischen und myonischen Komponenten der EAS beschrieben. Dabei stellt die hadronische Komponente sozusagen das Rückgrat der Schauerentwicklung dar.

---

<sup>1</sup>QuantenElektroDynamik

• **Die hadronische Komponente**

Wegen ihrer großen Energie ist die relevante Wechselwirkung der Hadronen aus EAS mit den Luftmolekülen die Vielteilchenerzeugung in Hadron-Hadron-Stößen

$$A_h + A_{Luft} \longrightarrow A'_h + A'_{Luft} + \pi^\pm, \pi^0, K^\pm, K^0, \eta, p, n, \Lambda, \dots \quad (3.1)$$

Dabei kann es zur Anregung, Spallation oder Fragmentation der Stickstoff- bzw. Sauerstoffkerne der Luft kommen.

Die Vielteilchenerzeugung läßt sich durch folgende Eigenschaften, welche bei  $p\bar{p}$ -Stößen in Beschleunigeranlagen bis zu einer Laborenergie von  $10^{14}$ eV beobachtet werden können, charakterisieren:

1. Der Großteil der produzierten Teilchen setzt sich zu gleichen Teilen aus positiven, negativen und neutralen Pionen zusammen.
2. Das einlaufende Teilchen verliert im Mittel die Hälfte seiner Energie an die Tochterprodukte.
3. Die mittlere Multiplizität der geladenen Teilchen steigt leicht mit der Schwerpunktennergie  $\sqrt{s}$  der Reaktion an.
4. Der mittlere Transversalimpuls der erzeugten Teilchen ist klein im Verhältnis zum Gesamtimpuls und nimmt mit der Teilchenmasse und der Schwerpunktennergie nur leicht zu.

Bei diesen hohen Energien können die Protonen und Neutronen der einzelnen Atomkerne als freie Teilchen betrachtet werden, die unabhängig voneinander wechselwirken. Die inelastischen Wechselwirkungsquerschnitte ergeben sich dann ab einer Grenzenenergie im Laborsystem von 1.3 GeV bis zu mehreren 100 GeV im wesentlichen aus der geometrischen Ausdehnung der beteiligten Kerne ( $\sim A^{2/3}$ ) sowie des einzelnen Protons ( $r \approx 1.2$  fm  $\Rightarrow \sigma_p \approx 45$  mb). Aus experimentellen Ergebnissen erhält man für die Wechselwirkungslänge eines Protons in Luft

$$\lambda_{p-Luft}(E < 100 \text{ GeV}) = 88 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \quad (3.2)$$

Oberhalb einer Energie von 100 GeV steigt der Wirkungsquerschnitt logarithmisch an. Dies läßt sich für die Wechselwirkungslängen folgendermaßen darstellen:

$$\lambda_{p-Luft}(E > 100 \text{ GeV}) = \frac{88 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}}{1 + 0.05 \ln(E/100 \text{ GeV})} \quad (3.3)$$

Trifft ein primäres Proton der kosmischen Strahlung mit einer Energie von  $10^{15}$ eV auf die Erdatmosphäre, so findet im Mittel in einer Höhe von 20 km (ca.  $60 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ ) die erste Wechselwirkung statt. Es werden hierbei etwa 40 Sekundärteilchen erzeugt, welche wiederum bis auf die neutralen Pionen mit den Atomen der Atmosphäre wechselwirken; daraus entwickelt sich die hadronische Kaskade. Es folgen im Mittel noch 13 weitere Wechselwirkungen bis das führende Hadron, zusammen mit den erzeugten sekundären Hadronen, Meeresniveau erreicht. Da die meisten Pionen zerfallen und die Protonen

durch Ionisationsverluste zur Ruhe gebracht werden, solange sich ihre Energie oberhalb der Schwelle für Pionerzeugung befindet, sind diese Hadronen im wesentlichen Neutronen. Die Hadronen mit Energien über 10 GeV erreichen innerhalb von 10-20 m um den Schauerkern die Erdoberfläche, wobei hier der Anteil an geladenen Pionen und Protonen deutlich höher ist.

Viele der langsamen Neutronen werden von den Stickstoffkernen  $^{14}\text{N}$  der Luft absorbiert und erzeugen über eine (n,p)-Reaktion das radioaktive Kohlenstoffisotop  $^{14}\text{C}$ , das wegen der zeitlichen Konstanz der Intensität der kosmischen Strahlung erfolgreich zur archäologischen Altersbestimmung organischer Stoffe verwendet werden kann.

Eisenkerne der kosmischen Strahlung weisen eine kleinere Wechselwirkungslänge auf, so daß hier ein Primärteilchen mit  $10^{15}\text{eV}$  im Mittel schon in 28 km Höhe (ca.  $17 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ ) die erste Wechselwirkung erfährt. Die kleinere freie Weglänge wird jedoch dadurch kompensiert, daß nur etwa ein Viertel der Nukleonen an einer Wechselwirkung teilnimmt. Dies reicht aber aus, um auch bei der geringeren Energie pro Nukleon mehr Sekundärteilchen zu erzeugen als bei einer entsprechenden Protonwechselwirkung. Durch Eisenkerne ausgelöste Schauer entwickeln sich also schneller in der Atmosphäre, und das Energiespektrum der Hadronen auf Meereshöhe ist wegen der Konstanz der Transversalimpulse weicher bei gleichzeitig flacherer Lateralverteilung.

- **Die elektromagnetische Kaskade**

Der zum Energieverlust von Photonen in der Atmosphäre führende maßgebliche Prozeß ist die Paarerzeugung im Feld eines Atomkerns. Bei diesen hohen Teilchenenergien kann der Ionisationsverlust der Elektronen vernachlässigt werden, so daß deren wahrscheinlichste Wechselwirkung die Abstrahlung eines Bremsstrahlungsquants ist, welches dann wieder Paarerzeugung auslöst:

$$\gamma + X \longrightarrow X + e^+ + e^- \quad (\text{Paarerzeugung}), \quad (3.4)$$

$$e^\pm + X \longrightarrow X + e^\pm + \gamma \quad (\text{Bremsstrahlung}). \quad (3.5)$$

Da die beiden Effekte im Rahmen der QED eng miteinander verwandt sind, ergeben sich im ultrarelativistischen Fall vergleichbare Wirkungsquerschnitte bzw. Wechselwirkungslängen, innerhalb derer sich die Teilchenzahl der Kaskade im Mittel verdoppelt. Für die Bremsstrahlung ist diese Wechselwirkungslänge die sogenannte Strahlungslänge  $X_0$ , welche in Luft  $37.7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$  beträgt; für die Paarbildung gilt  $X_P = \frac{9}{7}X_0$ .

Sinkt die Energie eines Elektrons unter die kritische Energie von  $E_{krit} = 84.2 \text{ MeV}$  in Luft, beginnen die Ionisationsverluste ( $\sim 2.2 \frac{\text{MeV}}{\text{g}\cdot\text{cm}^2}$  in Luft für  $E > 1 \text{ MeV}$ ) zu überwiegen, und das Elektron wird innerhalb einer Strahlungslänge abgebremst. Für Photonen liegt die entsprechende kritische Energie, bei der die Compton-Streuung wichtiger wird als die Paarbildung, etwas tiefer. Der elektromagnetische Schauer stirbt aus, und die mittleren Teilchenenergien liegen im Bereich der kritischen Energien. Je höher also die Energie eines primären Photons ist, desto mehr Teilchen können erzeugt werden ( $\propto E_0$ ), und desto tiefer dringt der Schauer in die Atmosphäre ein ( $\propto \ln E_0$ ).

Der dritte relevante Prozeß, der bei elektromagnetischen Schauern eine Rolle spielt, ist die Coulomb-Vielfachstreuung von Elektronen an Kernen ( $\propto Z^2$ ) und Hüllenelektronen ( $\propto Z$ ) der Atome der Luft

$$e^\pm + X \longrightarrow X + e^\pm \quad (\text{elastische Streuung}) \quad . \quad (3.6)$$

Durch sie erhält der Schauer bei gegebener atmosphärischer Tiefe seine laterale und longitudinale Ausdehnung, da ein Elektron pro Strahlungslänge etwa  $10^6$  mal gestreut wird. Der mittlere quadratische Ablenkwinkel ergibt sich dabei für relativistische Elektronen zu  $\bar{\theta}^2 = (E_S/E)^2$  mit  $E_S = 21.2$  MeV, woraus in Meereshöhe für Elektronen der kritischen Energie ein sogenannter Molière-Radius<sup>2</sup>  $R_M$  von 89 m resultiert. Dies ist der Radius, um den das Elektron beim Durchfliegen einer Strahlungslänge seitlich versetzt wird.

Etwa ein Drittel der in den hadronischen Wechselwirkungen produzierten Teilchen sind neutrale Pionen ( $\tau=8.4 \cdot 10^{-17}$ s), welche fast unmittelbar, nachdem sie erzeugt wurden, in zwei Photonen bzw. je ein Elektron, Positron und Photon zerfallen:

$$\begin{array}{lcl} \pi^0 & \longrightarrow & \gamma + \gamma \quad 98.80\% \\ & & e^+ + e^- + \gamma \quad 1.20\% \quad . \end{array} \quad (3.7)$$

Auf diese Weise werden in hadronisch induzierten Luftschauern (nahe der Schauerachse) ständig neue elektromagnetische Subschauer erzeugt, so daß man die elektromagnetische Komponente als Superposition der in unterschiedlicher atmosphärischer Tiefe mit verschiedenen Anfangsenergien erzeugten Subschauer beschreiben kann. Die Elektronen und Photonen stellen deswegen auch in hadronischen Schauern den Hauptanteil der Teilchen ( $\approx 15\%$   $e^\pm$  und  $80\%$   $\gamma$ ).

Die Elektronenzahl in eiseninduzierten Schauern ist dabei kleiner als in protoninduzierten gleicher Primärenergie, da sich eiseninduzierte Schauer schneller entwickeln und Teilchen kleinerer Energie produzieren, so daß die Elektronenkomponente früher ausstirbt.

### • Die myonische Komponente

Die in einer hadronischen Kaskade erzeugten geladenen Pionen und Kaonen zerfallen, wenn ihre Energie in einer Höhe von 20 km kleiner als etwa 180 GeV ist, aufgrund der schwachen Wechselwirkung in Myonen ( $\tau=2.6 \cdot 10^{-8}$ s) bevor sie Meereshöhe erreichen:

$$\begin{array}{lcl} \pi^\pm & \longrightarrow & \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad 99.99\% \\ & & e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) \quad 1.2 \cdot 10^{-4}\% \\ \\ K^\pm & \longrightarrow & \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad 63.51\% \\ & & \pi^+ + \pi^0 \quad 21.16\% \\ & & \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \quad 5.59\% \\ & & \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 \quad 1.73\% \quad . \end{array} \quad (3.8)$$

<sup>2</sup>Der Molière-Radius gibt bei Elektronen der kritischen Energie die mittlere, innerhalb einer Strahlungslänge durch Vielfachstreuung verursachte Ablenkung an.

Myonen besitzen in Luft eine sehr große kritische Energie von  $E_{krit}=3.6$  TeV, d.h. die Energieverluste resultieren fast nur aus Ionisationsprozessen. Dieser Energieverlust beträgt in Luft für MIP<sup>3</sup> nur  $1.8 \frac{\text{MeV}}{(\text{g}/\text{cm}^2)}$ . Die Anzahl der Myonen, von denen im Mittel etwa 50% den Erdboden erreichen, ist eine gute Meßgröße für die Primärenergie  $E_0$  und nahezu massenunabhängig.

Bei Energien unterhalb von einigen GeV werden Ionisationsverluste und der Zerfall der Myonen immer wichtiger, und ihre Anzahl nimmt zugunsten der Elektronen ab:

$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \approx 100\% \quad . \quad (3.9)$$

Die höchstenergetischen Myonen ( $>1$  TeV) kommen aus Zerfällen, die in großen Höhen stattfinden, wo die Elternteilchen noch hohe Energien haben und wegen der konstanten Transversalimpulse von  $400 \frac{\text{MeV}}{c}$  nahezu in Richtung des primären Teilchens fliegen. Da die Myonen keine hadronische Wechselwirkung ausführen und elektromagnetische Bremsstrahlung und Vielfachstreuung im Vergleich zu den Elektronen um einen Faktor  $(m_\mu/m_e)^2$  unterdrückt sind, behalten sie diese Richtung bei. Ein Studium hochenergetischer Myonen im Bereich des Schauerzentrums läßt direkte Rückschlüsse auf die ersten hadronischen Wechselwirkungen in einer Höhe von 8-16 km und somit auf die Natur des Primärteilchens zu.

Die Myonzahl in eiseninduzierten Luftschauern ist größer, da hier die sekundären, geladenen Pionen im Mittel eine kleinere Energie besitzen und die resultierenden Myonen nicht so schnell aussterben, wie dies bei der Elektronenkomponente der Fall ist. In photoninduzierten Schauern können Myonen nur durch photonukleare Wechselwirkungen und Paarerzeugung mit relativ geringen Wirkungsquerschnitten erzeugt werden, so daß ihr Anteil hier etwa zehnmal kleiner ist. Das Verhältnis von Myon- zu Elektronenzahl  $N_\mu/N_e$  eines Luftschauers ist somit ein guter Indikator für die Natur des Primärteilchens.

### 3.2 Analytische Beschreibung der Teilchenflüsse

Um die Entwicklung der EAS in der Atmosphäre im Detail berechnen zu können, greift man im allgemeinen auf Monte-Carlo-Simulationen zurück. Der Durchgang der kosmischen Strahlung durch die Erdatmosphäre wird aber auch anhand von analytischen Berechnungen, die Diffusionsgleichungen entsprechen, untersucht. Mehrere verschiedene Berechnungen auf der Basis von analytischen und numerischen Methoden wurden durchgeführt, um solche Diffusionsgleichungen zu lösen [Hei53] [Lip93] [Por02].

Das Zusammenspiel der kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre hängt stark von den Eigenschaften der Teilchen, ihren Wechselwirkungen und der Struktur der Atmosphäre ab. Eine analytische Berechnung ist für ein qualitatives Verständnis und zur Überprüfung der Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen sinnvoll. Zudem veranschaulichen die analytischen Gleichungen die Verhältnisse der unterschiedlichen Teilchenflüsse am besten. Die Myonflüsse spielen eine sehr wichtige Rolle beim Verständnis verschiedener grundlegender Fragen zur kosmischen Strahlung und Astroteilchenphysik. Dies sind beispielsweise Wechselwirkungsfragen, die die Impulsverteilung oder Multiplizitäten der Myonen bestimmen oder Anomalien

---

<sup>3</sup>Minimal Ionizing Particle

der atmosphärischen Neutrinos, Myon- und Neutrinoerzeugung auf Meereshöhe. Ein weiterer bedeutender Punkt ist die Analyse der Winkelverteilung der Myonen der kosmischen Strahlung auf Meereshöhe, um die oben erwähnten Fragestellungen und die Zusammensetzung der Primärteilchen untersuchen zu können.

In den folgenden Kapiteln soll versucht werden, mit Hilfe analytischer Gleichungen, die in [Lip93] und in [Por02] hergeleitet wurden, ein Bild von der Schauerentwicklung in den drei Teilchensorten Hadronen, Myonen und Elektronen herzuleiten.

### 3.2.1 Hadronflüsse

Die Hadronen stellen das Rückgrat der Schauerentwicklung dar. Die allgemeine Entwicklung des Flusses  $\phi_j(E, t)$  der Hadronen vom Typ  $j$  mit der Tiefe  $t$  in  $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$  in der Atmosphäre (entlang der Richtung des lokalen Zenitwinkels  $\theta_l$ ) läßt sich ohne Berücksichtigung des Energieverlusts der Hadronen beschreiben durch die Gleichung

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial t} = -\frac{\phi_j}{\lambda_j} - \frac{\phi_j}{\lambda_{dec}^{(j)}} + \sum_k S(k \rightarrow j) \quad . \quad (3.10)$$

$\lambda_j(E)$  in der Einheit  $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$  ist die hadronische Wechselwirkungslänge in Luft und

$$\lambda_{dec}^{(j)}(E, t, \theta_l) = c\beta\tau_j \frac{E}{m_j} \rho(t, \theta_l) \quad (3.11)$$

die Zerfallslänge des Teilchens  $j$  in der Atmosphäre, wobei  $\tau_j$  und  $m_j$  die Lebensdauer und die Masse des Teilchens  $j$  sind und  $\rho(t, \theta_l)$  die Luftdichte am untersuchten Ort darstellt.

Der Produktionsterm  $S(k \rightarrow j)$ , der die Erzeugung der Hadronen des Typs  $j$  aus Wechselwirkungen von Hadronen des Typs  $k$  beschreibt, kann unter der Annahme, daß sich der Hadronfluß  $\phi_k(E, t)$  als Faktorisierung  $E^{-\gamma} \phi_k(t)$  ausdrücken läßt und die Wechselwirkungslänge  $\lambda_j$  keine starke Abhängigkeit von der Energie zeigt, dargestellt werden als

$$S(k \rightarrow j) = E^{-\gamma} \frac{\phi_k(t)}{\lambda_k} Z_{kj} \quad , \quad (3.12)$$

wobei  $Z_{kj}$  die Prozesse beschreibt, wie als Funktion der Feynman-Variablen  $x$  mit  $Z_{kj}(x)$  Hadronen des Typs  $j$  über Hadronen des Typs  $k$  gebildet werden.

Bei der weiteren Betrachtung kann man sich auf die sieben am häufigsten erzeugten Hadronen ( $p, n, \pi^\pm, K^\pm, K_L$ ) beschränken. Da das neutrale Pion rasch in zwei Photonen zerfällt und der hadronische Wechselwirkungsquerschnitt für die Photonen sehr klein ist, entkoppeln diese sofort aus der Entwicklung der hadronischen Komponente. Als Anfangsbedingung nimmt man einen Primärfluß an, der aus Protonen und Neutronen zusammengesetzt ist und dessen differentielles Spektrum einem Potenzgesetz mit dem Index  $\gamma$  folgt. Der Beitrag der Mesonen zu den nachfolgenden Nukleonflüssen ist vernachlässigbar, da hochenergetische Mesonen hauptsächlich wieder Mesonen produzieren. Auch die Entwicklung des Pionflusses wird von den Kaonflüssen entkoppelt, da nun umgekehrt aus Kaonzerfällen Mesonen entstehen können.



### 3.2.2 Nukleonflüsse

Die Proton- und Neutronkomponenten haben, wie oben entsprechend der Faktorisierung angenommen, die Formen  $p = p(t) \cdot E^{-\gamma}$  und  $n = n(t) \cdot E^{-\gamma}$ , wobei  $p(t)$  und  $n(t)$  den gekoppelten Differentialgleichungen

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p}{\lambda_p} + \frac{p}{\lambda_p} Z_{pp} + \frac{n}{\lambda_n} Z_{np} \quad \text{und} \quad (3.13)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\lambda_n} + \frac{p}{\lambda_p} Z_{pn} + \frac{n}{\lambda_n} Z_{nn} \quad (3.14)$$

genügen. Verwendet man, da bei hohen Energien die Wirkungsquerschnitte für proton- und neutroninduzierte Reaktionen sehr ähnlich sind,  $\lambda_p = \lambda_n$  und als Folge der Isospinsymmetrie  $Z_{pp} = Z_{nn}$  und  $Z_{pn} = Z_{np}$ , so ergibt sich als Lösung für die Summe bzw. Differenz der Nukleonflüsse

$$p \pm n = (p_0 \pm n_0) \cdot e^{-\frac{t}{\Lambda_{1,2}}} \quad \text{mit} \quad \pm \Lambda_{1,2} = \frac{\lambda_p}{1 - Z_{pp} \mp Z_{pn}} \quad . \quad (3.15)$$

Mit Hilfe dieser Gleichungen kann man zeigen, daß das Verhältnis  $n/p$  bei einer anfänglichen Dominanz der Protonen  $p$  mit zunehmender atmosphärischer Tiefe  $t$  ansteigt und sich für sehr große atmosphärische Tiefen  $t$  asymptotisch dem Wert 1 annähert.

### 3.2.3 Pionflüsse

Die Gleichungen, die die Entwicklung der Pionflüsse beschreiben, lauten folgendermaßen:

$$\frac{\partial \pi^\pm}{\partial t} = -\frac{\pi^\pm}{\lambda_\pi} - \frac{\pi^\pm}{\lambda_{dec}^\pi} + S(p \rightarrow \pi^\pm) + S(n \rightarrow \pi^\pm) + S(\pi^+ \rightarrow \pi^\pm) + S(\pi^- \rightarrow \pi^\pm) \quad . \quad (3.16)$$

Da die Zerfallslänge mit kleiner werdender Energie abnimmt, d.h. die Pionen bei niedrigeren Energien eher zerfallen, sind bei ausreichend kleinen Energien die Pionwechselwirkungsterme vernachlässigbar, und daher können auch die Pion-Neubildungsterme unberücksichtigt bleiben. Es ergeben sich somit für niedrige Pionenergien (Index  $L$ ) die Lösungen

$$\pi_L^\pm(E, t) = \left( \frac{p(t)}{\lambda_p} Z_{p\pi^\pm} + \frac{n(t)}{\lambda_n} Z_{n\pi^\pm} \right) \lambda_{dec}^\pi(E, t) E^{-\gamma} \quad . \quad (3.17)$$

Bei sehr hohen Pionenergien (Index  $H$ ) wird der Pionzerfall selten, und unter Vernachlässigung des Zerfallsterms lassen sich die gekoppelten Gleichungen wiederum lösen. Es ergibt sich für die Summe bzw. Differenz der Pionflüsse

$$(\pi^+ \pm \pi^-)_H = \frac{p_0 \pm n_0}{\lambda_p} (Z_{p\pi^+} \pm Z_{p\pi^-}) \frac{\Lambda_{\pi_{1,2}} \Lambda_{1,2}}{\Lambda_{\pi_{1,2}} - \Lambda_{1,2}} \left( e^{-\frac{t}{\Lambda_{\pi_{1,2}}}} - e^{-\frac{t}{\Lambda_{1,2}}} \right) E^{-\gamma} \quad \text{mit} \quad (3.18)$$

$$\Lambda_{\pi_{1,2}} = \frac{\lambda_\pi}{1 - Z_{\pi^+\pi^+} \mp Z_{\pi^+\pi^-}} \quad .$$

Man kann aus den Gleichungen entnehmen, daß die  $\pi^\pm$ -Flüsse eine leicht unterschiedliche Entwicklung mit der atmosphärischen Tiefe  $t$  durchlaufen. Da wie oben erwähnt die  $n$ -Komponente mit der atmosphärischen Tiefe zunimmt, erhält der  $\pi^-$ -Fluß einen größeren Anteil als der  $\pi^+$ -Fluß. Der Zerfall der neutralen Pionen in zwei Photonen stellt den Beginn der elektromagnetischen Kaskade dar (siehe Kapitel 3.1).

### 3.2.4 Myonflüsse

Für die korrekte Berechnung der Myonflüsse müssen der Energieverlust und die Zerfallswahrscheinlichkeit der Myonen berücksichtigt werden. Betrachtet man den Energieverlust als einen kontinuierlichen Prozeß, so kann man diese Effekte leicht mit einbeziehen. Die Energie des Myons ist eine wohldefinierte Funktion des Orts entlang der Tiefe  $t$ . Unter dieser Annahme gehorchen die Myonflüsse folgenden Differentialgleichungen:

$$\frac{\partial \mu^\pm(E, t, \theta_l)}{\partial t} = -\frac{\mu^\pm(E, t, \theta_l)}{\lambda_{dec}^\mu(E, t, \theta_l)} + \frac{\partial \left( \frac{dE}{dt(E)} \right) \mu^\pm(E, t, \theta_l)}{\partial E} + \sum_{\pi^\pm} S(\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm; E, t, \theta_l) \quad (3.19)$$

Ein Myon, das in der Tiefe  $t_0$  mit der Energie  $E_0$  und einem Zenitwinkel  $\theta_l$  erzeugt wird, erreicht die Tiefe  $t_f$  mit der Energie  $E(t_f - t_0, E_0)$  und einer Überlebenswahrscheinlichkeit von

$$p_{surv}(E, t_f, t_0, \theta_l) = \exp \left[ -\frac{m_\mu}{c\tau_\mu} \int_{t_0}^{t_f} \frac{1}{E(t - t_0, E_0) \rho(t, \theta_l)} dt \right] \quad (3.20)$$

Aufgrund seiner endlichen Lebensdauer wird ein Myon, das in der Tiefe  $t_0$  erzeugt wird, die Tiefe  $t_f$  mit einer Wahrscheinlichkeit kleiner 1 erreichen.

Die Überlebenswahrscheinlichkeit hängt von vier Variablen ab: der Anfangsenergie  $E_0$  des Myons, dem Erzeugungsort  $t_0$ , dem Endpunkt  $t_f$  und dem lokalen Zenitwinkel  $\Theta_l$ . Für  $\theta_l \leq 60^\circ$  gilt näherungsweise  $p_{surv} \propto \exp\left(\frac{1}{\cos\theta_l}\right)$ . Diese komplexe Abhängigkeit macht eine numerische Berechnung der Überlebenswahrscheinlichkeit sehr zeitaufwendig. Es ist daher sinnvoll, eine genaue analytische Funktion unter akzeptablen Näherungen zu kennen. Wird der Energieverlust als konstanter Ionisationsverlust betrachtet und die Dichteverteilung der Atmosphäre durch eine exponentielle oder polytropische Form beschrieben, und ist der Zenitwinkel nicht zu groß, kann die Gleichung 3.20 analytisch integriert werden.

Der Fluß der Myonen, der den Beobachtungsort bei  $t_f$  mit einem Zenitwinkel  $\theta_l$  erreicht, kann vom Erzeugungsterm  $S_\mu(E_0, t_0)$  ausgehend berechnet werden zu

$$\phi_\mu(E_f, t_f) = \int_0^{t_f} dt_0 S_\mu(E_0, t_0) p_{surv}(E_0, t_0, t_f) \frac{1}{\frac{dE_f(E_0, t_f - t_0)}{dE_0}} \quad (3.21)$$

wobei über alle Entstehungsorte der Myonen integriert wird. Die Größe  $E_f$  bedeutet die nachgewiesene Energie und  $E_0$  die Anfangsenergie. Niederenergetische Myonen erreichen das Beobachtungsniveau nicht und leisten somit einen Beitrag zur Elektronenkomponente.

Diese Gleichungen der hadronischen und myonischen Schauerkomponenten zeigen in formalanschaulicher Weise, wie Wechselwirkungs- und Zerfallslängen der sekundären Schauerteilchen die Teilchenflüsse auf der Erdoberfläche bestimmen. Im Zeitalter leistungsfähiger Computer gibt man jedoch Monte-Carlo-Simulationen der Schauerentwicklung den Vorrang.

## 3.3 Die Entwicklung von EAS verschiedener Primärteilchen

Für eine detaillierte Simulation von EAS wird das für das KASCADE Experiment entwickelte Monte-Carlo-Programm CORSIKA<sup>4</sup> [Hec98] verwendet (siehe Kapitel 6). Mit diesem

<sup>4</sup>COsmic Ray SIMulations for KASCADE

Programm werden die Observablen, die mit dem KASCADE Experiment gemessen werden können, in allen Luftschauerkomponenten berechnet. Als Primärteilchen können u.a. Protonen, Kerne bis hin zu Eisen und Photonen gewählt werden. Diese Primärteilchen und erzeugte Sekundärteilchen werden auf ihrem Weg durch die Atmosphäre verfolgt, bis sie mit den Kernen der Luft wechselwirken, zerfallen oder das Beobachtungsniveau erreichen.

Zwischen proton- und eiseninduzierten EAS bestehen deutliche Unterschiede, die von ihrer unterschiedlichen Entwicklung in der Atmosphäre herrühren. Daher kann man bei gleichzeitiger Messung möglichst vieler Observablen der EAS die chemische Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung bestimmen. Hierbei muß allerdings berücksichtigt werden, daß tatsächlich das gesamte Spektrum chemischer Elemente als Primärteilchen auftritt. Aufgrund der starken Fluktuationen in der Größe der verschiedenen Schauerkomponenten, die ihre Ursache in der dünnen Wechselwirkungsmasse in den oberen Luftschichten hat, ist eine Bestimmung der einzelnen Elemente in der kosmischen Strahlung nicht möglich, sondern nur eine Trennung der Elemente nach leichten, mittleren und schweren Massen.

Bei der gleichen Energie  $E_0$  des Primärteilchens entwickelt sich der Luftschauer eines schweren Kerns schneller als ein Schauer, der durch ein Proton induziert wird. Dies rührt hauptsächlich daher, weil ein schwerer Kern einen größeren Wechselwirkungsquerschnitt besitzt und somit dazu tendiert, weiter oben in der Atmosphäre wechselzuwirken als ein Proton. Wichtiger ist jedoch, daß sich ein schwerer Kern wie die Überlagerung seiner einzelnen Nukleonen verhält. Dieses Superpositionsmodell ist sehr einfach, stellt aber eine gute Abschätzung für viele Schauereigenschaften dar [Sch94]. In ihm wird angenommen, daß ein Kern der Masse  $A$  bei einer Energie  $E_0$  als Überlagerung von  $A$  unabhängigen Nukleonen mit jeweils der Energie  $E_0/A$  angesehen werden kann.

Im Rahmen des auf geometrischen Überlegungen basierenden Verständnisses der Wechselwirkungsquerschnitte im Glauber-Modell [Gla59] kann man die mittlere Zahl  $N$  der tatsächlich wechselwirkenden Nukleonen bei der Kern-Kern-Wechselwirkung (Projektile der Masse  $A$ , Target der Masse  $B$ ) bestimmen. Es ergibt sich

$$N_{A-B} = N_A + N_B \quad , \quad (3.22)$$

wobei diese Anzahlen proportional zu  $R_A^2 + R_B^2 \approx A^{2/3} + B^{2/3}$  sind ( $R$ : Kernradius). Die Gesamtzahl der wechselwirkenden Nukleonen kann durch folgende Beziehung abgeschätzt werden:

$$N_{A-B} = \frac{A \cdot \sigma_{p-B}}{\sigma_{A-B}} + \frac{B \cdot \sigma_{p-A}}{\sigma_{A-B}} \quad . \quad (3.23)$$

Bei der Wechselwirkung eines Eisenkerns ( $^{56}\text{Fe}$ ) mit einem Kern der Luft ( $^{14}\text{N}$ ) ergibt sich dann für die wechselwirkende Nukleonenanzahl des Eisenkerns

$$N_{Fe} = \frac{56 \cdot \sigma_{p-N}}{\sigma_{Fe-N}} = \frac{56 \cdot \lambda_{Fe-N}}{\lambda_{p-N}} \approx \frac{56 \cdot 17}{60} \approx 16 \quad . \quad (3.24)$$

Hierbei wurde die Wechselwirkungslänge  $\lambda_{Fe}$  des Eisenkerns in Luft verwendet, die bei einer Primärenergie von  $10^{15}\text{eV}$  etwa  $17 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$  beträgt; für Protonen beläuft sich dieser Wert auf etwa  $60 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ . Diese unterschiedlichen Wechselwirkungslängen führen dazu, daß bei gleicher Primärenergie ein Eisenkern früher in der oberen Atmosphäre wechselwirkt als ein Proton.

Aus dem Superpositionsprinzip folgt ferner, daß das Schauermaximum bei einem eiseninduzierten Schauer früher erreicht wird als bei einem protoninduzierten Schauer gleicher Primärenergie. Der eiseninduzierte Schauer entwickelt sich also insgesamt schneller.

Die mittlere Anzahl der bei Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen erzeugten sekundären Hadronen nimmt nur logarithmisch mit der Energie zu. Bei gleicher Primärenergie  $E_0$  erzeugt ein Eisenkern in der ersten Wechselwirkung im Mittel mehr sekundäre Hadronen  $N_h$  als ein Proton, da die Proportionalität

$$N_h(A) \propto A \cdot (\ln E_0 - \ln A) \quad (3.25)$$

gilt.

Diese Sekundärteilchen besitzen im Mittel kleinere Energien als die Sekundärteilchen eines protoninduzierten Schauers, so daß ein Eisenkern (bzw. seine Sekundärprodukte) weniger Wechselwirkungen mit den Atomen der Luft benötigt, um die hadronische Energie auf niederenergetische Pionen zu verteilen. Bei eiseninduzierten Schauern werden die Sekundärteilchen mit kleineren Energien und unter größeren Winkeln erzeugt als bei einem protoninduzierten Schauer, da der zur Erzeugung der sekundären Teilchen verfügbare Anteil der Primärenergie  $E_0$  und auch ihr mittlerer Transversalimpuls als nahezu energieunabhängig angesehen werden können. Die erzeugten niederenergetischen Pionen zerfallen mit großer Wahrscheinlichkeit in Myonen. Aufgrund ihrer im Vergleich zu Elektronen höheren Ruhemasse werden die Myonen nur geringfügig abgebremst, und ihre mittlere Lebensdauer ist wegen der relativistischen Zeitdilatation zu hoch, um vor Erreichen des Beobachtungsniveaus zerfallen zu können. Daher nimmt die Anzahl der Myonen im Schauer kaum ab.

Die unterschiedliche Entwicklung der EAS leichter und schwerer Primärteilchen läßt sich zusammenfassend in folgenden drei Punkten darstellen:

- Die hadronische Komponente von eiseninduzierten Schauern entwickelt sich im Gegensatz zu protoninduzierten Schauern in größeren Höhen der Atmosphäre.
- Die höher in der Atmosphäre stattfindende Luftschauerentwicklung von eiseninduzierten Schauern führt zu flacheren Lateralverteilungen für alle Schauerkomponenten.
- In einem eiseninduzierten Schauer werden insgesamt mehr sekundäre Hadronen erzeugt, weshalb mehr Myonen im Vergleich zu einem protoninduzierten Schauer zu erwarten sind.

Somit beinhalten die Formparameter wie die mittlere laterale Abnahme der Myondichte oder die mittlere Produktionshöhe die Information über Anteile der leichten und schweren Teilchen in der kosmischen Strahlung.

## Kapitel 4

# Das KASCADE Experiment

Das im Forschungszentrum Karlsruhe (49° n.B., 8° ö.L., 110 m ü.d.M.) aufgebaute Luftschauerexperiment KASCADE ist ein Detektorsystem zum Nachweis der geladenen Teilchenkomponenten von EAS, die durch die primäre kosmische Strahlung in der Erdatmosphäre erzeugt werden [Do190] [Kla97]. Die hochrelativistischen Sekundärteilchen, die die Erdoberfläche erreichen, sind auf eine dünne Kreisscheibe senkrecht zur Schauerachse konzentriert. Diese Kreisscheibe besitzt im Mittelpunkt eine Dicke von etwa 50 cm, bei einem Radius von 100 m beträgt diese ca. 6 m. Durch Messung der relativen Ankunftszeiten der Teilchen an verschiedenen Orten des Experiments kann man die Schauerrichtung recht genau ermitteln, was sowohl zur Rekonstruktion der übrigen Schauerparameter als auch zur Suche nach möglichen Punktquellen äußerst wichtig ist. Die primäre physikalische Zielsetzung von KASCADE ist jedoch die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung und des Spektrums der kosmischen Strahlung im Energiebereich um das Knie ( $3 \cdot 10^{14} \text{ eV} < E_0 < 10^{17} \text{ eV}$ , Abbildung 2.1).

Um trotz der großen intrinsischen Fluktuationen innerhalb eines individuellen Luftschauers gegebener Primärenergie  $E_0$  und Teilchenart das Primärteilchen identifizieren zu können, ist es wichtig, eine große Anzahl von Schauerparametern simultan zu messen und die unterschiedlichen Daten geeignet miteinander zu korrelieren. Dabei sollte die Flächenbelegung und die Qualität der Detektoren ausreichend hoch sein, damit die Meßfehler kleiner werden als die Fluktuationen.

Das KASCADE Experiment besteht aus drei Komponenten (siehe Abbildung 4.1):

- einem großflächigen Detektor-Feld (im folgenden als Array bezeichnet) zur Bestimmung der Schauerrichtung und zur Messung der Lateralverteilung und Ankunftszeit der Schauerfront von elektromagnetischer (Flüssigszintillatoren) und myonischer Schauerkomponente (Szintillationszähler),
- einem Zentraldetektor zur Identifizierung und Energiemessung der Hadronen und Messung der elektromagnetischen und myonischen Komponente hauptsächlich im Schauerzentrum (Hadronkalorimeter sowie Vieldrahtproportionalkammern, Streamertubes und Szintillationszähler) und
- einem Myonspurdetektor zur Messung von Myonlateralverteilungen und Myonproduktionshöhen (Streamertubes).

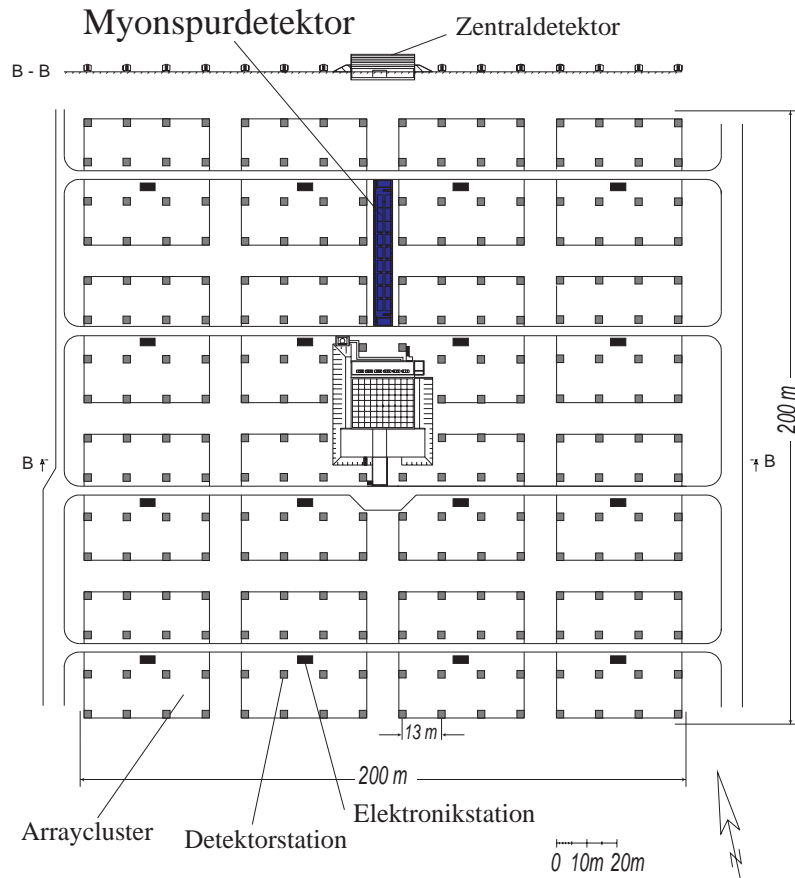


Abbildung 4.1: **Schematische Darstellung des KASCADE Experiments.** Draufsicht und Querschnitt (oben) des KASCADE Experiments.

Komponente	Detektortyp	aktive Fläche	Energieschwelle
Array, $e/\gamma$ -Detektor	Flüssigszintillatoren	490 m <sup>2</sup>	5 MeV
Array, $\mu$ -Detektor	Szintillationszähler	622 m <sup>2</sup>	$E_{\mu}=230$ MeV
Hadronkalorimeter	Flüssigionisationskammern	304 m <sup>2</sup> in 8 Ebenen	$E_h=50$ GeV
Toplage	Flüssigionisationskammern	304 m <sup>2</sup>	5 MeV
Top-Cluster	Szintillationszähler	23 m <sup>2</sup>	5 MeV
Triggerebene	Szintillationszähler	208 m <sup>2</sup>	490 MeV
MWPC	Vieldrahtproportional-kammern	129 m <sup>2</sup> in 2 Ebenen	$E_{\mu}=2.4$ GeV
Limited Streamertubes	Streamertubes	250 m <sup>2</sup>	$E_{\mu}=2.4$ GeV
Myonspurdetektor	Streamertubes	128 m <sup>2</sup> in 4 Ebenen	$E_{\mu}=800$ MeV

Tabelle 4.1: **Charakteristische Größen der KASCADE-Detektorkomponenten.**

## 4.1 Array

Die Anordnung der Detektoren im Array wird im wesentlichen durch die Eigenschaften der in der Atmosphäre erzeugten und im angestrebten Meßbereich von KASCADE liegenden EAS bestimmt. Die minimale Größe eines Arrays zur Messung ausgedehnter Luftschauer ergibt sich aus der Rate der höchstenergetischen Schauer, die noch, wenn auch mit schlechterer Ereignisanzahl, in vertretbarer Zeit nachweisbar sein sollen. Für die Fläche des Arrays von  $200 \times 200 \text{ m}^2$  ergibt sich eine Rate von etwa einem  $10^{17} \text{ eV}$ -Schauer pro Tag aus einem Zenitwinkelbereich bis  $33^\circ$ . Allerdings wird die obere Energieschwelle noch durch den dynamischen Bereich der verwendeten Detektoren eingeschränkt.

Im Array von KASCADE sind 252 Detektorstationen im Abstand von jeweils 13 m in einem regelmäßigen Raster angeordnet, wobei jeweils 16 dieser Stationen zu einem sogenannten Cluster zusammengefaßt sind, in dessen Mitte sich eine klimatisierte Kontrollstation mit der Hochspannungsversorgung sowie der Auslese- und Triggerelektronik der Clusterdetektoren befindet. Die einzelnen Kontrollstationen sind über Lichtleitkabel mit der zentralen Datenerfassung im Gebäude des Zentraldetektors verbunden.

Innerhalb der vier inneren Cluster befinden sich in den Detektorstationen vier  $e/\gamma$ -Detektoren, aber keine  $\mu$ -Detektoren. Die übrigen Stationen enthalten jeweils einen  $\mu$ -Detektor und zwei  $e/\gamma$ -Detektoren. Eine Detektorstation des Arrays ist in Abbildung 4.2 im Querschnitt zu sehen. Unterhalb der  $e/\gamma$ -Detektoren befindet sich nach einer Abschirmung aus 10 cm Blei und 4 cm Eisen ein  $\mu$ -Detektor gleicher Fläche zum Nachweis der durchdringenden Myonen. Die Energieschwelle der Myonen beträgt etwa 300 MeV. Die Abschirmung aus Blei und Eisen entspricht umgerechnet 20 Strahlungslängen, wodurch Elektronen und Photonen fast vollständig<sup>1</sup> absorbiert werden [Ant01].

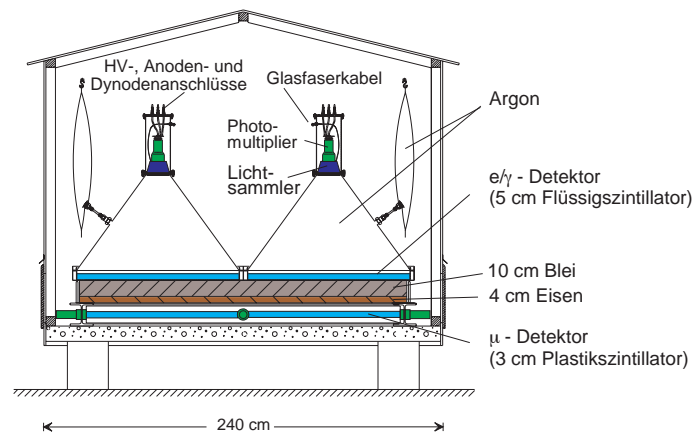


Abbildung 4.2: **Detektorstation des Arrays.** Der vertikale Schnitt zeigt die kegelförmigen Edelstahlbehälter der  $e/\gamma$ -Detektoren mit einem Durchmesser von 1 m, die sich über den Flüssigszintillatoren befinden. Die  $\mu$ -Detektoren sind zusätzlich durch Blei und Eisen abgeschirmt.

<sup>1</sup>Extrem hochenergetische Elektronen und Photonen besitzen eine gewisse Wahrscheinlichkeit, den Absorber zu durchdringen (Punch Throughs) und so ein Myon vorzutauschen [May92].

Die  $e/\gamma$ - und  $\mu$ -Detektoren messen die Anzahl geladener Teilchen mittels der in ihnen deponierten Energie, da der mittlere Energieverlust geladener relativistischer Teilchen in Materie aufgrund inelastischer Streuung an den Elektronen der Materie nach der Formel von Bethe-Bloch nahezu konstant ist. Bremsstrahlungsverluste können bei der geringen Szintillatordicke ( $\ll$  Strahlungslänge) vernachlässigt werden, so daß sich für die verwendeten Materialien ein mittlerer Ionisationsverlust von etwa  $1.9 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$  ergibt.

Der  $e/\gamma$ -Detektor besteht aus einem auf der Innenseite mit Reflektorfarbe bestrichenen Edelstahlkegel (1 m Durchmesser), der 4.8 cm hoch mit einem Flüssigszintillator gefüllt ist. Das von ionisierenden Teilchen im Szintillator erzeugte Licht erreicht über einen speziellen Lichtsammler aus Plexiglas die Photokathode eines 3"-Photomultipliers. Das verstärkte Signal wird sowohl an der Anode als auch an der drittletzten Dynode ausgekoppelt, um einen möglichst großen dynamischen Bereich linear abzudecken.

Um eine Verunreinigung des Flüssigszintillators mit Sauerstoff zu vermeiden, ist der luftdicht abgeschlossene Detektor mit Argon als Schutzgas gefüllt und mit einem 60 l fassenden Gasausgleichsvolumen verbunden, das Druck- und Temperaturschwankungen ausgleichen soll. Zur Zeitkalibrierung der einzelnen Detektoren eines Clusters relativ zueinander können über ein Lichtleitkabel Laserpulse direkt in den Lichtsammler eingespeist werden [Fri89].

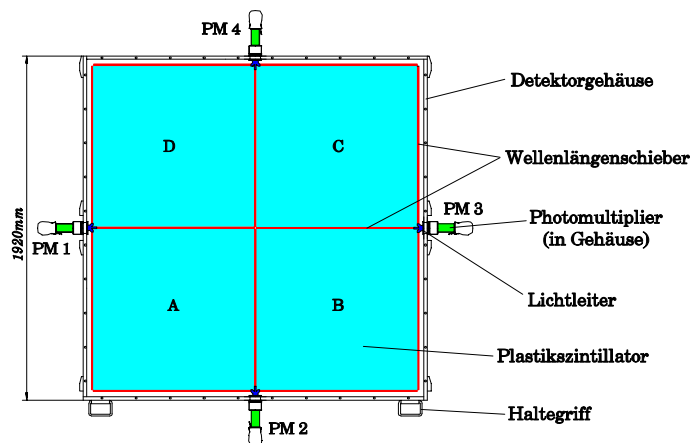


Abbildung 4.3: **Draufsicht eines  $\mu$ -Detektors des Arrays.** Der  $\mu$ -Detektor besteht aus vier  $90 \times 90 \text{ cm}^2$  großen Plastiksintillatorplatten, die mit Wellenlängenschiebern ausgelesen werden.

In der Abbildung 4.3 ist ein  $\mu$ -Detektor des Arrays abgebildet<sup>2</sup>. Er setzt sich aus vier  $90 \times 90 \text{ cm}^2$  großen und 3 cm dicken Plastiksintillatorplatten zusammen, die sich in einem gemeinsamen Gehäuse befinden. An den Kanten werden diese durch Wellenlängenschieberstäbe ausgelesen, die das blaue Licht aus den Szintillatorplatten absorbieren und im grünen Wellenlängenbereich wieder emittieren. Über einen Lichtleiter aus Plexiglas, der jeweils drei Wellenlängenschieberstäbe zusammenfaßt, gelangt das Licht dann auf die Photokathoden.

Die Aufgabe des Arrays ist die Messung der elektromagnetischen und myonischen Komponente ausgedehnter Luftschauer. Dafür stehen die bereits erwähnten  $\mu$ - und  $e/\gamma$ -Detektoren zur

<sup>2</sup>Detaillierte Beschreibung siehe [Völ92] und [Kri92].



Verfügung. Allerdings deponieren alle Teilchen eines EAS Energie in beiden Detektortypen, so daß nicht ohne weiteres von der jeweils gemessenen Energie auf die Zahl der beteiligten Elektronen oder Myonen geschlossen werden kann.

Das Array liefert als Meßgrößen die deponierte Energie der Schauerteilchen in den Detektoren und deren Zeitpunkt des Ansprechens. Aus diesen Informationen werden mit einem iterativen Analyseprozeß, in drei sogenannten Levels, die relevanten Parameter des Luftschauers rekonstruiert.

Im ersten Level sollen Startwerte für den weiteren Verlauf der Rekonstruktion ermittelt werden. Aus den Zeitdifferenzen und dem Abstand der einzelnen Stationen werden Gradienten berechnet, deren Schwerpunkt eine erste Abschätzung der Einfallrichtung des Schauers liefert. Der Ort des Schauerzentrums wird mit Hilfe eines neuronalen Netzes bestimmt [May93]. Eine erste Abschätzung der Elektronen- und Myonzahlen wird durch eine Summierung der Energieeinträge in den Stationen vorgenommen, die dem Schauerzentrum am nächsten liegen.

Im zweiten Level werden die Teilchendichten in den einzelnen Stationen ermittelt. Mit Hilfe der sogenannten lateralen Energiekorrekturfunktionen (LECF<sup>3</sup>) [Web99] werden die gemessenen Energiedepositionen in Teilchenzahlen konvertiert. Die LECF sind aus Simulationsrechnungen ermittelte Funktionen, die die Größe der Energiedeposition eines Teilchens im Detektor wiedergeben. Es gibt je eine Funktion für die Depositionen eines Myons im  $e/\gamma$ -Detektor bzw. im  $\mu$ -Detektor und zwei weitere Funktionen für die Energiedepositionen von Elektronen, Photonen und Hadronen in den beiden Detektortypen. Die letzten beiden Funktionen beinhalten implizit das Verhältnis von Elektronen zu Photonen bzw. Hadronen, da die Kalibrierung auf ein Elektron erfolgte. Die LECF sind somit abhängig vom Abstand zum Schauerzentrum. Im Gegensatz dazu sind die beiden Funktionen der Myonen unabhängig von diesem Abstand.

Im nächsten Schritt wird die Richtungsbestimmung verbessert. Die gemessenen Medianwerte der Ankunftszeitverteilungen werden verglichen [Mai03], wobei die Ankunftszeitverteilungen in Abhängigkeit von der Anzahl der pro Station nachgewiesenen Teilchen und vom Abstand in Schauerkoordinaten parametrisiert werden. Mit einer  $\chi^2$ -Minimierung wird die Richtung ermittelt, durch die die gemessenen Zeiten am besten in die theoretisch erwartete Zeitebene transformiert werden können. Unter Verwendung dieser verbesserten Richtungsinformation wird die Lateralverteilung aus den gewonnen Teilchendichten bestimmt. Hierbei wird eine NKG-Funktion<sup>4</sup> (siehe Kapitel 7.1) jeweils an die Lateralverteilungen der Elektronen und Myonen in Schauerkoordinaten angepaßt. Freie Parameter sind hierbei die Elektronen- und Myonzahlen, das Schaueralter der Elektronlateralverteilung und die Position des Schauerzentrums. Das Schaueralter der Myonlateralverteilung wird durch eine Parametrisierung in Abhängigkeit von der Elektronenzahl festgelegt. Als Wert des Molière-Radius wird für die elektromagnetische Komponente 89 m und für die myonische 420 m benutzt. Der sich ergebende Wert des Schauerzentrums gilt für alle folgenden Berechnungen. Zuerst wird die Elektronlateralverteilung und erst dann die Myonlateralverteilung ermittelt.

Im dritten Level der Rekonstruktion werden erneut die Werte der Einfallrichtung und der Schauergröße verbessert. Mit der Position des Schauerzentrums und dem Wert des Zenitwin-

---

<sup>3</sup>Lateral Energy Correction Functions

<sup>4</sup>Nishimura-Kamata-Greisen-Funktion

kels aus dem zweiten Level werden die Energieeinträge mittels der LECF in Teilchenzahlen bzw. -dichten konvertiert. Mit Hilfe dieser Teilchenzahlen wird die Einfallsrichtung erneut und damit der endgültige Wert bestimmt. Anschließend werden wiederum NKG-Funktionen an die Lateralverteilungen der Elektronen und Myonen angepaßt. Bei der Anpassung an die Elektronendichten wird die Myonlateralverteilung aus dem zweiten Level berücksichtigt, um Einträge der  $e/\gamma$ -Detektoren auf gleichzeitig nachgewiesene Myonen zu korrigieren. Die Bestimmung der Myonlateralverteilungen erfolgt analog wie im zweiten Level. Danach liegen die endgültigen Werte der elektronischen und myonischen Schauergröße und ihre Schaueralter vor.

#### 4.1.1 Myonzahl des Arrays

Bei der Schauerrekonstruktion durch das Array wird angenommen, daß die dort gemessenen Myondichten  $\rho_\mu^{Array}(r)$  durch eine NKG-Funktion mit  $R_M=420$  m beschreibbar sind [Ant01]. Die Myonzahl  $N_\mu^{tr}$  ergibt sich durch Integration der Gleichung

$$N_\mu^{tr} = 2\pi \int_{40m}^{200m} \rho_\mu^{Array}(r) \cdot r \, dr \quad . \quad (4.1)$$

Die untere Integrationsgrenze von 40 m ist durch den starken Einfluß der Punch Throughs im Bereich nahe der Schauerachse bedingt, die obere Grenze von 200 m ist durch die geometrische Ausdehnung des Arrays von KASCADE gegeben. Durch die Verwendung dieser Myonzahl, die nur Daten aus dem mit Detektoren bestückten Bereich von KASCADE enthält, können systematische Unsicherheiten vermieden werden, die sich ergeben würden, wenn man über den gesamten Abstandsbereich integrieren würde.

In der Abbildung 4.4 ist die Verteilung von  $\lg(N_\mu^{tr})$  der zur Verfügung stehenden Meßdaten in den drei Zenitwinkelbereichen dargestellt. Gekennzeichnet ist zudem der Bereich für  $3.25 < \lg(N_\mu^{tr}) < 5.0$ , der für die Auswertung verwendet wird. Für kleinere  $\lg(N_\mu^{tr})$  ist die Rekonstruktionseffizienz des Arrays noch nicht ausreichend [Web99], und bei größeren  $\lg(N_\mu^{tr})$  ist die Anzahl der Daten in Verbindung mit dem Myonspurdetektor für eine sinnvolle Analyse zu klein.

Vergleiche mit Monte-Carlo-Simulationen haben gezeigt, daß mit  $N_\mu^{tr}$  die Energie  $E_0$  der Primärteilchen nahezu unabhängig von ihrer Masse gut abgeschätzt werden kann [Web97]. Daher wurde dieser Parameter bei den folgenden Analysen zur Einteilung der untersuchten Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen verwendet. Die Primärenergie  $E_{rec}$  wurde für Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen in dieser Arbeit entsprechend der Formel

$$\lg(E_{rec}/\text{GeV}) = 2.232 + 1.01 \cdot \lg(N_\mu^{tr}) + 0.0343 \cdot \lg(N_e) \quad (4.2)$$

berechnet [Mar99]. Der Wert  $\lg(N_\mu^{tr})=3.25$  entspricht einer Primärenergie von etwa  $4.5 \cdot 10^{14}$  eV und  $\lg(N_\mu^{tr})=4.25$  etwa  $5 \cdot 10^{15}$  eV. Neuere Untersuchungen von [vBu02] haben die folgende Beziehung zwischen  $E_{rec}$  und den im Array bestimmten Parametern  $N_e$  und  $N_\mu^{tr}$  ergeben:

$$\lg(E_{rec}/\text{GeV}) = 2.327 + 0.7894 \cdot \lg(N_\mu^{tr}) + 0.1908 \cdot \lg(N_e) \quad . \quad (4.3)$$

Mit den angegebenen Parametern gilt die Gleichung für das hadronische Wechselwirkungsmodell QGSJet im Zenitwinkelbereich von  $0^\circ$ - $18^\circ$ .

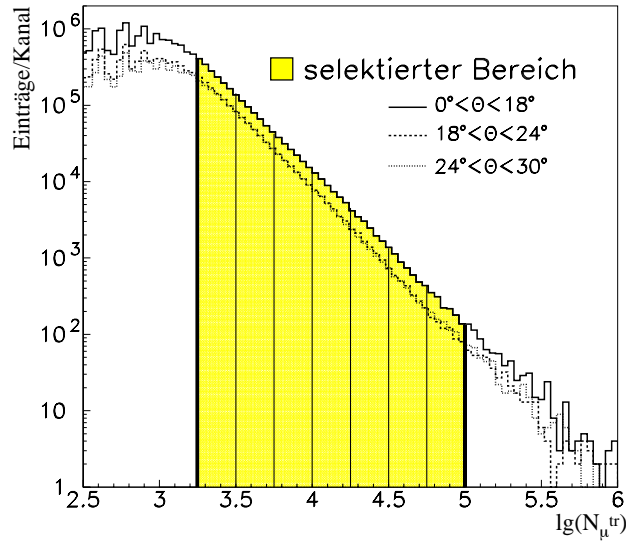


Abbildung 4.4: **Myonzahl des Arrays (Meßdaten)**. In den Analysen wurde nur der markierte Bereich von  $3.25 < \lg(N_{\mu}^{tr}) < 5.0$  berücksichtigt. Angedeutet sind die sieben verwendeten  $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Bereiche.

## 4.2 Zentraldetektor

Mit einer Fläche von  $320 \text{ m}^2$  befindet sich der Zentraldetektor im Zentrum des  $200 \times 200 \text{ m}^2$  großen Arrays. Bei etwa 1% aller rekonstruierten Schauer kommt das Schauerzentrum im Zentraldetektor zu liegen, so daß hier alle drei Schauerkomponenten gemessen werden können. Der Zentraldetektor besteht im wesentlichen aus einem neunlagigen Eisen-Sampling-Kalorimeter mit Flüssigkeitsionisationskammern, einem Top-Cluster und einer Triggerebene mit Plastikszintillatoren, Vieldrahtproportionalkammern (MWPC<sup>5</sup>) und Limited Streamertubes.

### 4.2.1 Hadronkalorimeter

Die hadronische Komponente wird mit dem Eisen-Sampling-Kalorimeter [Eng99] in neun Lagen mit insgesamt etwa 11000 Flüssigkeitsionisationskammern mit je vier elektronischen Kanälen ( $25 \times 25 \text{ cm}^2$ ) gemessen. Als Absorber werden oberhalb der 2.-9. Lage Eisenplatten verwendet, deren Dicke von oben nach unten von 12 cm auf 36 cm zunimmt; über der 2. Ebene dient eine zusätzliche Bleischicht von 5 cm Dicke zur Reduzierung des elektromagnetischen Anteils. Zwischen 8. und 9. Lage befindet sich die 77 cm dicke Stahlbetondecke des Kellerfundaments. Die 1. Lage wird als Toplage bezeichnet und besitzt keine Abschirmung.

Die Ionisationskammern stellen im Prinzip Plattenkondensatoren dar, die mit einem Dielektrikum gefüllt sind. Ein durchfliegendes geladenes Teilchen ionisiert das Dielektrikum; mittels einer anliegenden Spannung wird durch die Trennung der Elektron-Ion-Paare im äußeren Stromkreis ein Verschiebungsstrom induziert, dessen Integral proportional zur An-

<sup>5</sup>Multi Wire Proportional Chambers

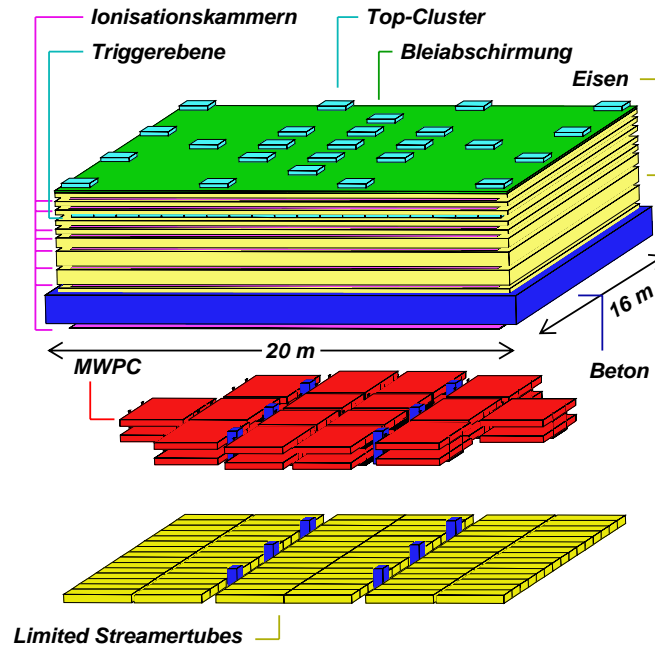


Abbildung 4.5: **Der Zentraldetektor des KASCADE Experiments.** Der Hauptbestandteil ist ein Eisen-Sampling-Kalorimeter ( $20 \times 16 \times 4.5 \text{ m}^3$ ) mit neun Lagen Ionisationskammern zur Messung der hadronischen Komponente der EAS. Die Triggerebene befindet sich in der 4. Ebene und stellt einen schnellen Trigger für das Experiment zur Verfügung und dient auch zur Messung der Ankunftszeiten der myonischen und hadronischen Komponente. Das Top-Cluster bietet hierbei die Möglichkeit, auch im Bereich des Zentraldetektors die elektromagnetische Komponente nachweisen zu können. Die MWPC und Limited Streamertubes befinden sich zur Messung der myonischen Komponente unterhalb des Kalorimeters.

zahl der erzeugten Ladungsträger ist. Die verwendeten Ionisationsmedien Tetramethylsilan ( $\text{Si}(\text{CH}_3)_4$ ) und Tetramethylpentan ( $\text{C}_9\text{H}_{20}$ ) zeichnen sich durch gute Isolareigenschaften bei gleichzeitig hoher Beweglichkeit der Überschusselektronen aus.

Im Hadronkalorimeter werden u.a. die Zahl der rekonstruierten Hadronen, die hadronische Energiesumme und die Energie des führenden Hadrons bestimmt ( $E_h = 50 \text{ GeV}$ ).

#### 4.2.2 Top-Cluster

Auf dem Dach des Zentraldetektors messen 50 Szintillationszähler die elektromagnetische Komponente von Schauern am Ort des Zentraldetektors und ergänzen damit die Daten des Arrays. Die Szintillationsdetektoren sind baugleich mit denen der Triggerebene [Hae96] [Ant97] (siehe Kapitel 4.2.3). Das Top-Cluster kann die Ankunftszeiten und die deponierte Energie der elektromagnetischen Komponente der EAS messen.

### 4.2.3 Triggerebene

Die Triggerebene besteht aus 456 Plastikszintillatordetektoren mit den Maßen  $47.5 \times 95 \times 3 \text{ cm}^3$ . Sie dient zur Realisierung eines schnellen Triggers des Experiments sowie zur Messung von Myondichten ( $E_\mu=490 \text{ MeV}$ ) und Myonankunftszeiten mit einer Zeitauflösung von 1.8 ns. Zwischen der dritten und vierten Ebene des Hadronkalorimeters unter einer Abschirmung von 5 cm Blei und 36 cm Eisen (29 Strahlungslängen) ist die Triggerebene weitestgehend gegen die elektromagnetische Komponente abgeschirmt und wird nur von Myonen und Hadronen erreicht [BrR98]. Ein Trigger wird ausgelöst, wenn entweder mindestens ein Detektor einen Energieeintrag von wenigstens  $50 \cdot E_{MIP}$  aufweist<sup>6</sup> oder aber mehrere Detektoren innerhalb eines Zeitfensters von 100 ns Energiedepositionen von jeweils  $\frac{1}{3} \cdot E_{MIP}$  aufweisen.

### 4.2.4 MWPC

Die MWPC von KASCADE dienen der Messung der hochenergetischen myonischen Komponente der EAS. In zwei Lagen mit 38 cm Abstand befinden sich unterhalb des Hadronkalorimeters je 16 Detektoren von MWPC. Mit einer Ortsauflösung von 1.6 cm können Ort, Richtung und Anzahl der Teilchen bestimmt werden. Die Energieschwelle für die Myonen beträgt aufgrund des Absorbermaterials des Hadronkalorimeters 2.4 GeV [Boz01].

### 4.2.5 Limited Streamertubes

Unterhalb der MWPC wurde eine Ebene von 250 m<sup>2</sup> Limited Streamertubes angebracht, die mit einem Ausleseraster von  $8 \times 16 \text{ cm}^2$  auch die Berechnung von Myondichten in Luftschauerzentren ermöglicht und zu einer verbesserten Messung der hochenergetischen Myonkomponente dient. Hierdurch lassen sich Mehrdeutigkeiten in den Messungen der MWPC, die bei zunehmender Myondichte innerhalb eines Luftschauers deutlich anwachsen, auflösen [Ant03].

## 4.3 Myonspurdetektor

Zur Richtungsbestimmung hochenergetischer Myonen in der Höhe des Schauerzentrums befindet sich nördlich des Zentraldetektors auf einer Fläche von  $44 \times 5.4 \text{ m}^2$  der Myonspurdetektor in einem Tunnel [Ata00] [Dol02]. Er umfaßt 16 Detektorteleskope mit einer effektiven Fläche für senkrecht einfallende Myonen von  $128 \text{ m}^2$ . Um den Einfluß der elektromagnetischen Komponente, der im Umkreis des Schauerzentrums sehr hoch sein kann, zu reduzieren, befindet sich die gesamte Anlage unter einer Absorberschicht von etwa 18 Strahlungslängen, die zu einer Energieschwelle von  $E_\mu=800 \text{ MeV}$  führt. Eine detaillierte Beschreibung des Myonspurdetektors folgt im nächsten Kapitel.

---

<sup>6</sup> $E_{MIP}$ : Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens; hier  $E_{MIP}=6.44 \text{ MeV}$ .

# Kapitel 5

## Der Myonspurdetektor

### 5.1 Streamertubes

Als aktive Detektorelemente werden im Myonspurdetektor Streamertubedektoren verwendet. Dabei handelt es sich um Detektoren, mit denen geladene Teilchen durch Ionisation von Gasmolekülen und anschließende Gasverstärkung nachgewiesen werden. Die Arbeitsweise von Gasdetektoren kann in [Sau77] nachgelesen werden, während hier nur der verwendete Arbeitsbereich des selbstlöschenden Streamer-Modes vorgestellt wird.

Der Streamer-Mode entwickelt sich aus dem Proportional-Mode über die Vielzahl der produzierten Photonen, die in der unmittelbaren Nähe der ursprünglichen Lawine ( $\approx 40 \mu\text{m}$ ) über Photoeffekt wieder absorbiert und Ausgangspunkt neuer sekundärer und tertiärer Lawinen werden, die mit den ursprünglichen Lawinen verschmelzen. Streamertubes müssen bei hohen Spannungen betrieben werden, zeichnen sich aber durch ein sehr langes Plateau des Ansprechvermögens aus, das einen sicheren, stabilen Arbeitspunkt ermöglicht.

Die Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Betriebsspannung beträgt [Kle92]

$$A = \exp \left[ 2 \cdot \sqrt{\frac{kLCU_0 r_i}{2\pi\epsilon_0}} \cdot \left( \sqrt{\frac{U_0}{U_S}} - 1 \right) \right] , \quad (5.1)$$

wobei  $U_0$  der angelegten Spannung entspricht,  $U_S$  der Schwellenspannung für den Beginn des Proportionalbereichs,  $C$  der Kapazität pro Einheitslänge des Zählrohrs,  $L$  der Zahl der Gasatome pro Einheitsvolumen und  $k$  einer gasabhängigen Konstanten der Größenordnung  $10^{-17} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$ . Der Wert von  $k$  ergibt sich aus dem 1. Townsend-Koeffizienten

$$\alpha = \frac{k \cdot L \cdot E_e}{e} , \quad (5.2)$$

wobei  $E_e$  die mittlere Elektronenenergie zwischen zwei Stößen in eV darstellt.

Falls  $U_0 \gg U_S$ , so gilt

$$A \propto \exp \left( \frac{U_0}{U_{ref}} \right) , \quad (5.3)$$

wobei  $U_{ref}$  eine Referenzspannung ist. Die Gasverstärkung steigt dann exponentiell mit der angelegten Spannung an. Besitzen die beim Lawinenaufbau erzeugten Photonen nun soviel

Energie, daß sie selbst durch Erzeugung weiterer Photoelektronen zur Verstärkung beitragen, ergibt sich eine Gasverstärkung von

$$\gamma A = \frac{A}{1 - \gamma A} \quad , \quad (5.4)$$

wobei  $\gamma$  der 2. Townsend-Koeffizient ist und die Wahrscheinlichkeit beschreibt, daß je Elektron in der Lawine ein weiteres Photoelektron erzeugt wird.

Sobald die Zahl der Ladungen so groß wird, daß das angelegte Feld lokal abgeschirmt wird, kommt es zu Sättigungseffekten. Für  $\gamma A \rightarrow 1$  wird der Spannungsimpuls unabhängig von der Primärisation. Diese Grenze ist bei einer Gasverstärkung von  $A \approx 10^8$  gegeben.

Umfangreiche Versuche [Dol92] [Dol94] mit verschiedenen Prototyp-Detektoren [Pol] [Hun90] [Ale86] [DeW86] ergaben, daß bei der Verwendung von homogen leitfähigem PVC [Bar91] (mit einem Flächenwiderstand von  $10^5 \frac{\Omega}{\text{cm}^2}$ ) für die oben offenen Kammprofile der Streamertubes und einer hochohmigen Abdeckung (Phenolpapier mit  $10^{11} \frac{\Omega}{\text{cm}^2}$ ) über dem Kammprofil hinsichtlich einer symmetrischen Feldverteilung um den Anodendraht [Pen97] gute Ergebnisse erzielt wurden. Große Bemühungen wurden auch darauf verwendet, den Dunkelstrom zu reduzieren. Zu diesem Zweck wurde für die Anodendrähte mit einem Durchmesser von  $100 \mu\text{m}$  eine Hochqualitätslegierung aus Kupfer und Beryllium verwendet und die Anodendrähte anschließend mit  $0.3 \mu\text{m}$  Silber bedampft, um Rauigkeiten und damit Fehl- und Dauerentladungen zu vermeiden.

Eine Streamertubekammer enthält 16 Anodendrähte in zwei Kammprofilen, jeweils bestehend aus 8 Streamertubes mit einem Innenquerschnitt von  $9 \times 9 \text{ mm}^2$  und einer Länge von 4 m. Die Außenmaße einer solchen Streamertubekammer betragen  $13.4 \times 166.7 \times 4000 \text{ mm}^3$ . Es wurde gefordert, daß die Geometrie der Streamertubes um weniger als 0.1 mm variieren darf. Zusammen mit den Anodendrähten wurden die Kammprofile in PVC-Boxen geschoben, die an den Endkappen bis auf die Gasanschlüsse versiegelt wurden. Für die Hochspannungsversorgung und die Ankopplung der Anodendrähte sind Durchführungen vorhanden. Die Endkappen tragen die Printed Circuit Boards, an denen die Anodendrähte befestigt sind. Diese werden im Abstand von jeweils 50 cm gestützt, um ein tieferes Durchhängen als  $42 \mu\text{m}$  zu verhindern. Vor dem Einlöten der Anodendrähte auf die Printed Circuit Boards wurden die Anodendrähte auf 3 N bei  $20^\circ\text{C}$  vorgespannt.

## 5.2 Aufbau

Der Myonspurdetektor befindet sich in einem  $5.4 \times 2.4 \times 44 \text{ m}^3$  großen Tunnel unterhalb einer Abschirmung von 18 Strahlungslängen. Diese Abschirmung setzt sich aus 3 cm dicken Eisenplatten, von denen sich fünf über den acht südlichen und sechs über den acht nördlichen Türmen befinden, mit dazwischen je 5 cm Erde und der Tunneldecke aus 50 cm Beton zusammen. Für senkrecht einfallende Myonen ergibt sich eine Energieschwelle von 800 MeV [Dol95].

Der Detektor besteht aus insgesamt 16 Detektorteleskopen (Abbildung 5.1), die in zwei Reihen mit einem begehbaren Mittelgang aufgebaut sind. An den im Osten und Westen gelegenen Tunnelwänden sind je acht vertikale, zu den jeweiligen Detektorteleskopen gehörende Detektorebenen angebracht. Diese vertikalen Ebenen werden zum Nachweis sehr schräg einfallender

Myonen verwendet. Die drei horizontalen Ebenen pro Teleskop sind auf fahrbaren Stahlgerüsten fest installiert, während die vertikalen Ebenen an den Tunnelwänden angeschraubt sind. Die einzelnen Detektorebenen besitzen jeweils eine Fläche von  $2 \times 4 \text{ m}^2$ . Für die in dieser Arbeit durchgeführten Analysen werden nur die horizontalen Ebenen zur Spurrekonstruktion verwendet.

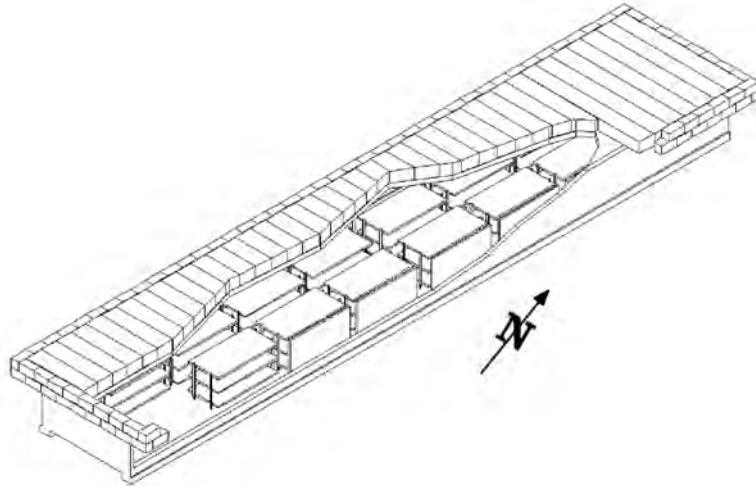


Abbildung 5.1: **Schematische Darstellung des Myonspurdetektors mit 15 (statt 16) Detektortelestokopen.** Die Längsachse des Tunnels ist um  $15.7^\circ$  nach NNO ausgerichtet.

Um die mechanische Stabilität der horizontalen Ebenen zu gewährleisten, sind in die fahrbaren Stahlgerüste jeweils drei trapezförmige, verzinkte Stahlbleche eingeschraubt (Abbildung 5.2). Zur Herabsetzung der Kapazität zwischen dem Stahlblech und den Detektorelementen (Streamertubekammern und Influenzstreifen) dient eine 50 mm starke Unterlage aus Hartstyroopor, die zudem als ebene Auflagefläche für die Kammern verwendet wird. Auf das Styropor wird eine  $75 \mu\text{m}$  dicke Polyesterfolie aufgelegt, die mit Aluminiumstreifen (einem sogenannten Steiner Film mit  $0.1 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$  [Ste]) der Breite 18 mm bei einem Pitch von 20 mm bedampft ist. Diese Influenzstreifen bilden mit den Anodendrähten der 12 darübergelegten Streamertubekammern einen Winkel von  $60^\circ$  (diagonale Streifen). Oberhalb der Kammern befindet sich eine weitere Lage von Influenzstreifen, deren Streifen senkrecht zu den Anodendrähten ausgerichtet sind (senkrechte Streifen). Als obere Abdeckung befinden sich eine 25 mm starke Styroporschicht und eine dünne Aluminiumfolie über den Detektorelementen.

Der elektrische Kontakt zu den Influenzstreifen wird durch Aufschrauben breiter, verzinkter Unterlegscheiben zusammen mit den Streifen auf ein PVC-Board erreicht. Auf die silberbeschichteten Schrauben werden weitere Boards aufgeschraubt, um eine Verbindung für die Ausleselektronik zu ermöglichen. Da jeweils zwei benachbarte Anodendrähte zusammengefaßt sind, erhält man aus einem achteckigen Kammprofil vier Drahtsignale. Die diagonalen Streifen werden ebenfalls paarweise, die senkrechten Streifen hingegen einzeln ausgelesen.

Um die Verwendung von Auskoppelkondensatoren zu vermeiden, werden die Kathodenprofile mit einer Hochspannung von  $-4700 \text{ V}$  versorgt, wohingegen sich die Anodendrähte auf Massenniveau befinden.



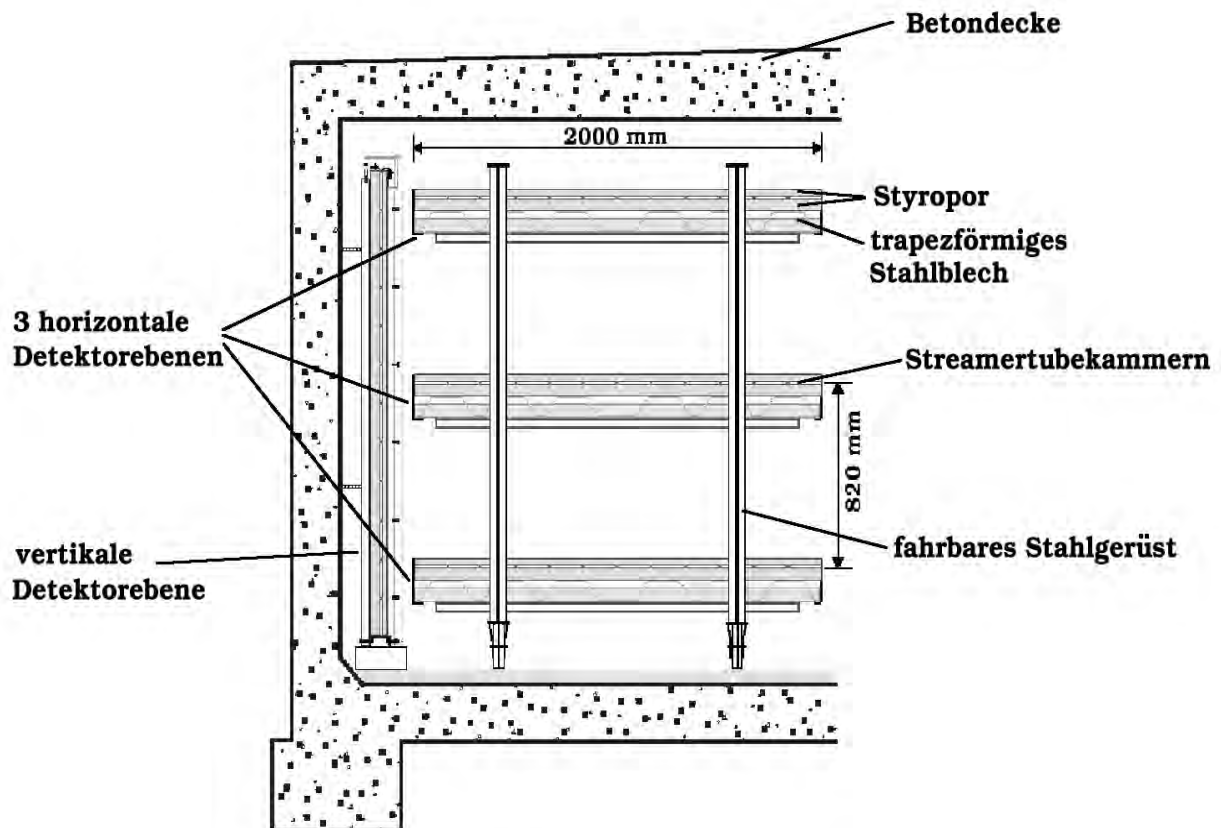


Abbildung 5.2: **Querschnitt eines Detektorteleskops.** Zu sehen sind die drei horizontalen Detektorebenen mit einem Abstand von 82 cm und die vertikale Detektorebene an der Tunnelwand. Die Detektorebenen haben jeweils eine Fläche von  $2 \times 4 \text{ m}^2$ .

Detektorteleskope	16
Ebenen pro Teleskop	3 horizontale, 1 vertikale
Nachweisfläche für senkrecht einfallende Myonen	$128 \text{ m}^2$
gesamte Nachweisfläche	$512 \text{ m}^2$
Zahl der Streamertubekammern	768
Zahl der Auslesekanäle	insg. 24576
Anodendrähte	6144
senkrechte Streifen	12288
diagonale Streifen	6144
Zahl der Ausleseboards	768

Tabelle 5.1: **Charakteristische Größen des Myonspurdetektors.**

### 5.3 Gasversorgung

In einem Container werden Argon- und Isobutangas mit einem Druck von 1.5 bar bereitgestellt. Die Gase fließen über Membranventile, die eine Feineinstellung des Drucks jeder Gaskomponente ermöglichen, durch einen Gasmischer in die Gasversorgungsleitungen des Tunnels. Im Gasmischer addieren sich die Partialdrücke der Gase. Massendurchflußmesser nach den Membranventilen und vor dem Mischer zeigen die Gaskomposition an und steuern die Zusammensetzung der Mischung. Das Gasgemisch verläßt die Mischereinheit und wird über 16 Nadelventile in 16 Kanäle verteilt. Je solch ein Kanal versorgt ein Detektorteleskop, in dem das Gas in Serie durch alle Streamertubekammern der oberen, mittleren, unteren und vertikalen Ebene fließt. Die Gasabführung erfolgt über einen leichten Überdruck von etwa 5 cm Wassersäule an die Außenluft. Der geringe Gasfluß von  $0.5 \frac{1}{h}$  ist wegen der kleinen Leckrate der Streamertubekammern von weniger als einem Kammervolumen pro Jahr ausreichend. Ein kompletter Austausch des Gases pro Detektorteleskop erfolgt in etwa 20 Tagen. Außendruckschwankungen und Temperaturänderungen im Tunnel beeinflussen die Gasverstärkung nur in einem akzeptablen Bereich, solange die analogen Detektorsignale ausreichend oberhalb der Elektronikschwellen liegen.

### 5.4 Datenauslese

Für die Auslese der Daten wird eine sogenannte Kettenauslese verwendet, wobei die Ausleseelektronik in drei Stufen unterteilt werden kann:

1. Die Front-End-Elektronik, bestehend aus Boards für jeweils 32 Inputs, ist mit den einzelnen Detektorebenen verbunden und erhält Signale von den Anodendrähten bzw. Influenzstreifen. Die 24 Boards von zwei Ebenen (je drei Draht- und neun Streifenboards) bilden eine serielle Ausleseketten. Die Draht- und Streifenboards erfordern aufgrund der entgegengesetzten Signalpolarität einen unterschiedlichen Aufbau. Überschreitet das durch ein Myon ausgelöste Signal die Nachweisschwelle, werden digitale Informationen erzeugt, die weitergeleitet werden.
2. Diese seriellen Ausleseketten sind mit sogenannten Splitterboards verbunden, wobei vier Splitterboards ein Crate belegen und das Interface für zwei Detektorteleskope liefern. Mit einer Schiebefrequenz von 1MHz werden die Daten aus der 24 m langen Kette über das Splitterboard auf einen STAS<sup>1</sup>-Controller geleitet.
3. Die Datenauslese der STAS-Controller erfolgt über ein VME-Crate durch einen TVC<sup>2</sup>, der die Informationen zum DAQ<sup>3</sup> weiterleitet. Sobald ein Triggersignal durch das Array bzw. die Triggerebene ausgelöst wird, geht von der Triggereinheit des Myonspurdetektors ein Signal an den TVC, der daraufhin die Datenauslese einleitet. Da die Datenaufnahme im gesamten KASCADE Experiment über globale Zeitmarken synchronisiert

---

<sup>1</sup>Streamer Tube Acquisition System

<sup>2</sup>Transputer VME Controller

<sup>3</sup>Data Acquisition Program

wird, ist es anschließend möglich, die verschiedenen Meßgrößen der einzelnen Experimenteile zu kombinieren. Es besteht aber auch die Möglichkeit einer internen Messung im Myonspurdetektor unter Verwendung von lokalen Zeitmarken. In diesem Fall kommt das Triggersignal nicht vom Array oder von der Triggerebene, sondern von den unteren Detektorebenen des Myonspurdetektors selbst.

Da die Datenaufnahmesoftware nur eine begrenzte Datenmenge pro Zeiteinheit aufnehmen kann ( $\approx 800$  byte/Ereignis), ist es notwendig, den internen Trigger (ca. 32 kHz) mit einem Faktor von 3200 zu untersetzen. Die Rate des Triggers ist abhängig von dem Außendruck, der Temperatur im Tunnel und der verwendeten Gasmischung.

## 5.5 Spurrekonstruktion

Bei der Rekonstruktion von Myonspuren in den Detektorteleskopen müssen zunächst aus den von Teilchendurchgängen angesprochenen Anodendrähten, senkrechten und diagonalen Influenzstreifen (Digits) einer Detektorebene Hits rekonstruiert werden. Beim Durchgang nur eines Teilchens durch die Ebene genügt es, den Schnittpunkt, der durch Anodendraht und senkrechten Streifen festgelegt wird, zu bestimmen. Es werden hierzu die senkrechten Streifen verwendet, da diese im Mittel kleinere Clusterbreiten besitzen als die diagonalen Streifen und sich somit eine kleinere Fläche des Hits ergibt. Kommt es bei der Bestimmung der Hits zu Mehrdeutigkeiten (beim Durchgang mehrerer Myonen durch eine Ebene), werden zusätzlich die Informationen der diagonalen Streifen verwendet. Um Myonspuren zu rekonstruieren, wird bei Hits in mehreren Detektorebenen zunächst versucht, mittels eines Algorithmus 3-Hit-Spuren mit Hilfe der einzelnen Hits zu rekonstruieren. Die verbleibenden Hits, die nicht für 3-Hit-Spuren verwendbar sind, werden auf 2-Hit-Spuren hin untersucht.

Der Tunnel wird dazu in  $10 \times 40$  Zellen mit einer Fläche von je  $120 \times 54$  cm<sup>2</sup> eingeteilt. Diese Unterteilung des Tunnels in Zellen dient der Optimierung der Prozessierungszeit der Daten. Die Zellen werden nacheinander von einem Spurfundungs-Algorithmus durchsucht. Der Algorithmus beginnt in den ersten Ebenen der möglichen Spurkombinationen (obere, mittlere, untere Ebene) und sucht in jeder Zelle der ersten Ebene (obere E.) nach Hits. Wird ein Hit gefunden, so sucht der Algorithmus in der nächsten Ebene (mittlere E.) der Kombination in einer insgesamt  $3 \times 3$  Zellen großen Fläche unter der Zelle der ersten Ebene. Wird in einer Zelle der Fläche ein Hit gefunden, so wird in der letzten Ebene (untere E.) wiederum in einer  $3 \times 3$  Zellen großen Fläche unter der Zelle der zweiten Ebene nach einem Hit gesucht. Dieser Spurfundungs-Algorithmus muß in der Nähe des Schauerzentrums sowie bei zunehmender Schauerenergie Spuren in einer hohen Hitdichte finden. Dies führt z.T. zu Problemen bei der Rekonstruktion aller möglichen Spuren, so daß an einer Verbesserung dieser Software gearbeitet werden muß.

Findet man auf diese Weise drei Hits, so wird überprüft, ob es sich um eine Spur handelt. Bei der Spursuche existiert ein Bruchteil von Spuren, die von niederenergetischen Myonen stammen (verursacht durch die begrenzte Absorberdicke über dem Detektor). Diese müssen verworfen werden. Bei den in der vorliegenden Arbeit behandelten Analysen der lateralen Myondichten und der Myonproduktionshöhen wurden nur solche 3-Hit-Spuren verwendet,

die einen  $\chi^2$ -artigen Spurqualitätsparameter  $Q < 2.5$  besitzen. Der Parameter ist wie folgt definiert:

$$Q^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{D_{tr}^2(\text{Hit}_i)}{A_{\text{Hit}_i}} \quad , \quad (5.5)$$

wobei  $D_{tr}(\text{Hit}_i)$  für den Abstand zwischen dem Hit  $i$  und der rekonstruierten Spurkoordinate und  $A_{\text{Hit}_i}$  für die Fläche des Hits (Clusterbreite der Drähte  $\times$  Clusterbreite der Streifen) steht. Die definierte Spurqualität ist kein Standard- $\chi^2$ , da die inverse Fläche des Hits als Gewicht des quadrierten Abstands  $D_{tr}^2(\text{Hit}_i)$  verwendet wird.

Zur Analyse der Lateralverteilungen wurden zusätzlich 2-Hit-Spuren verwendet.

Die Hits, die keinen 3-Hit-Spuren zugeordnet werden können, werden nach 2-Hit-Spuren durchsucht. Für die 2-Hit-Spuren läßt sich ein Qualitätsparameter durch die Spurabweichung definieren. Dabei wird die durch das Array rekonstruierte Schauerrichtung als Referenz verwendet. Die Spurabweichung ist definiert durch den Abstand des zweiten Hits der möglichen 2-Hit-Spur von der Referenzspur, die durch den ersten Hit und die Schauerrichtung festgelegt ist. Es wird gefordert, daß dieser Abstand kleiner als 10 cm ist, was einer maximalen Winkelabweichung von etwa  $7.8^\circ$  entspricht.

## 5.6 Clusterbreite

Die Clusterbreite beschreibt die Anzahl jeweils zusammenhängender Anodendraht- bzw. Influenzstreifenadressen, deren Signale bei einem Teilchendurchgang über der Nachweisschwelle der Detektorelektronik liegen.

Auf den Influenzstreifen verteilt sich die Bildladung im Mittel auf mehrere Streifen, was zu einer Abhängigkeit der Clusterbreite von der Form und Größe des Signalpulses auf den Anodendrähten führt. Diese Signalpulse werden bei fester Betriebsspannung wiederum von verschiedenen systematischen Parametern, wie der Gasmischung, dem Luftdruck und der Temperatur, beeinflusst. Die Clusterbreiten der diagonalen Streifen liegen bei höheren Werten, da diese im Gegensatz zu den senkrechten Streifen paarweise ausgelesen werden.

Die minimalen Clusterbreiten der Anodendrähte und Influenzstreifen sind durch die jeweilige Geometrie festgelegt. Die Anodendrähte befinden sich in Streamertubes mit einem Querschnitt von  $9 \times 9 \text{ mm}^2$ , die durch das Kammprofil mit 1 mm Dicke getrennt sind. Da die Anodendrähte paarweise ausgelesen werden, ergibt sich ein minimaler Wert der Clusterbreite von 2 cm. Die senkrechten Streifen mit einer Breite von 18 mm bei einem Pitch von 20 mm werden einzeln ausgelesen. Der minimale Wert der Clusterbreite beträgt ebenfalls 2 cm. Die diagonalen Streifen besitzen die gleiche Geometrie wie die senkrechten Streifen, sind aber paarweise zusammengefaßt, wodurch sich eine minimale Clusterbreite von 4 cm ergibt.

Hohe Clusterbreiten auf den Anodendrähten und Influenzstreifen werden außer bei großen Einzelpulsen ebenfalls erzeugt, wenn mehrere Teilchendurchgänge dicht beieinanderliegen und dadurch zu Einzelclustern verschmelzen. Dieses Problem zeigt sich vor allem bei sehr hohen Myondichten und vielen begleitenden Teilchen im Zentrum hochenergetischer Luftschauer.

In der Abbildung 5.3 wird das Verhalten der mittleren Clusterbreiten von Meßdaten in den unteren Detektorebenen für drei  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereiche in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauer-

zentrum gezeigt. Da sich dieses Verhalten unabhängig vom analysierten Zenitwinkelbereich zeigte, wurden die Verteilungen für  $0^\circ < \Theta < 30^\circ$  dargestellt. Als durchgezogene Linie ist jeweils das Verhalten der mittleren Clusterbreiten der Anodendrähte eingezeichnet, das durch die folgende Gleichung beschrieben werden kann (siehe auch Kapitel 7.5):

$$\bar{c}(r) = p_1 \cdot r^{-p_2} + p_3 \quad . \quad (5.6)$$

$p_1$ ,  $p_2$  und  $p_3$  stellen die Anpaßparameter dar, und  $r$  steht für den Abstand des Myonhits vom Schauerzentrum.

Im Bereich  $3.25 < \lg(N_\mu^{tr}) < 3.5$  ergeben sich bei Abständen größer als 45 m konstante Werte der Clusterbreiten, die den minimal möglichen Breiten entsprechen. Bei Abständen kleiner als 45 m erkennt man die Zunahme der Clusterbreiten, die sich aufgrund der Verschmelzung mehrerer Cluster zu Einzelclustern ergibt. Mit steigendem  $\lg(N_\mu^{tr})$  beobachtet man, daß der Bereich konstanter Clusterbreiten erst bei größeren Abständen beginnt. Bei  $4.5 < \lg(N_\mu^{tr}) < 4.75$  ist kein Abstandsbereich mit konstanten Clusterbreiten mehr erkennbar. Die in der Abbildung 5.3 eingezeichneten Kurven entsprechen den aus der Gleichung 5.6 angepaßten Funktionen zur Beschreibung der mittleren Clusterbreiten der Anodendrähte.

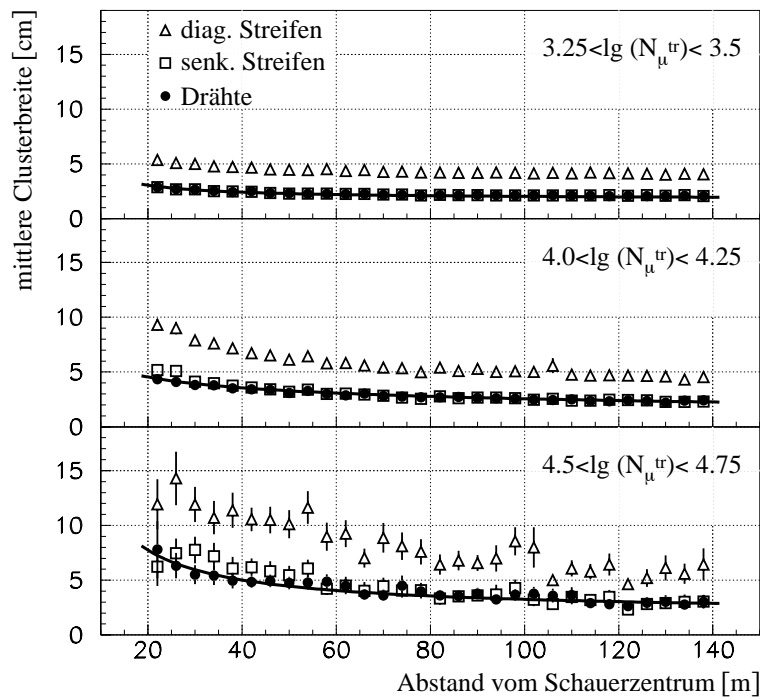


Abbildung 5.3: **Mittlere Clusterbreite in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum (Meßdaten)**. Für drei Bereiche von  $\lg(N_\mu^{tr})$  ist das Verhalten der Clusterbreite von Drähten, senkrechten und diagonalen Streifen in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum gezeigt. Die durchgezogenen Linien zeigen das Verhalten der mittleren Clusterbreite der Anodendrähte entsprechend der Gleichung 5.6.

## Kapitel 6

# Monte-Carlo-Simulationen

Bei einem bodengebundenen Experiment wie KASCADE muß aus der Anzahl, der Dichte und der relativen Ankunftszeit der registrierten Sekundärteilchen auf die Natur des Primärteilchens, seine Energie und die Richtung der Primärstrahlung geschlossen werden. Diese Abhängigkeiten können nicht mit sinnvollem Aufwand analytisch berechnet werden. Man benötigt statt dessen Modellrechnungen, um den Zusammenhang zwischen diesen Größen erfassen zu können. Dazu wird die Schauerentwicklung nach der Monte-Carlo-Methode in einem Computerprogramm simuliert; bei jedem Wechselwirkungsschritt simulieren Zufallszahlen das Eintreten von Ereignissen, die nur durch Wahrscheinlichkeitsverteilungen gewichtet sind. Auch die Erzeugung von Sekundärteilchen, von denen man aus Beschleunigerexperimenten nur die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für ihre Multiplizität kennt, wird über Zufallszahlen geregelt.

Um die Entwicklung von EAS für ein Experiment simulieren zu können, muß eine Reihe von globalen Parametern definiert werden, wie beispielsweise die Schichtung der Erdatmosphäre, der Luftdruck und das Erdmagnetfeld. Das Verhalten der geladenen Pionen hängt von der auf ihrer Flugbahn vorherrschenden Luftdichte ab. In großen Höhen treffen sie während ihrer kurzen Lebensdauer sehr selten auf Atomkerne der Atmosphäre als mögliche Reaktionspartner und zerfallen daher bevorzugt in Myonen, wohingegen sie in den unteren, dichteren Schichten der Atmosphäre leichter einen Stoßpartner finden und in Kollisionen weitere Sekundärteilchen erzeugen. In CORSIKA [Hec98] wird die Atmosphäre entsprechend der Parametrisierung der US-Standardatmosphäre geschichtet; andere Atmosphärenmodelle sind wählbar.

Um die Entwicklung eines Luftschauers so genau wie möglich beschreiben zu können, sind in CORSIKA Masse, Ladung, Halbwertszeit und Zerfallsmoden der in Kollisionen auftretenden Sekundärteilchen gespeichert. Die von Photonen, Protonen oder auch von primären Kernen bis zur Massenzahl  $A < 60$  ausgelösten EAS können mit CORSIKA simuliert werden [HeK03]. Neben Photonen werden Elektronen, Positronen, Myonen, Pionen, Kaonen,  $\eta$ -Mesonen, Nukleonen und schwere Baryonen sowie die entsprechenden Antibaryonen in den Kollisionen und im Transport behandelt.

Da die hadronischen Wechselwirkungsquerschnitte bei hohen Energien nicht ausreichend genau bekannt sind und nur aus niederen Energiebereichen extrapoliert werden können, wurden für die hadronischen Wechselwirkungen verschiedene Modelle entwickelt, die jeweils in CORSI-

KA verwendet werden können. So z.B. QGSJet<sup>1</sup> [KaO93] und NEXUS<sup>2</sup> [Bos01] [Dre01], die auf verschiedenen theoretischen Grundlagen basieren. Bei diesen unterschiedlichen Wechselwirkungsmodellen werden beispielsweise die Formfaktoren aller möglichen Parton-Parton-Stöße unterschiedlich beschrieben und parametrisiert. Solche Parametrisierungen orientieren sich an exklusiven Meßgrößen aus Hochenergiebeschleunigerexperimenten. Bei sehr hohen Energien wird zusätzlich die Betrachtung einer Kaskade innerhalb der endlichen Fermionensysteme, wie Nukleon oder Kern, notwendig.

Die schwachen Wechselwirkungsprozesse sind dagegen in CORSIKA fest implementiert. Bei den Wechselwirkungen der elektromagnetischen Teilchen wird davon ausgegangen, daß bis zu höchsten Energien die Vorhersagen der QED gelten.

Auch die Simulation der Detektorantwort auf ein Luftschauerereignis ist ein notwendiger Schritt zur Analyse von EAS. Mit dem Programmpaket GEANT [GEA93] des Europäischen Kernforschungszentrums CERN<sup>3</sup> kann eine detaillierte Detektorantwort auf simulierte EAS berechnet werden. Für KASCADE wurde das auf GEANT (Version3) basierende CRES<sup>4</sup> entwickelt, das die in KASCADE üblichen Reaktionen der typischen aktiven und passiven Detektorelemente beschreibt.

Die erhaltenen Datensätze der Monte-Carlo-Simulationen können nun auf gleiche Weise wie die mit dem Experiment KASCADE gemessenen Daten in physikalische Größen umgewandelt werden. Für diese Berechnungen steht das Rekonstruktionsprogramm KRETA<sup>5</sup> zur Verfügung. Aus Signalen, die von den einzelnen Detektoren geliefert werden, berechnet KRETA physikalische Größen wie die Anzahl der Teilchen, Spurrichtungen, Ankunftszeiten, usw..

Hybridrechnungen [Pen99] [Ulr03] verwenden analytische Funktionen von Verteilungen, die aus CORSIKA Simulationen ermittelt werden und transformieren gemessene Schauerobservablen, wie Myonproduktionshöhe  $h_\mu$ , Radialwinkel  $\rho$  der Myonspur,  $N_\mu^{tr}$  oder die Elektronenzahl  $N_e$  in Größen, die das primäre Teilchen beschreiben.

In den folgenden Analysen wurden die hadronischen Wechselwirkungsmodelle QGSJet (CORSIKA Version 5.644; CRES 1.15/08) und NEXUS 2 (CORSIKA Version 5.946; CRES 1.15/08) verwendet. Die Berechnungen der EAS erfolgten mit einem kontinuierlichen Spektrum der Primärteilchenenergien von  $10^{14}$ - $10^{17}$ eV bei einem spektralen Index von -2.0 im Zenitwinkelbereich von  $0^\circ$ - $42^\circ$ . Um dem Flußspektrum im Energiebereich unterhalb des Knies zu entsprechen [Bur90], wurden die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen mit einem Faktor  $E^{-0.7}$  gewichtet. Da in den in der Analyse verwendeten Simulationen keine Kniestruktur angenommen wurde, erfolgte über den gesamten Energiebereich eine gleiche Gewichtung.

---

<sup>1</sup>Quark Gluon String model with Jets

<sup>2</sup>NEXt generation of Unified Scattering approach

<sup>3</sup>Centre Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>4</sup>Cosmic Ray Event Simulation

<sup>5</sup>KASCADE Reconstruction for ExTensive Airshowers

# Kapitel 7

## Analyse der Lateralverteilungen von Myonen

Die Dichte der auf der Erdoberfläche ankommenden Sekundärteilchen ist im Schauerzentrum der EAS am größten und wird mit zunehmendem Abstand von ihm kleiner. Diese Abnahme der Teilchendichte ist für jede der drei Schauerkomponenten - elektromagnetische, myonische und hadronische Komponente - feststellbar, wobei die Stärke der Abnahme und die laterale Verteilung der Teilchen auf der Erdoberfläche für die einzelnen Komponenten unterschiedlich sind. Monte-Carlo-Simulationen zeigen, daß die Abnahme der Teilchendichte auch von der Energie des Primärteilchens und dem Beobachtungsniveau des Experiments abhängt. Die Teilchendichten in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum können durch die NKG-Funktion beschrieben werden, die als Parameter einen Skalenradius  $R_M$  (Molière-Radius) und den Steigungsparameter  $s$  (Schaueralter) beinhaltet.  $R_M$  beschreibt die Abnahme der Verteilung mit dem Abstand vom Schauerzentrum und  $s$  die Krümmung der Verteilung.

### 7.1 NKG-Funktion

Die NKG-Funktion [KaN57] [Gre56], die zur Beschreibung der Lateralverteilungen von Elektronen verwendet werden kann, basiert auf theoretischen Überlegungen zu elektromagnetischen Wechselwirkungen und zur Vielfachstreuung der Primär- und Sekundärteilchen in der Erdatmosphäre. Unter Berücksichtigung von Paarerzeugungs- und Bremsstrahlungsprozessen lassen sich rein elektromagnetische Schauer analytisch beschreiben. Es gelten die gekoppelten Differentialgleichungen

$$\frac{dn_\gamma}{dt} = -\frac{n_\gamma(W, t)}{\lambda_{Paar}} + \int_W^\infty n_e(E', t) \frac{dn_{e \rightarrow \gamma}}{dW dt} dE' \quad \text{und} \quad (7.1)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = -\frac{n_e(E, t)}{\lambda_{Brems}} + \int_E^\infty n_e(E', t) \frac{dn_{e \rightarrow e}}{dE dt} dE' + 2 \int_E^\infty n_\gamma(W', t) \frac{dn_{\gamma \rightarrow e}}{dE dt} dW' \quad . \quad (7.2)$$

In Gleichung 7.1 steht  $n_\gamma$  für die Zahl der Photonen mit einer Energie größer als  $W$  in der atmosphärischen Tiefe  $t$  und  $n_e$  für die Zahl der Elektronen und Positronen mit der Energie



$E'$ . Der erste Term beschreibt den Verlust von Photonen durch Paarerzeugung, der zweite die Erzeugung von Photonen durch Bremsstrahlung von Elektronen. In der Gleichung 7.2 ist  $n_e$  die Anzahl der Elektronen und Positronen mit einer Energie größer  $E$  in der atmosphärischen Tiefe  $t$ . Der erste Term stellt hier den Verlust von Teilchen aus einem bestimmten Energieintervall durch Bremsstrahlungsprozesse und der erste Intergralterm das Hinzukommen von ursprünglich höherenergetischen Elektronen in dieses Energieintervall durch Bremsstrahlung dar. Hierdurch wird ausgedrückt, daß Teilchen durch Bremsstrahlungsprozesse nicht verloren gehen, sondern lediglich Energie verlieren. Der letzte Term der Gleichung beschreibt das Entstehen von Teilchen durch Paarerzeugung, wobei der Faktor 2 berücksichtigt, daß bei jeder Paarerzeugung sowohl ein Elektron als auch ein Positron entsteht.

Mit diesen Gleichungen läßt sich die Entwicklung der Teilchenanzahl in einer Dimension  $t$  untersuchen. Diese entspricht der longitudinalen Verteilung, die die Teilchenanzahl in Abhängigkeit von der atmosphärischen Tiefe  $t$  beschreibt.

In diesem System aus gekoppelten Differentialgleichungen ist der Energieverlust der Teilchen durch Ionisation nicht berücksichtigt, so daß die sich ergebenden Lösungen nur für Teilchenenergien  $E_{kin} \gg 84.2$  MeV gültig sind. Wird der Ionisationsverlust in die Betrachtung miteinbezogen, können die Gleichungen nur numerisch gelöst werden.

Wird nun die Coulomb-Streuung in die Berechnungen eingebunden, lassen sich die Anzahl und die Verteilung der auf der Erdoberfläche ankommenden Elektronen beschreiben und wird die Entwicklung der Teilchenzahlen in drei Dimensionen analysierbar. Die sich hieraus ergebende NKG-Funktion [Gre56]

$$\rho(r_e, E_0, t, s_e) = \frac{\Gamma(4.5 - s_e)}{\Gamma(s_e)\Gamma(4.5 - 2s_e)} \frac{N_e(E_0, t)}{2\pi R_{M,e}^2} \left( \frac{r_e}{R_{M,e}} \right)^{s_e-2} \left( 1 + \frac{r_e}{R_{M,e}} \right)^{s_e-4.5} \quad (7.3)$$

gilt für einen Bereich von  $0.8 < s_e < 1.6$  und Entfernungen vom Schauerzentrum größer als 1 m. Der Steigungsparameter  $s_e$  entspricht hierbei dem aus der elektromagnetischen Komponente ermittelten Schaueralter. Das Schaueralter ist ein Maß für das Entwicklungsstadium des Schauers in der Atmosphäre. Per Definition ist festgelegt, daß Schauer bei  $s_e=0$  beginnen und in ihrem Maximum, d.h. bei maximaler Teilchenanzahl, das Schaueralter  $s_e=1$  besitzen. Für  $0 < s_e < 1$  nimmt die Teilchenzahl im EAS bis zur Maximalzahl zu, und für  $s_e > 1$  nimmt die Anzahl wieder ab.  $\Gamma(x)$  beschreibt die Eulersche Gamma-Funktion<sup>1</sup>,  $r_e$  steht für den Abstand des Elektrons vom Schauerzentrum und  $R_{M,e}$  für den Skalenradius, der auch Molière-Radius genannt wird. Der Molière-Radius bezeichnet den durch die Coulomb-Streuung zustandekommene Beitrag zur lateralen Verteilung der Elektronen. Innerhalb einer Kreisfläche mit dem Radius  $R_{M,e}$  müssen sich 90% der elektromagnetischen Schauerenergie befinden. Der Molière-Radius ist eine vom Beobachtungsniveau des Experiments abhängige Größe; für das KASCADE Experiment in einer Höhe von 110 m ü.d.M. ergibt sich  $R_{M,e}=89$  m [Ant01]. Sowohl  $N_e$  als auch  $s_e$  sind Funktionen der Primärenergie  $E_0$  des kosmischen Teilchens und der atmosphärischen Tiefe  $t$ .

Bei der in den folgenden Kapiteln durchgeführten Analyse der Myonlateralverteilungen mit dem Myonspurdetektor wurde eine der NKG-Funktion entsprechende Funktion verwendet. Anstatt  $R_{M,e}$  wird der Skalenradius  $R_M$  gebraucht, der die mehrere hundert Meter Durch-

---

<sup>1</sup> $\Gamma(x) = \int_0^\infty e^{-t} t^{x-1} dt$  für  $x > 0$

messer betragende Ausdehnung der Myonkomponente auf der Erdoberfläche beschreibt, und statt  $s_e$  wird der Steigungsparameter  $s$  verwendet, der mit dem Schaueralter der Myonkomponente gleichgesetzt werden kann. Für die Funktion ergibt sich dann die folgende Darstellung:

$$\rho_\mu(r) = \text{const.} \cdot \left(\frac{r}{R_M}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{R_M}\right)^{s-4.5} \quad (7.4)$$

$r$  ist hierbei der Abstand der Myonspur vom Schauerzentrum in Schauerkoordinaten (siehe auch Kap. 7.2). Die Abbildung 7.1 zeigt das Verhalten dieser NKG-Funktion und das der beiden Produktterme für  $s=1.2$  und  $s=1.4$ . Bei kleineren  $s$ -Werten verläuft die NKG-Funktion steiler als bei größeren  $s$ -Werten. Ein kleineres  $s$  entspricht einem jüngeren Schauer, d.h. das Maximum liegt näher über dem Beobachtungsniveau.

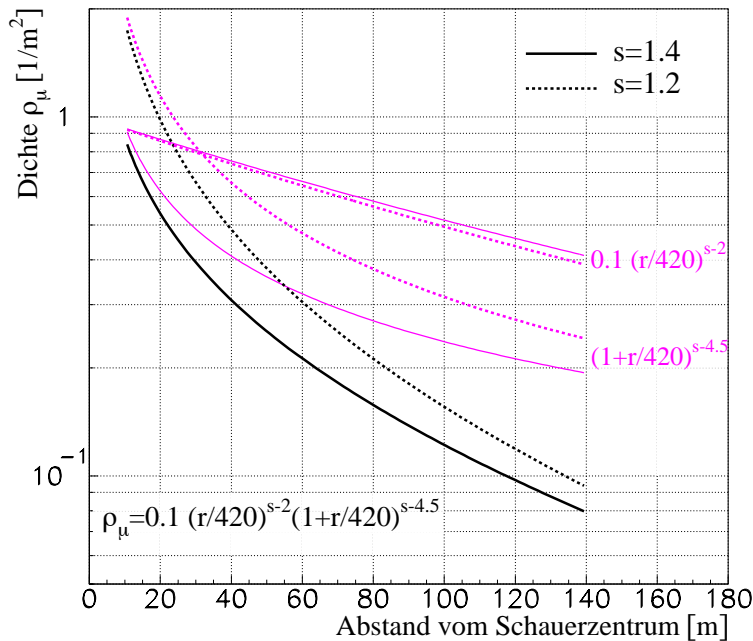


Abbildung 7.1: **Verhalten der NKG-Funktion.** Dargestellt ist das Verhalten der NKG-Funktion (schwarze Linien) und ihrer Produktterme (graue Linien) für  $s=1.4$  (durchgezogene Linien) und  $s=1.2$  (gestrichelte Linien).

Für die Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen, die mit den Wechselwirkungsmodellen QGSJet und NEXUS durchgeführt wurden, ergeben sich die in Abbildung 7.2 dargestellten Verteilungen des Schaueralters der Myonen. Im Array werden mit den LECF [Web99] die gemessenen Energiedepositionen in Teilchenzahlen umgerechnet. Die LECF sind aus Simulationsrechnungen ermittelte Funktionen, die die Größe der Energiedeposition eines Teilchens im Detektor wiedergeben. Unter Verwendung der rekonstruierten Richtungsinformationen wird die Bestimmung der Lateralverteilungen aus den gewonnenen Teilchendichten durchgeführt. Hierbei wird eine NKG-Funktion an die Lateralverteilungen der Elektronen und Myonen in Schauerkoordinaten angepaßt. Freie Parameter sind hierbei die Elektronen- und Myonzahl, das Schaueralter der Elektronlateralverteilung und die Position des Schauerzentrums. Das Schaueralter der myonischen Lateralverteilung wird durch eine Parametrisierung

in Abhängigkeit von der Elektronenzahl festgelegt. Als Wert des Molière-Radius wird für die elektromagnetische Komponente 89 m und für die myonische 420 m benutzt. Die erhaltene Position des Schauerzentrums ist endgültig.

Zunächst wird die Elektronlateralverteilung bestimmt und mit den damit erhaltenen Elektronendichten am Ort der Detektoren die Teilchenzahlen in den Myondetektoren auf Punch-Throughs-Effekte von Elektronen und Photonen korrigiert. Erst anschließend wird die Lateralverteilung der Myonen berechnet.

In den beiden Wechselwirkungsmodellen zeigt sich in den Verteilungen des Schaueralters kaum ein Unterschied. Im Falle von NEXUS besitzen die Werte des Schaueralters von Protonen und Eisen im Vergleich zu den Werten bei QGSJet jeweils minimal kleinere Werte.

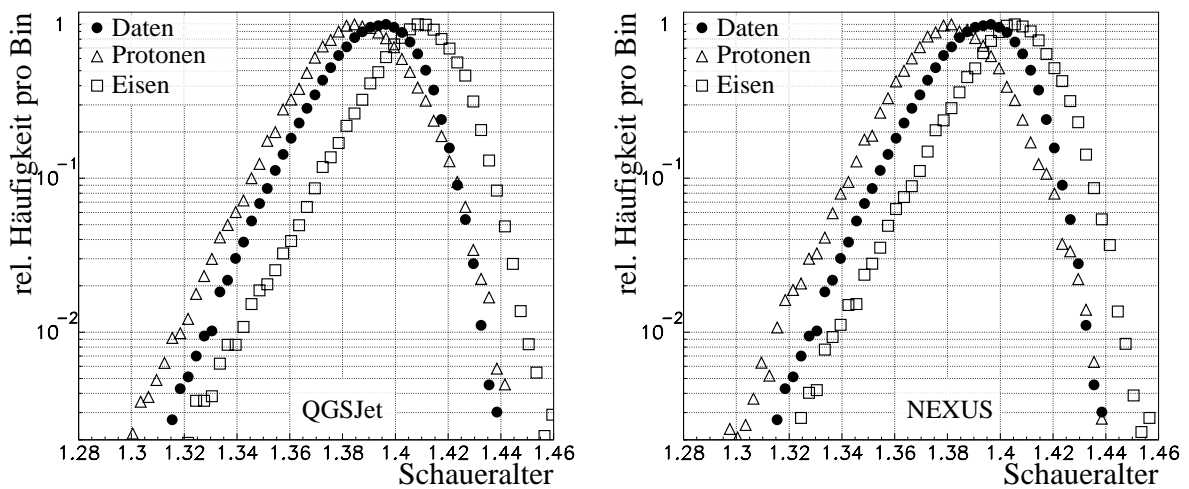


Abbildung 7.2: **Schaueralter der Myonkomponente.** Meßdaten im Vergleich zu simulierten proton- und eiseninduzierten EAS. Die Monte-Carlo-Simulationen wurden mit QGSJet (links) und NEXUS (rechts) durchgeführt. Die Verteilungen wurden jeweils auf den Maximalwert 1 normiert; die Darstellung erfolgt ohne Fehlerbalken.

Beim Vergleich von proton- und eiseninduzierten Schauern zeigt sich, daß die protoninduzierten Schauer im Mittel ein kleineres Schaueralter besitzen. Ihr Schauermaximum liegt näher über dem Beobachtungsniveau, und die protoninduzierten Schauer sind somit jünger als die eiseninduzierten. Dieses Verhalten resultiert aus dem tieferen Eindringen der Protonen in die Atmosphäre vor der ersten Wechselwirkung im Vergleich zu Eisenkernen gleicher Primärenergie und der schnelleren Entwicklung von eiseninduzierten Schauern. Die Teilchen eines EAS, der von einem Primärteilchen höherer Energie  $E_0$  ausgelöst wurde, besitzen im Mittel kleinere Schaueralter als die Teilchen eines EAS, der von einem Primärteilchen kleinerer Energie ausgelöst wurde.

Untersucht man das mittlere Schaueralter in Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{tr})$  und in den drei Zenitwinkelbereichen  $0^\circ$ - $18^\circ$ ,  $18^\circ$ - $24^\circ$  und  $24^\circ$ - $30^\circ$  (siehe Abbildung 7.3), zeigt das Schaueralter von Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen eine Abnahme mit größer werdendem  $\lg(N_\mu^{tr})$ . Die obere Darstellung in Abbildung 7.3 zeigt einen Vergleich von Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen, die mit dem Wechselwirkungsmodell QGSJet durchgeführt wurden, die untere

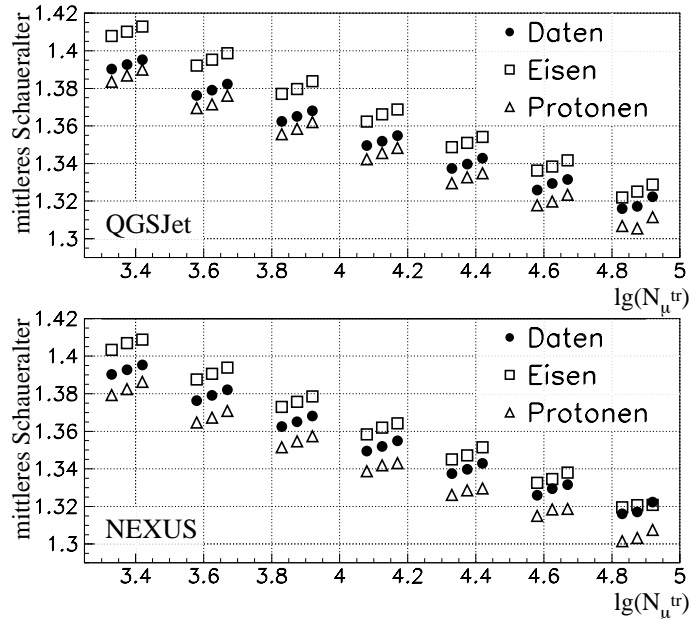


Abbildung 7.3: **Mittleres Schaueralter der Myonkomponente.** Die gruppierten Werte entsprechen von links nach rechts den drei Zenitwinkelbereichen  $0^\circ$ - $18^\circ$ ,  $18^\circ$ - $24^\circ$  und  $24^\circ$ - $30^\circ$ . Die statistischen Fehlerbalken werden von den Symbolen überdeckt.

einen Vergleich von Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen, die mit NEXUS durchgeführt wurden. Das mittlere Schaueralter proton- und eiseninduzierter Schauer ist eingezeichnet. Die gruppierten Werte wurden jeweils in den gleichen  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereichen berechnet und sind nur der Übersichtlichkeit wegen bei leicht unterschiedlichen  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werten eingetragen. In einer Gruppe entspricht der linke Wert dem Zenitwinkelbereich  $0^\circ$ - $18^\circ$ , der mittlere  $18^\circ$ - $24^\circ$  und der rechte  $24^\circ$ - $30^\circ$ . Mit größer werdendem Zenitwinkel beobachtet man in einem festen  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereich eine Zunahme des mittleren Schaueralters. Dieses Verhalten ist auf die größere Atmosphärendicke zurückzuführen, die bei einem größeren Zenitwinkel vom Teilchen durchdrungen werden muß. Auch bei dieser  $\lg(N_\mu^{tr})$ -abhängigen Auftragung ist zu erkennen, daß NEXUS im Mittel kleinere Werte des Myonschaueralters liefert als QGSJet.

Die Elektronen ihrerseits wechselwirken auf ihrem Weg durch die Atmosphäre im Mittel häufiger als die hochenergetischen Hadronen, und ihre Lateralverteilung fällt steiler ab. Aufgrund der großen Gesamtzahl von Elektronen in EAS sind sie aber auch noch in größeren Entfernungen vom Schauerzentrum experimentell nachweisbar; es ergibt sich ein Skalenradius von etwa 89 m [Ant01].

Da Wechselwirkungen von Myonen mit den Atomkernen der Luft kaum vorkommen und energiereiche Myonen durch die relativistische Zeitdilatation eine drastische Verlängerung ihrer Lebensdauer erfahren, erreichen sie mit großer Wahrscheinlichkeit die Erdoberfläche und können dort nachgewiesen werden. Ihre Lateralverteilung verläuft im Vergleich zu denen der anderen Schauerkomponenten flacher und zeigt nur eine langsame Abnahme der Teilchendichte mit größer werdendem Abstand. Da die Myonen eher aus höheren Atmosphärenschichten stammen, erstreckt sich ihre Lateralverteilung deutlich zu größeren Abständen vom Schauerkern

als bei den beiden anderen Komponenten. Zur Beschreibung der Lateralverteilungen wird ein Skalenradius von etwa 420 m [Ant01] verwendet.

Bei der Schauerentwicklung bleiben die hochenergetischen Hadronen im allgemeinen im Schauerkern konzentriert, nur niederenergetische Hadronen entfernen sich auch weiter von der Schauerachse. Da die Hadronen aufgrund ihrer großen Masse bei starken Wechselwirkungen mit den Kernen der Luft wenig Ablenkung erfahren, weist ihre Lateralverteilung eine schnelle Abnahme der Teilchendichte mit zunehmender Entfernung vom Schauerzentrum auf. Die hadronische Komponente wird mit einem Skalenradius von etwa 10 m [Ant01] beschrieben.

## 7.2 Abstandsberechnung

Zur Ermittlung der Lateralverteilungen wird der Abstand  $r$  der rekonstruierten Myonen vom Schauerzentrum berechnet, wobei zwischen drei Zenitwinkelbereichen der im Array rekonstruierten Schauerrichtung unterschieden wird. Der Abstand des Myons vom Schauerzentrum wird in Schauerkoordinaten bestimmt. Das Schauerkoordinatensystem wird durch die Schauerrichtung und die Schauerebene definiert; die Schauerebene ergibt sich aus der in erster Näherung als flach angesehenen Kreisscheibe der ankommenden Sekundärteilchen. Die Schauerrichtung wird durch die Koordinaten des Schauerzentrums, den Zenitwinkel  $\Theta$  und den Azimutwinkel  $\Phi$  festgelegt.  $\Theta$  ist der Winkel zwischen der Lotrichtung und der Schauerachse, während der Azimutwinkel  $\Phi$  den Richtungswinkel angibt, der von der Nordrichtung ausgehend im Uhrzeigersinn gemessen wird.

Bei der Abstandsberechnung wird nun zunächst senkrecht zur Schauerrichtung eine Ebene durch das Schauerzentrum in der  $z=0$ -Ebene des Array-Koordinatensystems gelegt (siehe Abbildung 7.4). Die  $z=0$ -Ebene ist durch die Oberkanten der Bodenplatten der Detektorstationen des Arrays definiert. In Schauerkoordinaten ergibt sich der Abstand  $r$  des Myons vom Schauerzentrum aus dem Abstand zwischen dem Schauerzentrum und dem Schnittpunkt der Normalebene mit der Myonspur.

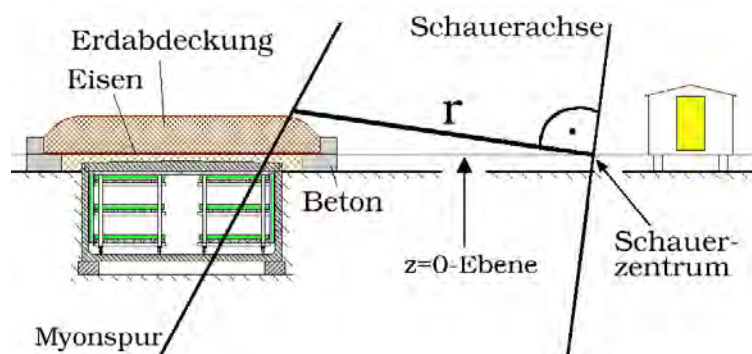


Abbildung 7.4: **Abstandsberechnung in Schauerkoordinaten.**  $r$  entspricht dem Abstand des Myons vom Schauerzentrum.

### 7.3 Sensitive Detektorfläche zum Spurnachweis

Die zum Nachweis eines Teilchendurchgangs zur Verfügung stehende sensitive Detektorfläche ist abhängig vom Einfallswinkel der Teilchenspur, der hier durch den Einfallswinkel der Schauerachse beschrieben wird. In den folgenden Analysen muß bei den Detektorteleskopen in diesem Zusammenhang der Überlapp der zur Spurrekonstruktion notwendigen horizontalen Ebenen berücksichtigt werden. Die entsprechenden Überlappflächen wurden aus geometrischen Berechnungen gewonnen, die die Abmessungen der Detektorteleskope berücksichtigen. Die entsprechenden Abhängigkeiten der Detektorfläche von  $\Theta$  und  $\Phi$  für mindestens zwei und genau drei überlappende horizontale Ebenen sind in Abbildung 7.5 dargestellt.

Für senkrecht einfallende Teilchen ( $\Theta=0^\circ$ ) ergibt sich unabhängig von  $\Phi$  die maximale Fläche von  $8 \text{ m}^2$  pro Detektorteleskop. Bei festen Werten von  $\Theta$  und  $\Phi$  ergeben sich für die Fläche des Überlapps von mindestens zwei Ebenen größere Werte als bei der Fläche des Überlapps von genau drei Ebenen, da sich die Fläche für mindestens zwei Ebenen aus der Summe von genau drei und genau zwei Ebenen ergibt.

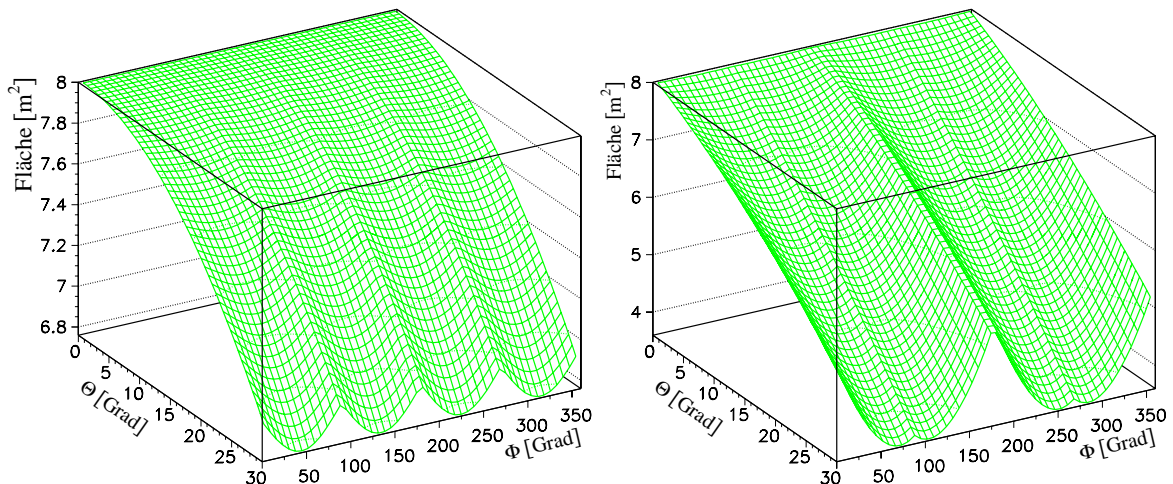


Abbildung 7.5: **Sensitive Detektorfläche.** Die zum Nachweis einer Myonspur zur Verfügung stehende Fläche ist abhängig von der Schauerrichtung, die durch die Winkel  $\Theta$  und  $\Phi$  festgelegt wird. Links: Nachweisfläche für mindestens zwei überlappende Detektorebenen. Rechts: Nachweisfläche beim Überlapp von genau drei Detektorebenen.

## 7.4 Nachweiseffizienz

### 7.4.1 Nachweiseffizienz aus Spurinformatoren

Zur Bestimmung der Myondichte ist auch die Kenntnis der Nachweiseffizienz des Detektors für Teilchendurchgänge notwendig. Die in den folgenden Analysen verwendeten Effizienzen wurden aus der Anzahl der registrierten 2-Hit- und 3-Hit-Spuren pro Detektorebene ermittelt. 3-Hit-Spuren werden durch je einen Hit in den drei horizontalen Ebenen der Detektortele-

skope, 2-Hit-Spuren durch je einen Hit in zwei der drei horizontalen Ebenen definiert. Die vertikalen Detektorebenen wurden nicht in die Analysen mit einbezogen. Für die analysierten Meßdaten stehen die Informationen über die Anzahl der Hits zur Verfügung, die in einer Detektorebene von 2-Hit- bzw. 3-Hit-Spuren stammen und zu welcher Spur sie gehören.

Pro Ebene  $i$  gibt es beim Durchgang eines Teilchens die Möglichkeit, das Teilchen mit der Wahrscheinlichkeit  $\epsilon_i$  zu registrieren oder mit der Wahrscheinlichkeit  $1-\epsilon_i$  nicht zu registrieren. Die Nachweiseffizienz  $\epsilon_i$  der Detektorebene  $i$  läßt sich durch die folgende Gleichung berechnen:

$$\epsilon_i = \left(1 + \frac{n_{i,2}}{n_{i,3}}\right)^{-1}, \quad (7.5)$$

wobei  $n_{i,2}$  und  $n_{i,3}$  jeweils der Anzahl der Hits in der Ebene  $i$  entspricht, die zu 2-Hit- bzw. 3-Hit-Spuren beitragen.

Die Effizienzen der drei horizontalen Detektorebenen pro Teleskop werden tageweise berechnet, indem die Anzahl der entsprechenden Hits addiert wird. Durch die tageweise Berechnung ist es einerseits möglich, die Effizienzänderungen in ausreichendem Maße zu berücksichtigen, andererseits steht eine genügend hohe Datenmenge zur Verfügung.

Die Nachweiseffizienz für eine 3-Hit-Spur ergibt sich aus

$$\epsilon_{3hit} = \prod_{i=1}^3 \epsilon_i, \quad (7.6)$$

wobei  $i=1$  der oberen,  $i=2$  der mittleren und  $i=3$  der unteren Ebene entspricht. Die Nachweiseffizienz einer 2-Hit-Spur berechnet sich entsprechend der folgenden Gleichung:

$$\epsilon_{2hit} = \epsilon_j \cdot \epsilon_k \cdot (1 - \epsilon_m). \quad (7.7)$$

In den Ebenen  $j$  und  $k$  wurde je ein zur Spur gehörender Hit rekonstruiert, in der Ebene  $m$  wurde hingegen keiner registriert.

Für die Entstehung von 2-Hit-Spuren gibt es im Prinzip zwei Möglichkeiten:

1. Das durchfliegende Teilchen hatte nur die Möglichkeit, zwei Ebenen zu treffen, da das Durchfliegen einer dritten Ebene aus Geometriegründen nicht möglich war.
2. Durch zeitweisen Spannungsabfall in einer Ebene, der durch eine integrierte Begrenzung der Anodenströme ausgelöst werden kann oder durch allgemein vorhandene begrenzte Nachweiswahrscheinlichkeit fand keine Teilchenregistrierung statt.

Die unter Ziffer 1. geschilderte Situation läßt sich leicht durch geometrische Rechnungen überprüfen, da die Koordinaten der Hits in den Ebenen sowie die Koordinaten aller Detektorebenen bekannt sind. Solche 2-Hit-Spuren, die keine Möglichkeit hatten, eine dritte Ebene zu treffen, wurden in der Berechnung der Effizienz nicht berücksichtigt.

Die Abbildung 7.6 zeigt das zeitliche Verhalten der Nachweiseffizienzen der oberen Detektorebenen der 16 Teleskope. Die mittleren und unteren Ebenen zeigen ähnliche Schwankungen der Effizienzen.

Der Meßzeitraum der analysierten Daten erstreckte sich vom 10/11/2000 (Tag 314) bis 22/07/2002 (Tag 935), wobei zwischen dem 25/04/2001 und 21/08/2001 keine Datennahme wegen Kalibrationsarbeiten am Array stattfand.

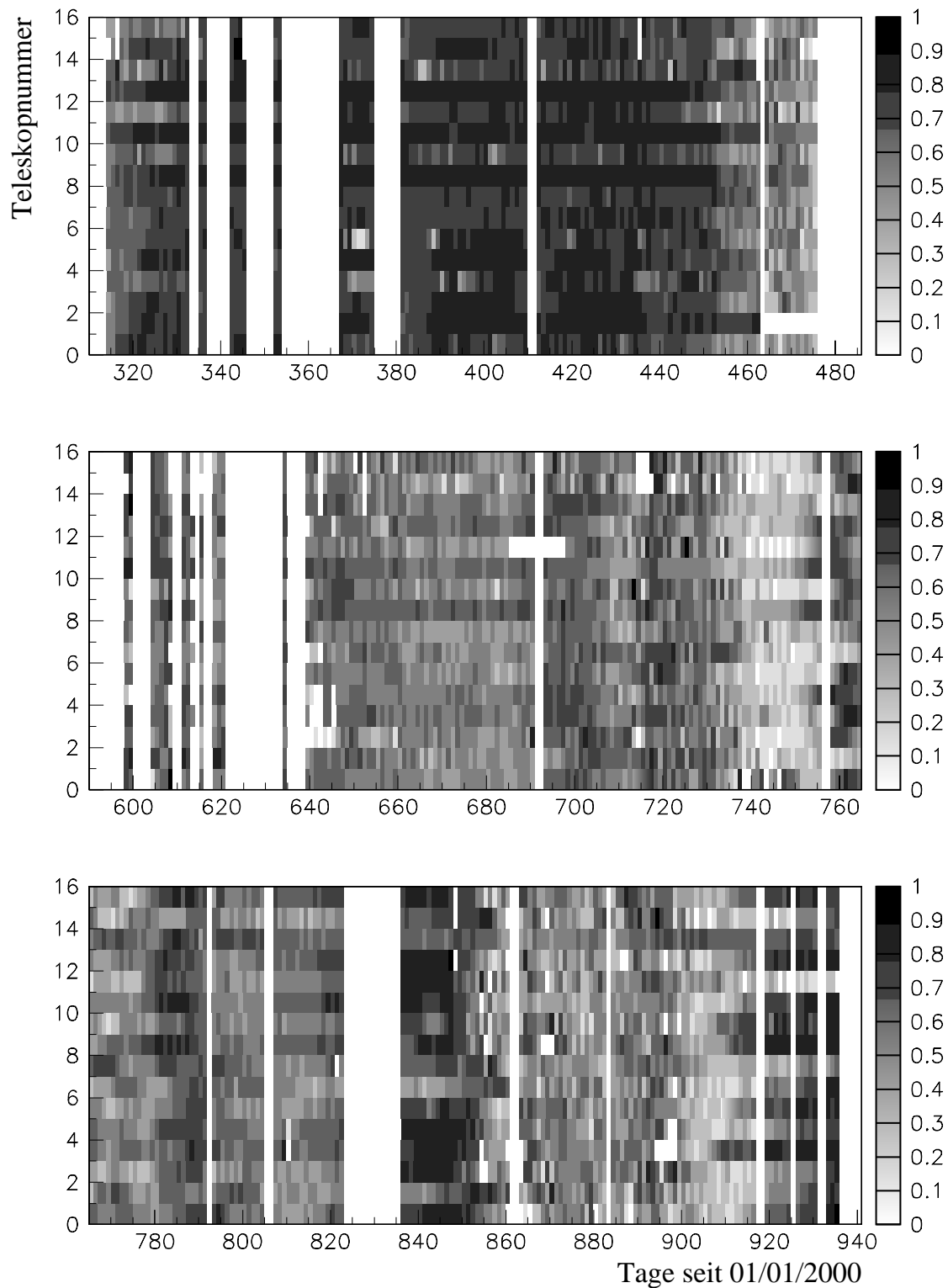


Abbildung 7.6: **Nachweiseffizienz der oberen Ebenen des Myonspurdetektors.** Für die 16 Detektorteleskope ist die Effizienz über dem Meßzeitraum in einer tagweisen Einteilung dargestellt.



Die zeitlichen Variationen der Effizienz sind zum größten Teil durch Schwankungen der Gaszusammensetzung bedingt. In Abbildung 7.7 ist das zeitliche Verhalten der Effizienzen der drei horizontalen Ebenen des Detektorteleskops Nummer 12 während eines Zeitraums von 60 Tagen dargestellt. Vergleicht man die Effizienzen dieser drei Ebenen, kann man eine Korrelation der Effizienzänderungen erkennen, die auf die serielle Gasversorgung der Detektorebenen zurückzuführen ist (siehe auch Kapitel 5.3). Das Gas benötigt etwa 20 Tage bis es die vier Ebenen eines Detektorteleskops durchströmt hat. Unterschiede in den Effizienzen ergeben sich aber auch durch unterschiedlich eingestellte Schwellen der Komperatoren auf den Ausleseboards der einzelnen Detektorebenen.

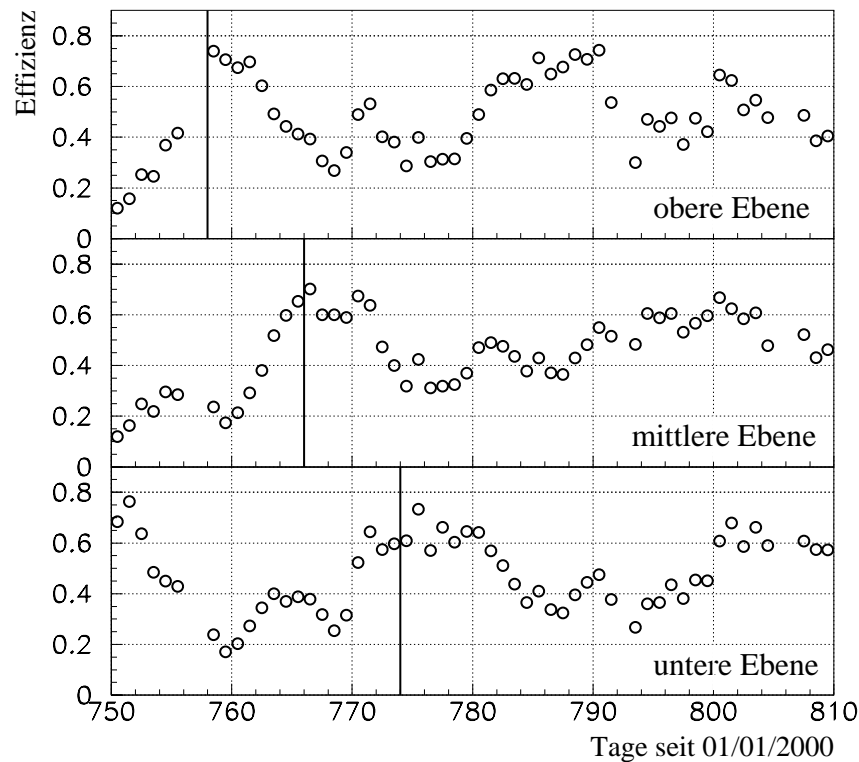


Abbildung 7.7: **Nachweiseffizienz der drei Ebenen von Detektorteleskop Nr. 12.** Die Abbildung zeigt die tägliche Variation der Effizienz in den drei horizontalen Ebenen. Die senkrechten Linien bedeuten die Korrelation der Effizienzen durch den seriellen Gasfluß.

#### 7.4.2 Nachweiseffizienz aus Digitinformationen

Auf einer niedrigeren Stufe der Spurrekonstruktion läßt sich eine Effizienzbestimmung auch aus den Digits, die zur Rekonstruktion der Hits verwendet wurden, berechnen. Das Verhältnis der in den Einzelprojektionen (Anodendrähte, senkrechte und diagonale Streifen) innerhalb einer vorgegebenen maximalen Clusterbreite gefundenen Digits zu der Zahl der erwarteten Digits ergibt ein Maß für die Einzeleffizienzen der Anodendrähte, senkrechten und diagonalen Streifen in den einzelnen Detektorebenen.

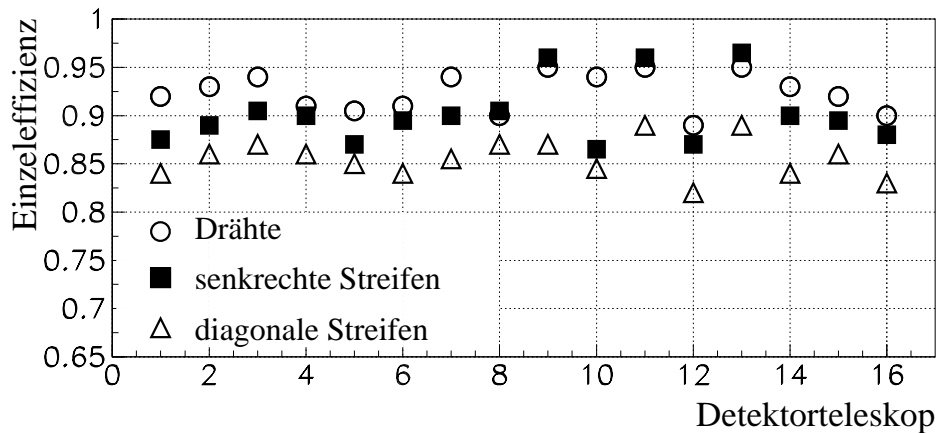


Abbildung 7.8: **Mittlere Einzeleffizienzen des Myonspurdetektors.** Anodendrähte (Punkte), senkrechte Streifen (Quadrate) und diagonale Streifen (Dreiecke).

Die Werte der Einzeleffizienzen sind exemplarisch für die unteren Ebenen der sechzehn Detektorteleskope in Abbildung 7.8 dargestellt; die oberen und die unteren Detektorebenen zeigen ein ähnliches Verhalten. Die mittleren Einzeleffizienzen wurden aus Meßdaten berechnet, die Ende Februar 2002 aufgezeichnet wurden. Die statistischen Fehlerbalken in der Abbildung 7.8 werden durch die Symbole überdeckt. Die Einzeleffizienz für die Anodendrähte beträgt im Mittel  $0.92 \pm 0.02$  und die der senkrechten Streifen  $0.90 \pm 0.03$ . Die diagonalen Streifen haben mit  $0.86 \pm 0.20$  eine kleinere Effizienz, was seine Ursache in der paarweisen Auslese und in den damit höheren Kapazitäten im Vergleich zu den senkrechten Streifen hat. Diese kleinere Effizienz kann im Prinzip durch ein Verkleinern der Schwelle in der Elektronik der Diagonalstreifen verbessert werden.

Die Hiteffizienzen, die aus den Produkten der Einzeleffizienzen von Anodendrähten, senkrechten und diagonalen Streifen berechnet werden, besitzen einen mittleren Wert von  $0.71 \pm 0.05$ . Zur Bestimmung dieses Wertes wird angenommen, daß mehr als ein Myonhit in der Detektorebene nachgewiesen wurde. In diesem Fall ist es erforderlich, zur Rekonstruktion des Hits auch die Information der diagonalen Streifen hinzuzuziehen. Tritt nur ein Hit in der Ebene auf, benötigt man die diagonalen Streifen zur eindeutigen Bestimmung des Hits nicht, und die Hiteffizienz ergibt sich in diesem Fall aus dem Produkt der Einzeleffizienzen von Anodendrähten und senkrechten Streifen.

## 7.5 Berechnung der Lateralverteilungen

Zur Ermittlung der Myonlateralverteilungen werden sowohl 2-Hit- als auch 3-Hit-Spuren verwendet, die mit den Detektorteleskopen des Myonspurdetektors registriert wurden. Es werden nur solche Schauer analysiert, die bestimmte Anforderungen der Rekonstruktionsbedingungen der Schauerparameter erfüllen, und zwar muß sich das Schauerzentrum innerhalb einer Kreisfläche mit 91 m Radius um das Zentrum des Arrays befinden, der Zenitwinkel  $\Theta$  der Schauerichtung soll zwischen  $0^\circ$  und  $30^\circ$  und das Schaueralter  $s_e$  zwischen 0.2 und 2.1 liegen.

Der Radiuschnitt von 91 m wird verwendet, da bei dieser Größe das Schauerzentrum gut innerhalb des Arrays liegt und sich seine Position genauer als 3 m bestimmen läßt (bei  $E_0=10^{15}$  eV etwa 3 m, bei  $E_0 > 4 \cdot 10^{15}$  eV besser als 1 m [Ant03a]). Die Myonzahl  $\lg(N_\mu^{tr})$  wird größer als 3.25 gefordert, um eine ausreichend gute Rekonstruktionsgenauigkeit durch das Array zu gewährleisten und kleiner als 5.0, da bei größeren  $\lg(N_\mu^{tr})$  die zur Verfügung stehende Datenmenge deutlich abnimmt und so eine aussagekräftige Analyse nicht mehr möglich ist.

Bei der Berechnung der Lateralverteilungen werden die Datensätze schauerweise bearbeitet. Die Myonspuren innerhalb eines Schauers werden einzeln untersucht, und für jede Spur werden die durchquerten Detektorebenen bestimmt. Dann wird für jede Spur die Nachweiseffizienz ermittelt, die sich aus den zuvor berechneten Effizienzen der einzelnen Detektorebenen (siehe Abbildung 7.7) ergibt. Die einer Spur zugehörige Dichte ist, wie gesehen, abhängig von der Nachweiseffizienz und der sensitiven Detektorfläche. Daher muß pro nachgewiesener Spur die Dichte  $\rho_\mu^0$  unter Beachtung der Effizienz  $\epsilon$  ( $\epsilon_{3hit}$  bzw.  $\epsilon_{2hit}$ ) und der sensitiven Fläche  $A_{sens}$  durch folgende Gleichung berechnet werden:

$$\rho_\mu^0 = \frac{1}{\epsilon \cdot A_{sens}} \quad . \quad (7.8)$$

In den folgenden Analysen werden die Myonlateralverteilungen in drei Bereichen des Zenitwinkels ( $0^\circ - 18^\circ$ ,  $18^\circ - 24^\circ$ ,  $24^\circ - 30^\circ$ ) untersucht. In jedem dieser Bereiche werden die Schauer entsprechend ihrer  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werte in sieben Bereiche einsortiert: 3.25-3.5, 3.5-3.75, 3.75-4.0, 4.0-4.25, 4.25-4.5, 4.5-4.75 und 4.75-5.0.

Durch die endlichen Clusterbreiten, die sich beim Durchgang eines Myons durch eine Detektorebene ergeben, kann es bei einer großen Anzahl von Myondurchgängen zu einer Verschmelzung von Einzelclustern kommen. Es werden im Mittel größere Clusterbreiten bei einer gleichzeitigen Abnahme der registrierten Zahl der Myonspuren gemessen. Unter diesen Bedingungen rekonstruiert der Spurfindungs-Algorithmus zu wenige Spuren, wodurch es in den Lateralverteilungen zu einer Abnahme der Spurdichten kommt, wenn man zu kleineren Abständen und größeren  $\lg(N_\mu^{tr})$  übergeht.

Um diesen Effekt der verschmelzenden Cluster, der die Spurrekonstruktion beeinflusst, in der Analyse der Myonlateralverteilungen berücksichtigen zu können, werden die Verteilungen der mittleren Clusterbreiten der Anodendrähte (Abb. 5.3, 7.9) zunächst mit einer abstandsabhängigen Funktion  $\bar{c}(r)$  beschrieben. In den Abbildungen sind die nach der Gleichung 7.9 ermittelten Funktionen  $\bar{c}(r)$  als durchgezogene Linien eingetragen.

Wie bereits im Kapitel 5.6 erwähnt, ergeben sich abhängig vom  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereich ab einem bestimmten Abstand vom Schauerzentrum annähernd konstante Werte der mittleren Clusterbreiten. Diese konstanten Werte können bei kleinen  $\lg(N_\mu^{tr})$  und großen Abständen vom Schauerzentrum leicht bestimmt und jeweils als Referenzwert  $g$  (asymptotischer Wert) verwendet werden. Zeigen die Verteilungen der mittleren Clusterbreiten keinen konstanten Verlauf, wie im Fall von großen  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werten, wird der Mittelwert aus den mittleren Clusterbreiten in einem Abstand zwischen 120 m und 140 m als Referenzwert  $g$  verwendet.

Die Verteilungen der mittleren Clusterbreiten zeigen im Falle der Meßdaten ebenso wie bei den Monte-Carlo-Simulationen keine Abhängigkeit vom analysierten Zenitwinkelbereich. Zur Ermittlung der Fitfunktionen  $\bar{c}(r)$  wurden die Verteilungen der mittleren Clusterbreiten der

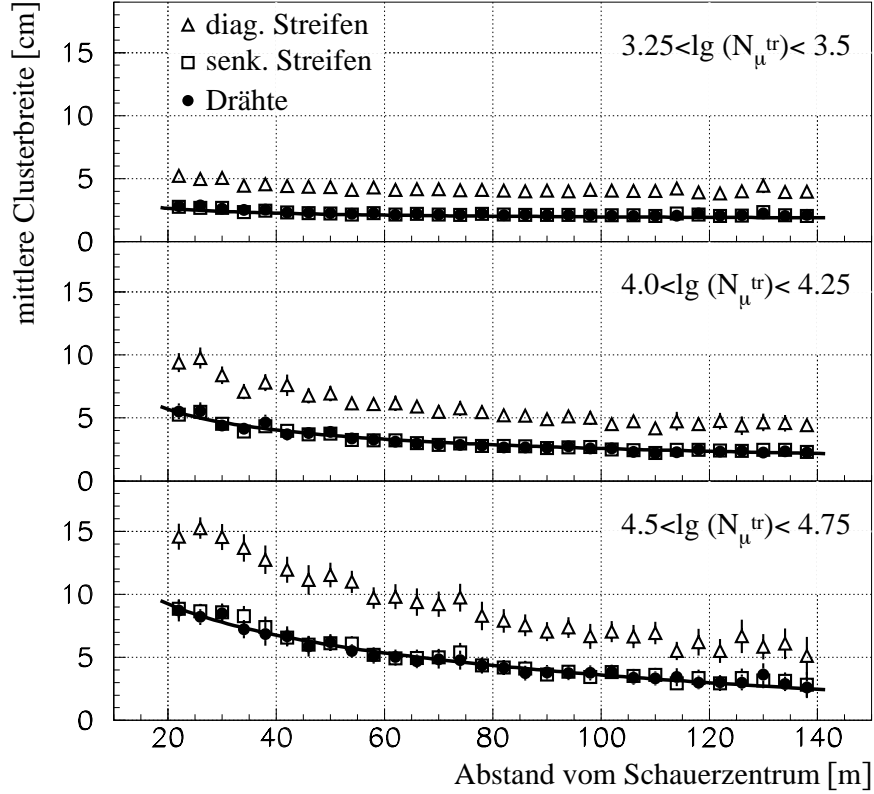


Abbildung 7.9: **Mittlere Clusterbreite in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum.** Die durchgezogenen Linien zeigen das Verhalten der Clusterbreite der Anodendrähte entsprechend der Gleichung 7.9 im Falle des hadronischen Wechselwirkungsmodells QGSJet (Protonen).

Anodendrähte daher im Bereich  $0^\circ < \Theta < 30^\circ$  analysiert, um eine große Datenmenge für die Bestimmung der Fitfunktion zur Verfügung zu haben. In der Abbildung 7.9 ist die mittlere Clusterbreite der Anodendrähte, der senkrechten und diagonalen Streifen in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum für drei  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereiche im Fall von QGSJet dargestellt. Für die Verteilung der Anodendrähte sind auch die Fitfunktionen  $\bar{c}(r)$  eingezeichnet. Die Funktion  $\bar{c}(r)$  zur Beschreibung der Verteilung der mittleren Clusterbreite ist gegeben durch

$$\bar{c}(r) = p_1 \cdot r^{-p_2} + p_3 \quad , \quad (7.9)$$

wobei  $p_1$ ,  $p_2$  und  $p_3$  die Anpaßparameter darstellen und  $r$  für den Abstand vom Schauerzentrum steht. Die Korrekturfunktion  $\bar{c}_{korr}(r)$ , die bei den Myonlateralverteilungen angewandt wird, ergibt sich durch Einbeziehung des Referenzwerts  $g$  in die Gleichung 7.9:

$$\bar{c}_{korr}(r) = \frac{1}{g} \cdot (p_1 \cdot r^{-p_2} + p_3) \quad . \quad (7.10)$$

Durch die Normierung auf den Referenzwert  $g$  ist es möglich, die Korrekturfunktion  $\bar{c}_{korr}(r)$  im Prinzip im gesamten Abstandsbereich der Myonlateralverteilungen anzuwenden, da in

den Abstandsbereichen, in denen die mittleren Clusterbreiten näherungsweise die Größe des Referenzwertes besitzen, die Korrekturfunktion  $\bar{c}_{korr}(r)$  ungefähr den Wert 1 annimmt und somit die ursprünglichen Myonlateralverteilungen nicht verändert werden.

Die Myonlateralverteilungen  $\rho_\mu^0(r)$ , die nur unter Einbeziehung der Effizienz- und Flächenkorrekturen berechnet werden, werden zusätzlich mit den aus den Clusterbreitenverteilungen der Anodendrähte ermittelten Funktionen  $\bar{c}_{korr}(r)$  korrigiert. Die Myonlateralverteilung  $\rho_\mu(r)$  ergibt sich somit durch:

$$\rho_\mu(r) = \rho_\mu^0(r) \cdot \bar{c}_{korr}(r) \quad . \quad (7.11)$$

Bei größeren  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werten ist jedoch eine solche Korrektur der Myondichten  $\rho_\mu^0(r)$  nicht bis zu einem minimalen Abstand von 20 m möglich, sondern nur bis zu einem Abstand  $R_{limit} > 20 \text{ m}$ , da die Abnahme der Myonspurdichten zu stark ist. In den Abstandsbereichen  $20 \text{ m} < r < R_{limit}$ , in denen keine Korrektur der Myonlateralverteilungen mit der Korrekturfunktion  $\bar{c}_{korr}(r)$  möglich ist, werden die durch die mittleren Clusterbreiten der Anodendrähte vorgegebenen Werte zu einer Abschätzung der Myondichte eingesetzt. Hierzu wird von den mittleren Clusterbreiten der Anodendrähte der minimale Wert der Clusterbreite abgezogen; diese Minimalwerte liegen zwischen etwa 3.2 cm und 5.6 cm. Die sich ergebenden Werte werden anschließend in einem Bereich  $R_{limit} < r < R_{limit} + 12 \text{ m}$  an die bereits vorhandenen Myondichten angepaßt und anschließend zur Beschreibung der Myondichten bei Abständen kleiner als  $R_{limit}$  verwendet.

In den Abbildungen 7.10, 7.13, 7.16, 7.19 und 7.22 (sowie Abbildungen 1-5 im Anhang B) werden die mit der Korrekturfunktion  $\bar{c}_{korr}(r)$  erhaltenen Werte der Myonlateralverteilungen durch Fehlerbalken mit Querstrichen am Ende dargestellt. Die Myondichten, die direkt aus den mittleren Clusterbreiten abgeschätzt wurden, sind unterhalb von  $R_{limit}$  durch Fehlerbalken ohne Querstriche am Ende gekennzeichnet.

### 7.5.1 Ergebnisse aus Meßdaten

In der Abbildung 7.10 sind die Myonlateralverteilungen, die aus den Meßdaten berechnet wurden, im Zenitwinkelbereich  $18^\circ$ - $24^\circ$  für die sieben Bereiche von  $\lg(N_\mu^{tr})$  dargestellt.

Die berechneten Lateralverteilungen wurden mit der für Myonen geltenden NKG-Funktion (Gleichung 7.4) in den vorhandenen Wertebereichen analysiert. In den Abbildungen erstreckt sich der Darstellungsbereich der NKG-Funktionen von 20-145 m, die Funktion wird aber nur in dem Bereich angepaßt, in dem Datenpunkte zur Verfügung stehen. Zunächst werden der Steigungsparameter  $s$  und der Skalenradius  $R_M$  gleichzeitig angepaßt (2-Parameter-Anpassung), um zu prüfen, ob der in [Ant01] verwendete Wert des Molière-Radius von 420 m auch bei diesen Analysen anwendbar ist oder ob sich ein abweichender Wert ergibt. Die entsprechenden NKG-Funktionen sind in der Abbildung 7.10 als gestrichelte Linien eingezeichnet. Anschließend wird eine Anpassung des Steigungsparameters  $s$  bei festgehaltenem Molière-Radius von  $R_M=420 \text{ m}$  durchgeführt (1-Parameter-Anpassung); die zugehörigen NKG-Funktionen sind als durchgezogene Linien in den Abbildungen dargestellt.

In allen drei Zenitwinkelbereichen (siehe auch Abbildung 1 im Anhang B) stimmen die Ergebnisse der 1- und 2-Parameter-Anpassung mit einer Abweichung von etwa 4-17% mit den Lateralverteilungen der Meßdaten überein. Im Bereich  $3.25 < \lg(N_\mu^{tr}) < 4$  ist die Abwei-

chung zwischen NKG-Funktionen und Meßdaten kleiner als 8%, für größere  $\lg(N_\mu^{tr})$  nimmt die Übereinstimmung ab, da die Werte der Meßdaten aufgrund der kleineren Datenmenge stärker streuen.

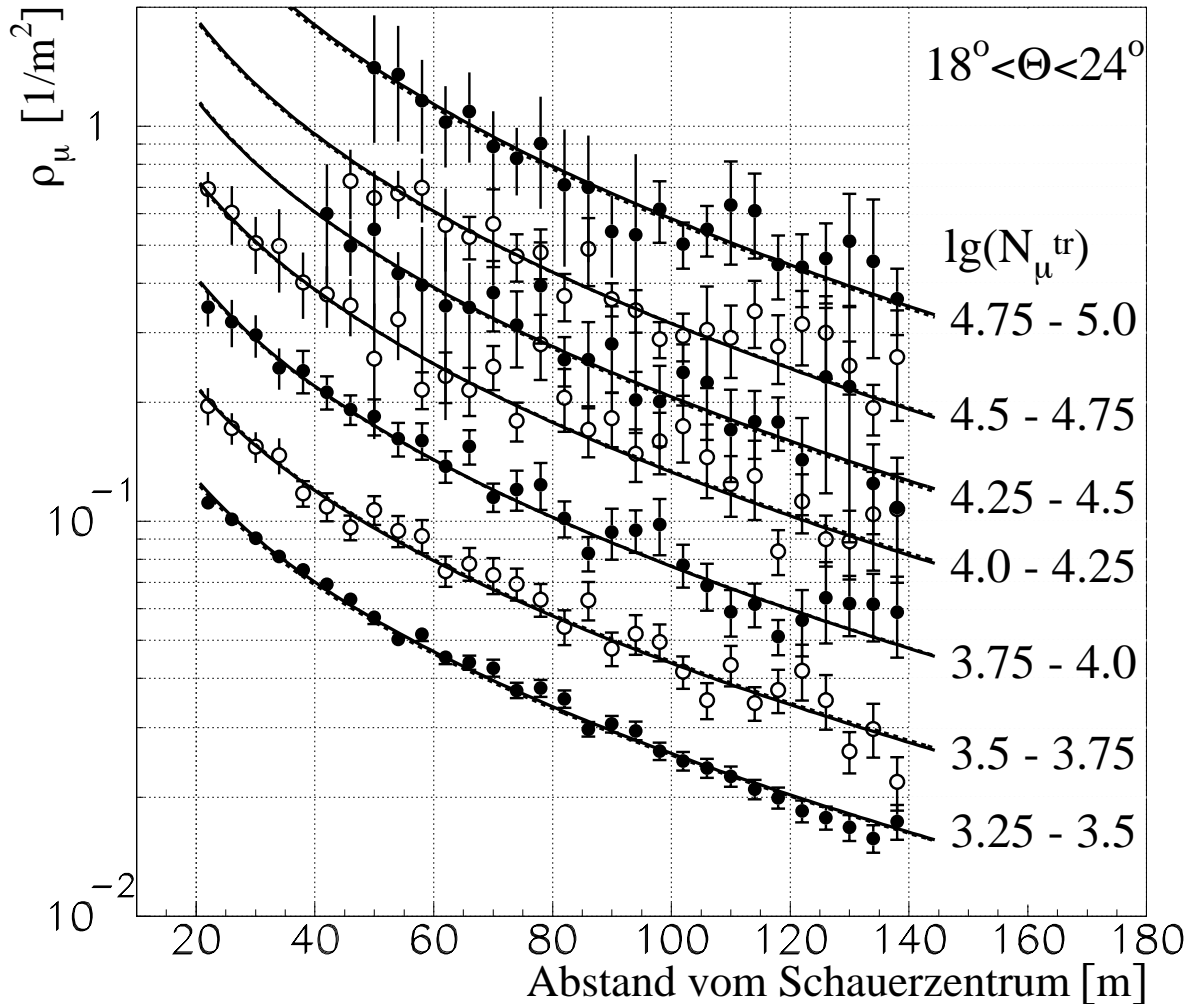


Abbildung 7.10: **Lateralverteilungen der Meßdaten für  $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ .** Dargestellt sind die Lateralverteilungen der Meßdaten sowie die NKG-Funktionen mit  $s$  und  $R_M$  als Anpaßparameter (gestrichelte Linien) und mit  $s$  als einzigem Parameter bei festgehaltenem  $R_M=420$  m (durchgezogene Linien).

Die Abbildung 7.11 zeigt die mit der 2-Parameter-Anpassung ermittelten  $s$ - und  $R_M$ -Werte in den drei Zenitwinkelbereichen  $0^\circ < \Theta < 18^\circ$ ,  $18^\circ < \Theta < 24^\circ$  und  $24^\circ < \Theta < 30^\circ$  in Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{tr})$ . Mit zunehmendem  $\lg(N_\mu^{tr})$  nehmen die Werte des Steigungsparameters  $s$  ab. Diese Abnahme von  $s$  mit steigendem  $\lg(N_\mu^{tr})$  entspricht dem Verhalten der Primärteilchen, bei größerer Energie vor der ersten Wechselwirkung im Mittel tiefer in die Atmosphäre einzudringen, wodurch im Mittel jüngere EAS auf der Erdoberfläche nachgewiesen

werden. Bei kleineren  $s$ -Werten verläuft die NKG-Funktion steiler. Für den Molière-Radius ergibt sich bei der 2-Parameter-Anpassung ein mittlerer Wert von  $425.50 \text{ m} \pm 7.64 \text{ m}$ .

In Abbildung 7.12 ist das Verhalten des Steigungsparameters  $s$ , der mit der 1-Parameter-Anpassung bei einem festen Molière-Radius von  $R_M = 420 \text{ m}$  bestimmt wurde, in Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{tr})$  wiedergegeben. Auch hier nimmt der Steigungsparameter  $s$  mit zunehmenden  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werten ab. Die  $s$ -Werte, die sich aus der 1- und 2-Parameter-Anpassung ergeben, sind gut miteinander vergleichbar.

In [Ant01] werden Myonlateralverteilungen für das Array, die Triggerebene sowie die MWPC des KASCADE Experiments gezeigt. Die unterschiedlichen Energieschwellen von 230 MeV, 490 MeV und 2.4 GeV spiegeln sich in den gemessenen Myondichten wider. Die Abnahme der Myondichten von 10% zwischen 230 MeV und 490 MeV und von etwa 50% zwischen 230 MeV und 2.4 GeV ist nahezu unabhängig von der Masse des Primärteilchens und nur schwach abhängig vom Abstand zum Schauerzentrum. In [Ant01] zeigt sich ein Anstieg von  $s$  mit steigendem Zenitwinkel  $\Theta$  in einem festen Bereich von  $\lg(N_\mu^{tr})$ ; dieses Verhalten konnte bei den ermittelten Myonlateralverteilungen des Myonspurdetektors nicht beobachtet werden. Die mit dem Myonspurdetektor berechneten Myondichten liegen knapp unterhalb der Dichten, die mit Array und Triggerebene gemessen wurden, da der Myonspurdetektor mit 800 MeV eine höhere Energieschwelle besitzt.

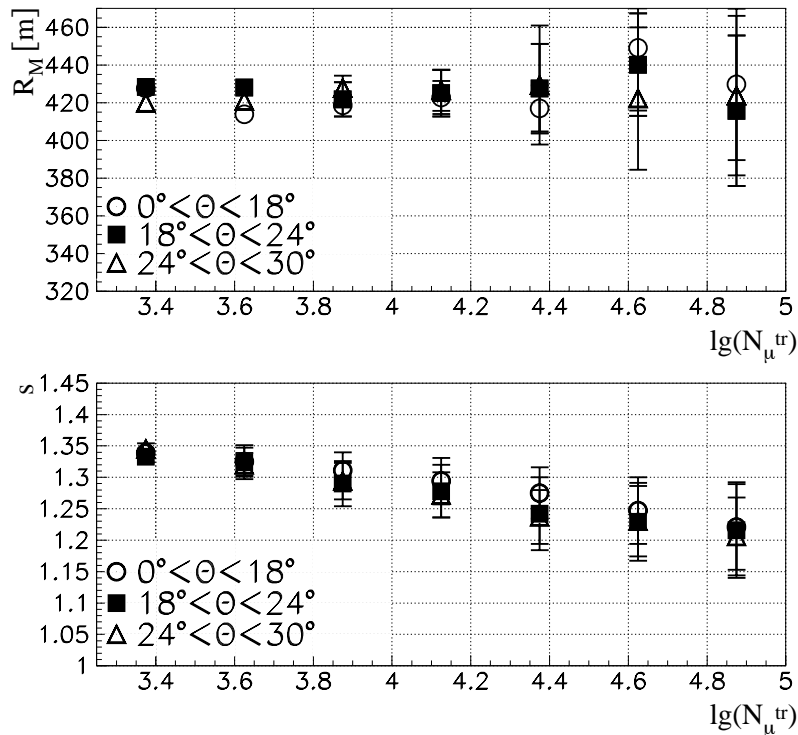


Abbildung 7.11:  $R_M$  und  $s$  der Lateralverteilungen aus Meßdaten.

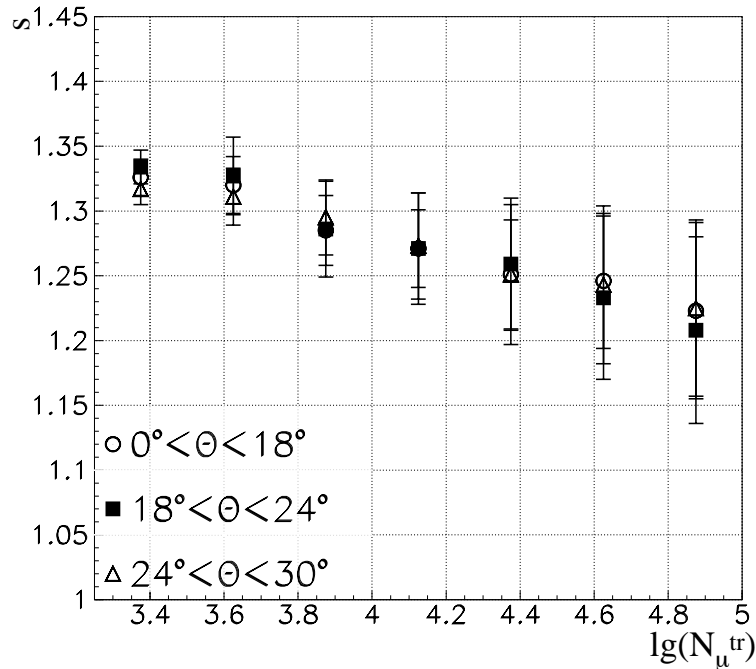


Abbildung 7.12: Steigungsparameter  $s$  der Lateralverteilungen aus Meßdaten bei festem  $R_M=420$  m.

### 7.5.2 Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen mit QGSJet

Die Registrierung von Teilchenspuren bei der Auswertung von Monte-Carlo-Simulationen wird mit einer idealen Effizienz durchgeführt, die nur durch die geometrisch toten Bereiche (etwa 10%) des Detektors vom Wert 1 abweicht. Die Myonlateralverteilungen werden daher unter Verwendung der Effizienz-, Flächen- und Clusterbreitenkorrektur genauso ermittelt wie die Lateralverteilungen der Meßdaten.

Im Falle der Lateralverteilungen, die aus Monte-Carlo-Simulationen mit dem hadronischen Wechselwirkungsmodell QGSJet berechnet wurden, ergeben sich für protoneninduzierte Schauer (Abbildung 7.13; Abbildung 2 im Anhang B) in den drei Zenitwinkelbereichen Abweichungen zwischen den 1- bzw. 2-Parameter-Anpassungen und den Meßwerten von 4-13%. Im Falle von eiseninduzierten Schauern (Abbildung 7.16; Abbildung 3 im Anhang B) ergeben sich Abweichungen zwischen 4% und 10%. Im Bereich  $3.25 < \lg(N_{\mu}^{tr}) < 4.0$  ist die Abweichung von proton- und eiseninduzierten EAS kleiner als 6%. Beispielhaft zeigen die Abbildungen 7.13 und 7.16 die Lateralverteilungen im Winkelbereich  $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ .

Die mit der 2-Parameter-Anpassung für protoneninduzierte Schauer ermittelten  $s$ - und  $R_M$ -Werte sind in der Abbildung 7.14 dargestellt, und zwar wie im Falle der Meßdaten jeweils in Abhängigkeit von  $\lg(N_{\mu}^{tr})$  für die drei Zenitwinkelbereiche. Mit zunehmendem  $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Wert nimmt auch hier der Steigungsparameter  $s$  ab. Die Werte sind über den gesamten  $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Bereich kleiner als die der Meßdaten, da die Protonen vor der ersten Wechselwirkung im Mittel am tiefsten in die Atmosphäre eindringen und die Schauerentwicklung nicht so rasch erfolgt wie bei eiseninduzierten Schauern. Daher sind protoneninduzierte Schauer im Mittel



jünger und besitzen somit ein kleineres Schaueralter. Für den Molière-Radius  $R_M$  ergibt sich ein mittlerer Wert von  $421.64 \text{ m} \pm 5.04 \text{ m}$ .

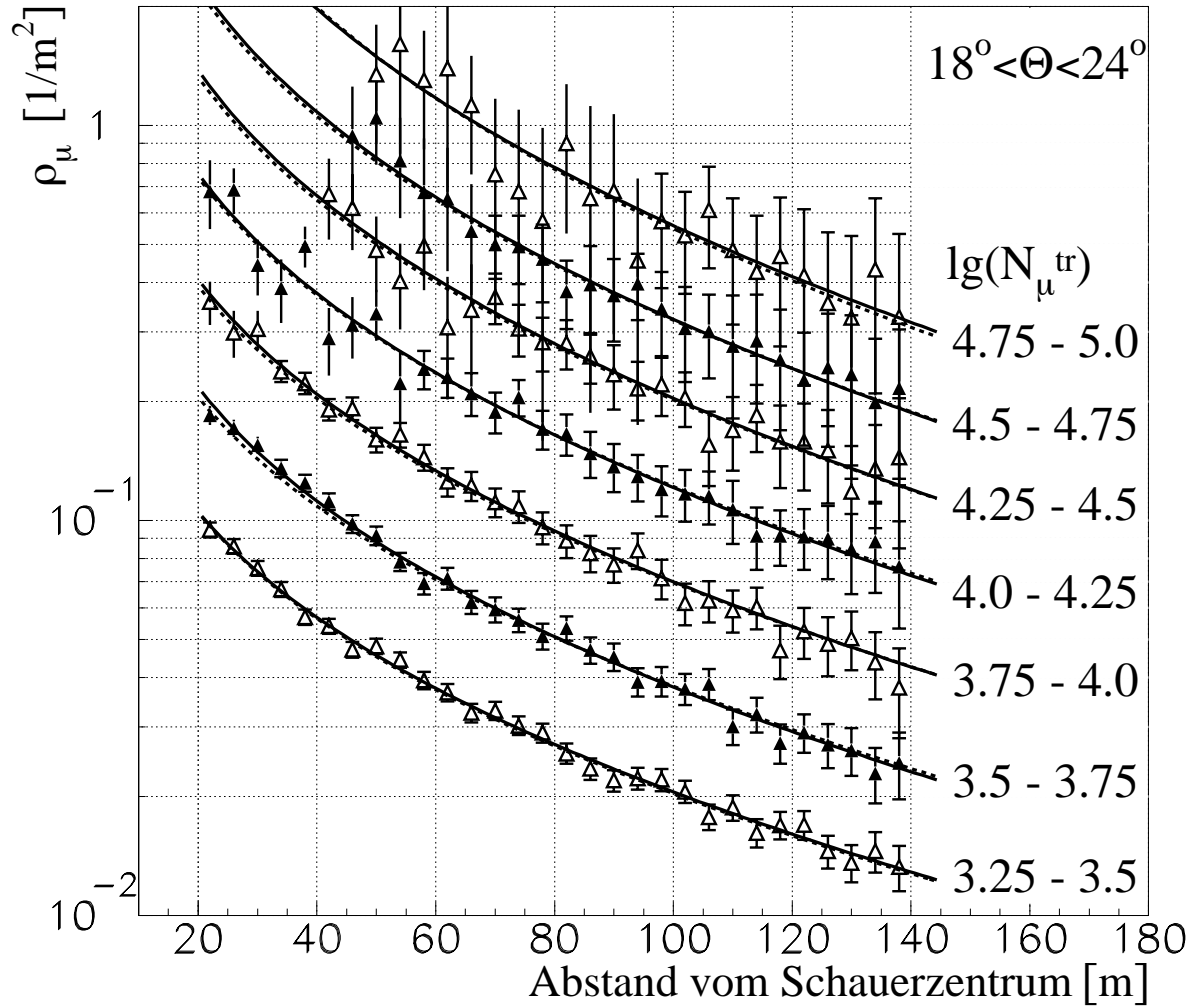
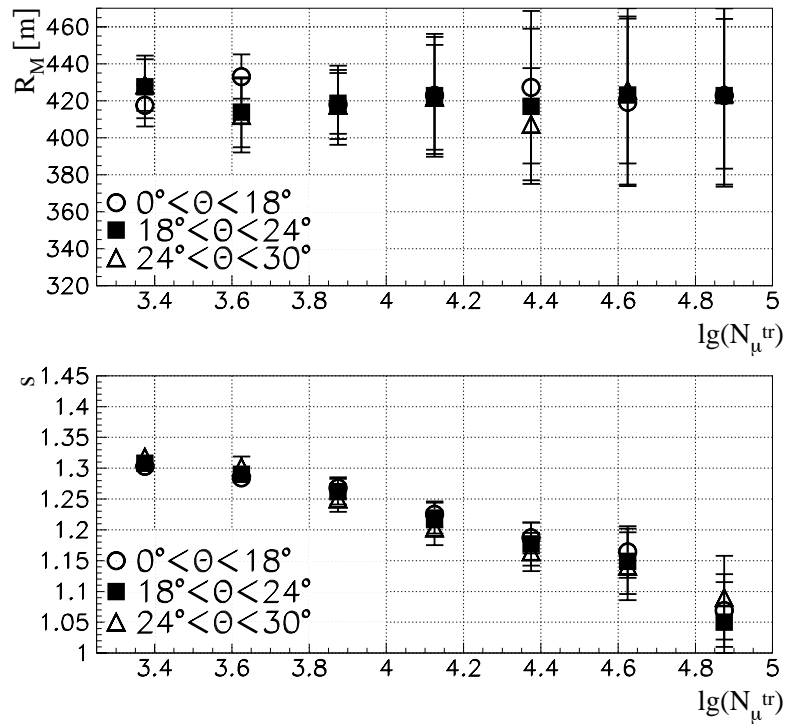
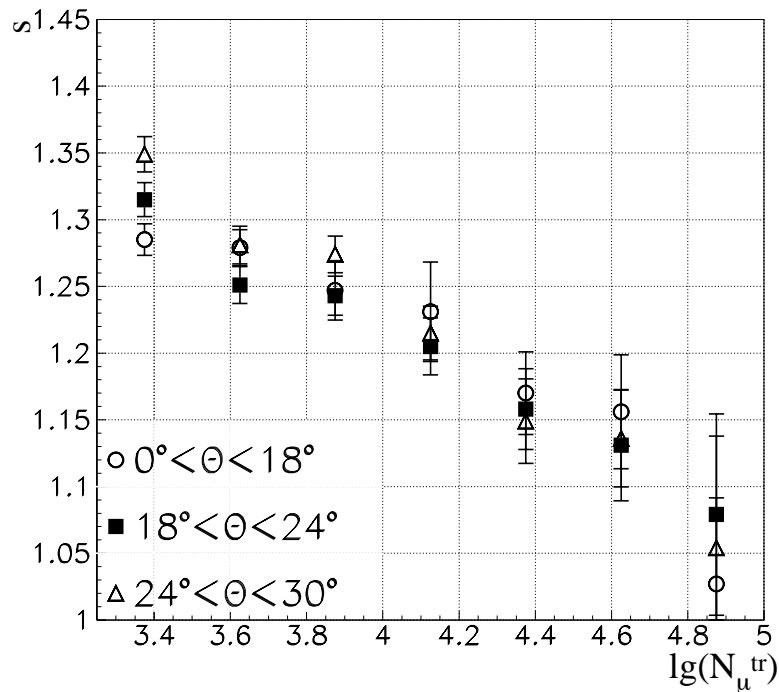


Abbildung 7.13: **Lateralverteilungen aus Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet, Protonen) für  $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ .** Dargestellt sind die Verteilungen von protoneninduzierten Schauern sowie die NKG-Funktionen mit  $s$  und  $R_M$  als Anpaßparameter (gestrichelte Linien) und mit  $s$  als alleinigem Parameter bei festgehaltenem  $R_M=420 \text{ m}$  (durchgezogene Linien).

Das Verhalten des Steigungsparameters  $s$ , der mit der 1-Parameter-Anpassung bei einem festen Molière-Radius von  $R_M=420 \text{ m}$  ermittelt wurde, ist in Abbildung 7.15 in Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{\text{tr}})$  dargestellt. In den drei Zenitwinkelbereichen ergeben sich keine deutlichen Unterschiede in den Werten der Steigungsparameter. Die mit den beiden Methoden der 1- und 2-Parameter-Anpassung berechneten Steigungsparameter von protoneninduzierten Schauern stimmen gut überein.

Abbildung 7.14:  $R_M$  und  $s$  für Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet, Protonen).Abbildung 7.15: Steigungsparameter  $s$  für Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet, Protonen) bei festem  $R_M=420$  m.

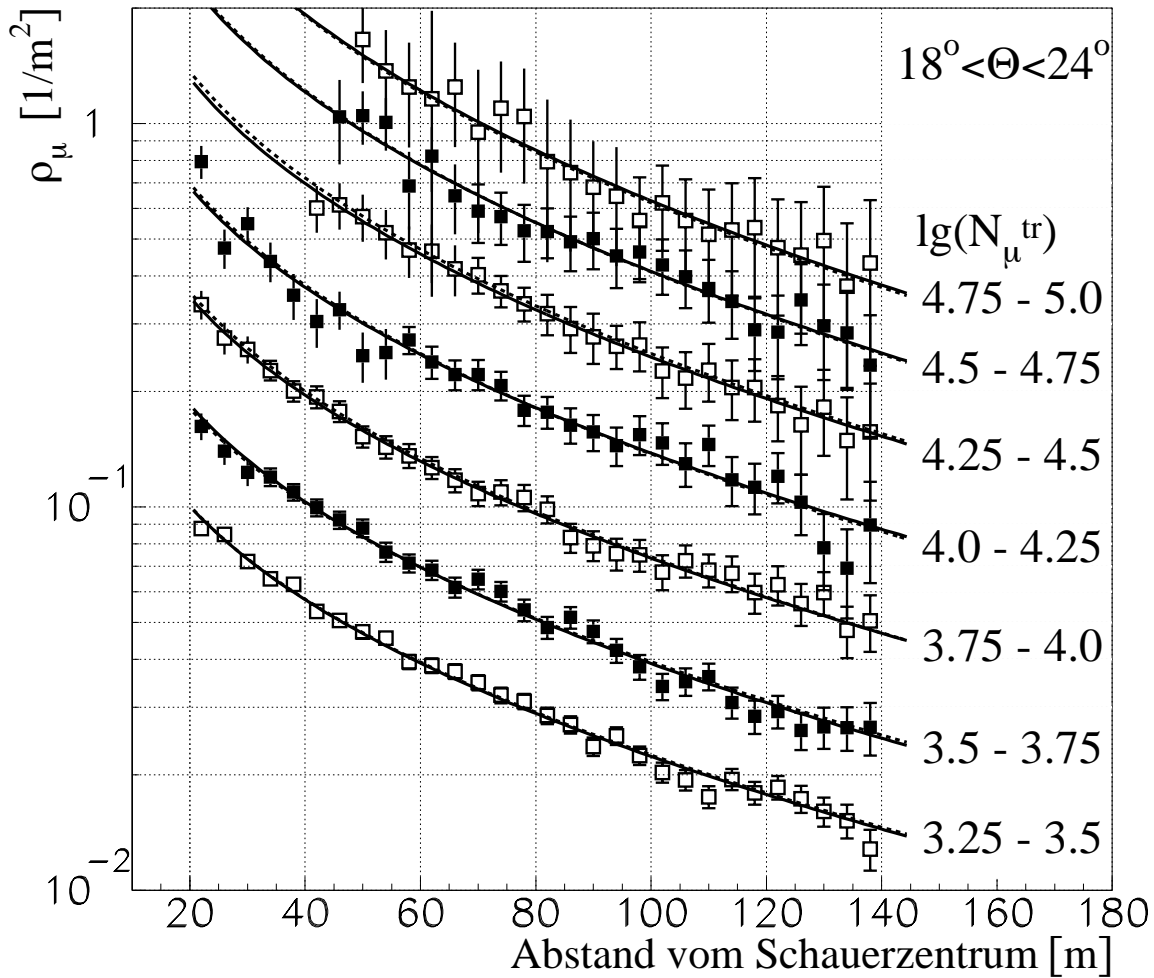
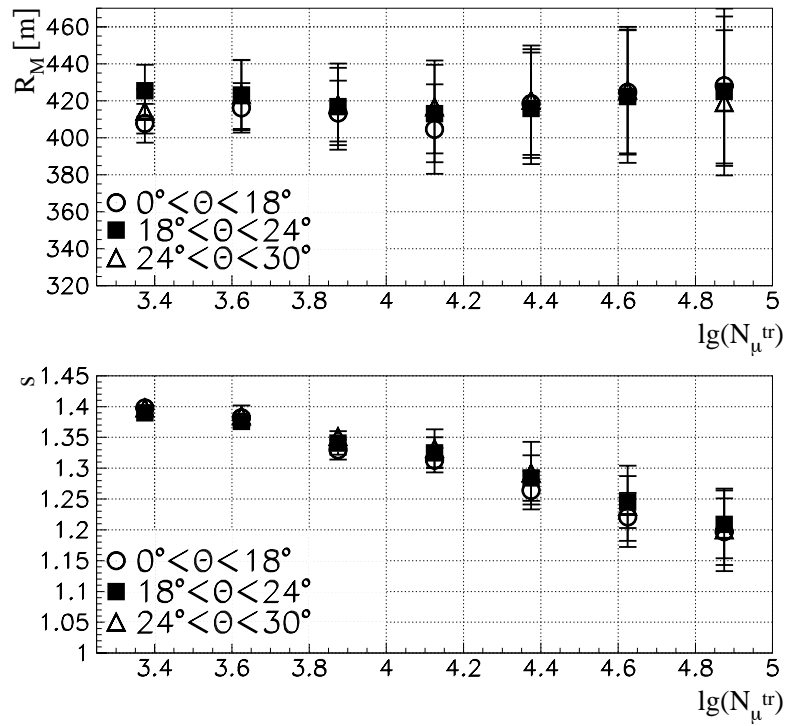
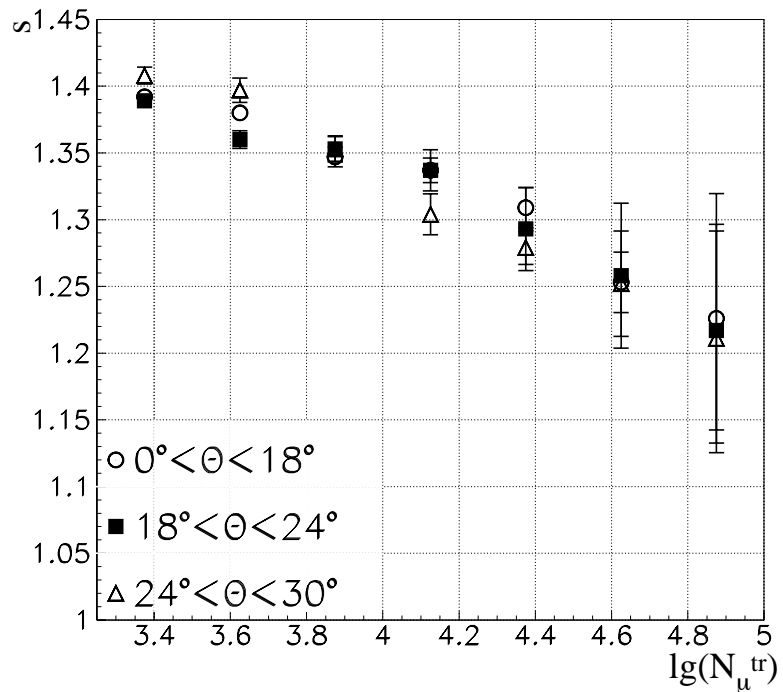


Abbildung 7.16: **Lateralverteilungen aus Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet, Eisen)** für  $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ . Es sind die Verteilungen von eiseninduzierten Schauern sowie die NKG-Funktionen mit  $s$  und  $R_M$  als Anpaßparameter (gestrichelte Linien) und mit  $s$  als alleinigem Parameter bei festgehaltenem  $R_M=420$  m (durchgezogene Linien) dargestellt.

Für eiseninduzierte Schauer sind die mit der 2-Parameter-Anpassung ermittelten  $s$ - und  $R_M$ -Werte in der Abbildung 7.17 dargestellt. Auch hier zeigen die Ergebnisse in den drei Zenitwinkelbereichen keine signifikanten Unterschiede in den Werten der berechneten Molière-Radien  $R_M$  und Steigungsparameter  $s$ . Der mittlere Wert des Molière-Radius ergibt sich zu  $418.66 \text{ m} \pm 5.76 \text{ m}$ .

In der Abbildung 7.18 wird das Verhalten des Steigungsparameters  $s$  gezeigt, das sich aus der 1-Parameter-Anpassung ergibt. Im Vergleich zu den aus protoninduzierten Schauern und aus Meßdaten berechneten Steigungsparametern  $s$  liegen die Werte der eiseninduzierten Schauer höher; dies folgt aus der im Mittel höher in der Atmosphäre stattfindenden ersten Wechselwirkung des Eisenkerns. Ein eiseninduzierter EAS ist somit älter, und daher besitzt sein Schaueralter auch einen größeren Wert, wenn der Schauer den Erdboden erreicht.

Abbildung 7.17:  $R_M$  und  $s$  für Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet, Eisen).Abbildung 7.18: Steigungsparameter  $s$  für Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet, Eisen) bei festem  $R_M = 420$  m.

### 7.5.3 Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen mit NEXUS

Die Myonlateralverteilungen aus den Monte-Carlo-Simulationen, die mit dem hadronischen Wechselwirkungsmodell NEXUS durchgeführt wurden, werden ebenfalls der Effizienz-, Flächen- und Clusterbreitenkorrektur unterzogen.

Die mit der 2-Parameter-Anpassung ermittelten NKG-Funktionen werden wiederum als gestrichelte Linien und diejenigen der 1-Parameter-Anpassung als durchgezogene Linien eingezeichnet (Abbildungen 7.19, 7.22; Abbildungen 4, 5 im Anhang B). In den drei Zenitwinkelbereichen weisen die NKG-Funktionen und die Meßwerte von protoninduzierten EAS Abweichungen von 5-13% auf; im Bereich  $3.25 < \lg(N_\mu^{tr}) < 4.0$  ist die Abweichung kleiner als 9%. Bei den eiseninduzierten Schauern ergeben sich Abweichungen von 4-10%, wobei für  $\lg(N_\mu^{tr}) < 4.0$  die Abweichung weniger als 7% beträgt.

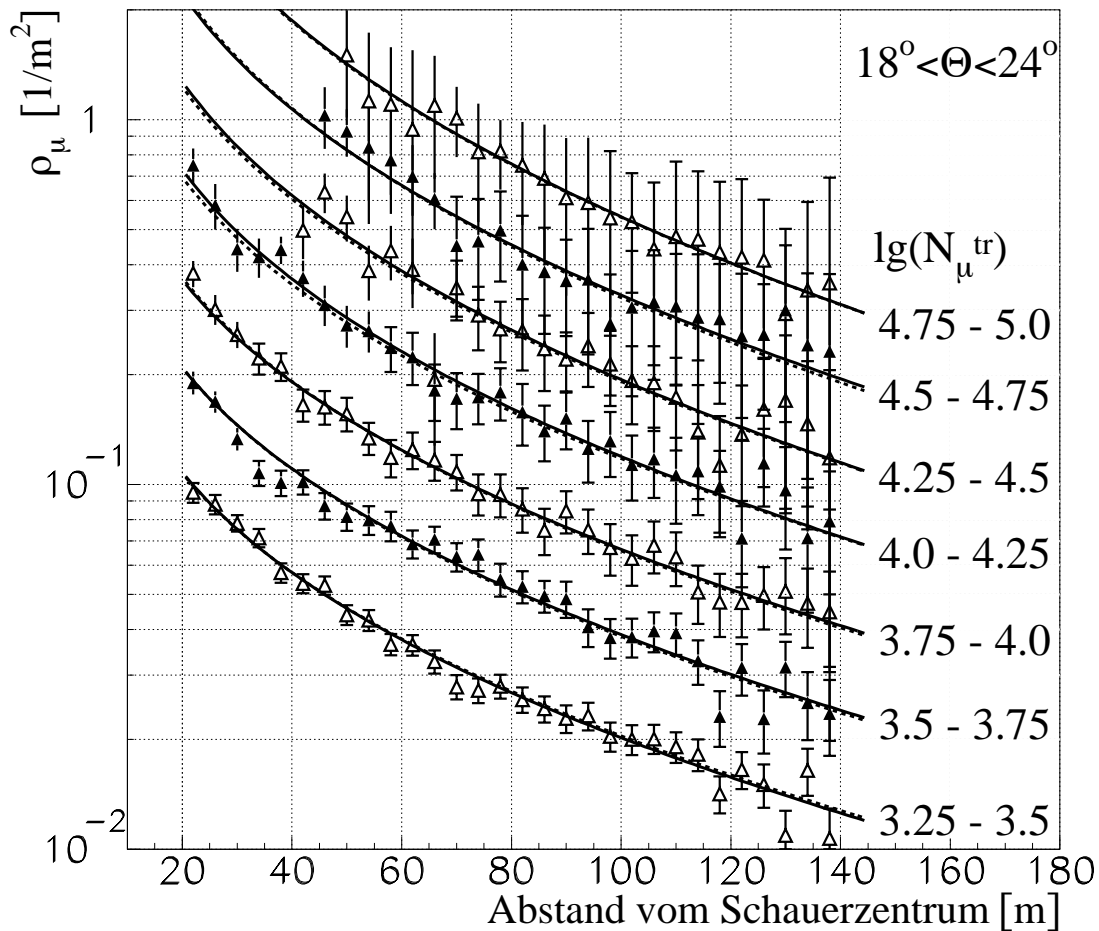
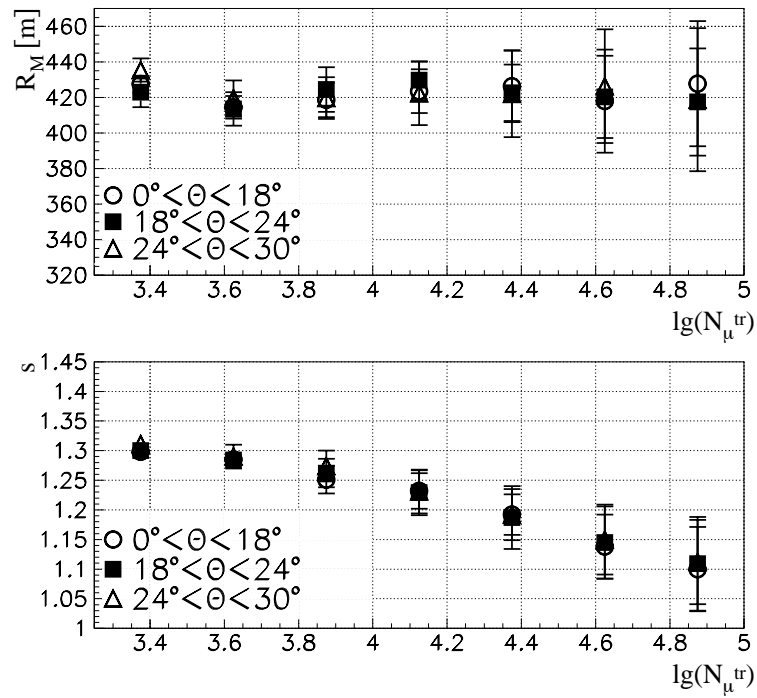
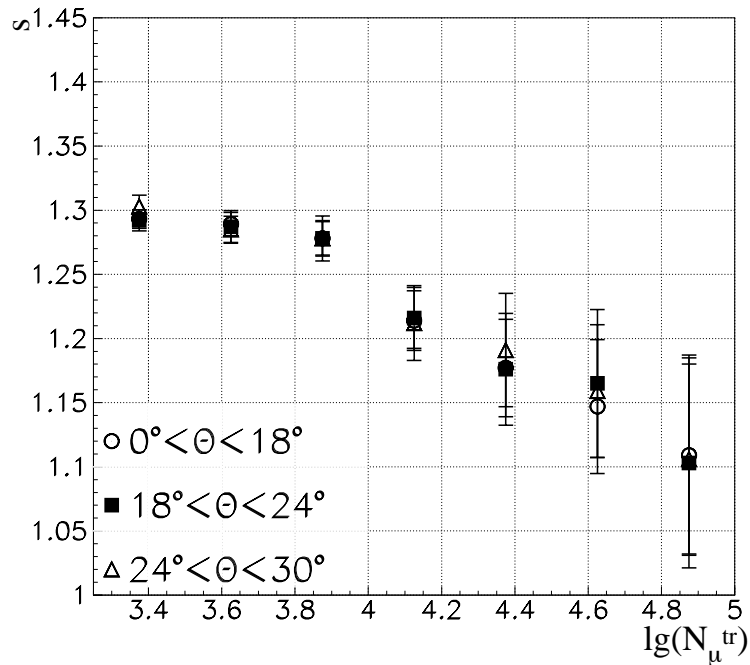


Abbildung 7.19: **Lateralverteilungen aus Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS, Protonen) für  $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ .** Dargestellt sind die Verteilungen von protoninduzierten Schauern sowie die NKG-Funktionen mit  $s$  und  $R_M$  als Anpaßparameter (gestrichelte Linien) und mit  $s$  als alleinigem Parameter bei festgehaltenem  $R_M=420$  m (durchgezogene Linien).

Abbildung 7.20:  $R_M$  und  $s$  für Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS, Protonen).Abbildung 7.21: Steigungsparameter  $s$  für Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS, Protonen) bei  $R_M=420$  m.

Die Abbildung 7.20 zeigt für protoneninduzierte Schauer die Werte der Steigungsparameter  $s$  und der Molière-Radien  $R_M$ , die mit der 2-Parameter-Anpassung jeweils in Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{tr})$  in den drei untersuchten Zenitwinkelbereichen ermittelt wurden. Wie im Fall der Monte-Carlo-Simulationen mit dem hadronischen Wechselwirkungsmodell QGSJet und im Fall der Meßdaten ist eine Abnahme des Steigungsparameters  $s$  mit zunehmendem  $\lg(N_\mu^{tr})$  zu beobachten. Für den Molière-Radius ergibt sich hier ein mittlerer Wert von  $422.40 \text{ m} \pm 5.46 \text{ m}$ . Die  $s$ -Werte der 1-Parameter-Anpassung (siehe Abbildung 7.21) und der 2-Parameter-Anpassung sind annähernd gleich und liegen im Größenbereich der mit QGSJet im Falle protoneninduzierter Schauer ermittelten Werte des Steigungsparameters  $s$ .

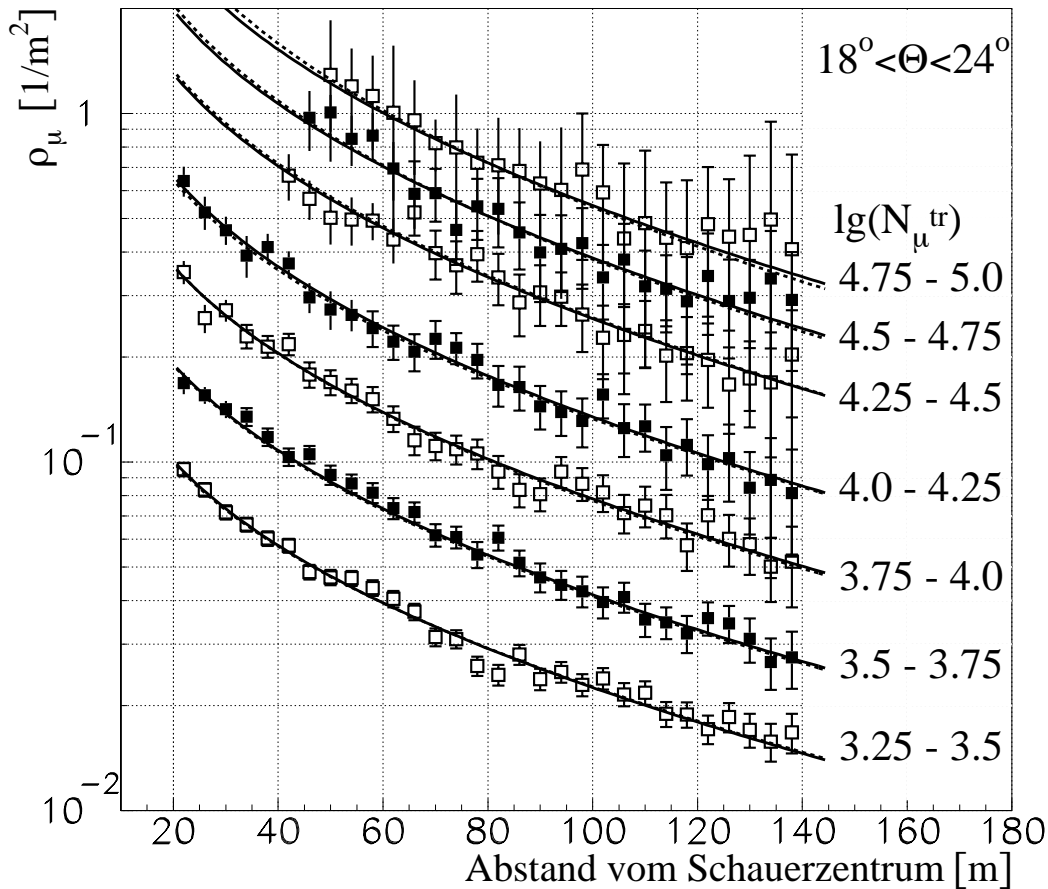
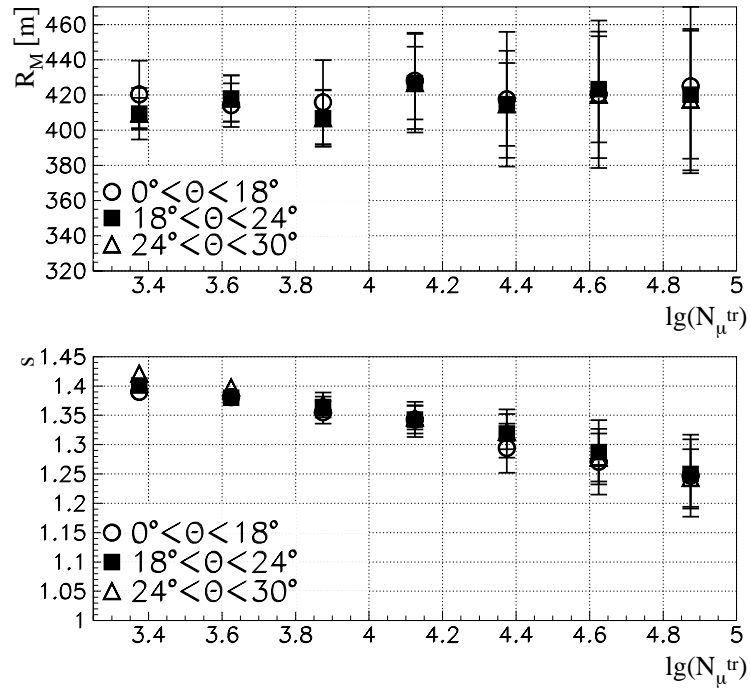
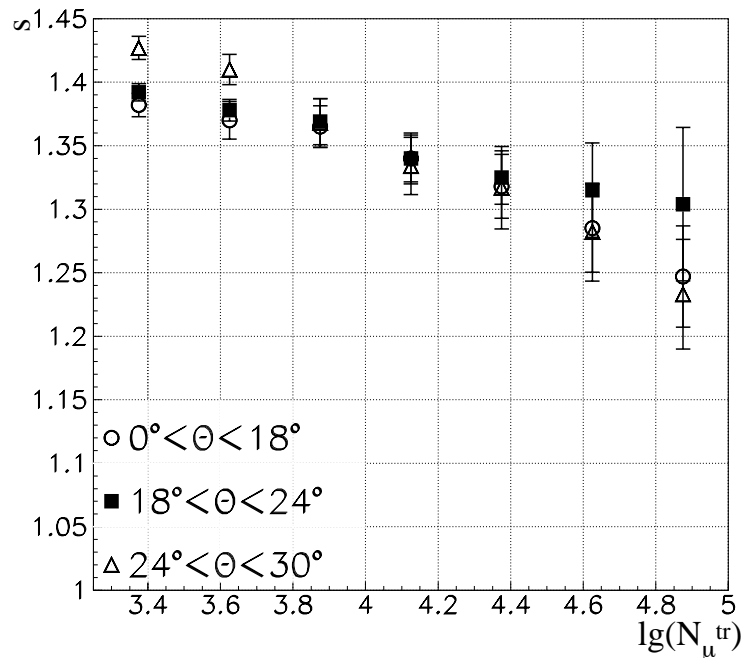


Abbildung 7.22: **Lateralverteilungen aus Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS, Eisen) für  $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ .** Dargestellt sind die Verteilungen von eiseninduzierten Schauern sowie die NKG-Funktionen mit  $s$  und  $R_M$  als Anpaßparameter (gestrichelte Linien) und mit  $s$  als einzigem Parameter bei festgehaltenem  $R_M = 420 \text{ m}$  (durchgezogene Linien).

In der Abbildung 7.23 sind die mit der 2-Parameter-Anpassung berechneten  $s$ - und  $R_M$ -Werte von eiseninduzierten Schauern aufgeführt. Der Molière-Radius besitzt einen mittleren Wert von  $417.74 \text{ m} \pm 6.29 \text{ m}$ , und die Werte des Steigungsparameters  $s$  liegen wie erwartet höher als im Falle von protoneninduzierten Schauern.

Abbildung 7.23:  $R_M$  und  $s$  für Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS, Eisen).Abbildung 7.24: Steigungsparameter  $s$  für Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS, Eisen) bei festem  $R_M = 420$  m.



Die Werte des Steigungsparameters  $s$ , die sich bei der 1-Parameter-Anpassung ergeben, sind in Abbildung 7.24 in den drei Zenitwinkelbereichen in Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{tr})$  dargestellt. Das Verhalten und die  $s$ -Werte der 1-Parameter-Anpassung sind mit denen der 2-Parameter-Anpassung vergleichbar, und die sich ergebenden Werte entsprechen denen, die mit dem Wechselwirkungsmodell QGSJet für eiseninduzierte Schauer ermittelt wurden.

## 7.6 Vergleich von Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen

Ein Vergleich der Lateralverteilungen, die aus Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen ermittelt wurden, zeigt, daß die Myondichten der Meßdaten höhere Werte aufweisen als die Dichten, die sich für proton- und eiseninduzierte Schauer ergeben. Bei großen  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werten ist diese Abweichung aufgrund der Streuung der Meßpunkte nicht so deutlich wie bei kleineren  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werten. Diese im Vergleich zu großen Myondichten der Meßdaten ergeben sich eventuell aus zu klein abgeschätzten Nachweiseffizienzen der Detektorebenen. Vergleicht man die Myonlateralverteilungen der beiden verwendeten hadronischen Wechselwirkungsmodelle QGSJet und NEXUS, so zeigt sich, daß die entsprechenden Myondichten  $\rho_\mu$  in den unterschiedlichen  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereichen nur geringfügige Unterschiede aufweisen.

Die zunehmende Steilheit der Lateralverteilungen mit steigendem  $\lg(N_\mu^{tr})$  spiegelt sich im Verhalten der Steigungsparameter  $s$  wider, deren Werte entsprechend mit steigendem  $\lg(N_\mu^{tr})$  abnehmen. Im Zenitwinkelbereich von  $18^\circ$ - $24^\circ$  (siehe Abbildung 7.25) zeigen die Steigungsparameter, die aus der 1-Parameter-Anpassung ermittelt wurden, für eiseninduzierte Schauer von NEXUS bei größeren  $\lg(N_\mu^{tr})$  im Vergleich zu QGSJet höhere Werte.

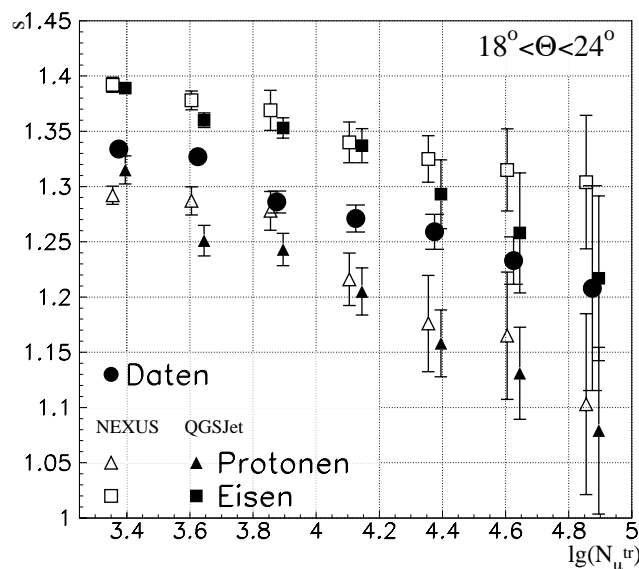


Abbildung 7.25: Steigungsparameter  $s$  aus Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet, NEXUS).

Die zugehörigen Lateralverteilungen verlaufen entsprechend flacher. In den anderen Zenitwinkelbereichen stimmt das Verhalten von proton- und eiseninduzierten Schauern jeweils größenordnungsmäßig überein (siehe Abbildung 6 im Anhang B).

In der Abbildung 7.25 ist zu erkennen, daß der Steigungsparameter  $s$  in Abhängigkeit von  $\lg(N_{\mu}^{tr})$  bei protoninduzierten Schauern kleinere Werte besitzt als bei eiseninduzierten Schauern. Ferner sind die aus Meßdaten berechneten  $s$ -Werte, bis auf zwei Ausnahmen, größer als die aus protoninduzierten Schauern ermittelten, da die kosmische Strahlung neben Protonen auch Kerne schwererer Elemente enthält. Dieses Verhalten entspricht den Erwartungen, daß protoninduzierte Schauer im Mittel tiefer in der Erdatmosphäre entstehen als eiseninduzierte Schauer gleicher Energie und somit jünger sind, wenn sie die Erdoberfläche erreichen.

Unter Verwendung der Steigungsparameter  $s$  sollen nun im folgenden Kapitel die leichten und schweren Massenanteile der primären kosmischen Strahlung bei Annahme von zwei Komponenten (Protonen und Eisenkerne) berechnet werden. Die Form der Lateralverteilung ist in hohem Maße unabhängig von eventuellen Normierungsproblemen, die auf die Effizienzbestimmung zurückzuführen sind.

## 7.7 Zusammensetzung der kosmischen Strahlung

Die Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung bei hohen Primärenergien  $E_0$  kann wichtige Hinweise auf den Ursprung der Primärteilchen liefern. Direkte Messungen der Zusammensetzung sind aufgrund der exponentiellen Abnahme des Teilchenflusses nur bis zu Energien von etwa  $10^{14}$ eV möglich. Oberhalb dieser Energie ist man auf Elementbestimmungen aus indirekten Messungen angewiesen, wenn beispielsweise der Energiebereich des Knies untersucht werden soll. Ursache der Kniestruktur im differentiellen Energiespektrum kann eine Änderung der Beschleunigungsmechanismen oder auch das unterschiedliche Verhalten der verschiedenen Elemente im galaktischen Magnetfeld sein.

Theoretische Modelle schließen u.a. Supernovae in den Beschleunigungsmechanismus der kosmischen Strahlung ein. Durch Schockwellen, die durch ein Zusammentreffen der weggeschleuderten Materieschichten des Sterns mit dem interstellaren Medium entstehen, werden hierbei die Teilchen beschleunigt. Galaktische Supernovae sind die einzigen galaktischen Kandidaten mit genügend Energie, um ausreichend hochenergetische kosmische Strahlung zu erzeugen. Allerdings können die Teilchen durch die Schockwelle nur bis zu einer maximalen Energie von etwa  $10^{14}$ eV beschleunigt werden. Diese Maximalenergie ist durch die Lebensdauer der Schockwelle festgelegt und dadurch, daß die Teilchen schließlich so hohe Energien erhalten, daß sie nicht mehr im Beschleunigungsgebiet gehalten werden können.

Einige vorherrschende theoretische Modelle beschreiben das Knie als eine Folge der maximalen Energie der Teilchenbeschleunigung durch Supernovaschocks [LaL83]. Weiterhin wird vorausgesagt, daß sich die Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung von proton- zu eisendominiert ändert.

### 7.7.1 Berechnung der Zusammensetzung

Um die Berechnung der leichten und schweren Massenanteile der kosmischen Strahlung anhand der Ergebnisse der Lateralverteilungen durchführen zu können, werden die mit der 1-Parameter-Anpassung ermittelten Steigungsparameter  $s$  verwendet. Die Lateralverteilungen der Meßdaten enthalten in den  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereichen jeweils einen bestimmten Anteil an proton- und eiseninduzierten Schauern. Die aus den Monte-Carlo-Simulationen berechneten Lateralverteilungen unterscheiden sich in der Form, die durch den Steigungsparameter festgelegt wird, so daß es naheliegt, diesen Parameter zur weiteren Untersuchung der Anteile von proton- und eiseninduzierten Schauern zu verwenden.

Im Superpositionsmodell wird die Entwicklung der Luftschauber, die durch schwere Kerne der Masse  $A$  und der Energie  $E_0$  ausgelöst werden, durch die Summe von  $A$  Protonschauern der Energie  $E_0/A$  beschrieben. Das Maximum des Schauers dringt in der Atmosphäre bis in eine Tiefe ein, die proportional zu  $\ln E$  ist, und somit skalieren die meisten Luftschauberobservablen auf Beobachtungsniveau proportional zu  $\ln A$ . Die Teilchenzahl des EAS ist proportional zu  $E$ .

In jedem  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereich wird die relative Häufigkeit von proton- und eiseninduzierten Schauern berechnet, die nötig ist, um den Steigungsparameter  $s$  der Meßdaten durch Addition der entsprechend gewichteten Steigungsparameter der Monte-Carlo-Simulationen beschreiben zu können. Nach dem Hebelgesetzes berechnet sich die relative Häufigkeit  $r_{Fe}$  eiseninduzierter Schauer aus der Differenz der Steigungsparameter von Meßdaten und von protoninduzierten Schauern ( $s_D - s_p$ ), die auf die Gesamtlänge des Hebelarms ( $s_{Fe} - s_p$ ) normiert wird.

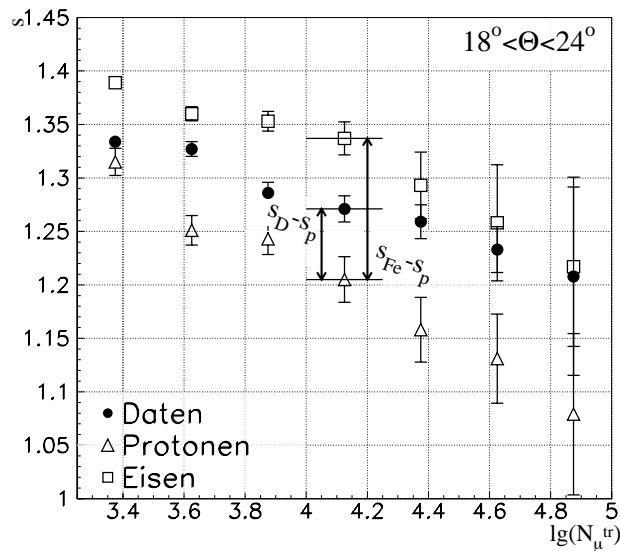


Abbildung 7.26: **Berechnung der relativen Häufigkeit  $r_{Fe}$  von eiseninduzierten Schauern.**

In der Abbildung 7.26 ist die Vorgehensweise im Fall des Wechselwirkungsmodells QGSJet für den Zenitwinkelbereich  $18^\circ$ - $24^\circ$  dargestellt. Eingetragen sind die beiden Abstände  $s_D - s_p$  und  $s_{Fe} - s_p$ , die zur Berechnung der relativen Häufigkeit von eiseninduzierten Schauern

benötigt werden. Die relative Häufigkeit  $r_{Fe}$  von eiseninduzierten Schauern ergibt sich aus der Gleichung

$$r_{Fe} \left( \lg(N_{\mu}^{tr}) \right) = \frac{s_D \left( \lg(N_{\mu}^{tr}) \right) - s_p \left( \lg(N_{\mu}^{tr}) \right)}{s_{Fe} \left( \lg(N_{\mu}^{tr}) \right) - s_p \left( \lg(N_{\mu}^{tr}) \right)} ; \quad (7.12)$$

die relative Häufigkeit der Protonen beträgt dementsprechend  $1 - r_{Fe}$ .

Die Berechnung der relativen Häufigkeiten erfolgt in den drei Zenitwinkelbereichen jeweils einzeln. Danach wird der Mittelwert aus den erhaltenen Häufigkeiten ermittelt. Beim Wechselwirkungsmodell QGSJet konnten für  $24^{\circ}$ - $30^{\circ}$  im ersten und letzten  $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Bereich keine Berechnungen durchgeführt werden, da die Werte der Meßdaten dort unter- bzw. oberhalb derjenigen der Monte-Carlo-Simulationen liegen (Abbildung 7 im Anhang B).

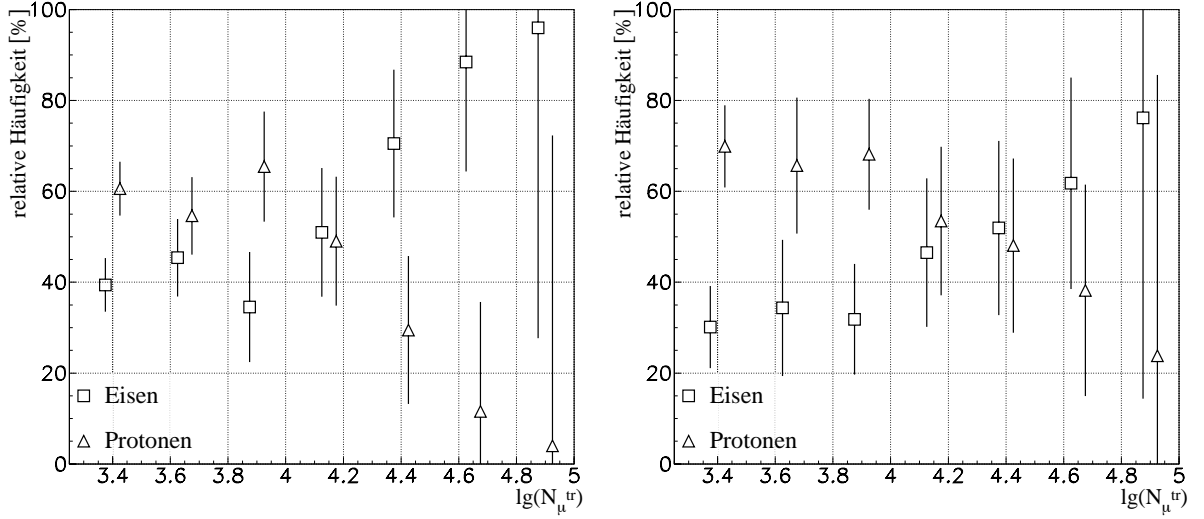


Abbildung 7.27: **Relative Häufigkeit der Elemente.** Links: QGSJet; rechts: NEXUS. Die Werte sind versetzt dargestellt, um eine Zuordnung der Fehlerbalken zu ermöglichen.

Vergleicht man die relativen Häufigkeiten, die in der Abbildung 7.27 dargestellt sind, so zeigt sich im Fall von QGSJet ein rascheres Abnehmen des Protonanteils mit steigendem  $\lg(N_{\mu}^{tr})$  als bei NEXUS. Die Simulationsrechnungen für Protonen und Eisenkerne in den beiden Wechselwirkungsmodellen erfolgten exemplarisch für den Anteil leichter und schwerer Elemente in der primären kosmischen Strahlung.

Eine häufig verwendete Größe zur Beschreibung der Zusammensetzung der kosmischen Strahlung oberhalb einer Primärenergie von  $10^{15}$  eV ist die mittlere logarithmische Masse  $\langle \ln A \rangle$ , die definiert wird durch den folgenden Ausdruck:

$$\langle \ln A \rangle = \sum_i r_i \cdot \langle \ln A_i \rangle . \quad (7.13)$$

$A_i$  entspricht der Massenzahl und  $r_i$  der relativen Häufigkeit des Elements  $i$ . Da die Schauerentwicklung durch die hadronische Kaskade dominiert wird und die Hadronmultiplizitäten  $\propto A \cdot \ln A$  sind, kann man aus den Steigungsparametern der Myonlateralverteilungen eine mittlere Größe wie  $\langle \ln A \rangle$  extrahieren.

Die mittlere logarithmische Masse läßt sich bei der hier angenommenen zweikomponentigen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung aus Protonen und Eisenkernen berechnen durch

$$\langle \ln A \rangle = (1 - r_{Fe}) \cdot \langle \ln \langle A_H \rangle \rangle + r_{Fe} \cdot \langle \ln \langle A_{Fe} \rangle \rangle \quad , \quad (7.14)$$

wobei für  $\langle A_H \rangle=1$  und für  $\langle A_{Fe} \rangle=56$  gilt. Eine Berechnung mit modifizierten Werten der mittleren Atommassen von  $\langle A_H \rangle=3$  und  $\langle A_{Fe} \rangle=40$  trägt der Tatsache Rechnung, daß mit  $\langle A_H \rangle=1$  und  $\langle A_{Fe} \rangle=56$  nur Extremwerte der Massenzusammensetzung behandelt werden. Da im Rahmen dieser Arbeit die experimentellen Verteilungen als Überlagerung von nur zwei Komponenten in der kosmischen Strahlung untersucht werden, wird der mittlere leichte und der mittlere schwere Anteil besser durch die Massenzahlen 3 und 40 erfaßt. In Anlehnung an Experimente, die bei niederen Energien die Anteile der Elemente in der kosmischen Strahlung direkt bestimmen, ist eine mittlere Masse der leichten Komponente von  $\langle A_H \rangle=3$  besser gerechtfertigt. Eine ausführliche Analyse, die auf eine sehr große Datenmenge der Array-Detektoren ( $N_e$ ,  $N_\mu^{tr}$ ) und äußerst umfangreiche Monte-Carlo-Simulationen zurückgreift [Ulr03], versucht die Bestimmung von vier Massengruppen.

In den Abbildungen 7.28 und 7.29 sind die sich für die Wechselwirkungsmodelle QGSJet und NEXUS ergebenden mittleren logarithmischen Massen dargestellt. Die Zunahme von  $\langle \ln A \rangle$  mit steigendem  $\lg(N_\mu^{tr})$  ist deutlich erkennbar. Beim Vergleich mit Resultaten, die durch andere Luftschauereexperimente (EAS-Top, Chacaltaya) bestimmt wurden, zeigt sich, daß im Bereich der Fehlergrenzen die Ergebnisse beider Wechselwirkungsmodelle gut mit diesen Werten übereinstimmen [Hoe03]. Ein ausführlicher Vergleich erfolgt in Kapitel 9.

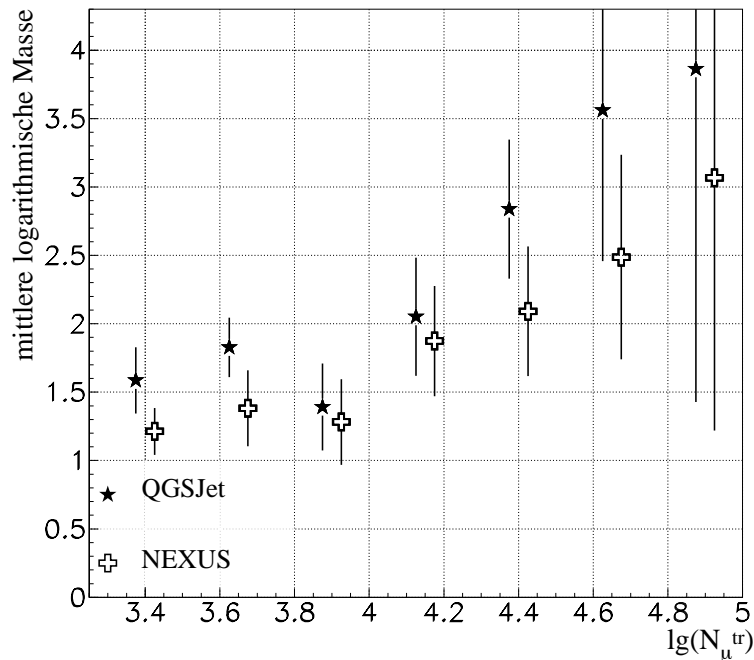


Abbildung 7.28: **Mittlere logarithmische Masse.** Angenommen wurde eine zweikomponentige Zusammensetzung der kosmischen Strahlung.  $\langle A_H \rangle=1$ ,  $\langle A_{Fe} \rangle=56$ .

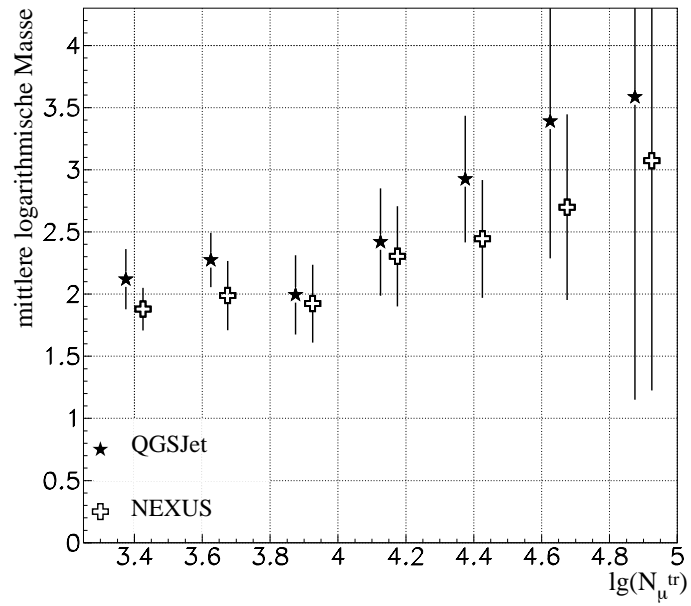


Abbildung 7.29: **Mittlere logarithmische Masse.** Angenommen wurde eine zweikomponentige Zusammensetzung der kosmischen Strahlung.  $\langle A_H \rangle = 3$ ,  $\langle A_{Fe} \rangle = 40$ .

## Kapitel 8

# Analyse der Entstehungshöhen von Myonen

Eines der Ziele der erdgebundenen Luftschauerexperimente ist die Bestimmung der Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung in Energiebereichen, in denen ein direkter Nachweis hochenergetischer kosmischer Teilchen nicht mehr mit ausreichend hoher Ereignisrate möglich ist. Die Experimente messen verschiedene Observablen, anhand derer man versucht, die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung abzuleiten. Bei KASCADE werden dazu hauptsächlich solche Observablen verwendet, die die Teilchenanzahl und die Energie der Sekundärteilchen betreffen.

Im folgenden soll bei der Analyse der Daten des Myonspurdetektors von solchen Meßgrößen, die man durch Myonen in der Detektionsebene des Experiments erhält (z.B. Dichteverteilungen), auf die Untersuchung von Parametern der EAS übergegangen werden, die eine Analyse der Eigenschaften der Myonen auch oberhalb der Detektionsebene ermöglichen. Aufgrund der unterschiedlichen Schauerentwicklung von leichten und schweren Primärteilchen weisen die mittleren Entstehungshöhen der Myonen verschiedene Werte auf. Dieser Unterschied in der Myonproduktionshöhe soll nun untersucht und zur Ermittlung der Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung herangezogen werden. Da in den einzelnen EAS größere Fluktuationen auftreten, genügt es nicht, nur einzelne gemessene Schauer mit Monte-Carlo-Simulationen zu vergleichen, sondern man benötigt einen größeren Datensatz, in dem sich diese Fluktuationen ausmitteln.

Von L. Pentchev und Mitarbeitern wurde ein analytischer Zusammenhang untersucht, der die longitudinale Schauerentwicklung mit der lateralen Dichteverteilung der Myonen verbindet [Pen99] [PeD01]. Durch eine solche Transformation der Myonlateralverteilung  $\rho_\mu(r)$  in eine Myonproduktionshöhe  $H_\mu(h)$  wird der komplementäre Charakter dieser beiden aus Schauerobservablen berechneten Größen hervorgehoben. Dabei sollen weniger die Eigenschaften der Schauer, wie Masse und Energie des Primärteilchens, abgeleitet werden, sondern es soll die Konsistenz der beiden Schauerobservablen  $\rho_\mu(r)$  und  $H_\mu(h)$  überprüft werden. Die Gültigkeit der Transformation

$$\rho_\mu(r) = \int_0^\infty K(r, h) \cdot H_\mu(h) dh \quad (8.1)$$

wurde mit Hilfe von Ergebnissen aus CORSIKA Simulationen bestätigt. Die Kernelfunktion  $K(r, h)$  hängt unter anderem von der Energieschwelle, dem Beobachtungsniveau und dem Zenitwinkel des Schauers ab. Ebenfalls wurde die Berechnung der Myonproduktionshöhe  $H_\mu(h)$  aus der Radialwinkelverteilung  $R(\rho)$  anhand solcher Monte-Carlo-Simulationen überprüft. Die Arbeit [PeD01] zeigt darüber hinaus einen Weg, wie die Informationen aus den Myonlateralverteilungen und den Myonproduktionshöhen im Rahmen einer Tikhonov-Regularisierung [Tik63] kombiniert werden können. Somit ergibt sich für zukünftige Analysen eventuell die Möglichkeit, beide Observablen schauerweise zur Abschätzung der Masse des Primärteilchens zu verwenden.

Ähnliche Untersuchungen wurden bereits unter Verwendung von Bayes-Analysen in Angriff genommen [Bad03]. Dort wurde der Einfluß von verschiedenen Schauerobservablen auf die Bestimmung der Eigenschaften des Primärteilchens untersucht. Diese, insbesondere im nächsten Kapitel vorgestellten Observablen, beinhalten die longitudinale Schauerentwicklung.

## 8.1 Definition von Radial- und Tangentialwinkel

Bei der Berechnung der Entstehungshöhen der Myonen in Luftschauern muß jeweils die Lage der Myonspur relativ zur Schauerachse untersucht werden. Die Myonen entstehen in der Schauerentwicklung hauptsächlich beim Zerfall von Pionen und Kaonen. Die Elternteilchen haben sich vor ihrem Zerfall aufgrund ihres Transversalimpulses, den sie bei ihrer Erzeugung erhalten, von der Schauerachse entfernt. Daher schneiden sich Myonspur und Schauerachse im allgemeinen nicht. Die Myonspuren bilden einen Raumwinkel mit der Schauerachse. Da man die Richtung der Myonen in der Detektionsebene am Erdboden rekonstruiert, muß berücksichtigt werden, daß dieser Raumwinkel zusätzlich durch die Streuung der Myonen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre und den Absorber beeinflusst wird.

Um die Orientierung einer Myonspur relativ zur Schauerachse beschreiben zu können, wird der Raumwinkel in eine Radial- und eine Tangentialkomponente aufgespalten [Ber96]. Der Radialwinkel  $\rho$  wird dabei definiert als der Winkel zwischen der Schauerachse und der senkrechten Projektion der Myonspur auf die Radialebene (siehe Abbildung 8.1; eingezeichnet ist der Wechselwinkel des Radialwinkels). Die Radialebene wird festgelegt durch die Richtung der Schauerachse und die Richtung, die durch die Verbindungslinie vom Schauerzentrum zum Ort, an dem die Myonspur die Detektorebene schneidet, gegeben ist. Die Tangentialebene steht senkrecht auf der Radialebene, geht durch den Ort des Myons und verläuft parallel zur Schauerachse. Die senkrechte Projektion der Myonspur auf die Tangentialebene ergibt den Tangentialwinkel  $\tau$ .

Der Radialwinkel  $\rho$  ist hauptsächlich mit der Entstehungshöhe des Myons korreliert, wohingegen der Tangentialwinkel  $\tau$  ein Maß für die transversale Versetzung des Myons von der Schauerachse ist. Die Radialwinkel der Myonspuren, die wie die Tangentialwinkel für jede Spur einzeln berechnet werden, können somit zur Analyse der Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung verwendet werden [Lin86] [Lin92] [Amb99], da die gemessenen mittleren Radialwinkel mit der longitudinalen Entwicklung der EAS verbunden sind [PeD01]. Die Radialwinkel spiegeln somit die Eindringtiefe der Primärteilchen wider.



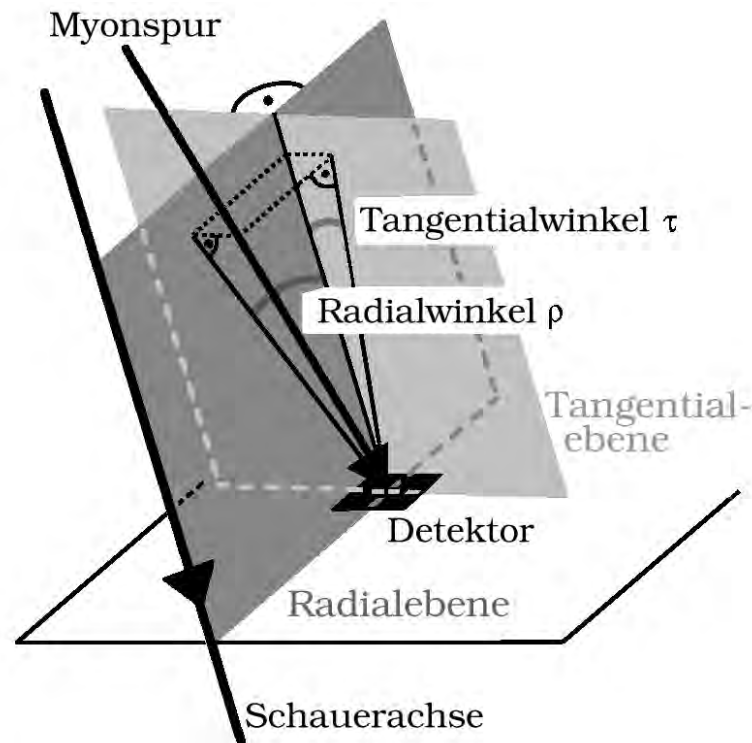


Abbildung 8.1: Schematische Darstellung zur Definition von Radial- und Tangentialwinkel.

### 8.1.1 Der Tangentialwinkel

Bevor im weiteren auf die Analyse der Radialwinkelverteilungen und die Berechnung von Myonproduktionshöhen eingegangen wird, sollen einige Eigenschaften des Tangentialwinkels  $\tau$  näher erläutert werden.

Der Tangentialwinkel  $\tau$  spiegelt die Größe der Streuung des Myons in der Atmosphäre, im Absorber- und Detektormaterial sowie die Versetzung des Entstehungsorts des Myons von der Schauerachse wider. Da die Gesamtheit dieser Prozesse als isotrop um die Schauerachse angenommen wird, verläuft die Tangentialwinkelverteilung symmetrisch zu  $0^\circ$ . Die Breite der Verteilung ist abhängig von der transversalen Versetzung, der Vielfachstreuung der Myonen und der kombinierten Winkelauflösung der beiden Detektoren Array und Myonspurdetektor.

Die Größe der transversalen Versetzung des Entstehungsorts des Myons von der Schauerachse, die bis zu einigen hundert Metern beträgt, ist eine Funktion der Eindringtiefe des Primärteilchens in die Atmosphäre und damit seiner Energie. Myonen, die in den oberen Atmosphärenbereichen erzeugt werden, besitzen kleinere transversale Versetzungen bezüglich der Schauerachse als solche, die erst tiefer in der Atmosphäre entstehen. Auch der Beitrag der Vielfachstreuung ist eine Funktion der Myonproduktionshöhe, weshalb die Breite der Tangentialwinkelverteilung eine Teilinformation enthält, die mit der Entstehungshöhe der Myonen verbunden ist.

Die Abbildung 8.2 a) zeigt exemplarisch eine Tangentialwinkelverteilung, die aus Meßdaten im Abstandsbereich von 20-140 m, mit  $3.5 < \lg(N_\mu^{tr}) < 3.75$  und mit einem Zenitwinkel  $\Theta$  zwischen  $0^\circ$  und  $30^\circ$  berechnet wurde. Es bestand die Voraussetzung, daß mehr als eine Spur im gesamten Myonspurdetektor rekonstruiert wurde, wobei maximal eine Spur pro Detektorteleskop vorkommen durfte. Die Tangentialwinkelverteilung kann als aus zwei Anteilen zusammengesetzt angesehen und deswegen mit einer doppelten Gauss-Funktion beschrieben werden. Wie ein Vergleich mit CORSIKA zeigt, tragen zur breiten Komponente dieser Verteilung hauptsächlich niederenergetische Myonen bei, wohingegen die schmale Komponente zum größten Teil nur solche Myonen enthält, die für die hier durchgeführten Analysen von Interesse sind. Die gestrichelte Linie in der Abbildung 8.2 a) entspricht der Gauss-Funktion der breiten Komponente und die durchgezogene Linie der zweifachen Gauss-Funktion, die die gesamte Verteilung beschreibt.

Die Abbildung 8.2 b) zeigt in Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{tr})$  die Breite  $\sigma_\tau$  der Gauss-Funktion, die zur Beschreibung der schmalen Komponente der Tangentialwinkelverteilung dient. Mit steigendem  $\lg(N_\mu^{tr})$  wird  $\sigma_\tau$  kleiner, was hauptsächlich auf die besser werdende Rekonstruktionsgenauigkeit der Schauerrichtung durch das Array zurückzuführen ist. Die Genauigkeit bei der Bestimmung der Schauerrichtung nimmt im Bereich  $3.25 < \lg(N_\mu^{tr}) < 5.0$  von etwa  $0.38^\circ$  auf  $0.15^\circ$  zu [Mai01] (68% der Fälle innerhalb der Winkeldifferenz bei einer Schachbrettaufteilung der Arraydetektoren). Die Breite  $\sigma_\tau$  kann zur Abschätzung der Winkelauflösung des kombinierten Experiments Myonspurdetektor-Array herangezogen werden. Ein Vorteil bei der Verwendung des Tangentialwinkels  $\tau$  zur Analyse der Winkelauflösung liegt darin, daß  $\tau$  zwar eine Funktion der Lage des Schauersentrums und der Lage der Myonspur ist, aber keine Korrelation mit deren Positionen zeigt. Diese Korrelationen gehen vollständig in die Eigenschaften des Radialwinkels  $\rho$  ein.

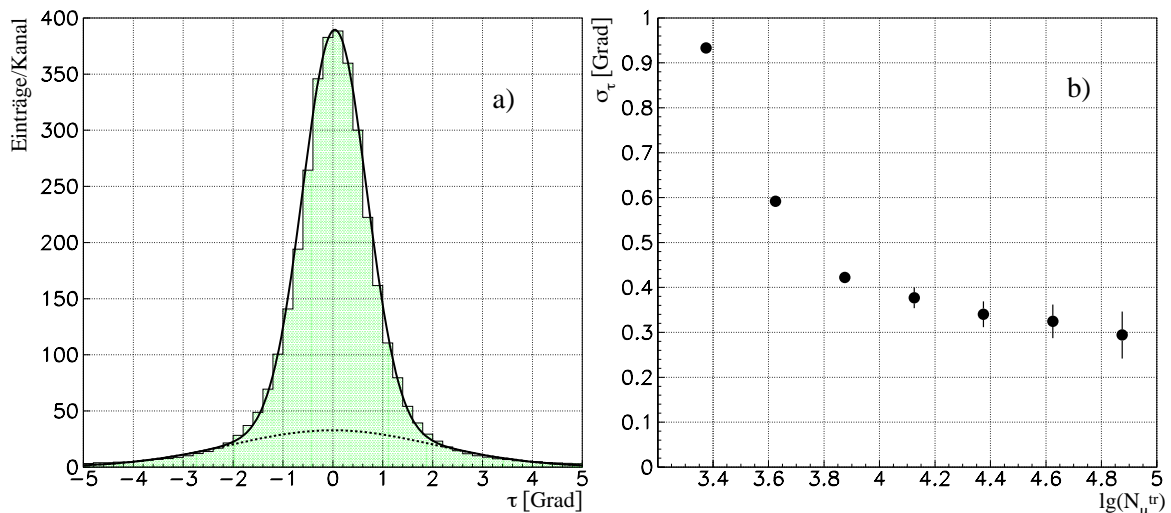


Abbildung 8.2: a) Die gestrichelte Linie zeigt die Gauss-Funktion der breiten Komponente, die durchgezogene die zweifache Gauss-Funktion, die die  $\tau$ -Verteilung beschreibt. b)  $\sigma_\tau$  wird mit der Gauss-Funktion der schmalen Komponente der  $\tau$ -Verteilung ermittelt und dient als Maß für die Größe der Winkelauflösung des kombinierten Experiments Myonspurdetektor-Array.

Der Tangentialwinkel  $\tau$  wird in den weiteren Analysen zur Eingrenzung der Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen verwendet. Es werden nur solche Myonspuren untersucht, deren Tangentialwinkel sich in einem Bereich von  $|\tau| < 0.7^\circ$  befinden. Dadurch wird gewährleistet, daß viele sehr niederenergetische Myonen aus den Analysen ausgeschlossen werden.

Das Verhalten der Breite der Tangentialwinkelverteilung mit zunehmender Myonenergie  $E_\mu$  und der Einfluß der Streuung in der Atmosphäre auf die Myonen wurden anhand von Parametern untersucht, die sich aus CORSIKA nach einer EAS-Simulation ergeben. CORSIKA beinhaltet nur die Luftschauerentwicklung in der Atmosphäre und nicht die Detektorsimulation, so daß man das Verhalten der Myonen ohne den Einfluß der Vielfachstreuung im Absorber- und Detektormaterial untersuchen kann. Verwendet wurden protoninduzierte Schauer, die mit dem hadronischen Wechselwirkungsmodell QGSJet mit Primärenergien  $E_0$  im Bereich zwischen  $10^{14}$  eV und  $10^{17}$  eV bei einem Zenitwinkel von  $\Theta=0^\circ$  simuliert wurden.

Die Breite der Tangentialwinkelverteilung wird mit zunehmender Myonenergie  $E_\mu$  schmaler. In der Abbildung 8.3 a) ist  $\sigma_\tau^{CORSIKA}$  der Gauss-Funktion der schmalen Komponente der zweifachen Gauss-Funktion aufgetragen. Die Abnahme von  $\sigma_\tau^{CORSIKA}$  ist zu erwarten, da Myonen mit einer größeren Energie eine kleinere transversale Versetzung von der Schauerachse besitzen und wie in der Abbildung 8.3 b) zu sehen ist, weniger Vielfachstreuung erfahren.

In der Abbildung 8.3 b) ist als Maß für die Vielfachstreuung der Myonen in der Atmosphäre die mittlere Winkeldifferenz in Abhängigkeit von der Myonenergie  $E_\mu$  angegeben. Die Winkeldifferenz entspricht dem Raumwinkel, der sich aus dem Unterschied der Richtungen des Myons an seinem Entstehungsort und beim Auftreffen auf der Erdoberfläche ergibt (68% der Fälle, die diesen Winkelunterschied aufweisen). Mit zunehmender Myonenergie wird die Winkeldifferenz kleiner, da diese Myonen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre im Mittel weniger stark gestreut werden als solche mit kleiner Energie.

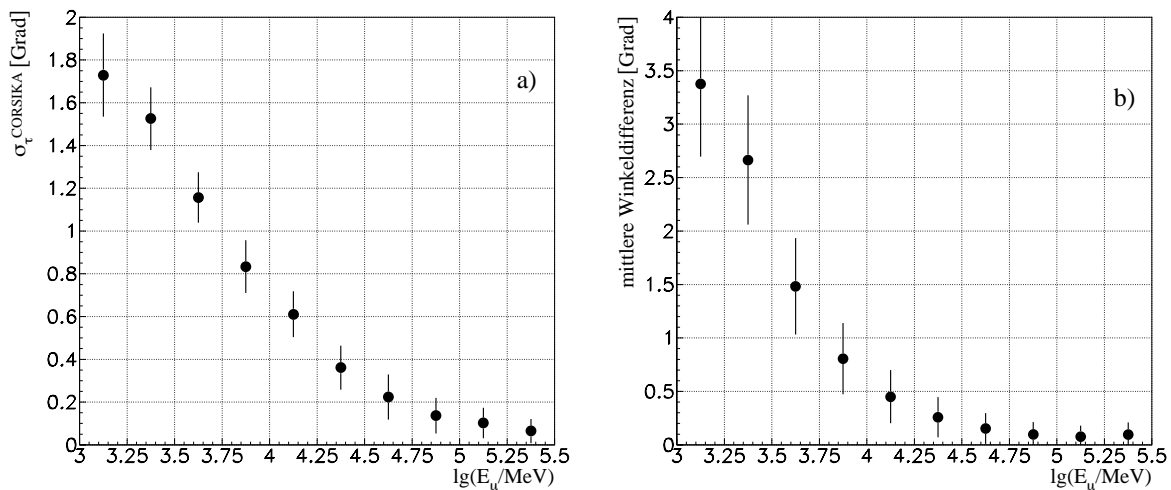


Abbildung 8.3: Für beide Bilder wurden Ergebnisse von CORSIKA Simulationen ohne Detektorsimulation verwendet. a)  $\sigma_\tau^{CORSIKA}$  ist durch die Gauss-Funktion der schmalen Komponente der  $\tau$ -Verteilung gegeben. b) Die Winkeldifferenz wird aus dem Richtungsunterschied des Myons am Entstehungsort und beim Auftreffen auf der Erdoberfläche berechnet.

### 8.1.2 Der Radialwinkel

Der Radialwinkel  $\rho$  einer Myonspur ist mit der Produktionshöhe der Myonen korreliert und besitzt daher eine asymmetrische Verteilung (Abbildung 8.4). Je größer der Transversalimpuls des Pions oder Kaons ist, umso größer ist im Mittel auch der Radialwinkel. Myonen, die in der gleichen Entfernung vom Schauerzentrum nachgewiesen werden, bilden im Mittel einen umso größeren Radialwinkel mit der Schauerrichtung, je tiefer sie in der Atmosphäre erzeugt werden. Entsprechend werden Myonen, die mit gleichem Radialwinkel bei einer größeren Entfernung vom Schauerzentrum nachgewiesen werden, im Mittel höher in der Atmosphäre erzeugt als solche, die bei kleineren Entfernungen registriert werden.

Im Gegensatz zur Bestimmung der Myonlateralverteilungen werden in den folgenden Analysen nur Myonen von 3-Hit-Spuren verwendet.

Bei der Rekonstruktion des Radialwinkels  $\rho$  unter Verwendung der Schauerrichtung  $(\Theta, \Phi)$ , der Richtung der Myonspur  $(\Theta_\mu, \Phi_\mu)$ , der Koordinaten des Schauerzentrums und des Myonhits treten auch negative Werte auf. Ein negativer Wert von  $\rho$  bedeutet, daß die zugehörige Myonspur in der Projektion auf die Radialebene die Schauerachse nur unterhalb der Erdoberfläche schneiden kann. Eine der möglichen Ursachen dieser negativen Radialwinkel liegt in der Mehrfachstreuung der Myonen im Absorber und in der Atmosphäre, wodurch die Richtung des Myons so verändert werden kann, daß sich kein Schnittpunkt von der Projektion der Myonspur und der Schauerachse in der Radialebene oberhalb der Erdoberfläche ergibt. Eine weitere Ursache liegt in der begrenzten Winkelauflösung des Experiments, wodurch falsche Richtungen der Myonspuren rekonstruiert werden können. In den nachfolgenden Analysen der Radialwinkel und Berechnungen von Myonproduktionshöhen werden nur positive Radialwinkel verwendet, die einer physikalischen Produktionshöhe entsprechen. Eine Ausnahme bilden die in den Abbildungen 9 und 10 im Anhang C dargestellten mittleren Radialwinkel, bei denen auch negative  $\rho$  bis  $-10^\circ$  berücksichtigt wurden.

Da man in den Analysen der Radialwinkel und Myonproduktionshöhen keine sehr niederenergetischen und weit von der Schauerachse versetzten Myonen berücksichtigen möchte, wird ein Schnitt auf den Tangentialwinkel durchgeführt. Bei dem favorisierten Schnitt von  $|\tau| < 0.7^\circ$  zeigen sich in den Radialwinkelverteilungen der beiden Wechselwirkungsmodelle QGSJet und NEXUS kaum Unterschiede (Abbildungen 14-17 im Anhang C). Der Grund hierfür wurde darin vermutet, daß durch den Tangentialwinkelschnitt der niederenergetische Teil der Myonen verworfen wird, der zu möglichen Unterschieden in den Radialwinkelverteilungen der Wechselwirkungsmodelle führen könnte. Es wurde deshalb auch ein schwächerer Schnitt des Tangentialwinkels von  $|\tau| < 2^\circ$  verwendet, der mehr niederenergetische Myonen zuläßt. Zudem wurden zwei verschiedene Abstandsbereiche von 20-140 m und 60-140 m untersucht. Die sich ergebenden Verhältnisse der Radialwinkelverteilungen von QGSJet und NEXUS des Abstandsbereichs 20-140 m sind in der Abbildung 11 im Anhang C für  $|\tau| < 0.7^\circ$  und in der Abbildung 12 für  $|\tau| < 2^\circ$  jeweils im Zenitwinkelbereich von  $0^\circ < \Theta < 18^\circ$  dargestellt.

Untersucht man die Ergebnisse für das breitere  $\tau$ -Intervall, so zeigen sich keine deutlichen Änderungen in den Verhältnissen der Radialwinkelverteilungen. Es gibt in allen Fällen in ihnen nur geringe Unterschiede. Bei größeren Radialwinkeln zeigt sich für die eiseninduzierten Schauer, daß NEXUS mehr Ereignisse in diesem Bereich aufweist als QGSJet. Auch der Ab-

standsbereich von 60-140 m ergibt bei beiden Tangentialwinkelschnitten keine signifikanten Unterschiede in den Radialwinkelverteilungen der beiden Wechselwirkungsmodelle.

Da sich für die beiden Tangentialwinkelschnitte keine deutlichen Unterschiede ergeben, werden die Tangentialwinkel in den folgenden Analysen auf den Bereich  $|\tau| < 0.7^\circ$  eingeschränkt, wobei der Abstandsbereich von 20-140 m verwendet wird. In diesem Fall beträgt der Anteil der negativen Radialwinkel an der gesamten Verteilung etwa 15% bei  $\lg(N_\mu^{tr}) \approx 3.25$  und geht auf etwa 7% bei  $\lg(N_\mu^{tr}) > 4.5$  zurück.

In der Abbildung 8.4 sind die Radialwinkelverteilungen von Meßdaten in sieben  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereichen für  $0^\circ < \Theta < 18^\circ$  dargestellt (weitere  $\Theta$ -Bereiche im Anhang C). Mit zunehmendem  $\lg(N_\mu^{tr})$  besitzen die Primärteilchen im Mittel eine größere Energie und dringen daher im Mittel auch tiefer in die Atmosphäre ein, wodurch die Myonen entsprechend größere Radialwinkel besitzen. Für die Monte-Carlo-Simulationen ergeben sich ähnliche Radialwinkelverteilungen (Abbildungen 14-17 im Anhang C), deren Verhalten bei Werten von  $\rho > 1^\circ$  aber das unterschiedlich tiefe Eindringen der leichten und schweren Primärteilchen widerspiegelt.

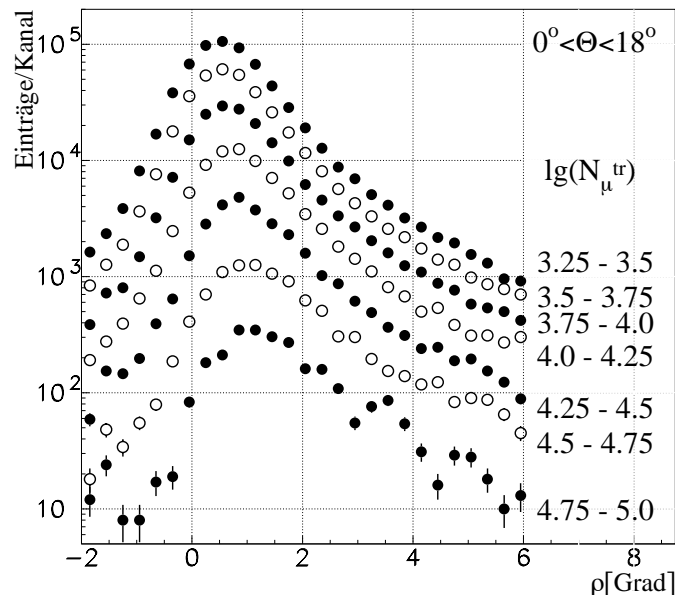


Abbildung 8.4: **Radialwinkelverteilungen der Meßdaten in verschiedenen  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereichen.**

In den Abbildungen 8.5 und 8.6 sind die mittleren Radialwinkel, die aus den Winkelverteilungen der Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen im Bereich von  $0^\circ$ - $20^\circ$  gewonnen werden, in den drei verschiedenen Zenitwinkelbereichen ( $0^\circ$ - $18^\circ$ ,  $18^\circ$ - $24^\circ$ ,  $24^\circ$ - $30^\circ$ ) dargestellt. Bei der Analyse der Mittelwerte werden in weit größerem Maße als bei der Analyse der wahrscheinlichsten Werte die Ausläufer zu großen Radialwinkeln berücksichtigt. Bei der Untersuchung der leichten und schweren Massenanteile der primären kosmischen Strahlung sind diese Ausläufer deshalb von Interesse, da in ihnen Unterschiede bei den leichten und schweren Elementen auftreten.

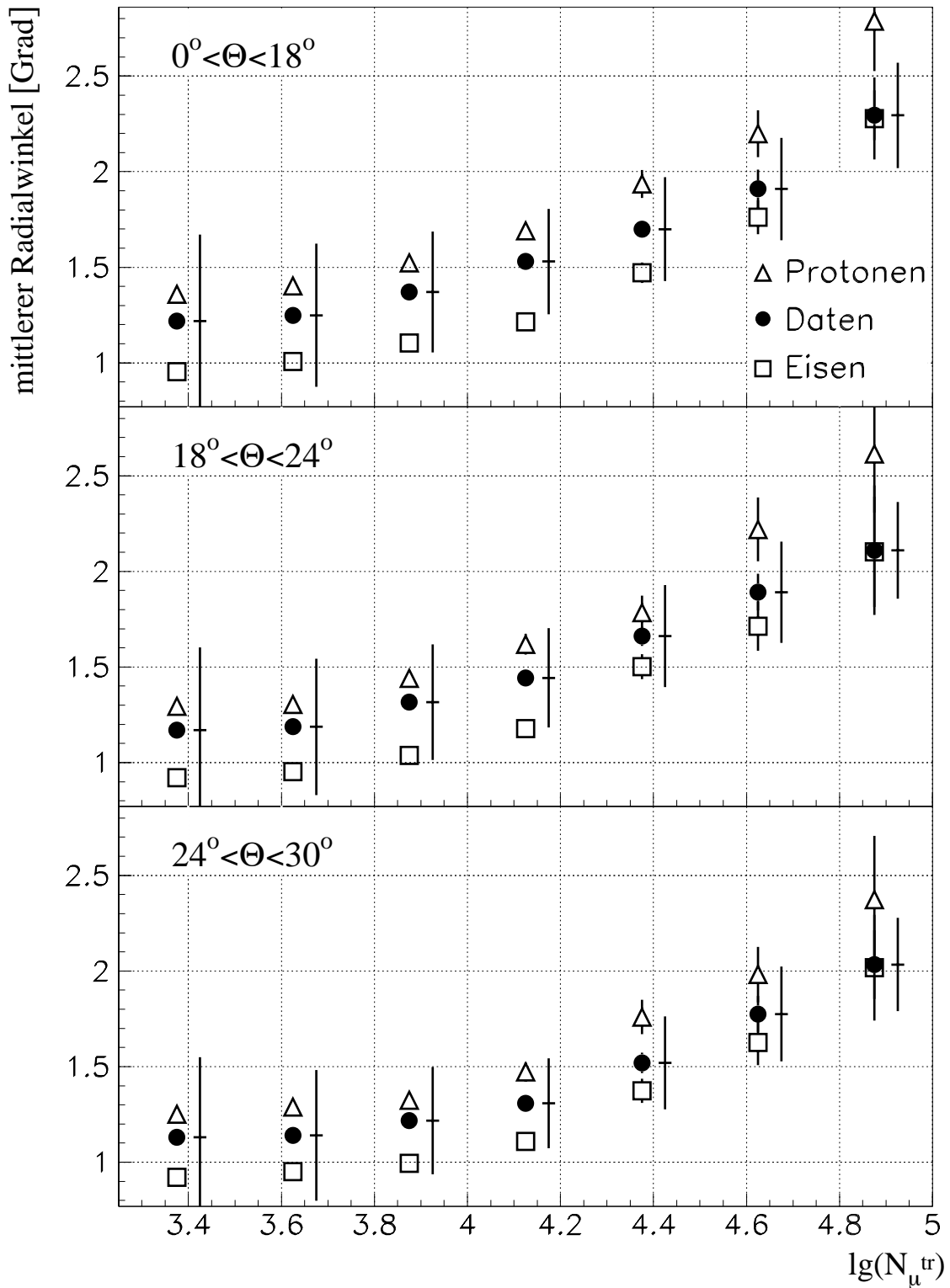


Abbildung 8.5: Mittlerer Radialwinkel in Abhängigkeit von  $\lg(N_{\mu}^{\text{tr}})$ . Verglichen werden Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet) in den drei Zenitwinkelbereichen. Als versetzte Balken eingetragen sind die systematischen Fehler der Meßdaten. ( $0^\circ < \rho < 20^\circ$ ).

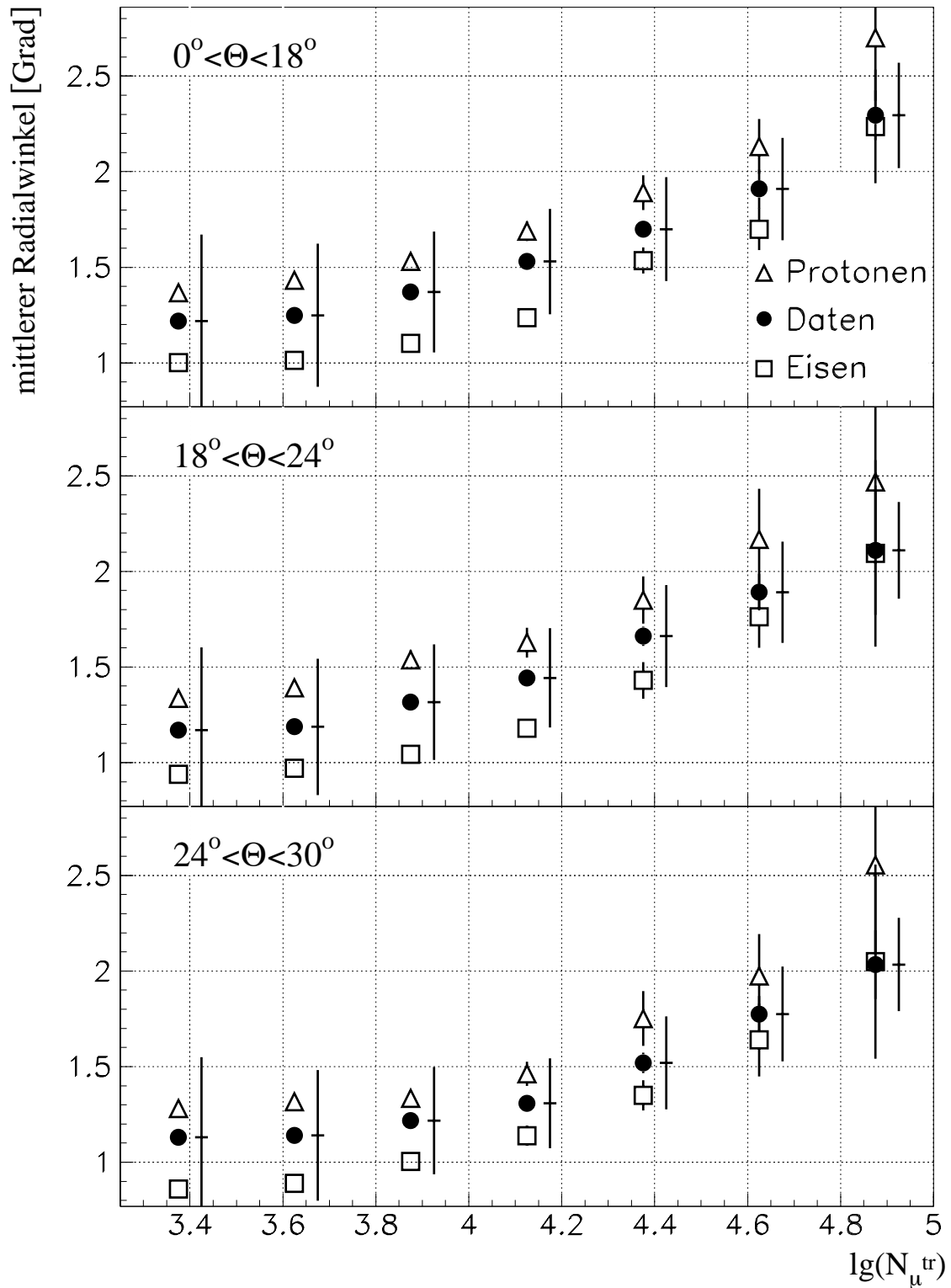


Abbildung 8.6: Mittlerer Radialwinkel in Abhängigkeit von  $\lg(N_{\mu}^{\text{tr}})$ . Verglichen werden Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS) in den drei Zenitwinkelbereichen. Als versetzte Balken eingetragen sind die systematischen Fehler der Meßdaten. ( $0^{\circ} < \rho < 20^{\circ}$ ).

Aufgrund der geometrischen Gegebenheiten ergeben sich bei größeren Zenitwinkeln  $\Theta$  im Mittel kleinere Radialwinkel  $\rho$ . Nimmt man beispielsweise an, daß das Schauerzentrum und die Hitposition des Myons fest vorgegeben sind, dann ist der Winkel zwischen Schauerachse und Myonspur bei senkrechtem Einfall des Primärteilchens größer als bei  $\Theta > 0^\circ$ . Dieses Verhalten ist in den Abbildungen 8.5 und 8.6 in den Einzelbildern von oben nach unten zu erkennen.

Man muß beachten, daß in den Radialwinkelverteilungen der Meßdaten durch eine mögliche Zunahme des Anteils schwerer Teilchen mit steigender Energie im Prinzip zwei gegenläufige Effekte auftreten: zum einen das tiefere Eindringen der Primärteilchen und zum anderen eine Verschiebung zu kleineren Radialwinkeln durch die Zunahme des Eisenanteils an der Komposition bei gleichzeitigem Rückgang des Protonanteils.

Die mittleren Radialwinkel, die sich aus den Radialwinkelverteilungen der Meßdaten ergeben, liegen zwischen den Werten von proton- und eiseninduzierten Schauern (siehe Abbildungen 8.5 und 8.6). Die Protonen dringen vor der ersten Wechselwirkung im Mittel am tiefsten in die Atmosphäre ein, und Myonen aus protoninduzierten Schauern besitzen somit größere Radialwinkel als solche aus eiseninduzierten Schauern, da Eisenkerne höher in der Atmosphäre die erste Wechselwirkung erfahren. Man erkennt in den Abbildungen die Tendenz, daß sich die Werte der mittleren Radialwinkel der Meßdaten mit zunehmendem  $\lg(N_\mu^{tr})$  von den Werten der protoninduzierten Schauer hin zu den Werten der eiseninduzierten Schauer bewegen.

Von den Schauerobservablen, die zur Rekonstruktion des Radialwinkels benötigt werden, kennt man die Fehler in Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{tr})$ , so daß eine Abschätzung des systematischen Fehlers der Radialwinkel möglich ist. Die systematischen Fehler wurden mittels Größtfehlerabschätzung berechnet. Im Fall der Meßdaten sind sie in den Abbildungen 8.5 und 8.6 eingetragen.

Nimmt man zur Berechnung der mittleren Radialwinkel noch die negativen Winkel bis  $-10^\circ$  hinzu, so ergeben sich insgesamt kleinere Mittelwerte (Abbildungen 9, 10 im Anhang C). Der Trend der Meßdaten geht in diesem Fall mit steigendem  $\lg(N_\mu^{tr})$  von den Werten der eisen- zu den Werten der protoninduzierten Schauer über. Dieser Effekt dürfte daher rühren, daß eiseninduzierte Schauer mit größeren Myonmultiplizitäten bei größeren  $\lg(N_\mu^{tr})$  vergleichsweise weniger negative Werte zur Mittelwertbildung beisteuern als protoninduzierte Schauer. Dadurch verschieben sich die Mittelwerte der protoninduzierten Schauer bei großen  $\lg(N_\mu^{tr})$  in stärkerem Maße zu kleineren Werten als dies bei eiseninduzierten Schauern der Fall ist.

Zukünftige Untersuchungen, die den Bereich der negativen Radialwinkel gemäß der abnehmenden Breite der Tangentialwinkelverteilung (Auflösung) mit zunehmendem  $\lg(N_\mu^{tr})$  berücksichtigen, erfassen möglicherweise besser die unterschiedlichen Momente (Quantile) einer Radialwinkelverteilung.

Darüber hinaus könnte man sich weitergehende Untersuchungen unter dem Aspekt vorstellen, daß die Radialwinkelverteilungen getrennt nach zunehmender Myonmultiplizität ein differenziertes Bild der Luftschauerentwicklung ergeben. Solche Untersuchungen sind gegenwärtig aufgrund der geringen Statistik bei größeren Myonmultiplizitäten jedoch nicht möglich.

Aus den Abständen der mittleren Radialwinkel der Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (Abbildungen 8.5 und 8.6) in den einzelnen  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereichen werden die relativen Häufigkeiten von proton- und eiseninduzierten Schauern ermittelt. Entsprechend der Gleichung 7.14 wird



die mittlere logarithmische Masse  $\langle \ln A \rangle$  der primären kosmischen Strahlung aus den relativen Häufigkeiten für jeden der drei Zenitwinkelbereiche berechnet. Aus diesen Werten wird dann der Mittelwert von  $\langle \ln A \rangle$  bestimmt (siehe Abbildung 8.7). Die mittlere logarithmische Masse ist in der Abbildung 8.7 unter Verwendung von  $\langle A_H \rangle = 3$  und  $\langle A_{Fe} \rangle = 40$  dargestellt. Diese Annahme von  $\langle A_H \rangle = 3$  und  $\langle A_{Fe} \rangle = 40$  trägt der Tatsache Rechnung, daß beide Massenkomponten im Rahmen der gegenwärtigen Analyse als repräsentativ für die leichten und schweren Anteile in der kosmischen Strahlung betrachtet werden.

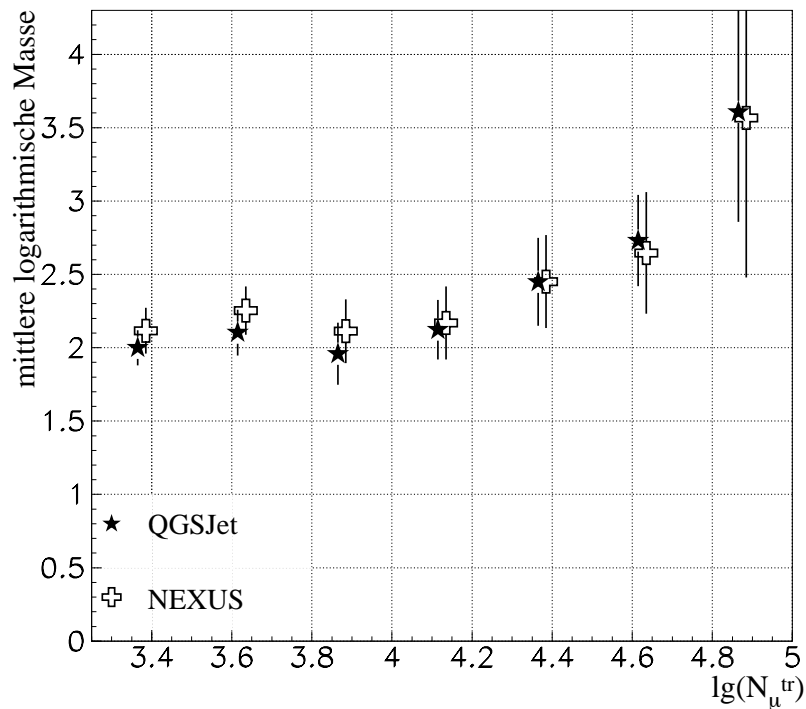


Abbildung 8.7: **Mittlere logarithmische Masse.**  $\langle \ln A \rangle$  wurde aus den mit den Abständen der mittleren Radialwinkel berechneten relativen Häufigkeiten unter Verwendung von  $\langle A_H \rangle = 3$ ,  $\langle A_{Fe} \rangle = 40$  ermittelt.

Im Falle von NEXUS konnte für  $4.75 < \lg(N_\mu^{tr}) < 5.0$  der Mittelwert nur aus den Werten zweier Zenitwinkelbereiche berechnet werden, da bei  $24^\circ$ - $30^\circ$  der mittlere Radialwinkel der Meßdaten kleiner als derjenige der eiseninduzierten Schauere ist. Daher läßt sich der Wert der Meßdaten nicht durch die angenommene zweikomponentige Zusammensetzung aus Protonen und Eisenkernen beschreiben, sondern würde eine schwerere Komponente als Eisen erfordern.

Die statistischen Fehler der mittleren logarithmischen Masse  $\langle \ln A \rangle$  in der Abbildung 8.7 wurden aus den statistischen Fehlern der relativen Häufigkeiten von proton- und eiseninduzierten Schauern berechnet, die in die Gleichung zur Berechnung von  $\langle \ln A \rangle$  eingehen.

Für die hadronischen Wechselwirkungsmodelle QGSJet und NEXUS ergeben sich mit zunehmendem  $\lg(N_\mu^{tr})$  größere Werte von  $\langle \ln A \rangle$ . Beide Modelle zeigen ein ähnliches Verhalten, auch den leichten Anstieg und die anschließende Abnahme von  $\langle \ln A \rangle$  bei kleinen  $\lg(N_\mu^{tr})$ .

Dieses Verhalten bei kleinen  $\lg(N_\mu^{tr})$  ist möglicherweise durch Schwelleneffekte bedingt, die aus der Rekonstruktion durch das Array herrühren. In eiseninduzierten Schauern werden mehr Myonen, aber weniger Elektronen erzeugt als in protoninduzierten Schauern. Eine erfolgreiche Rekonstruktion eines Luftschauers durch das Array erfordert aber eine bestimmte Mindestanzahl von Elektronen, die bei kleinen  $\lg(N_\mu^{tr})$  nur durch relativ tief eindringende Primärteilchen (Fluktuationen) auf Detektionsniveau erreicht werden kann. Auch wirkt sich die begrenzte Winkelaufösung des Gesamtexperiments bei kleinen Radialwinkeln stärker aus als bei größeren Winkeln. Weitere Untersuchungen im Sinne von modifizierten Parameterschnitten in der Analyse können diesen Sachverhalt weiter klären.

Die Radialwinkelverteilungen der Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen werden nun auf Integral 1 normiert und die Verteilungen der proton- und eiseninduzierten Schauer entsprechend der zuvor berechneten relativen Häufigkeiten gewichtet. Die Abbildung 8.8 zeigt die Winkelverteilungen im Zenitwinkelbereich  $18^\circ$ - $24^\circ$ . Diese Verteilungen zeigen bei kleinen  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereichen recht deutlich, daß protoninduzierte Schauer für die großen Ausläufer der Radialwinkelverteilungen und eiseninduzierte Schauer für die Beschreibung im Bereich der kleinen Radialwinkel benötigt werden.

In der Abbildung 8.9 werden die sich aus Addition der gewichteten Radialwinkelverteilungen der Monte-Carlo-Simulationen ergebenden Werte (durchgezogene Kurven) mit den Winkelverteilungen der Meßdaten verglichen. Die mittleren Abweichungen in den verschiedenen  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereichen betragen zwischen 9% und 26%, wobei die Abweichungen im Bereich des Radialwinkels von  $0^\circ$ - $3^\circ$  zwischen 4% und 14% liegen. Bei großen Radialwinkeln kann der Verlauf der Meßdaten nicht ausreichend durch die Monte-Carlo-Simulationen beschrieben werden. Es hat den Anschein, als würde ein Teil der gemessenen Schauer tiefer in die Atmosphäre eindringen, als dies durch die Simulationen beschrieben werden kann.

Als eine Folge dieses Verhaltens können auch die in Kapitel 8.2 berechneten Myonproduktionshöhen für kleine Werte nicht durch die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen übereinstimmend beschrieben werden.

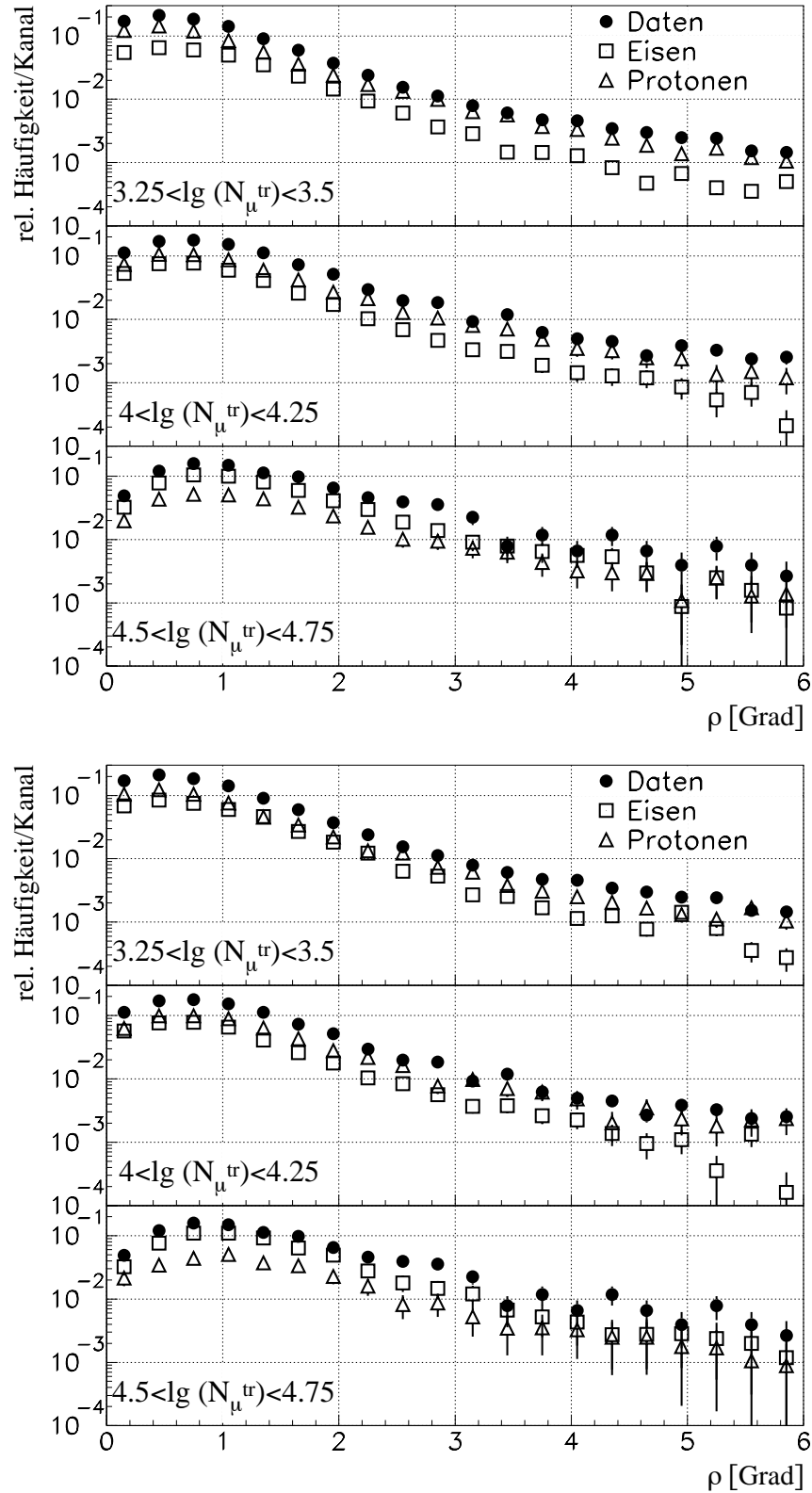


Abbildung 8.8: **Radialwinkelverteilungen im Bereich  $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ .** Die Verteilungen der Meßdaten sind auf Integral 1 normiert, die der Monte-Carlo-Simulationen entsprechend der aus den mittleren Radialwinkeln berechneten relativen Häufigkeiten gewichtet. Oben: QGSJet; unten: NEXUS.

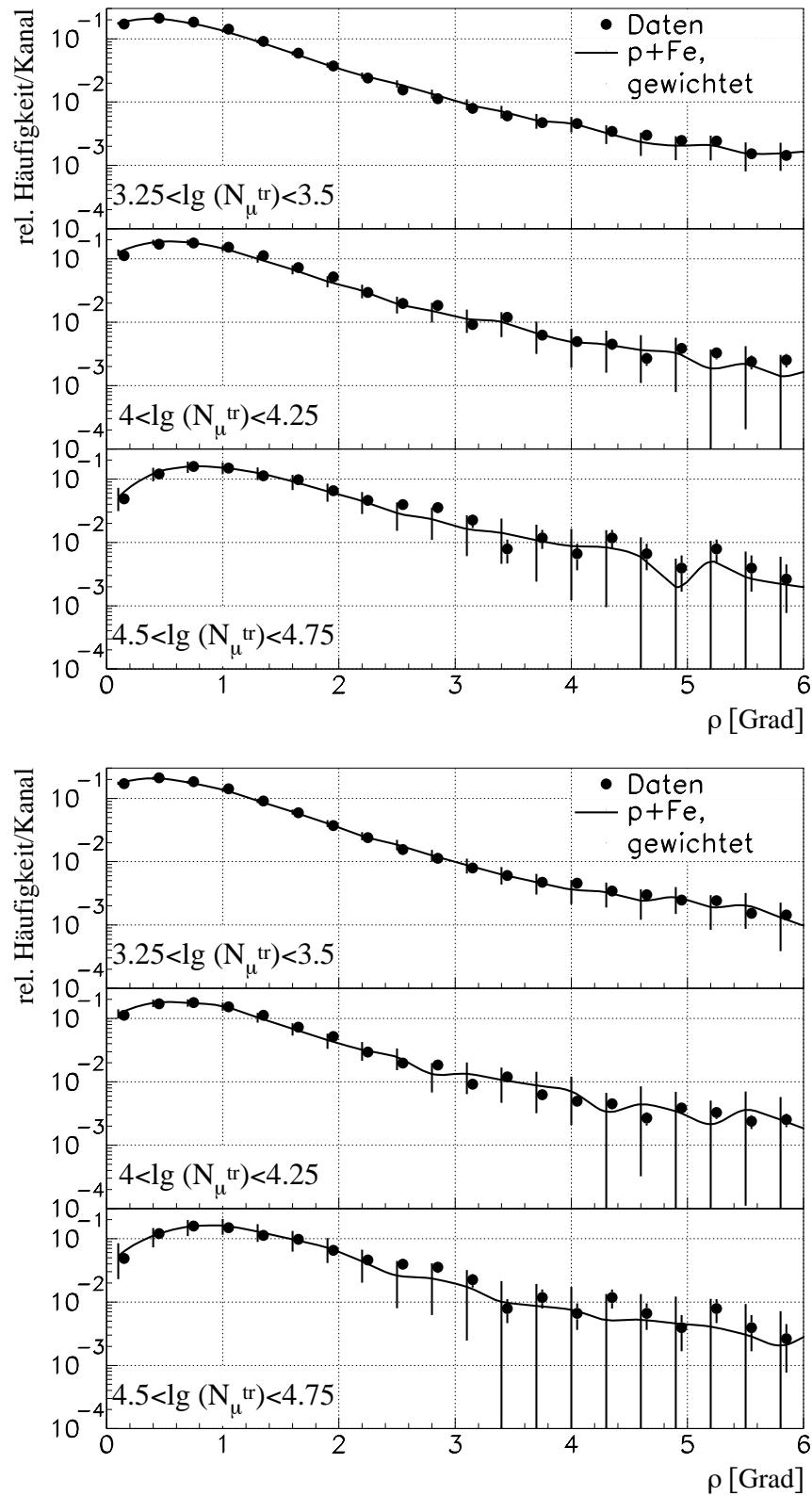


Abbildung 8.9: Vergleich der Radialwinkelverteilungen im Bereich  $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ . Die Meßdaten (Punkte) werden mit den gewichteten und addierten Radialwinkelverteilungen der proton- und eiseninduzierten Schauer (Kurven) aus der Abbildung 8.8 verglichen. Oben: QGSJet; unten: NEXUS.

### Bestimmung von $\langle \ln A \rangle$ aus den Verteilungen der Radialwinkel

Man kann die relativen Häufigkeiten der proton- und eiseninduzierten Schauer zur Beschreibung der Radialwinkelverteilungen der Meßdaten aus deren Überlagerung auch direkt aus den Winkelverteilungen ermitteln. Dazu werden die Verteilungen von Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen jeweils auf Integral 1 normiert. Die Radialwinkelverteilungen der Monte-Carlo-Simulationen werden mit  $r$  bzw.  $1 - r$  gewichtet und dann die Verteilungen von proton- und eiseninduzierten Schauern für jedes einzelne Radialwinkelintervall addiert. Auf den Bereich von  $0^\circ < \rho < 15^\circ$  werden 50 äquidistante Intervalle angeordnet. Die relativen Häufigkeiten werden durch Minimierung der Differenz zwischen den Werten der Meßdaten und der addierten Verteilungen berechnet.

Die mittleren logarithmischen Massen werden für  $\langle A_H \rangle = 3$  und  $\langle A_{Fe} \rangle = 40$  in Abbildung 8.10 gezeigt. Man erkennt auch hier eine Zunahme von  $\langle \ln A \rangle$  mit steigendem  $\lg(N_\mu^{tr})$ . Allerdings ist der Verlauf flacher als bei der Berechnung der mittleren logarithmischen Masse aus den Abständen der Mittelwerte der Radialwinkel. Im ersten Bin wird bei beiden Wechselwirkungsmodellen eine vergleichsweise leichte Zusammensetzung festgestellt. Mögliche Ursachen wie Schwelleneffekte oder endliche Winkelauflösung können weiter untersucht werden.

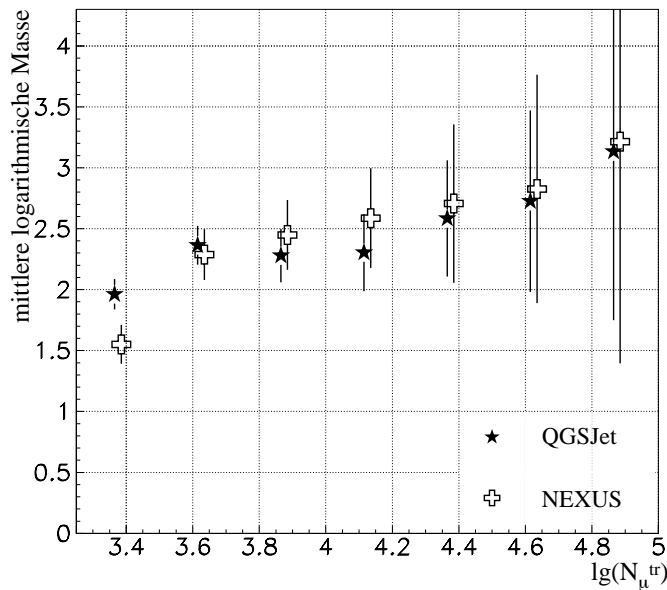


Abbildung 8.10: **Mittlere logarithmische Masse.**  $\langle \ln A \rangle$  wurde aus den mit den Radialwinkelverteilungen berechneten relativen Häufigkeiten von proton- und eiseninduzierten Schauern unter Verwendung von  $\langle A_H \rangle = 3$  und  $\langle A_{Fe} \rangle = 40$  bestimmt.

Die gute Übereinstimmung der Radialwinkelverteilungen der Meßdaten mit den addierten Verteilungen der proton- und eiseninduzierten Schauer (siehe Abbildung 8.11) zeigt, daß in diesem Fall auch aus der intervallweisen Addition der Modellverteilungen die richtigen Gewichtsfaktoren ermittelt werden können. Innerhalb der Fehler zeigen die Abbildungen 8.7 und 8.10 ein ähnliches Verhalten der Zunahme der mittleren logarithmischen Masse der kosmischen Strahlung mit größer werdendem  $\lg(N_\mu^{tr})$ .

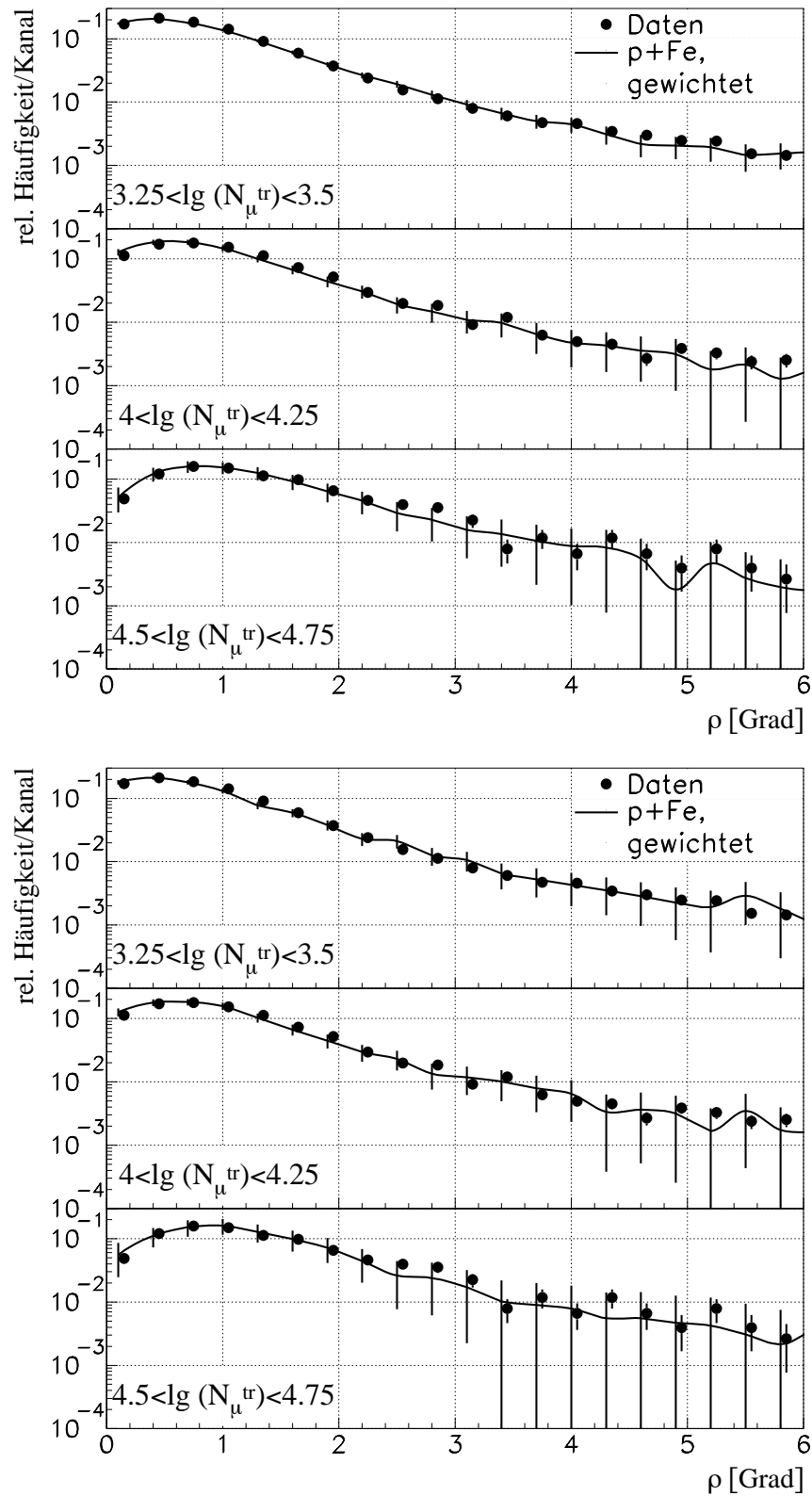


Abbildung 8.11: Vergleich der Radialwinkelverteilungen im Bereich  $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ . Die Meßdaten (Punkte) werden mit den gewichteten und addierten Radialwinkelverteilungen der proton- und eiseninduzierten Schauer (Kurven) verglichen. Die Bestimmung der relativen Häufigkeiten (Gewichtsfaktoren) erfolgte durch Bestanpassung der intervallweise addierten Modellrechnungen an die Meßdaten. Oben: QGSJet; unten: NEXUS.

## 8.2 Berechnung der Myonproduktionshöhe

Um nun einen Großteil der zur Verfügung stehenden Informationen, die mit der Myonproduktionshöhe korreliert sind, verwenden zu können, sollen weitere Parameter neben dem Radialwinkel  $\rho$  zur Analyse hinzugezogen werden. Aus der Verwendung der Radial- und Tangentialwinkel zur Beschreibung der Lage der Myonspur relativ zur Schauerachse kann man durch geometrische Überlegungen auf die Produktionshöhe der Myonen schließen.

Die Strecke  $h_\mu^{(1,2)}$  entlang der Myonspur vom Nachweis- zum Entstehungsort und auch die Höhe  $h_\mu^{\perp(1,2)}$  senkrecht von der Erdoberfläche zum Entstehungsort des Myons lassen sich berechnen, wobei zwei Fälle unterschieden werden müssen. Der Zenitwinkel  $\Theta$  des Schauers kann kleiner (1) oder größer (2) als der Zenitwinkel  $\Theta_\mu$  der Myonspur sein. Fälle mit  $\Theta = \Theta_\mu \pm 0.01^\circ$  werden verworfen (weniger als 0.08%), da für sie – unter Berücksichtigung von Rundungsfehlern – keine Produktionshöhe berechenbar ist. Für den ersten Fall ergibt sich die folgende Gleichung:

$$h_\mu^{(1)} = \frac{r}{\cos(\tau)} \cdot \left[ \sqrt{\frac{\cos^2(\Theta)}{\cos^2(\rho)} + 1 - \frac{2 \cdot \cos(\Theta)}{\cos(\rho)} \cdot \cos(\Theta - \rho)} \cdot \frac{\cos(\rho)}{\cos(\Theta)} + \frac{1}{\sin(\rho)} \right] \quad (8.2)$$

$r$  entspricht hierbei dem Abstand in Schauerkoordinaten zwischen dem Schauerzentrum und dem Nachweisort des Myons im Detektor. Um die Höhen  $h_\mu^{(2)}$  im zweiten Fall berechnen zu können, muß in der Gleichung 8.2  $\Theta$  durch  $\Theta + \rho$  ersetzt werden.

Die senkrechte Höhe über der Erdoberfläche folgt aus den beiden Gleichungen

$$h_\mu^{\perp(1)} = h_\mu^{(1)} \cdot \cos(\Theta + \rho) \quad \text{und} \quad h_\mu^{\perp(2)} = h_\mu^{(2)} \cdot \cos(\Theta - \rho) \quad (8.3)$$

Da in den Analysen beide Fälle gleichzeitig untersucht werden, erfolgt im weiteren keine explizite Unterscheidung zwischen  $h_\mu^{(1)}$  und  $h_\mu^{(2)}$  bzw.  $h_\mu^{\perp(1)}$  und  $h_\mu^{\perp(2)}$ . Die Strecke entlang der Myonspur wird im folgenden mit  $h_\mu$  und die senkrechte Höhe über der Erdoberfläche mit  $h_\mu^\perp$  bezeichnet.

Ein Problem bei der Rekonstruktion der Myonproduktionshöhe ist der asymmetrische Fehler der Höhe. Der Fehler des Radialwinkels, der wegen der begrenzten Winkelauflösung des Experiments auftritt, wird als symmetrisch angenommen. Wegen der geometrischen Gegebenheiten ergibt sich jedoch aus dem symmetrischen Fehler von  $\rho$  ein asymmetrischer Fehler bei der berechneten Höhe (sowohl bei  $h_\mu$  als auch  $h_\mu^\perp$ ). In der Abbildung 8.12 ist dieser Sachverhalt schematisch dargestellt. Der Fehleranteil  $\Delta h_o$  oberhalb der wahren Höhe  $h$  ist stets größer als der Anteil des Fehlers  $\Delta h_u$  unterhalb der wahren Höhe  $h$ .

### 8.2.1 Ergebnisse zu den Myonproduktionshöhen

Man erwartet, daß  $h_\mu$  mit größer werdendem Zenitwinkel  $\Theta$  des Schauers im Mittel etwas größere Werte annimmt, da die Myonen eine längere Strecke bis zur Detektionsebene zurückzulegen haben als bei kleineren Zenitwinkeln.

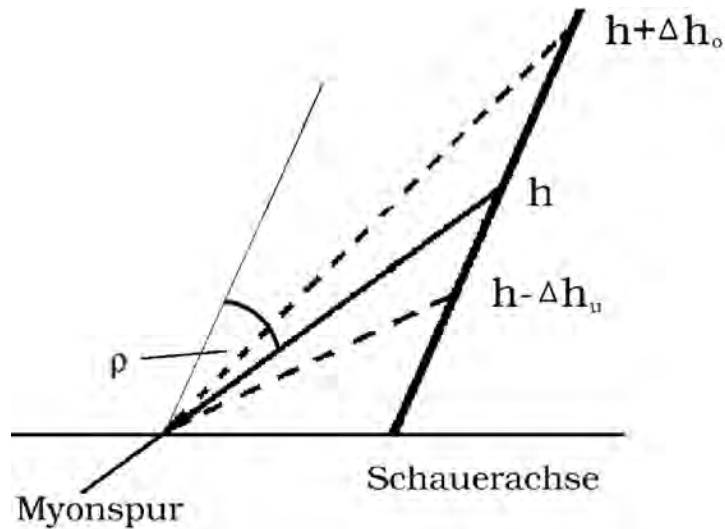


Abbildung 8.12: **Schematische Darstellung des systematischen Fehlers in der Myonproduktionshöhe.** Der symmetrische Fehler des Radialwinkels führt zu einem asymmetrischen Fehler in der Produktionshöhe  $h$ .

Wie in den Abbildungen 8.13 und 8.14 zu sehen ist, werden die mittleren Strecken  $h_\mu$  entlang der Myonspur für Schauer mit größerem Zenitwinkel um einige hundert Meter größer. Betrachtet man den Schwerpunkt der untersuchten Zenitwinkelbereiche, der im ersten Bereich bei etwa  $11.5^\circ$  und im dritten bei etwa  $27^\circ$  liegt, so ergibt sich ein Unterschied von etwa 10% in der durchlaufenen Wegstrecke, der diesen Höhenunterschied erklären kann. Der Effekt ist kleiner als der Unterschied zwischen den mittleren Myonproduktionshöhen in proton- und eiseninduzierten Schauern, der etwa 2km beträgt.

In den ersten  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereichen liegen die mittleren Strecken  $h_\mu$  entlang der Myonspur bei vergleichsweise kleinen Werten. Dies hat seine Ursache möglicherweise darin, daß eine erfolgreiche Rekonstruktion der Schauerobservablen sowohl im Array wie auch im Myonspurdetektor erfolgt sein muß. Damit alle Bedingungen für diese Rekonstruktion erfüllt sind, muß der Schauer auf dem Beobachtungsniveau von KASCADE eine bestimmte minimale Teilchenanzahl aufweisen. Bei kleinen Primärenergien können nur solche Schauer, die sich aufgrund von Fluktuationen tiefer in der Atmosphäre entwickeln, die geforderte Anzahl liefern und somit werden nur diese im Mittel tief eingedrungenen Schauer rekonstruiert.

Eine endliche Winkelauflösung des Systems Myonspurdetektor-Array beeinträchtigt besonders die genaue Bestimmung der großen Produktionshöhen, d.h. kleinen Radialwinkeln. Weitere Untersuchungen können helfen, diese Fragen zu klären. Zukünftige Messungen innerhalb der ausgedehnten Geometrie des KASCADE-Grande Arrays [Agl02] und eine verbesserte Myonspurdetektor-Winkelauflösung [Obl03] lassen eine zuverlässigere Bestimmung der großen Myonproduktionshöhen erwarten.



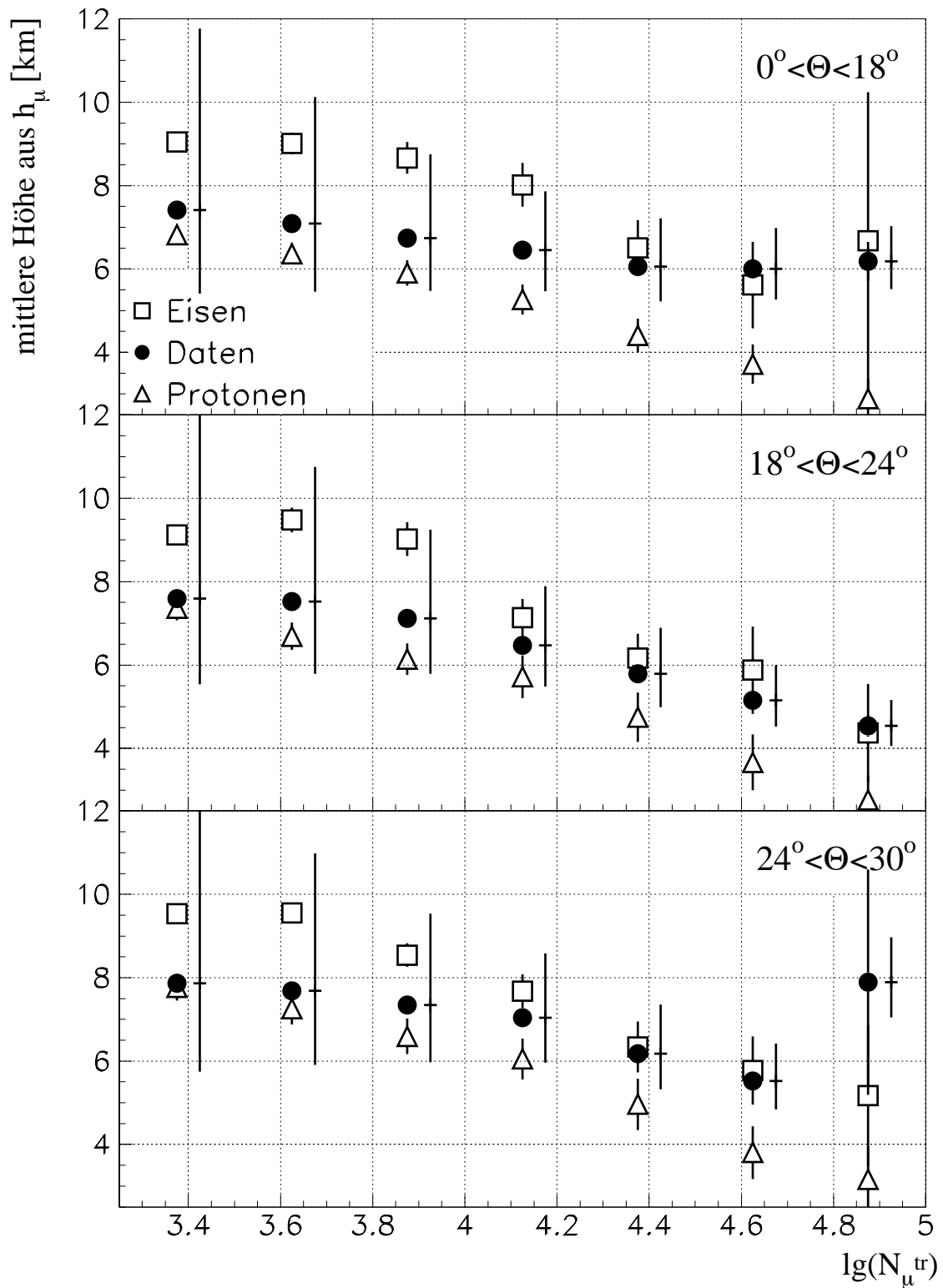


Abbildung 8.13: **Mittlere Höhe in Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{\text{tr}})$ .** Verglichen werden Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet) in den drei Zenitwinkelbereichen. Als versetzte Balken eingetragen sind die systematischen Fehler der Meßdaten.

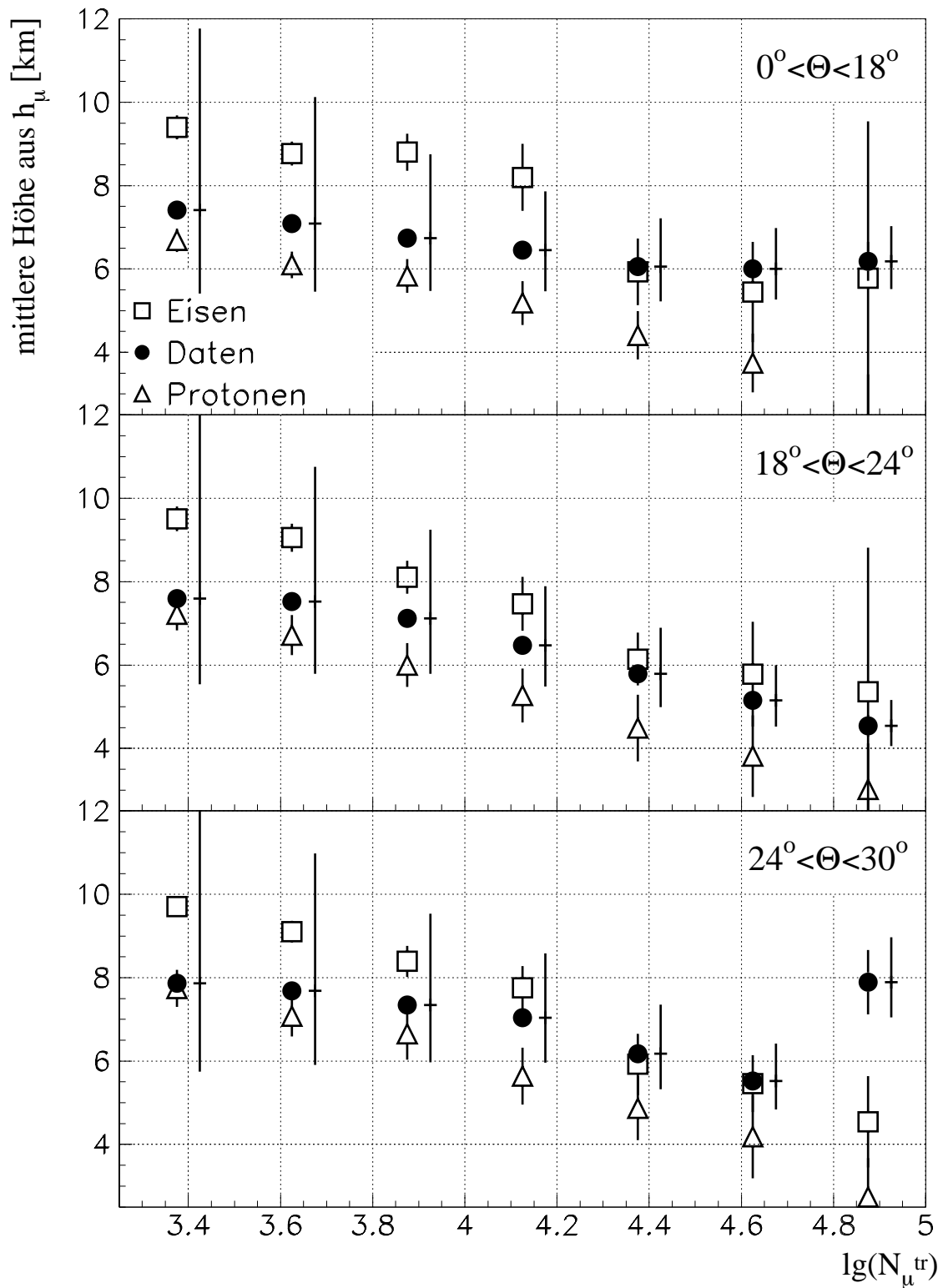


Abbildung 8.14: **Mittlere Höhe in Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{\text{tr}})$ .** Verglichen werden Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS) in den drei Zenitwinkelbereichen. Als versetzte Balken eingetragen sind die systematischen Fehler der Meßdaten.

Die Verteilungen der Myonproduktionshöhen  $h_\mu$  in der Abbildung 8.15 zeigen deutliche Ausläufer zu sehr großen Höhen hin, wodurch sich beispielsweise im Falle der Meßdaten mittlere Höhen von etwa 5-8 km ergeben. In der Abbildung 8.15 sind die auf Integral 1 normierten Verteilungen der proton- und eiseninduzierten Schauer jeweils mit den zugehörigen relativen Häufigkeiten gewichtet, die aus den relativen Abständen der Mittelwerte der  $h_\mu$  entsprechend der Gleichung 7.12 berechnet werden. Die Verteilungen der Meßdaten sind ebenfalls auf Integral 1 normiert. Bei kleinen  $\lg(N_\mu^{tr})$  werden zur Beschreibung der Verteilungen der Myonproduktionshöhen von Meßdaten durch die Modellrechnungen hauptsächlich protoninduzierte Schauer benötigt. Die Ausläufer zu großen Höhen werden in diesen  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereichen durch proton- und eiseninduzierte Schauer beschrieben. Bei größeren  $\lg(N_\mu^{tr})$  wird der Anteil der eiseninduzierten Schauer, die man zur Beschreibung der Ausläufer bei großen Myonproduktionshöhen benötigt, größer.

In der Abbildung 8.16 sind die Werte der Myonproduktionshöhen der Meßdaten und die aus Addition der gewichteten Verteilungen von proton- und eiseninduzierten Schauern aus der Abbildung 8.15 erhaltenen Verteilungen dargestellt. Die statistischen Fehler, die sich für die aus der Addition ermittelten Kurven ergeben, sind eingetragen. Man erkennt, daß sich bei kleinen Höhen größere Abweichungen zwischen Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen ergeben. In diesem Bereich können die aus der Addition erhaltenen Kurven der Monte-Carlo-Simulationen den Verlauf der Meßdaten nicht wiedergeben, da die relative Häufigkeit pro Kanal bei kleineren Werten als die der Meßdaten liegt. Die kleinen Höhen sind mit großen Radialwinkeln gleichzusetzten.

Schon bei der Beschreibung der Radialwinkelverteilungen der Meßdaten durch die gewichteten und addierten Verteilungen der Monte-Carlo-Simulationen (siehe Abbildung 8.9) lagen die relativen Häufigkeiten pro Kanal der Monte-Carlo-Simulationen im Bereich großer Radialwinkel unterhalb derer der Meßdaten. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, daß ein Teil der gemessenen Schauer tiefer in die Atmosphäre eindringt, als dies durch Monte-Carlo-Simulationen beschrieben werden kann.

Aus den Höhenverteilungen der  $h_\mu$  werden die senkrechten Höhen  $h_\mu^\perp$  nach den Gleichungen von 8.3 berechnet. Die mittlere senkrechte Höhe ist im Mittel einige hundert Meter kleiner als die Mittelwerte von  $h_\mu$ . Bei den beiden Wechselwirkungsmodellen QGSJet und NEXUS zeigen die mittleren Werte von  $h_\mu^\perp$  nur im Falle von eiseninduzierten Schauern eine leichte Abnahme mit zunehmendem Zenitwinkel  $\Theta$ , sonst ist keine Zenitwinkelabhängigkeit feststellbar (Abbildungen 18, 19 im Anhang C). Der Abstand zwischen den Ergebnissen von proton- und eiseninduzierten Schauern nimmt dadurch mit größer werdendem Zenitwinkel ab. Im jeweils ersten  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereich liegen auch die Mittelwerte von  $h_\mu^\perp$  bei vergleichsweise kleinen Höhen, da in die Berechnung die gleichen Probleme wie bei  $h_\mu$  eingehen.

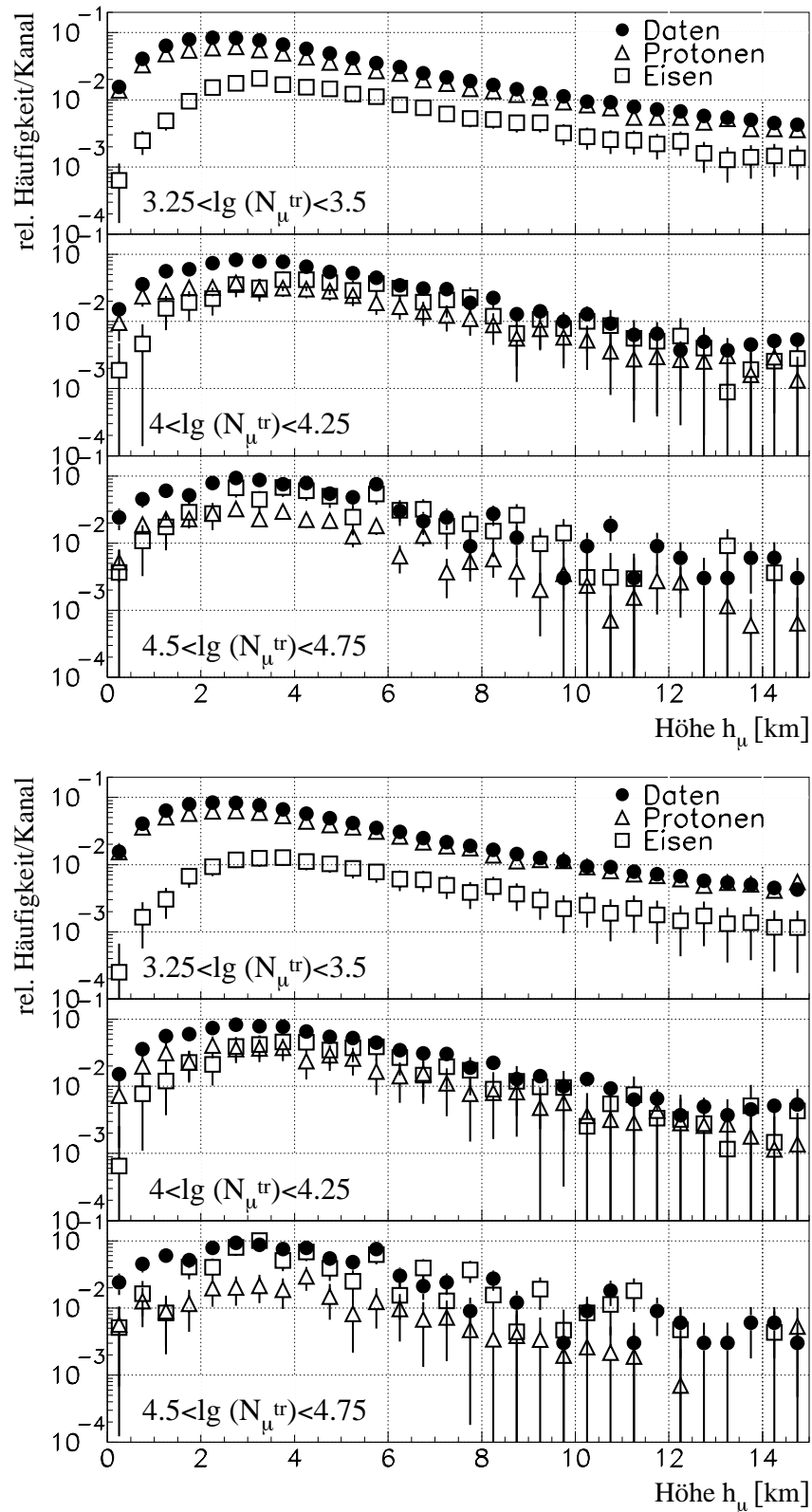


Abbildung 8.15: **Produktionshöhenverteilungen im Bereich  $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ .** Die Verteilungen der Meßdaten sind auf Integral 1 normiert, die der Monte-Carlo-Simulationen entsprechend der relativen Häufigkeiten gewichtet. Oben: QGSJet, unten: NEXUS.

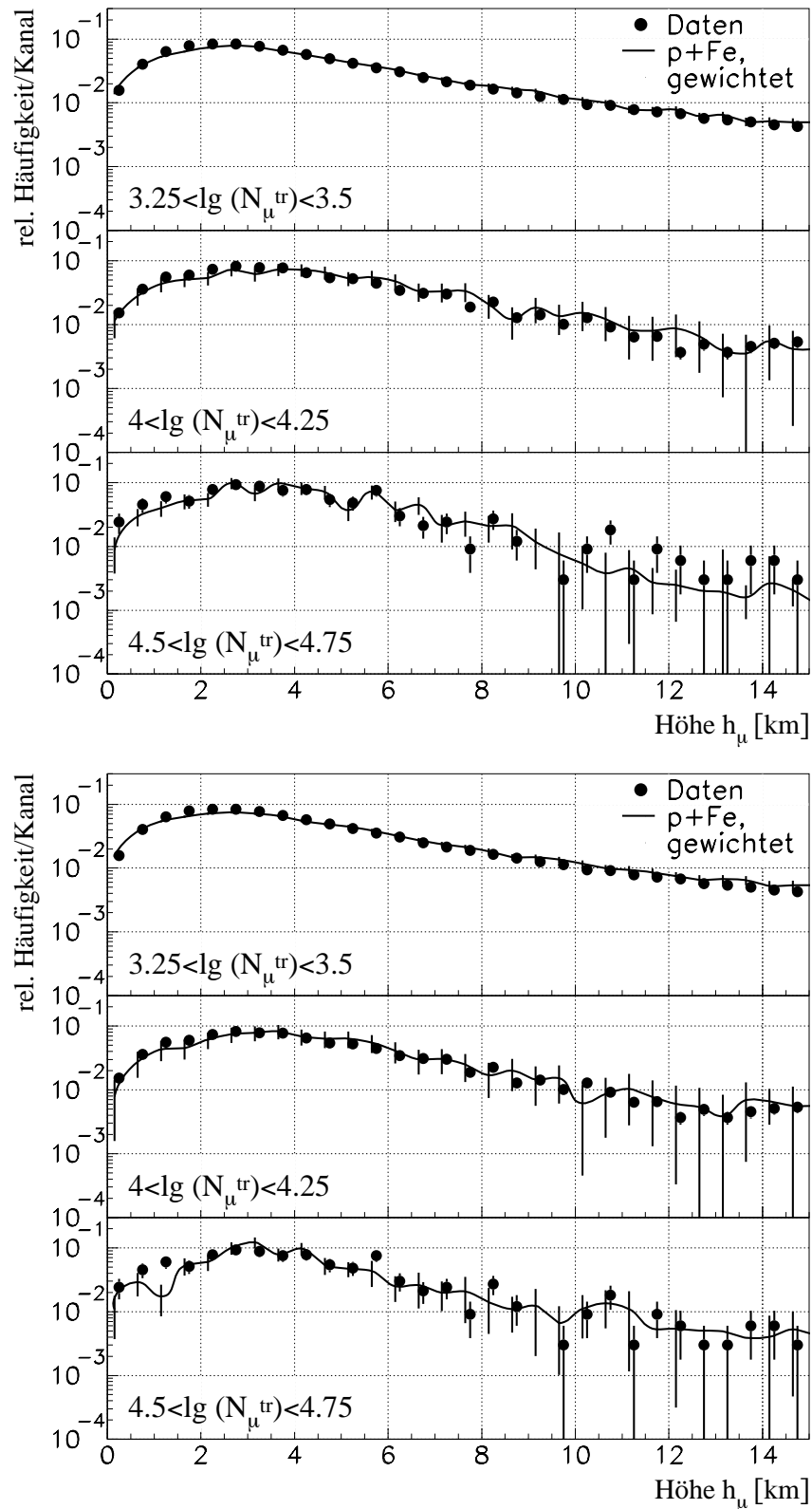


Abbildung 8.16: Vergleich der Produktionshöhenverteilungen im Bereich  $18^{\circ} < \Theta < 24^{\circ}$ . Die gewichteten Verteilungen der Monte-Carlo-Simulationen aus der Abbildung 8.15 wurden addiert. Oben: QGSJet, unten: NEXUS.

Durch die Kenntnis der relativen Häufigkeiten von proton- und eiseninduzierten Schauern, die aus den Abständen der mittleren Höhen  $h_\mu$  gemäß der Gleichung 7.12 ermittelt werden, läßt sich die mittlere logarithmische Masse  $\langle \ln A \rangle$  der primären kosmischen Strahlung abschätzen. Die Ergebnisse der beiden hadronischen Wechselwirkungsmodelle zeigen ein ähnliches Verhalten, wobei die mittlere logarithmische Masse im Falle von NEXUS bei geringfügig größeren Werten liegt.

Man erkennt eine Zunahme der Masse der kosmischen Strahlung, die allerdings nicht erst im Bereich des Knies, bei  $\lg(N_\mu^{tr}) \approx 4.2$ , sondern bereits bei kleineren  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werten beginnt. Der Effekt, daß sich bei kleinen  $\lg(N_\mu^{tr})$  relativ kleine Werte der mittleren logarithmischen Masse ergeben, ist darauf zurückzuführen, daß Meßdaten und protoninduzierte Schauer im Mittel vergleichsweise kleine Produktionshöhen der Myonen besitzen, wohingegen eiseninduzierte Schauer dieses Verhalten nicht so deutlich zeigen. Bei der Berechnung der relativen Häufigkeiten (Gl. 7.12) ist der Hebelarm zwischen Meßdaten und protoninduzierten Schauern also vergleichsweise kurz, wodurch die Protonen begünstigt werden.

Man kann statt der Produktionshöhe  $h$ , die vom Beobachtungsniveau ausgehend gemessen wird, auch die Produktionstiefe  $t$  berechnen, wobei dann die von der Oberkante der Atmosphäre aus durchdrungene Materie als Parameter verwendet wird. Die Produktionshöhe wird in der Einheit km angegeben und die Produktionstiefe in  $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ . Zur Berechnung der durchdrungenen Materiemenge ist eine Kombination der Höhe mit dem Dichteprofil der Erdatmosphäre notwendig.

### 8.3 Die Atmosphärenschichtung

Die Erdatmosphäre dient der kosmischen Strahlung als Target. Da sich unterhalb einer Höhe von 80 km etwa 99.998% der gesamten Masse der Atmosphäre befinden, genügt es, bei der Analyse von Luftschauern Höhen unterhalb etwa 80-100 km zu betrachten.

Hierbei wird die ISA<sup>1</sup> angewendet, eine Normalatmosphäre, die von der ICAO<sup>2</sup> speziell für den Gebrauch in der Luftfahrt definiert wurde. In dieser Modellatmosphäre reicht die Troposphäre bis in 11 km Höhe, und die Temperatur nimmt in ihr um  $6.5 \frac{\text{°C}}{\text{km}}$  ab. Die daran anschließende Tropopause erstreckt sich bis in eine Höhe von 20 km. In dieser Atmosphärenschicht herrscht eine konstante Temperatur von  $-56.5^\circ\text{C}$ , und der Druck nimmt von 227 hPa auf 55.3 hPa ab. In der Stratosphäre (20-47 km) steigt die Temperatur bis zu einer Höhe von 32 km um  $1 \frac{\text{°C}}{\text{km}}$ , darüber um  $2 \frac{\text{°C}}{\text{km}}$ . Die Stratopause, mit einer konstanten Temperatur von  $-2.5^\circ\text{C}$  folgt auf die Stratosphäre und reicht bis in 50 km Höhe. In der Mesosphäre, die sich bis 85 km erstreckt, nimmt die Temperatur um  $2.75 \frac{\text{°C}}{\text{km}}$  ab. In der darauf folgenden 5 km dicken Mesopause beträgt die Temperatur  $-86.3^\circ\text{C}$ .

Das in CORSIKA verwendete Atmosphärenmodell entspricht der US-Standard-Atmosphäre von 1977 [Hec98]. Zur Parametrisierung dient eine Unterteilung in fünf Schichten. In den unteren vier Schichten folgt die Dichte einer exponentiellen Abhängigkeit von der Höhe, was zu einer Massenbelegungsdichte  $t(h)$  der Form

<sup>1</sup>International Standard Atmosphere

<sup>2</sup>International Civil Aviation Organisation

$$t = a_i + b_i \cdot \exp\left(-\frac{h}{c_i}\right) \quad , \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (8.4)$$

führt. In der obersten Atmosphärenschicht nimmt  $t$  dann linear mit der Höhe  $h$  ab:

$$t = a_5 - b_5 \cdot \frac{h}{c_5} \quad . \quad (8.5)$$

Die maximale Höhe, die in diesem Atmosphärenmodell beschrieben werden kann, ergibt sich aus der Bedingung  $t(h_{max})=0 \frac{g}{cm^2}$  zu  $h_{max}=112.83$  km. In der Tabelle 8.1 werden die verwendeten Werte der Parameter aufgelistet, und die Abbildung 8.17 zeigt den Zusammenhang zwischen der Massenbelegungsichte  $t$  und der Höhe  $h$ .

$i$	$h$ [ $10^5$ cm]	$a_i$ [ $\frac{g}{cm^2}$ ]	$b_i$ [ $\frac{g}{cm^2}$ ]	$c_i$ [cm]
1	0-4	-186.5562	1222.6562	994186.38
2	4-10	-94.919	1144.9069	878153.55
3	10-40	0.61289	1305.5948	636143.04
4	40-100	0	540.1778	772170.16
5	100-112.83	0.01128292	1	$10^9$

Tabelle 8.1: **Parameter zur Berechnung der Massenbelegung der Erdatmosphäre.**

## 8.4 Myonproduktionstiefe

Um die Lage des Produktionsorts des Myons in  $\frac{g}{cm^2}$  angeben zu können, wird die geometrisch berechnete Produktionshöhe  $h_\mu^\perp$  nun mit dem Dichteprofil der Erdatmosphäre entsprechend den Gleichungen 8.4 und 8.5 kombiniert. Dazu wird überprüft, zu welcher der fünf Atmosphärenschichten (siehe Tabelle 8.1) die Höhe  $h_\mu^\perp$  gehört. Entsprechend werden die Parameter und die zugehörige Gleichung 8.4 oder 8.5 zur Berechnung der Produktionstiefe  $t$  verwendet.

Der große asymmetrische Fehler der Myonproduktionshöhe wird durch die Kombination mit dem stark von oben nach unten variierenden Dichteprofil der Erdatmosphäre etwas abgeschwächt.

In den Abbildungen 8.18 und 8.19 sind die Werte der mittleren senkrechten atmosphärischen Tiefe  $t_\mu^\perp$  dargestellt, die sich aus den berechneten mittleren senkrechten Produktionshöhen der Meßdaten und der beiden Wechselwirkungsmodelle ergeben. Man erkennt die Tendenz der Meßdaten, sich von den Werten der protoninduzierten Schauer hin zu denen der eiseninduzierten Schauer zu bewegen. Die mittleren Myonproduktionstiefen liegen für QGSJet und NEXUS bei vergleichbaren Werten.

Im Falle von eiseninduzierten Schauern zeigt sich bei QGSJet, daß die mittlere Myonproduktionstiefe im ersten  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereich vergleichsweise bei großen Werten liegt, bei NEXUS dagegen ist dies nicht der Fall. Die mittleren Myonproduktionshöhen  $h_\mu^\perp$  zeigten bereits, daß

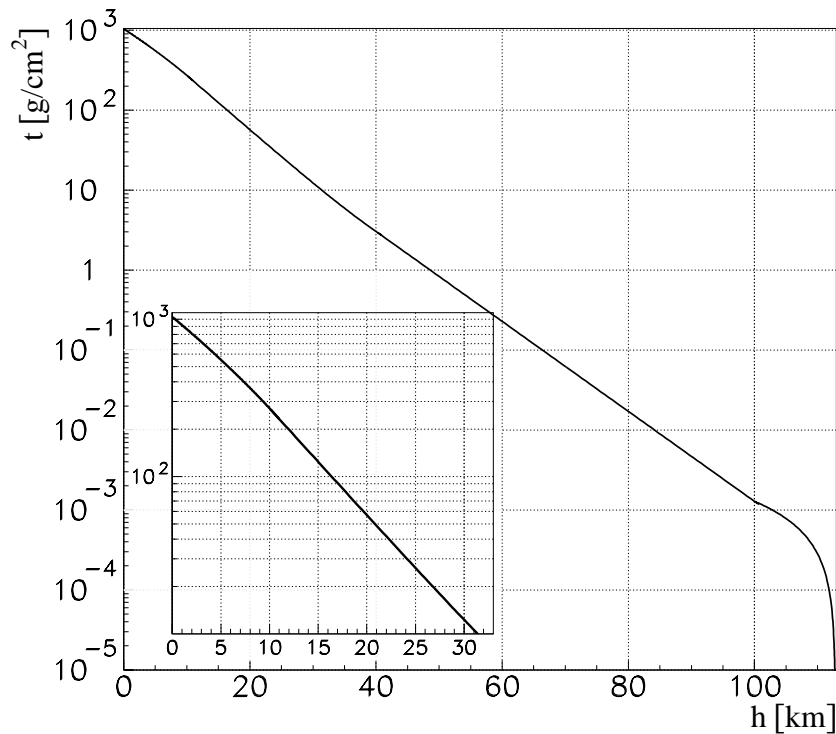


Abbildung 8.17: Die **US-Standardatmosphäre** im Bereich von 0-112km Höhe. Im Detail gezeigt ist der Höhenbereich von 0-33km.

die Höhen im Fall von QGSJet bei kleinen  $\lg(N_\mu^{tr})$  eher bei kleinen Werten liegen. Aus der Untersuchung hadronischer Wechselwirkungsmodelle [Mil02] ist bekannt, daß die Elektronenzahl in NEXUS bei eiseninduzierten Schauern etwa 10% größere Werte aufweist als bei QGSJet. Somit kann eine erfolgreiche Schauerrekonstruktion von eiseninduzierten Schauer durch das Array von eiseninduzierten Schauern bei NEXUS bereits bei Schauern erfolgen, die nicht so tief in die Atmosphäre eingedrungen sind wie eiseninduzierte Schauer bei Verwendung des Wechselwirkungsmodells QGSJet.

Die aus den Verteilungen der Myonproduktionstiefen  $h_\mu$  berechneten mittleren Produktionstiefen  $t_\mu$  sind im Anhang C in den Abbildungen 20 und 21 dargestellt. Hier tritt sowohl bei den aus Meßdaten als auch bei den aus Monte-Carlo-Simulationen berechneten mittleren Produktionstiefen ein Anstieg zu kleinen  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werten auf. Die mittlere logarithmische Masse  $\langle \ln A \rangle$ , die aus diesen Mittelwerten berechnet wird, weist einen weniger starken Anstieg mit zunehmendem  $\lg(N_\mu^{tr})$  auf, wie die mittlere logarithmische Masse, die aus den anhand von Mittelwerten der Myonproduktionshöhe berechneten mittleren Produktionstiefen, bestimmt wird.



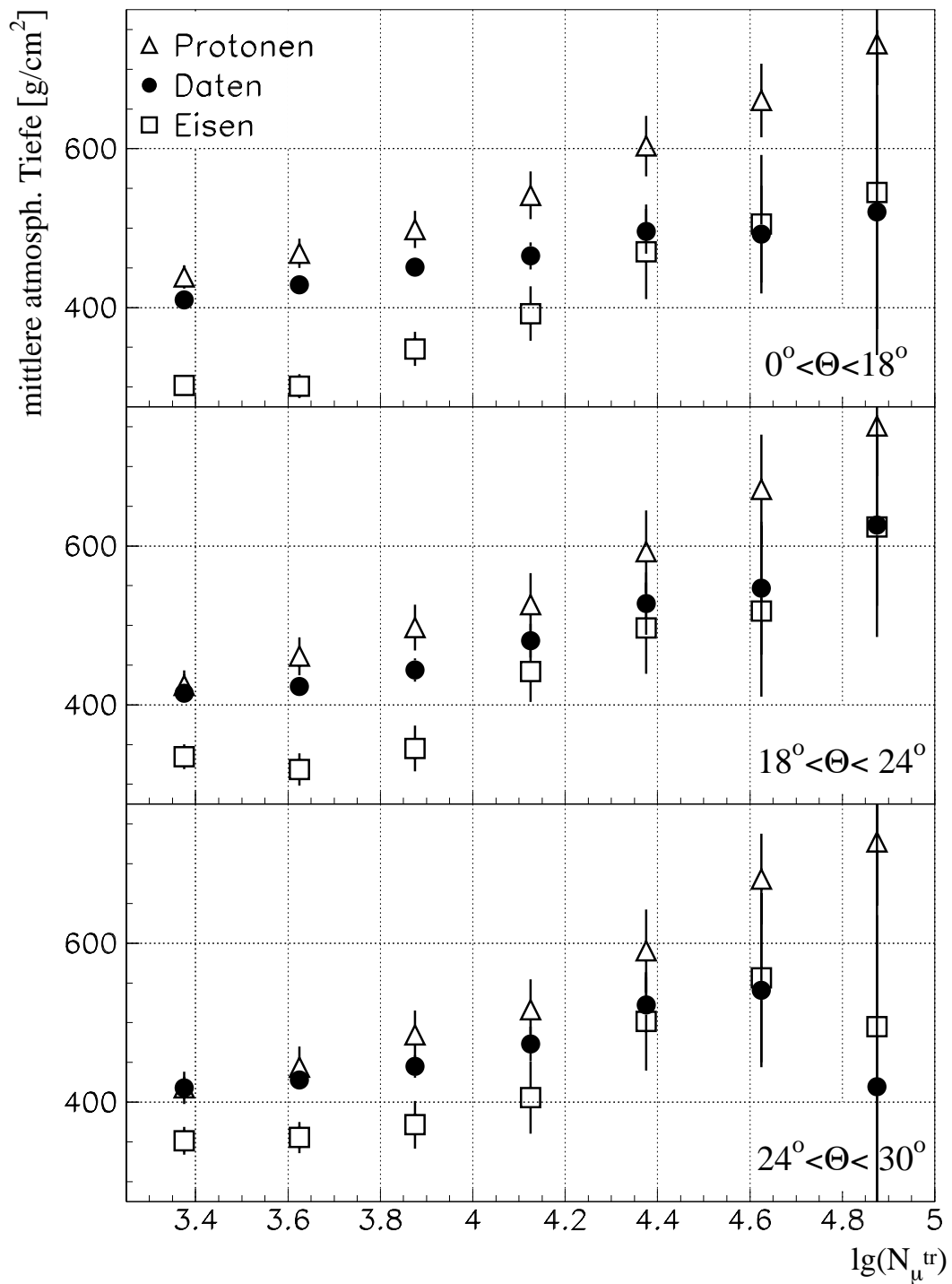


Abbildung 8.18: Mittlere senkrechte atmosphärische Tiefe in Abhängigkeit von  $\lg(N_{\mu}^{\text{tr}})$ . Verglichen werden Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet) in drei Zenitwinkelbereichen.

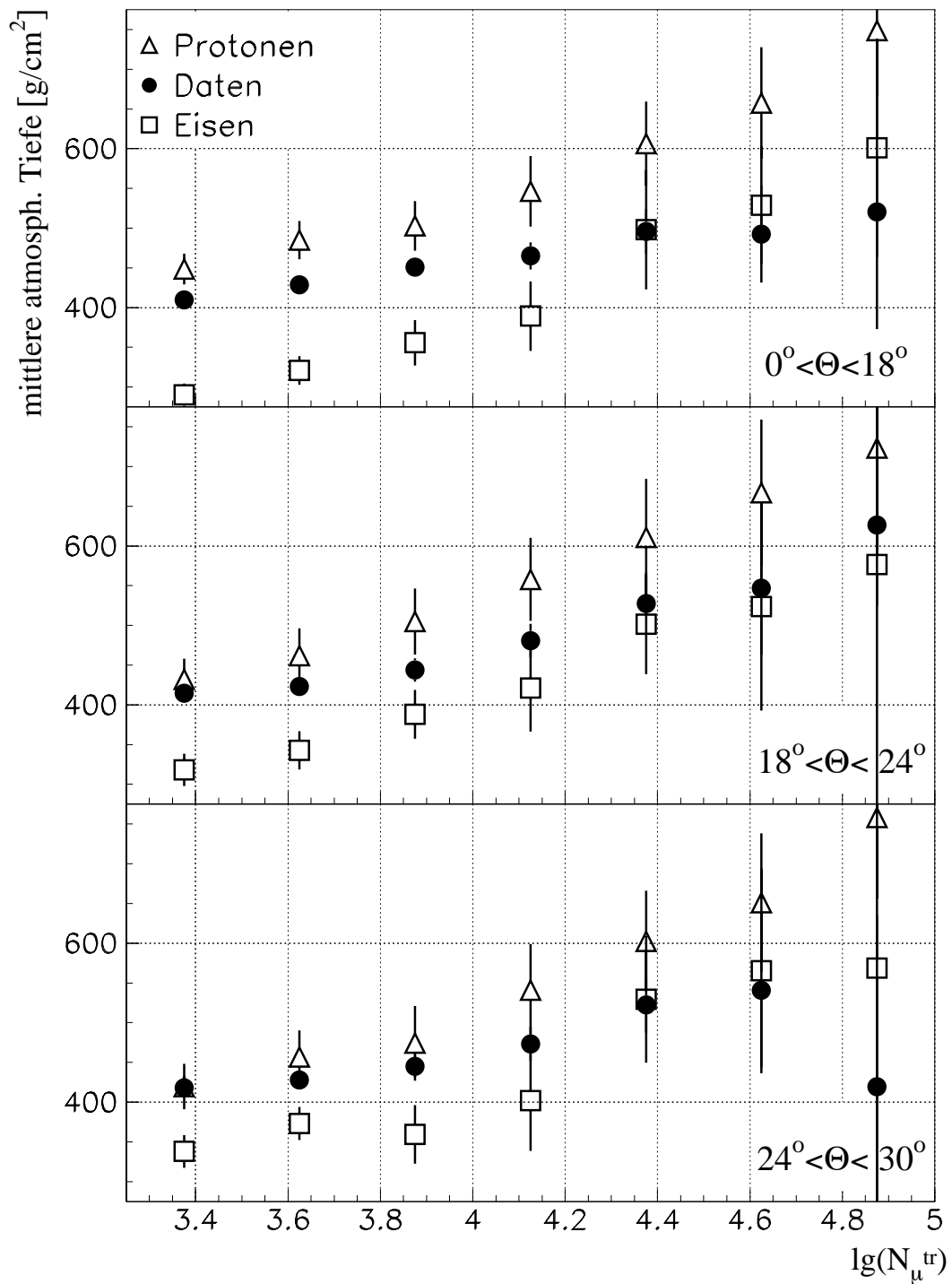


Abbildung 8.19: Mittlere senkrechte atmosphärische Tiefe in Abhängigkeit von  $\lg(N_{\mu}^{\text{tr}})$ . Verglichen werden Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS) in drei Zenitwinkelbereichen.

Berechnet man die relativen Häufigkeiten von proton- und eiseninduzierten Schauern aus den Abständen der mittleren senkrechten Myonproduktionstiefe entsprechend der Gleichung 7.12, kann man die mittlere logarithmische Masse abschätzen. Berechnet wurde  $\langle \ln A \rangle$  mit  $\langle A_H \rangle = 3$  und  $\langle A_{Fe} \rangle = 40$ . Die Ergebnisse mit den statistischen Fehlern sind in der Abbildung 8.20 dargestellt. Die Werte von  $\langle \ln A \rangle$  liegen bei ähnlichen Massen wie die aus den mittleren Radialwinkeln und mittleren Produktionshöhen berechneten mittleren logarithmischen Massen. Im  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereich von 4.75-5.0 kommt es allerdings zu starken Abweichungen, da hier die mittleren Produktionstiefen der eiseninduzierten Schauer bei vergleichsweise kleinen Werten zu liegen kommen.

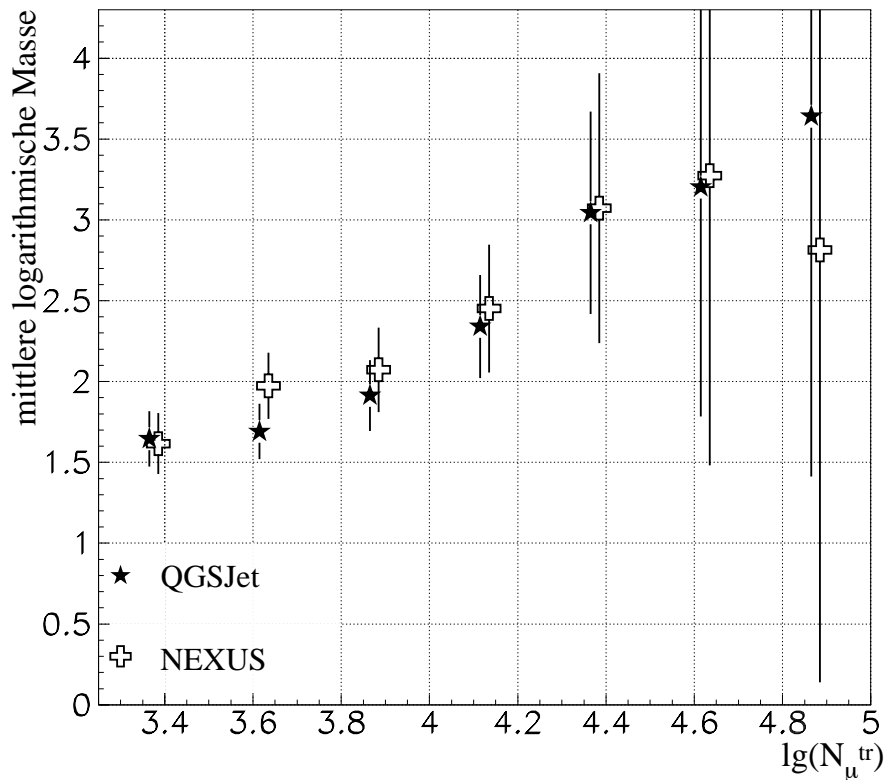


Abbildung 8.20: **Mittlere logarithmische Masse in Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{tr})$ .**  $\langle \ln A \rangle$  wurde aus den mittleren Myonproduktionstiefen unter Verwendung von  $\langle A_H \rangle = 3$ ,  $\langle A_{Fe} \rangle = 40$  berechnet.

Die Abbildung 8.21 zeigt die Verteilungen der Myonproduktionstiefe  $t_\mu^\perp$  der Meßdaten und die entsprechend der relativen Häufigkeiten gewichteten Verteilungen der proton- und eiseninduzierten Schauer von QGSJet und NEXUS. Bei niedrigen  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werten erreicht die Verteilung der protoninduzierten Schauer im Bereich großer Produktionstiefen die relative Häufigkeit pro Kanal der Meßdaten nahezu. Für größere  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werte werden bei großen Produktionstiefen, d.h. bei einer tiefen Schauerentwicklung, zunehmend mehr eiseninduzierte Schauer zur Beschreibung der gemessenen Verteilungen der Produktionstiefen benötigt.

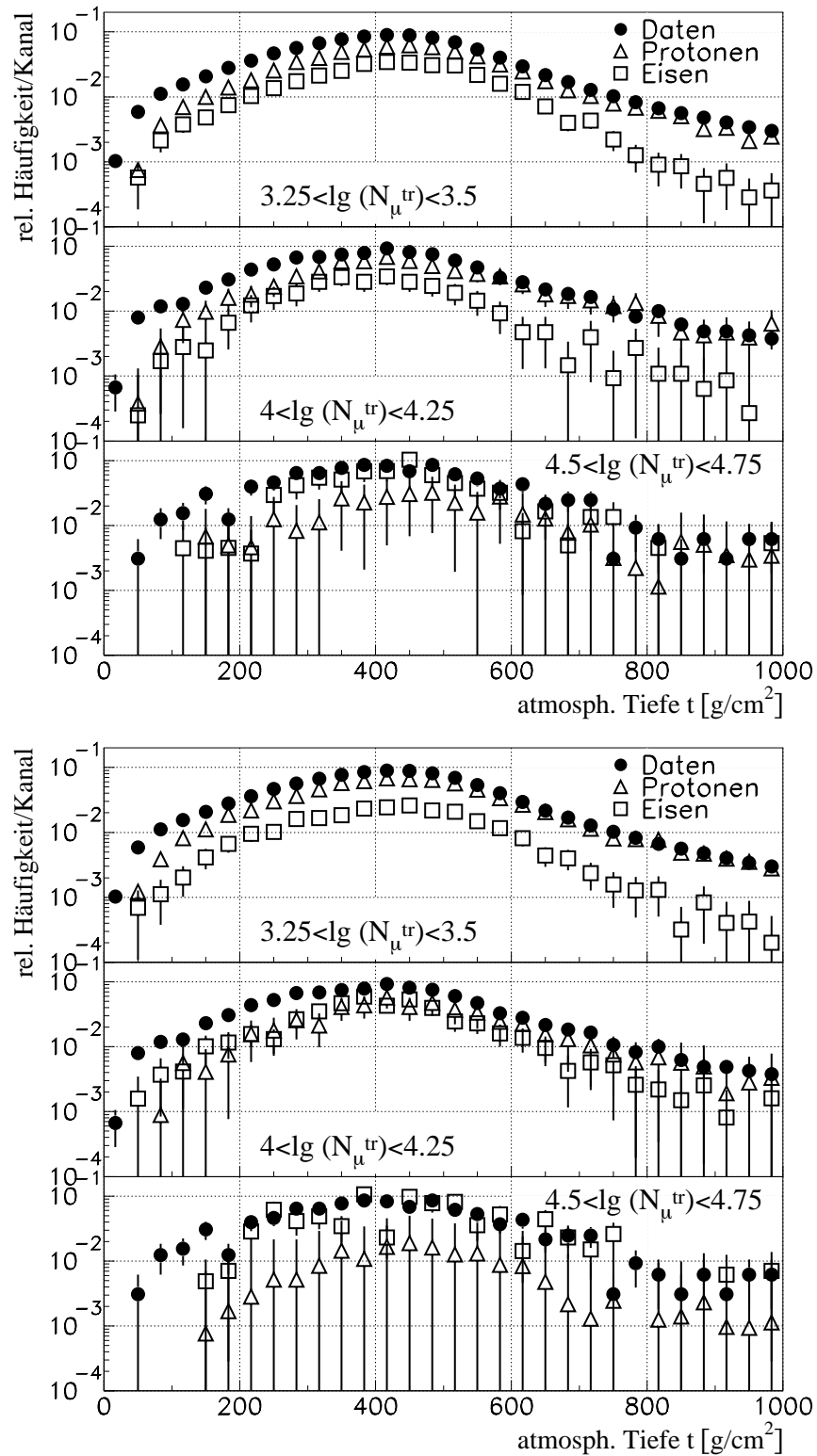


Abbildung 8.21: Verteilungen der senkrechten Produktionstiefen im Bereich  $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ . Die Verteilungen der Meßdaten sind auf Integral 1 normiert, die der Monte-Carlo-Simulationen entsprechend der relativen Häufigkeiten gewichtet. Oben: QGSJet, unten: NEXUS.

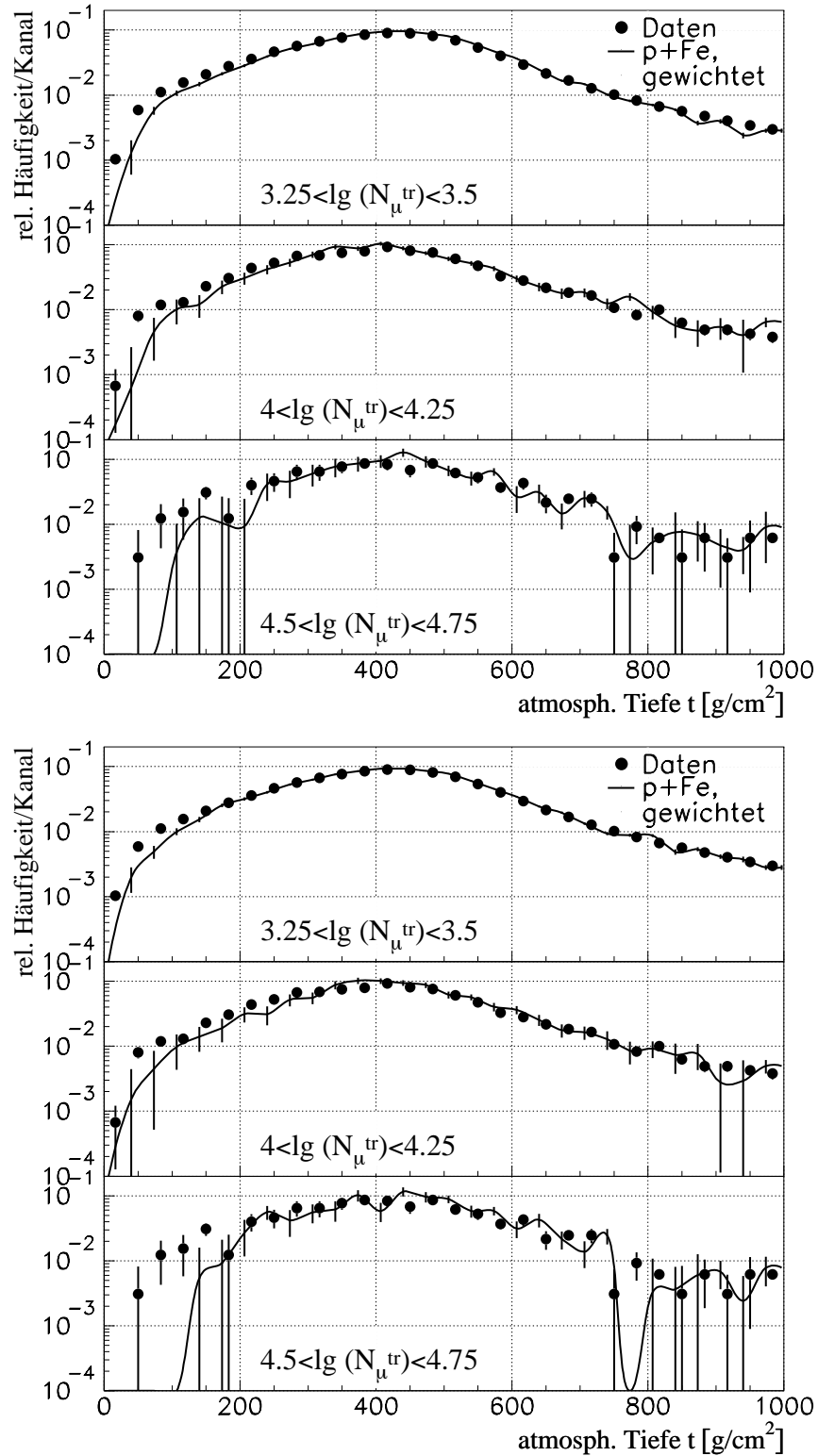


Abbildung 8.22: Verteilungen der senkrechten Produktionstiefen im Bereich  $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ . Die gewichteten Verteilungen der Monte-Carlo-Simulationen aus der Abbildung 8.21 wurden addiert. Oben: QGSJet, unten: NEXUS.

## 8.5 $X_{\max}$ und Produktionstiefe

Die Bestimmung der mittleren senkrechten atmosphärischen Tiefe  $t_{\mu}^{\perp}$  wirft die Frage auf, aus welchem Bereich der Schauerentwicklung die meisten Myonen stammen. Darüber hinaus können in zukünftigen Analysen mit größeren Datenmengen Myonproduktionshöhen unterschiedlicher Multiplizitäten untersucht werden. Weiterhin wäre die Frage interessant, aus welchen Produktionstiefen bestimmte mittlere Myonrapiditäten stammen, die in neueren Studien von J. Zabierowski [Zab02] abgeleitet werden.

Man geht davon aus, daß die Bestimmung der mittleren Tiefe des Schauermaximums von EAS mit Detektoren, die Čerenkov-Strahlung registrieren, möglich ist. Diese Strahlung wird durch die geladenen Schauerteilchen, im wesentlichen Elektronen, beim Durchdringen der Atmosphäre erzeugt. Durch die Struktur der Ankunftszeitverteilung und der Lateralverteilung wird bei nicht-abbildenden Čerenkov-Detektoren eine Richtungsrekonstruktion ermöglicht. Bei den abbildenden Čerenkov-Detektoren hingegen wird ein grobes Bild des vom Schauer emittierten Čerenkov-Lichts und damit der Elektronen in der Atmosphäre gewonnen. Eine sehr präzise Richtungsbestimmung wird beim Einsatz mehrerer solcher Teleskope möglich, und das aus verschiedenen Perspektiven aufgenommene Schauerbild erlaubt dann eine räumliche Rekonstruktion des Luftschauers.

Der Einsatz dieser Nachweisteknik ist allerdings wegen der sehr lichtsensitiven Detektoren begrenzt, so daß Messungen nur in klaren und mondlosen Nächten möglich sind. Im Jahresmittel liegen die Betriebszeiten maximal bei 20% der Gesamtzeit. Nach einer kurzen Erläuterung zur Entstehung des Čerenkov-Lichts soll ein Vergleich zwischen den in dieser Arbeit berechneten mittleren Myonproduktionstiefen und den Werten des Schauermaximums, die aus Messungen anderer Experimente mit Čerenkov-Licht ermittelt wurden, stattfinden.

### 8.5.1 Entstehung von Čerenkov-Licht

Durchdringt ein geladenes Teilchen ein dielektrisches Medium, so führt dies zu einer kurzzeitigen Polarisierung des Mediums. Entlang der Teilchenbahn werden die Atome durch das elektrische Feld des Teilchens aus ihrer Ruhelage bewegt, in welche sie anschließend unter Emission von elektromagnetischen Elementarwellen zurückschwingen. Übersteigt die Geschwindigkeit des Teilchens die Lichtgeschwindigkeit im Medium, führt dies zu einer konstruktiven Interferenz der Elementarwellen und zur Emission von Čerenkov-Licht.

Die Emission von Čerenkov-Licht läßt sich klassisch nach dem Huygensschen Prinzip der Wellenausbreitung beschreiben. Der Winkel  $\alpha$ , den die Wellenfront mit der Bewegungsrichtung des Teilchens einschließt, ist dann gegeben durch:

$$\cos(\alpha) = \frac{c}{n \cdot v} \quad , \quad (8.6)$$

wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $n$  der Brechungsindex des Mediums und  $v$  die Geschwindigkeit des Teilchens sind. Da  $\cos(\alpha) \leq 1$  gilt und  $v < c$ , kann Čerenkov-Licht nur in Wellenlängenbereichen emittiert werden, in denen  $n(\lambda) > 1$  ist. Dies ist hauptsächlich im ultravioletten Spektralbereich gegeben. Der maximale Abstrahlwinkel  $\alpha_{max}$  für  $v \approx c$  ist gegeben durch  $\cos(\alpha_{max}) = \frac{1}{n}$ . In Luft beträgt dieser unter Normalbedingungen  $1.4^\circ$ .

Während in Čerenkov-Detektoren der Teilchenphysik das aktive Medium meist homogen ist, durchqueren die Elektronen der Luftschauer die Atmosphäre, deren Dichte sich kontinuierlich mit der Höhe ändert. Da der Brechungsindex von der Dichte der Luft abhängig ist, ändern sich der Čerenkov-Winkel und die Schwellenenergie zur Emission von Čerenkov-Licht mit der Höhe in der Atmosphäre. Es zeigt sich, daß der Čerenkov-Winkel mit abnehmender Höhe zunimmt, während die Schwellenenergie sinkt. In 8 km Höhe beträgt der maximale Emissionswinkel etwa  $0.8^\circ$  und die Schwellenenergie der Elektronen etwa 35 MeV.

### 8.5.2 Vergleich der Ergebnisse

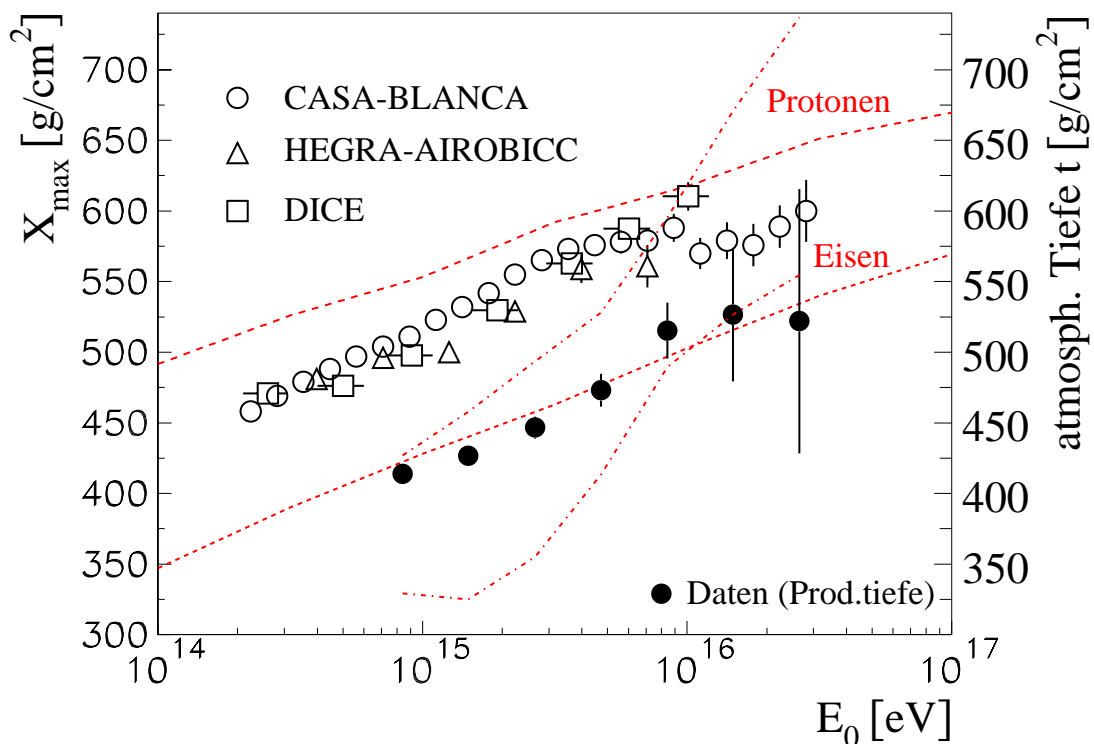


Abbildung 8.23: **Schauermaximum und Produktionstiefe.**  $X_{\text{max}}$ , aus Messungen von Čerenkov-Strahlung, im Vergleich zur mittleren Myonproduktionstiefe aus Messungen von Myonspuren in Luftschauern.

Die Abbildung 8.23 faßt die Werte des mittleren Schauermaximums  $X_{\text{max}}$  von drei Experimenten zusammen, die aus Messungen von Čerenkov-Strahlung ermittelt wurden.

BLANCA<sup>3</sup> ist ein nicht-abbildender Čerenkov-Detektor, der sich auf dem Gelände des CASA-MIA-Experiments<sup>4</sup> befindet [Fow01]. Er besteht aus 144 Detektoren mit einer Gesamtfläche von  $0.2 \text{ km}^2$  und einer Energieschwelle von 300 TeV. DICE<sup>5</sup> ist ebenfalls ein Bestandteil des

<sup>3</sup>Broad Lateral Non-imaging Čerenkov Array

<sup>4</sup>Chicago Air Shower Array-Michigan muon Array

<sup>5</sup>Dual Imaging Čerenkov Experiment

CASA-MIA-Experiments mit zwei 2 m-Teleskopen, die mit sphärischen Spiegeln ausgestattet sind. Die in einen Abstand von 100 m errichteten Teleskope [SwK00] dienen der Vermessung des Schauermaximums und ermöglichen, zusammen mit den Resultaten des CASA-Experiments, die Ermittlung der mittleren atmosphärischen Tiefe des Schauermaximums als Funktion der Primärenergie [Boo97].

AIROBICC<sup>6</sup> ist ein Array mit 49 Weitwinkel-Čerenkov-Detektoren mit einer Energieschwelle von einigen  $10^{13}$  eV innerhalb des HEGRA<sup>7</sup> Experiments [Arq00]. Hier werden die Amplitude und die Ankunftszeitverteilung des Čerenkov-Lichts gemessen.

Die nicht-abbildenden Techniken leiten die Tiefe des Schauermaximums aus Eigenschaften der Lateralverteilungen des Čerenkov-Lichts am Erdboden ab. Die erhaltenen Ergebnisse sind somit abhängig vom Modell, das zur Beschreibung der Luftschauerentwicklung verwendet wurde. CASA-BLANCA und HEGRA-AIROBICC gebrauchen CORSIKA mit dem Wechselwirkungsmodell QGSJet, während DICE statt dessen CORSIKA mit dem Modell VENUS benutzt.

Den im Vergleich größten Anstieg von  $X_{max}$  als Funktion der Energie weisen die Werte des DICE Experiments auf. Neuere Analysen der Daten zeigen, daß dieses Verhalten möglicherweise durch bestimmte Schnitte in der Analyse hervorgerufen wird [Lar01].

Die Meßergebnisse von  $X_{max}$  sind vergleichbar mit Vorhersagen des Elektronenschauermaximums der Monte-Carlo-Simulationen von proton- und eiseninduzierten Schauern, die unter Verwendung des hadronischen Wechselwirkungsmodells QGSJet berechnet wurden. In der Abbildung 8.23 sind die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen als gestrichelte Kurven eingezeichnet. Die Kurve der eiseninduzierten Schauer liegt bei kleineren Werten von  $X_{max}$  als die Kurve der protoninduzierten Schauer.

Die Werte, die sich für die rekonstruierten Myonproduktionshöhen aus Meßdaten des Myonspurdetektors ergeben, sind als ausgefüllte Punkte und die Werte aus den Monte-Carlo-Simulationen als strichpunktierte Linien dargestellt. Auch in diesem Fall liegen die Kurven der eiseninduzierten Schauer bei kleineren Werten als die der protoninduzierten.

Die Myonen stammen somit vergleichsweise aus größeren Höhen als das Schauermaximum, das mit Čerenkov-Strahlung bestimmt wurde. Die Čerenkov-Strahlung stellt in höherem Maße eine nachfolgende Generation der Schauerentwicklung dar und zeigt vielleicht die Anteile dieser späten Schauerkomponente. Möglicherweise zeigen die Myonproduktionshöhen den Bereich der hochenergetischen Schauerentwicklung. Diese Fragen können in Zukunft durch verschiedene Schnitte auf höherenergetische Myonen über den ausgewählten Bereich des Tangentialwinkels und differenziert nach verschiedenen Myonmultiplizitäten untersucht werden. Weitere Untersuchungen hinsichtlich der hadronischen Wechselwirkung könnten darin bestehen, die Abhängigkeit der von J. Zabierowski eingeführten Rapiditätsbestimmung für verschiedene Produktionshöhen zu analysieren.

---

<sup>6</sup>AIRshower Observation By angle Integrating Čerenkov Counters

<sup>7</sup>High Energy Gamma Ray Astronomy



## Kapitel 9

# Vergleich der mittleren logarithmischen Massen

Die in der vorliegenden Arbeit ermittelten mittleren logarithmischen Massen  $\langle \ln A \rangle$  wurden mit anderen Werten der Literatur verglichen, wofür die Ergebnisse von Experimenten herangezogen wurden, die die elektromagnetische, myonische und hadronische Komponente der EAS auf Beobachtungsniveau registrieren. Eine Übersicht hierzu findet man in [Hoe03].

Diese mittleren logarithmischen Massen  $\langle \ln A \rangle$ , die in der Abbildung 9.1 dargestellt sind, wurden entsprechend der Gleichung 7.14 aus den Abständen der mittleren Werte der Slopeparameter, Radialwinkel, Myonproduktionshöhen und Myonproduktionstiefen mit  $\langle A_H \rangle = 3$  und  $\langle A_{Fe} \rangle = 40$  berechnet. Die Konsistenz dieser Methode wurde durch die gute Beschreibung der experimentellen Verteilungen durch Überlagerung der mit den relativen Häufigkeiten gewichteten Modellverteilungen bestätigt. Ein Vergleich der mittleren logarithmischen Massen für das Wechselwirkungsmodell NEXUS findet sich in der Abbildung 22 im Anhang C.

Der grau unterlegte Bereich in den Abbildungen 9.1 und 22 entspricht unter Beachtung der Fehler dem Wertebereich von  $\langle \ln A \rangle$ , der in [Hoe03] aufgeführt ist. Die maximale Streuung beläuft sich im Bereich von  $10^{15}$ - $10^{16}$  eV (etwa  $3.4 < \lg(N_\mu^{tr}) < 4.3$ ) auf  $\Delta \langle \ln A \rangle \approx 2$ . Diese mittleren logarithmischen Massen wurden von Experimenten wie CASA-MIA, EAS-TOP, HEGRA und KASCADE durch Untersuchungen der Lateralverteilungen der elektromagnetischen und myonischen Komponente gewonnen. KASCADE und Chacaltaya analysierten zudem die hadronische Komponente von Luftschauern.

Die Angabe von  $\langle \ln A \rangle$  erfolgte in [Hoe03] in Abhängigkeit von der Primärenergie  $E_0$ . Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Analysen wurden in Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{tr})$  angegeben. Daher wurde aus den zur Verfügung stehenden Werten von  $N_\mu^{tr}$  und  $N_e$  nach der Gleichung 4.2 die Primärenergie  $E_0$  berechnet. Die  $\langle \ln A \rangle$ -Werte, die der Literatur entnommen wurden und in Abhängigkeit von  $E_0$  angegeben sind, wurden dann den entsprechenden  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werten zugeordnet.

Die statistischen Fehler der einzelnen Analysen der vorliegenden Arbeit sind in den Abbildungen 9.1 und 22 nicht angegeben, man kann sie aber den zuvor gezeigten Abbildungen entnehmen. Aus den bekannten Fehlern der mittleren logarithmischen Massen wurde der statistische Fehler des Mittelwerts berechnet. Es muß dabei allerdings berücksichtigt werden,

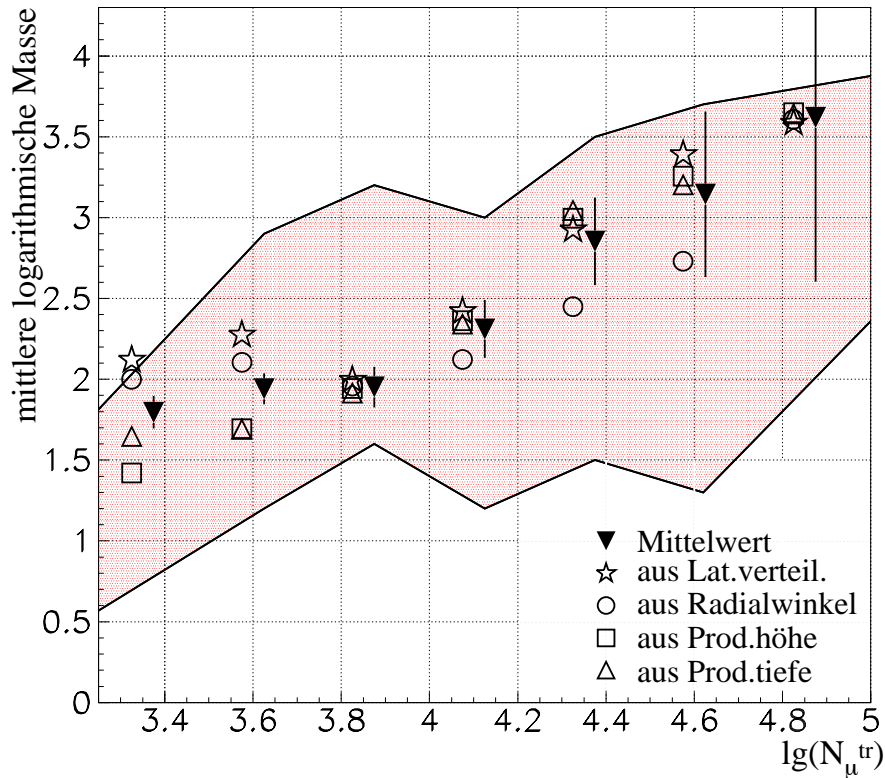


Abbildung 9.1: **Mittlere logarithmische Masse.** Die  $\langle \ln A \rangle$  wurden durch Vergleich von Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet) mit  $\langle A_H \rangle = 3$ ,  $\langle A_{Fe} \rangle = 40$  berechnet. Der grau unterlegte Bereich entspricht unter Beachtung der Fehler dem Wertebereich von  $\langle \ln A \rangle$ , der in [Hoe03] aufgeführt ist.

daß die Analysen der Verteilungen der Radialwinkel, Myonproduktionshöhen und Myonproduktionstiefen miteinander korreliert sind.

Die aus den Analysen der Myonspuren gewonnen mittleren logarithmischen Massen sind vergleichbar mit den Werten, die der Literatur [Hoe03] entnommen wurden. Abweichungen gibt es im kleinsten  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereich, in dem die Rekonstruktionsgenauigkeit des Arrays noch nicht ihr Optimum erreicht hat und in dem im Mittel sehr kleine Radialwinkel auftreten, in denen die Winkelauflösung groß ist.

Die deutliche Streuung der Werte der mittleren logarithmischen Masse bei kleinen  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werten resultiert zu einem großen Teil aus den geforderten Bedingungen für eine erfolgreiche Ereignisrekonstruktion.

Unterschiede in den beiden Wechselwirkungsmodellen QGSJet und NEXUS bestehen kaum. Im Falle von NEXUS ergeben sich oberhalb des Knies ( $\lg(N_\mu^{tr}) \approx 4.2$ ) geringfügig kleinere Mittelwerte (ausgefüllte Dreiecke) der mittleren logarithmischen Masse im Vergleich zu QGSJet. Unterhalb des Knies sind die Werte für NEXUS hingegen etwas größer als die des Wechselwirkungsmodells QGSJet.

# Kapitel 10

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Myonlateralverteilungen und Myonproduktionshöhen in ausgedehnten Luftschauern untersucht. Die Analysen erfolgten im Rahmen des KASCADE Experiments, einem erdgebundenen Luftschauerexperiment mit dem Ziel, die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von etwa  $10^{14}$ - $10^{17}$  eV zu bestimmen. Die zur Analyse verwendeten Myonspuren wurden mit dem Myonspurdetektor rekonstruiert, der die Bestimmung der Winkelkomponenten der Myonspur in Bezug zur Schauerachse ermöglicht. Der Myonspurdetektor mit einer Fläche von  $128 \text{ m}^2$  besitzt als aktive Detektorelemente Streamertubes und wird mittels 24576 elektronischen Kanälen ausgelesen. Um den Einfluß der dominierenden elektromagnetischen Teilchenkomponente des Luftschauers zu reduzieren, befindet sich der Myonspurdetektor unter einer Absorberschicht von etwa 18 Strahlungslängen, die zu einer Energieschwelle von  $E_\mu = 800 \text{ MeV}$  führt.

Die in den Analysen verwendeten Luftschauerdaten wurden zwischen November 2000 und Juli 2002 aufgezeichnet. Nach der Ereignisselektion mittels Schauerparametern standen Meßdaten in einem Energiebereich von etwa  $4 \cdot 10^{14}$  eV bis  $3 \cdot 10^{16}$  eV zur Verfügung, dies entspricht  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werten zwischen 3.25 und 5.0. Die zum Vergleich mit den Meßdaten zur Verfügung stehenden Luftschauersimulationen wurden mit dem Monte-Carlo-Programm CORSIKA unter Verwendung der beiden hadronischen Wechselwirkungsmodelle QGSJet und NEXUS durchgeführt. Da im betrachteten Energiebereich die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung nicht bekannt ist, wurden zur Beschreibung der leichten Massenkompone re-präsentativ Protonen und zur Beschreibung der schweren Eisenkerne verwendet. Für primäre Protonen und Eisenkerne wurden im Energiebereich von  $10^{14}$ - $10^{17}$  eV bei einem spektralen Index von -2.0 im Zenitwinkelbereich von  $0^\circ$ - $42^\circ$  mit dem Modell QGSJet jeweils 190000 Schauer simuliert, mit NEXUS jeweils 120000. Die Detektorantwort auf die simulierten Luftschauer wurde durch eine CRES-Simulation aller aktiven und passiven Detektorkomponenten ermittelt. Gemessene und simulierte Schauer wurden in gleicher Weise der Ereignisrekonstruktion und Analyseprozedur in KRETA unterzogen.

Die Myonlateralverteilungen wurden im Rahmen dieser Arbeit erstmals anhand von Spuren untersucht. Dazu wurden Myonspuren verwendet, die in drei (3-Hit-Spuren) oder in zwei der drei (2-Hit-Spuren) horizontalen Detektorebenen des Myonspurdetektors durch Hits mit dem Spurfindungs-Algorithmus als Spuren klassifiziert werden konnten. Die Myonlateralverteilungen wurden erfolgreich durch eine modifizierte NKG-Funktion beschrieben, die als Parameter

den Molière-Radius  $R_M$  der myonischen Komponente und den Steigungsparameter  $s$  enthält. Nach der Verifizierung, daß für  $R_M$  der Wert von 420 m verwendet werden kann, wurden die Lateralverteilungen mit der NKG-Funktion und  $s$  als freiem Parameter an die Meßwerte angepaßt. Aus dem Vergleich der mittleren Steigungsparameter  $s$  der Meßdaten und der Monte-Carlo-Simulationen in Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{tr})$  wurden die leichten und schweren Massenanteile der kosmischen Strahlung berechnet. Ausgedrückt in der mittleren logarithmischen Masse  $\langle \ln A \rangle$  ergab sich eine Zunahme der schweren Massenkomponekte nach der Knieposition ( $\lg(N_\mu^{tr}) \approx 4.2$ ) mit ansteigenden  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werten. Zu untersuchen bleiben noch die im Gegensatz zu den Myonspurdichten der simulierten Schauer etwas zu großen Myonspurdichten der Meßdaten.

Gegenüber früheren Bemühungen, die longitudinale Schauerentwicklung und damit die Myonproduktionshöhe aus der relativen Ankunftszeit der Myonen zu ermitteln, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals die Myonproduktionshöhe anhand von Myonspuren untersucht. Hierbei wurden nur Spuren zur Analyse verwendet, die in allen drei horizontalen Ebenen (3-Hit-Spuren) eines Detektorteleskops einen Hit aufwiesen. Die Winkelkomponenten der Myonspuren in Bezug zur Schauerachse liefern mit dem Radialwinkel eine Größe, die eng mit der Produktionshöhe der Myonen verknüpft ist. Es erfolgten Untersuchungen der Radialwinkelverteilungen und der mit ihrer Hilfe berechneten Verteilungen der Myonproduktionshöhen und Myonproduktionstiefen. In Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{tr})$  wurde über die Mittelwerte dieser drei Verteilungen das Verhalten der leichten und schweren Massenanteile der kosmischen Strahlung untersucht. Es ergab sich auch hier eine Zunahme des Anteils der schweren Massenkomponekte mit ansteigenden  $\lg(N_\mu^{tr})$ -Werten. Allerdings gehen in die Berechnung der mittleren logarithmischen Masse  $\langle \ln A \rangle$  große systematische Fehler ein, die im Falle der Produktionshöhenanalysen hauptsächlich aus der begrenzten Winkelauflösung herrühren.

Der Betrieb des Myonspurdetektors innerhalb des größeren Detektorfelds von KASCADE-Grande, das für Schauerenergien bis etwa  $3 \cdot 10^{17}$  eV ausgelegt ist, läßt eine verbesserte Rekonstruktion der Myonrichtungen und damit der longitudinalen Schauerentwicklung erwarten.

In den Analysen der Myonlateralverteilungen und den mit dem Radialwinkel verbundenen Größen zeigen sich nur geringe Unterschiede in den beiden Wechselwirkungsmodellen QGSJet und NEXUS.

Inzwischen wurde die Anodendrahtauslese des Myonspurdetektors durch eine modifizierte Ausleseelektronik verbessert, wodurch die Granularität des Myonspurdetektors verfeinert werden konnte. Die ebenfalls weiterentwickelten Ausleseplatinen ermöglichen es nunmehr, die Signale einzelnen Anodendrähten zuzuweisen und nicht wie bisher nur Drahtpaaren. Dadurch wird die Spurrekonstruktion genauer, was zu einer besseren Bestimmung der Spurrichtung führt. Letztlich wird auch die Rekonstruktionsgenauigkeit der Radial- und Tangentialwinkel verbessert und dadurch die systematischen Fehler bei der Berechnung der Myonproduktionshöhe verringert.

# Anhang

## Anhang A: Zahl der Events bei den Analysen der Myonlateralverteilungen

		$\lg(N_{\mu}^{tr})$	$0^{\circ} - 18^{\circ}$	$18^{\circ} - 24^{\circ}$	$24^{\circ} - 30^{\circ}$
Meßdaten		3.25-3.5	341311	177447	163228
		3.5-3.75	193185	102361	96574
		3.75-4.0	99469	53030	50299
		4.0-4.25	47026	24897	22642
		4.25-4.5	19398	10088	9366
		4.5-4.75	7302	3401	3169
		4.75-5.0	2315	981	1282
QGSJet	Protonen	3.25-3.5	6907	4660	4914
		3.5-3.75	3555	2460	2409
		3.75-4.0	1893	1243	1359
		4.0-4.25	1009	651	779
		4.25-4.5	503	338	364
		4.5-4.75	326	175	212
		4.75-5.0	155	120	109
QGSJet	Eisen	3.25-3.5	8487	5686	5723
		3.5-3.75	4491	2943	3298
		3.75-4.0	2388	1590	1658
		4.0-4.25	1132	709	708
		4.25-4.5	598	420	466
		4.5-4.75	344	242	259
		4.75-5.0	190	120	130
NEXUS	Protonen	3.25-3.5	4002	2730	2816
		3.5-3.75	2133	1387	1427
		3.75-4.0	1100	789	803
		4.0-4.25	569	356	414
		4.25-4.5	272	199	243
		4.5-4.75	175	97	145
		4.75-5.0	71	68	60
NEXUS	Eisen	3.25-3.5	5486	3464	3608
		3.5-3.75	2767	1789	1988
		3.75-4.0	1446	915	1054
		4.0-4.25	795	476	501
		4.25-4.5	374	235	323
		4.5-4.75	215	141	100
		4.75-5.0	67	43	53

## Anhang B: Abbildungen zu Kapitel 7

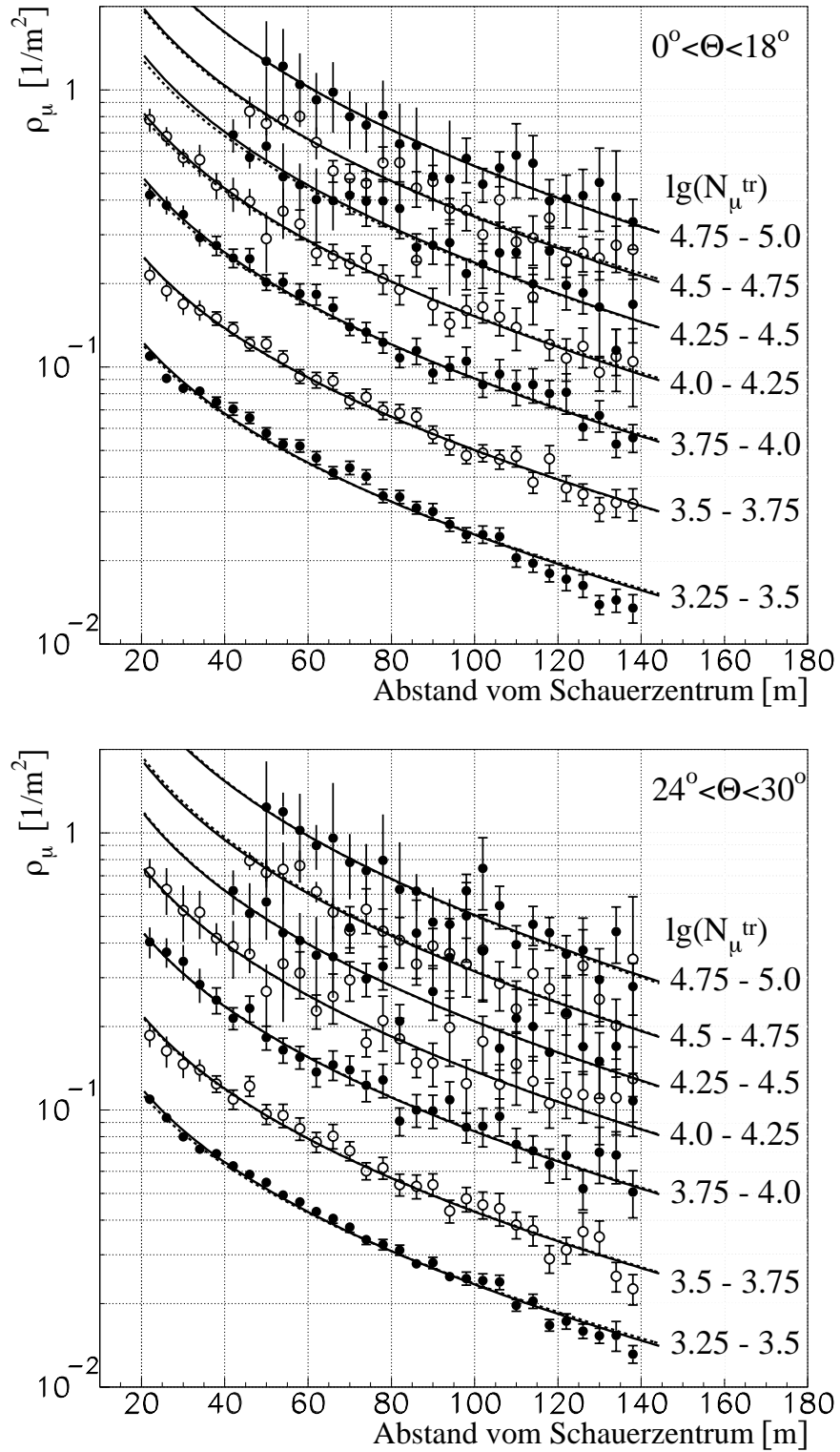


Abbildung 1: Lateralverteilungen der Meßdaten.

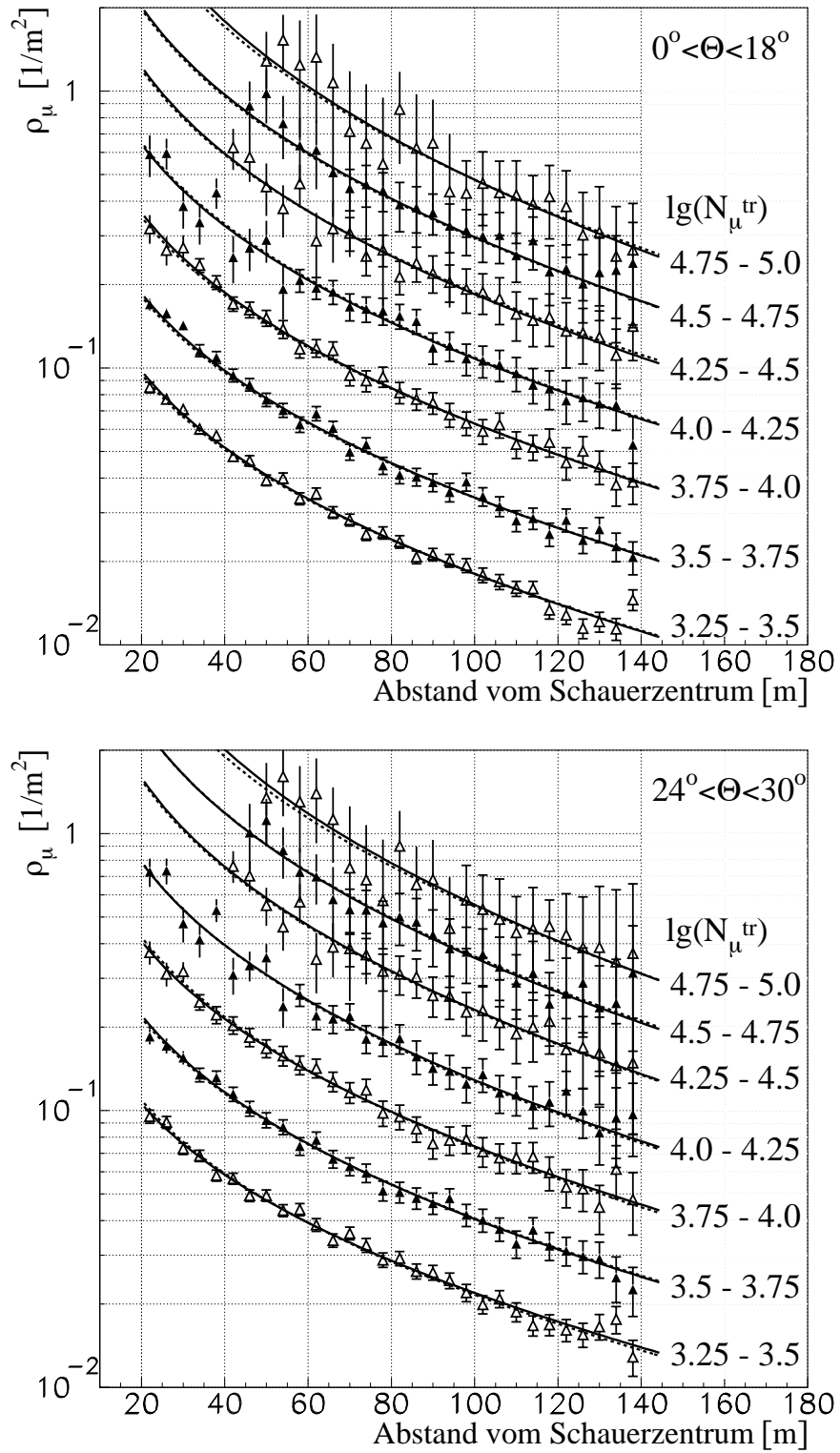


Abbildung 2: Lateralverteilungen aus Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet, Protonen).

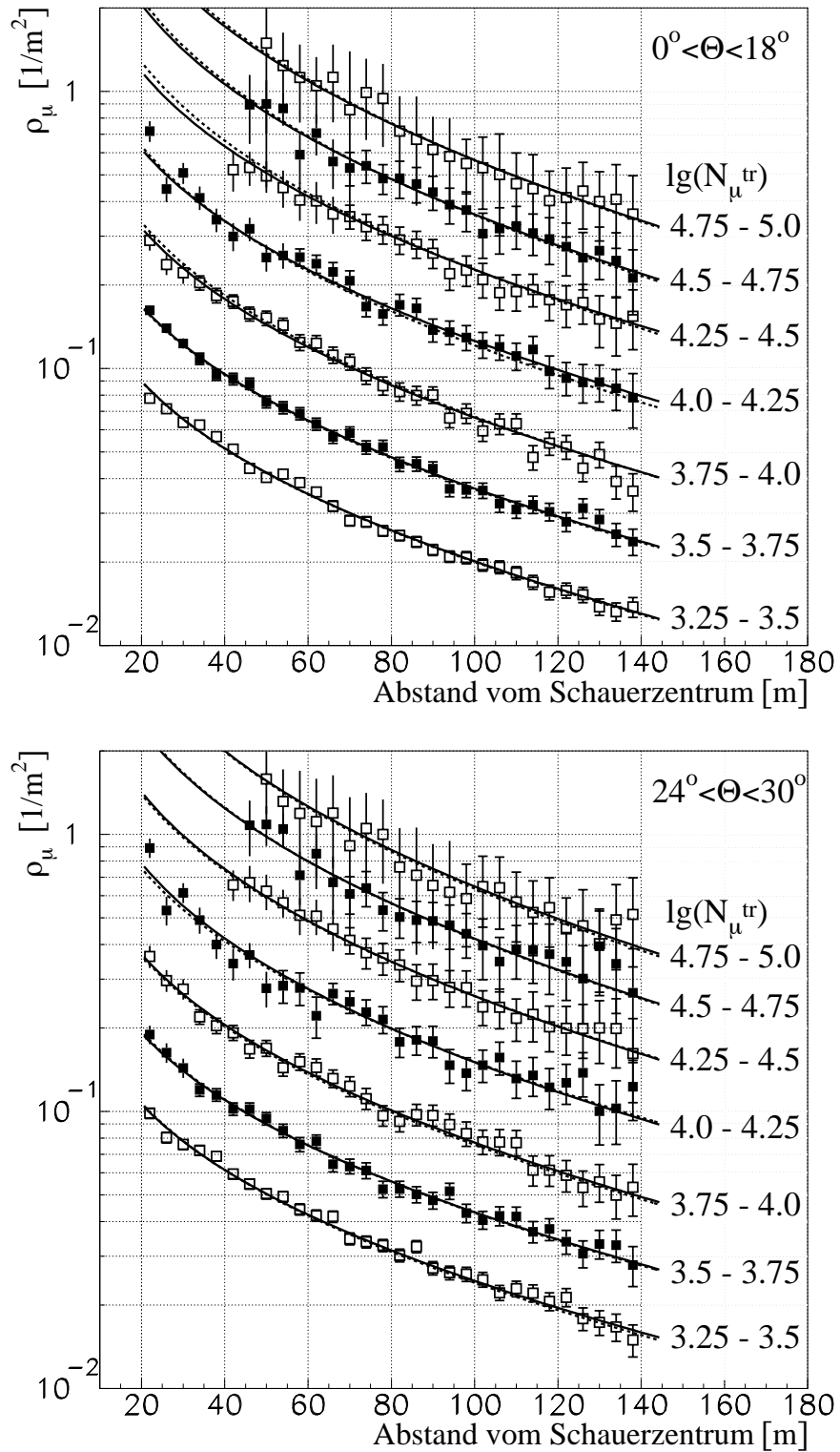


Abbildung 3: Lateralverteilungen aus Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet, Eisen).



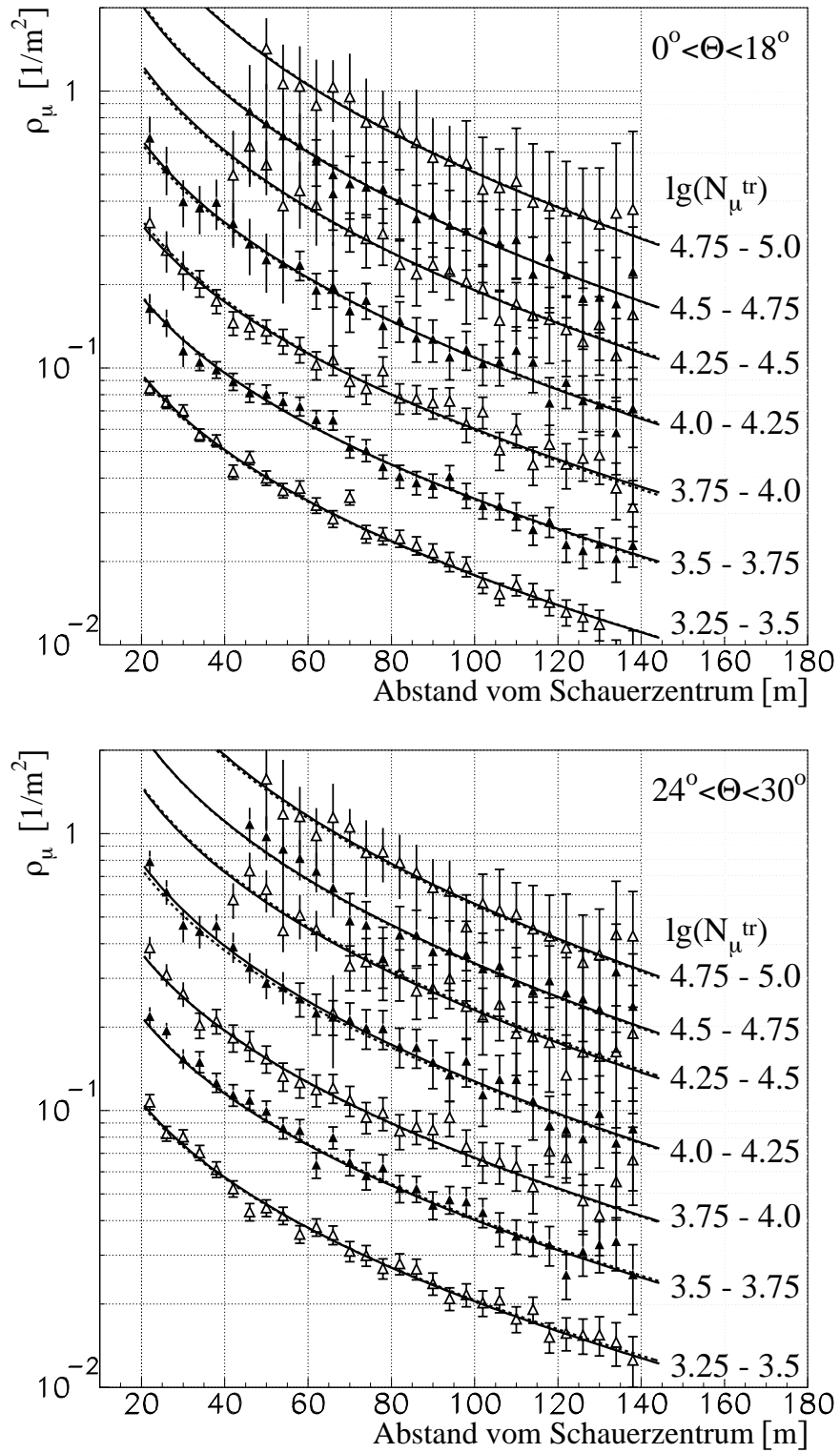


Abbildung 4: Lateralverteilungen aus Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS, Protonen).

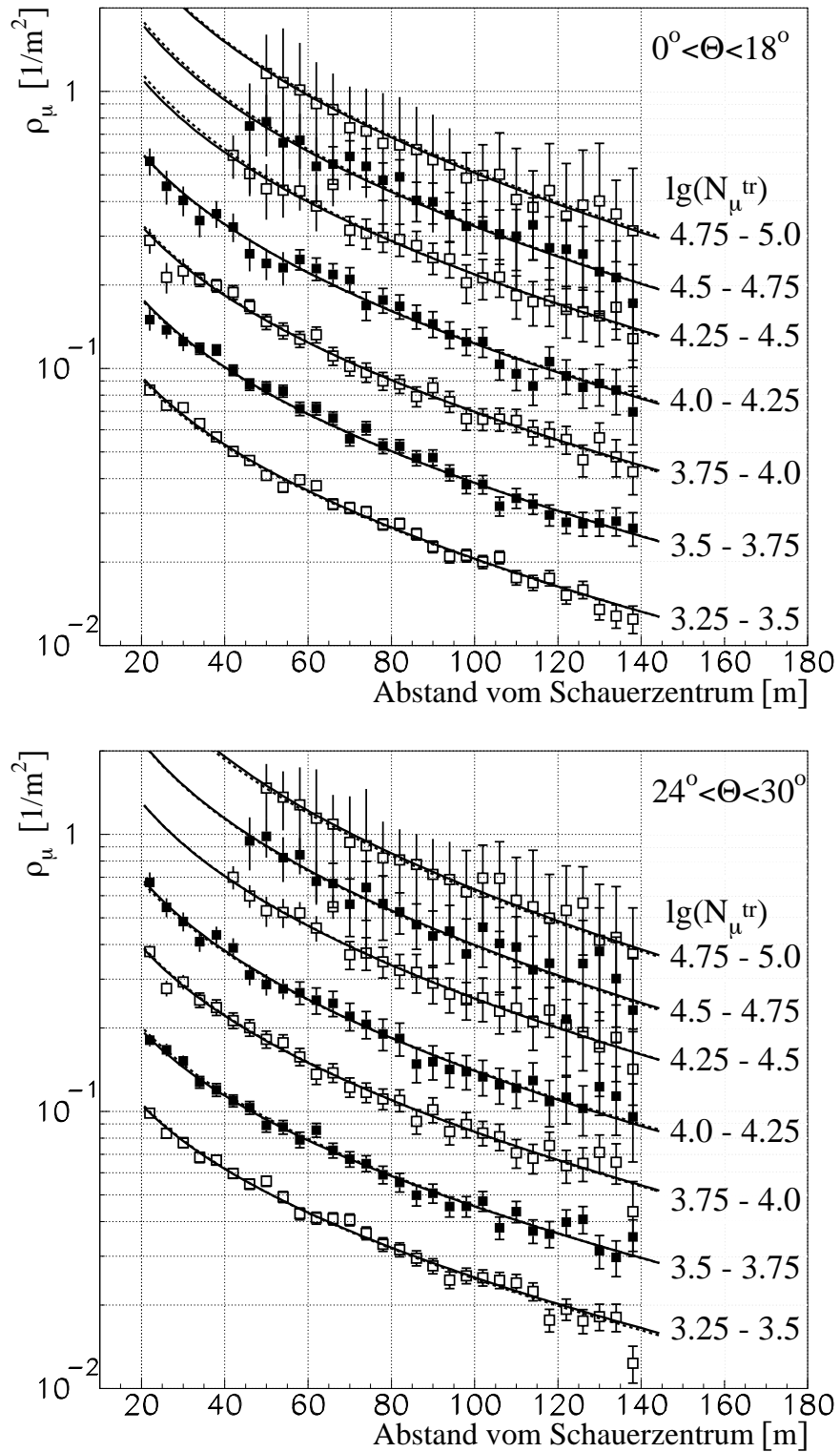


Abbildung 5: Lateralverteilungen aus Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS, Eisen).

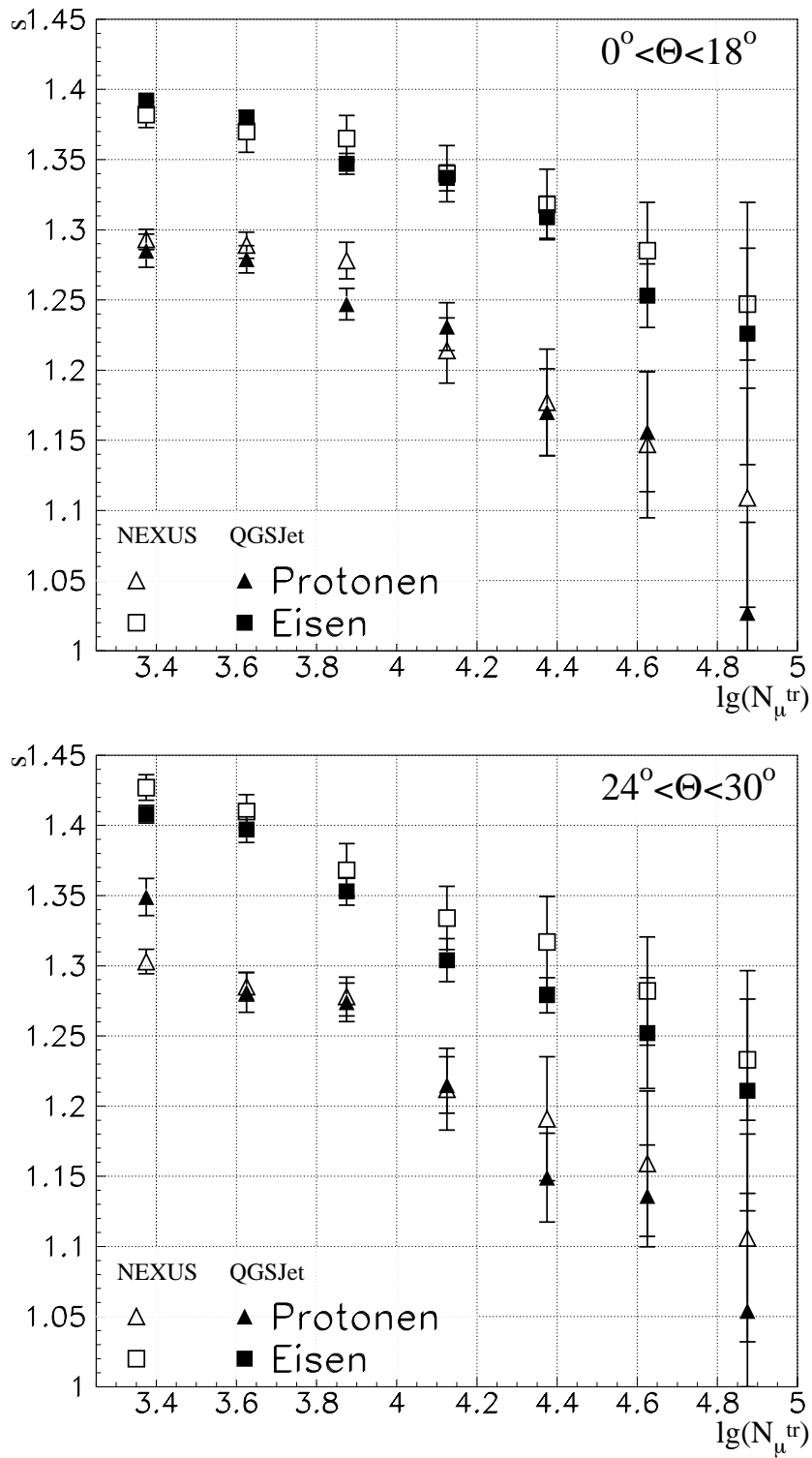


Abbildung 6: Vergleich der Steigungsparameter von QGSJet und NEXUS.

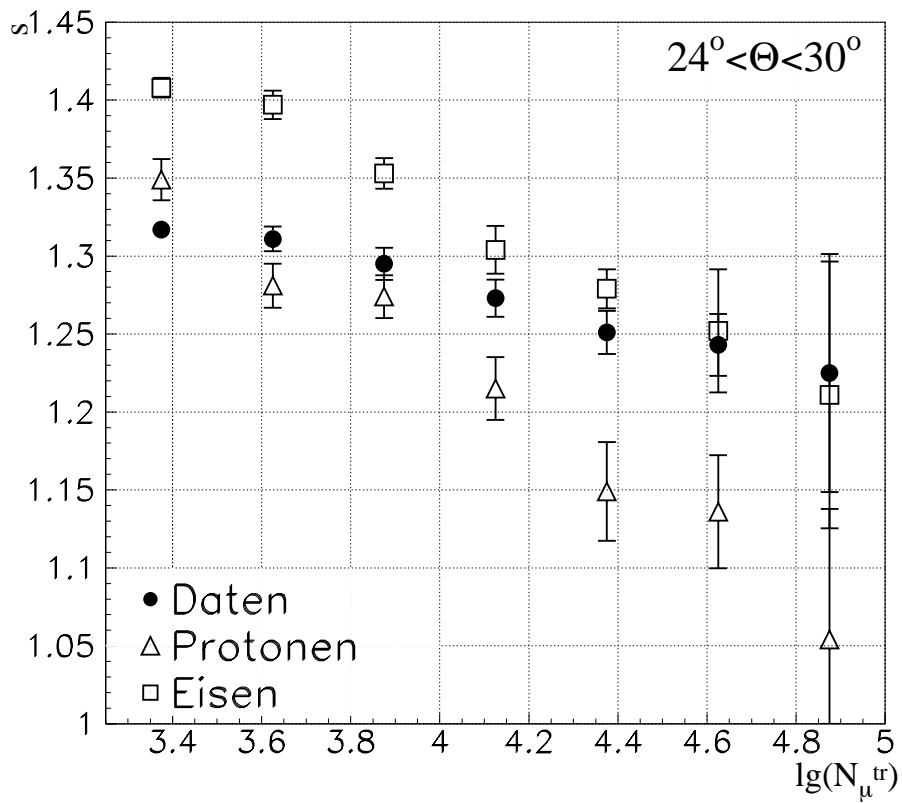
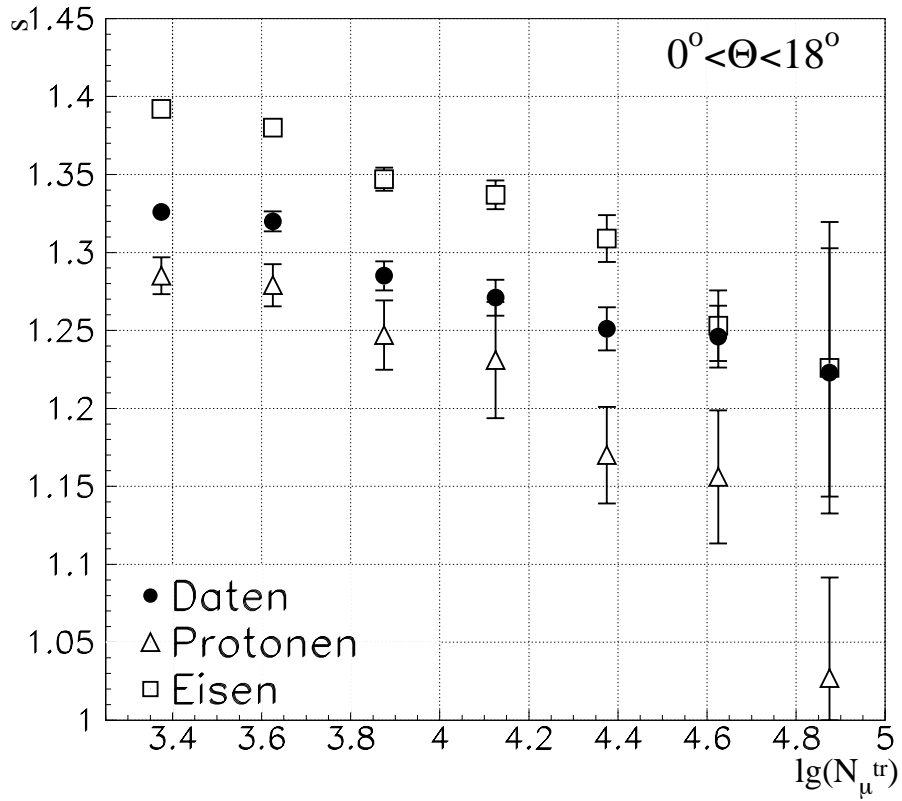


Abbildung 7: Vergleich der Steigungsparameter von Meßdaten und QGSJet.

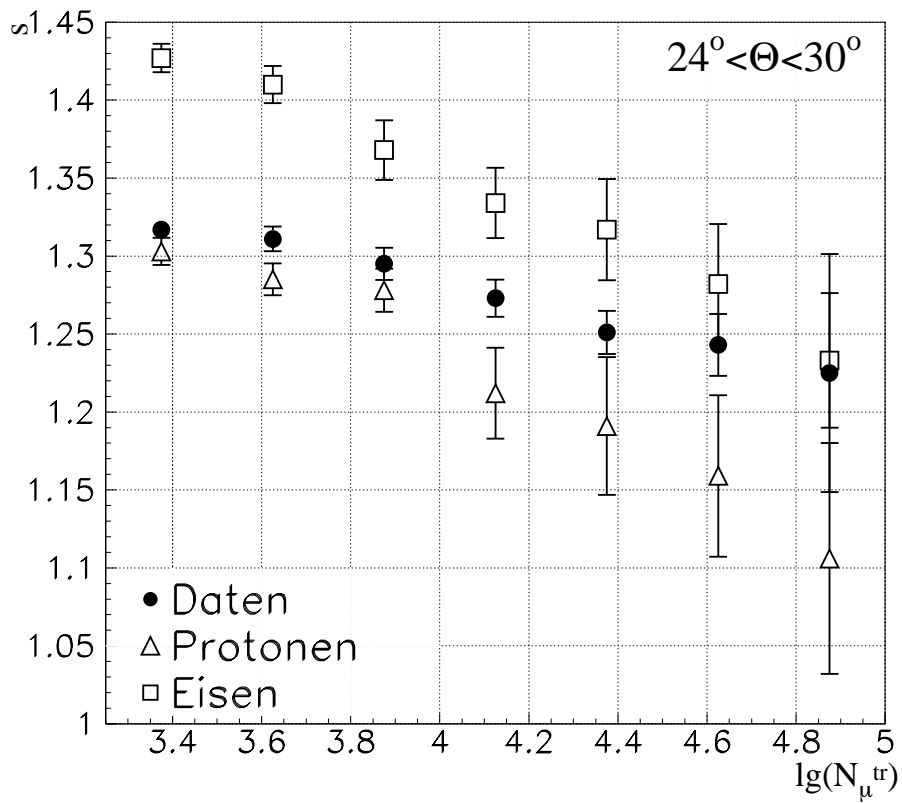
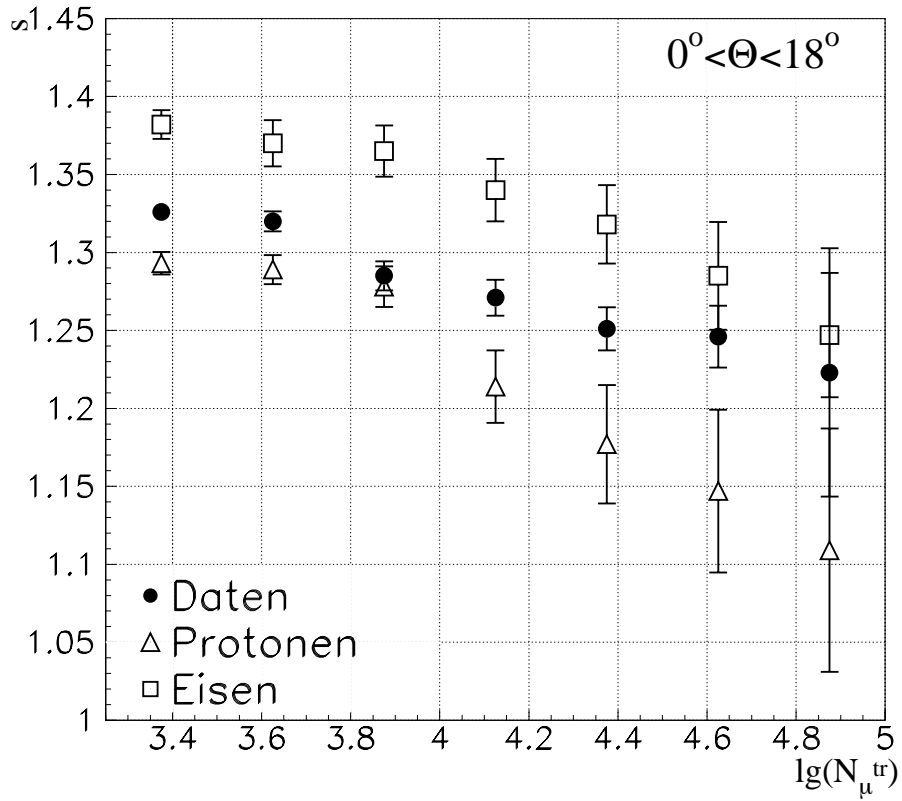


Abbildung 8: Vergleich der Steigungsparameter von Meßdaten und NEXUS.

## Anhang C: Abbildungen zu Kapitel 8

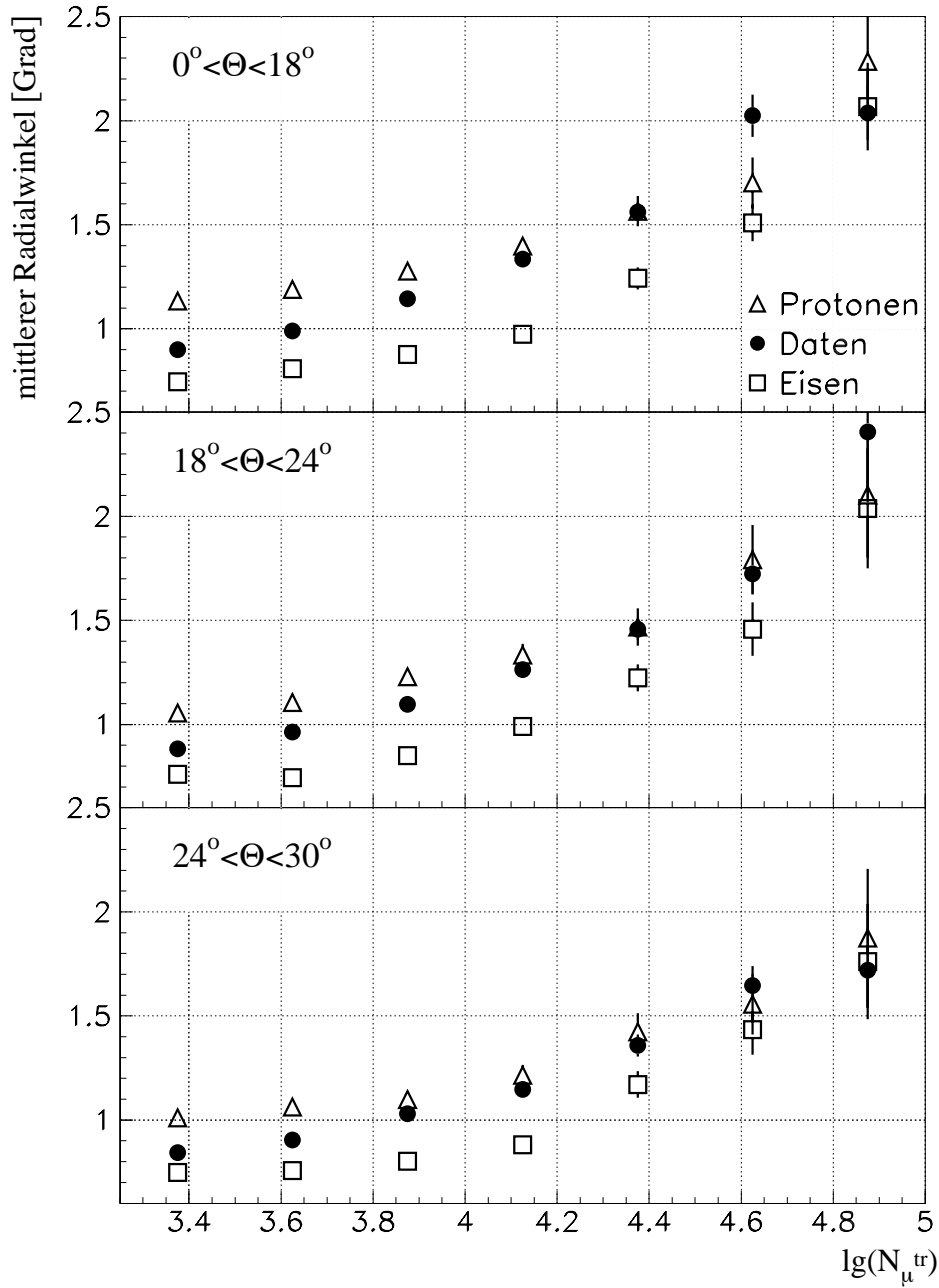


Abbildung 9: Mittlerer Radialwinkel in Abhängigkeit von  $\lg(N_{\mu}^{\text{tr}})$ . Vergleich von Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet) in den drei  $\Theta$ -Bereichen. ( $-10^\circ < \rho < 20^\circ$ ).

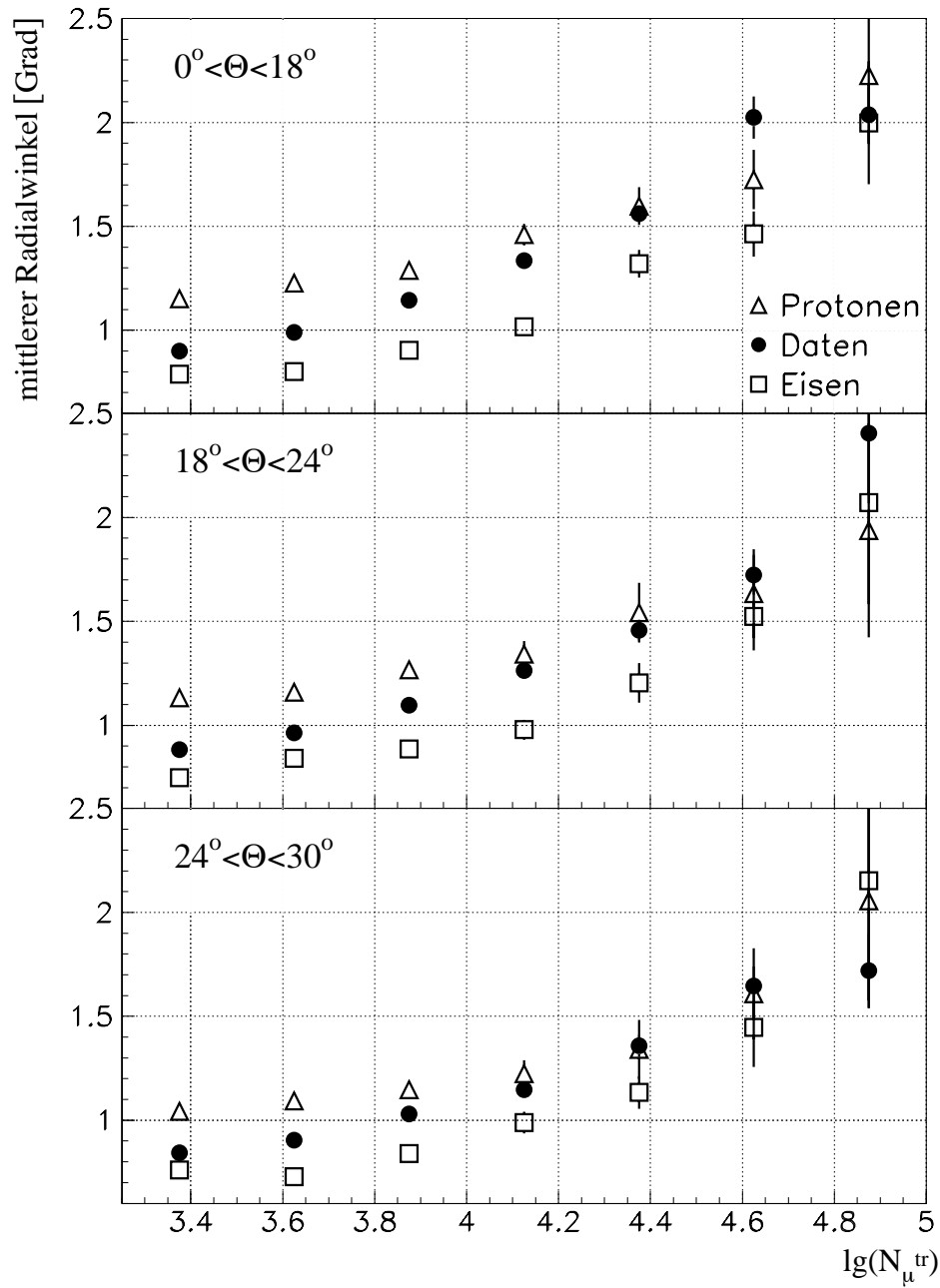


Abbildung 10: Mittlerer Radialwinkel in Abhängigkeit von  $\lg(N_\mu^{\text{tr}})$ . Vergleich von Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS) in den drei  $\Theta$ -Bereichen. ( $-10^\circ < \rho < 20^\circ$ ).

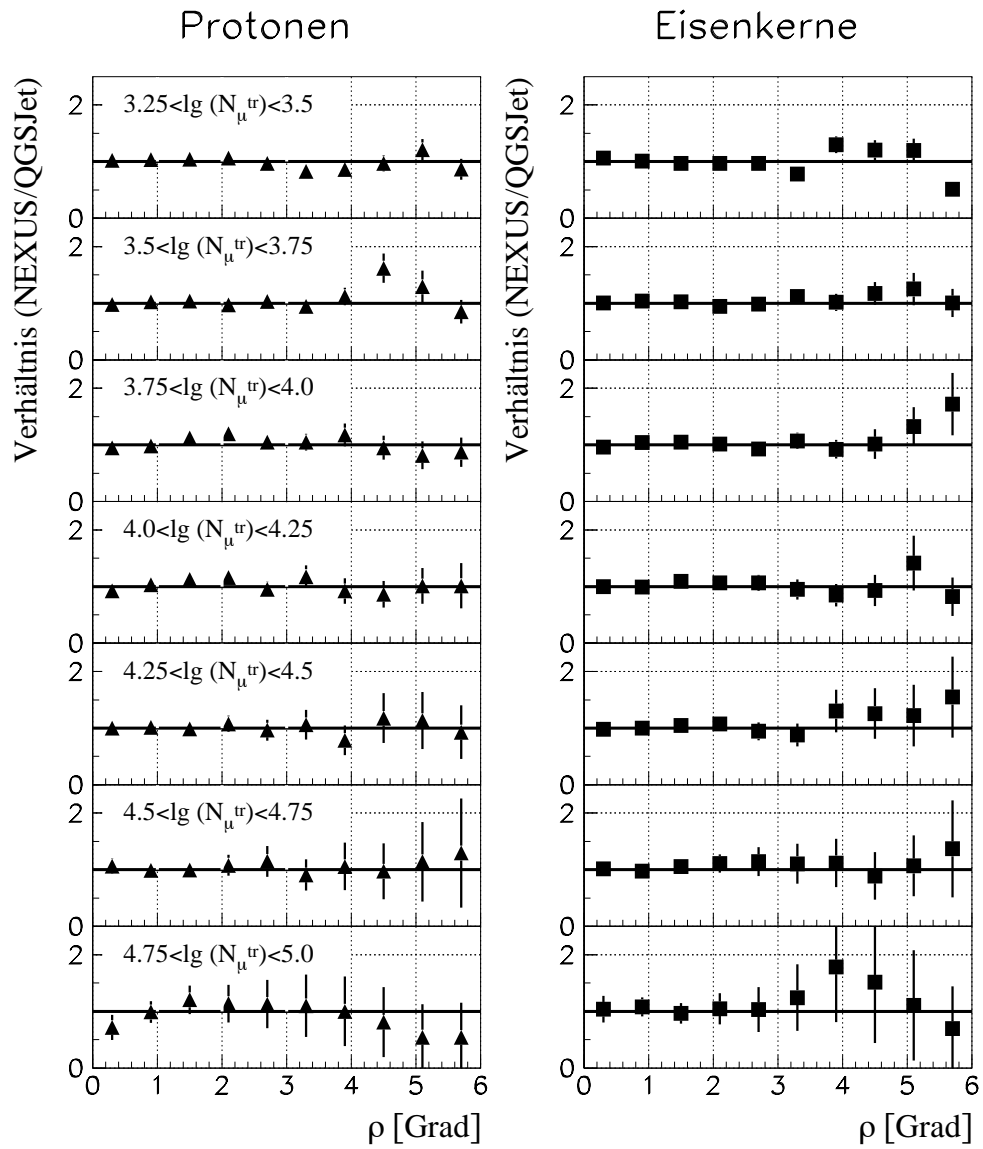


Abbildung 11: Vergleich der Radialwinkelverteilungen von QGSJet und NEXUS.  $0^\circ < \Theta < 18^\circ$ ,  $|\tau| < 0.7^\circ$  und  $20 \text{ m} < r < 140 \text{ m}$ .



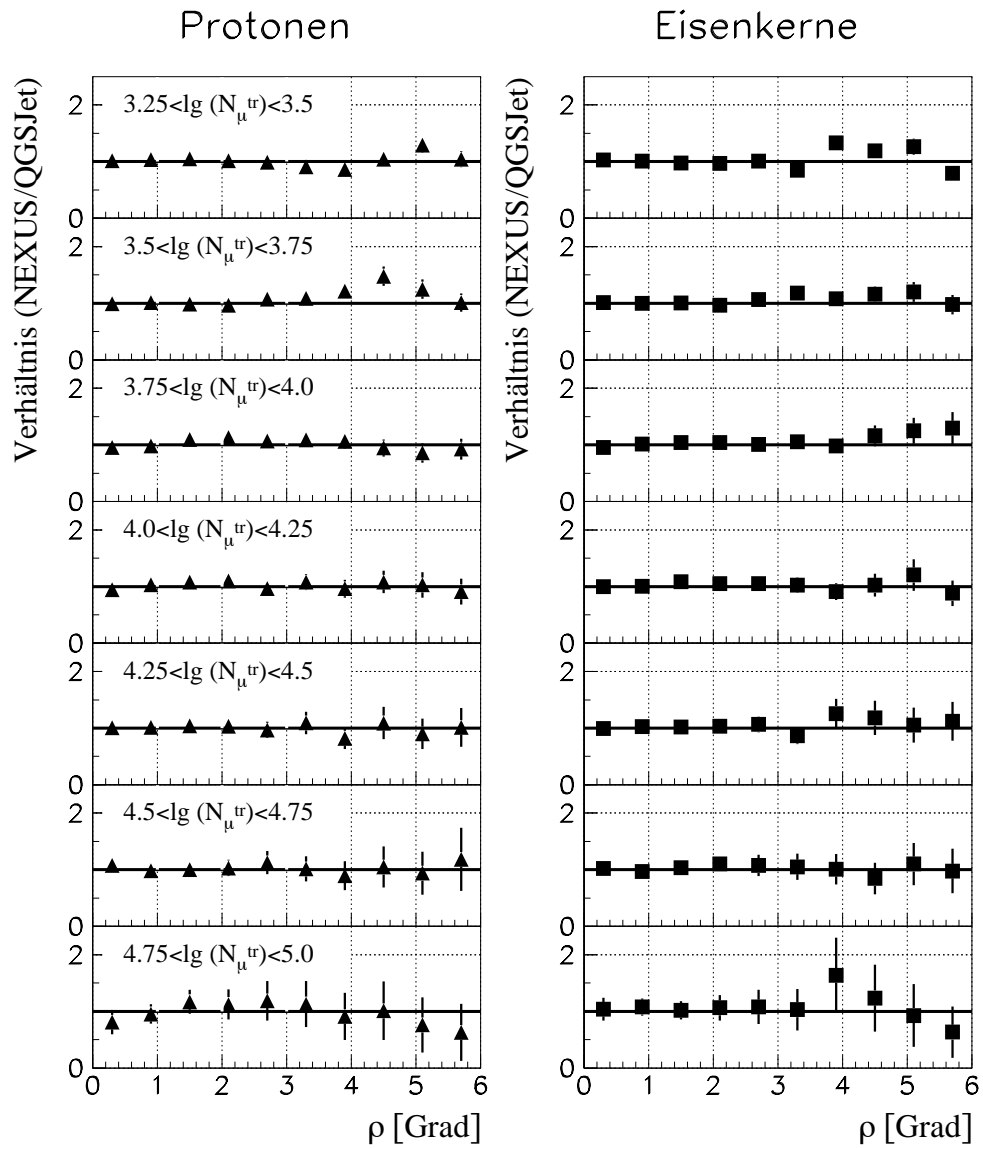


Abbildung 12: Vergleich der Radialwinkelverteilungen von QGSJet und NEXUS.  $0^\circ < \Theta < 18^\circ$ ,  $|\tau| < 2^\circ$  und  $20 \text{ m} < r < 140 \text{ m}$ .

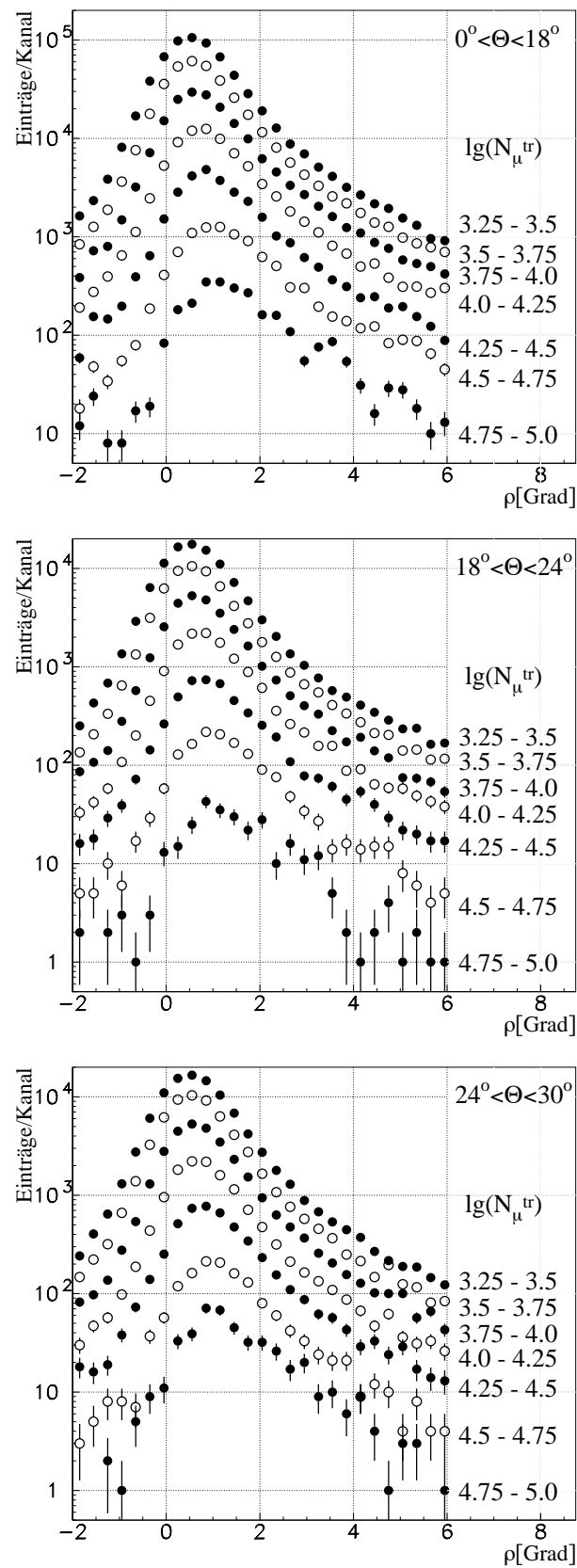


Abbildung 13: Radialwinkelverteilungen der Meßdaten.

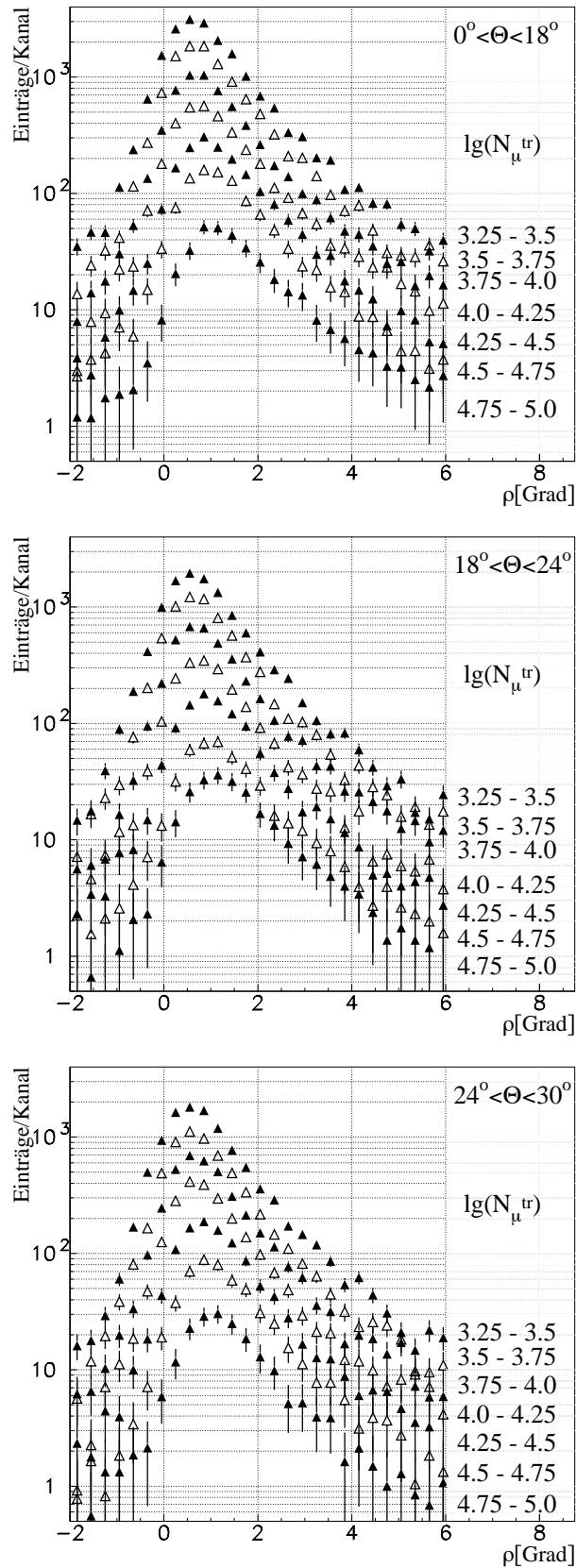


Abbildung 14: Radialwinkelverteilungen von QGSJet (Protonen).

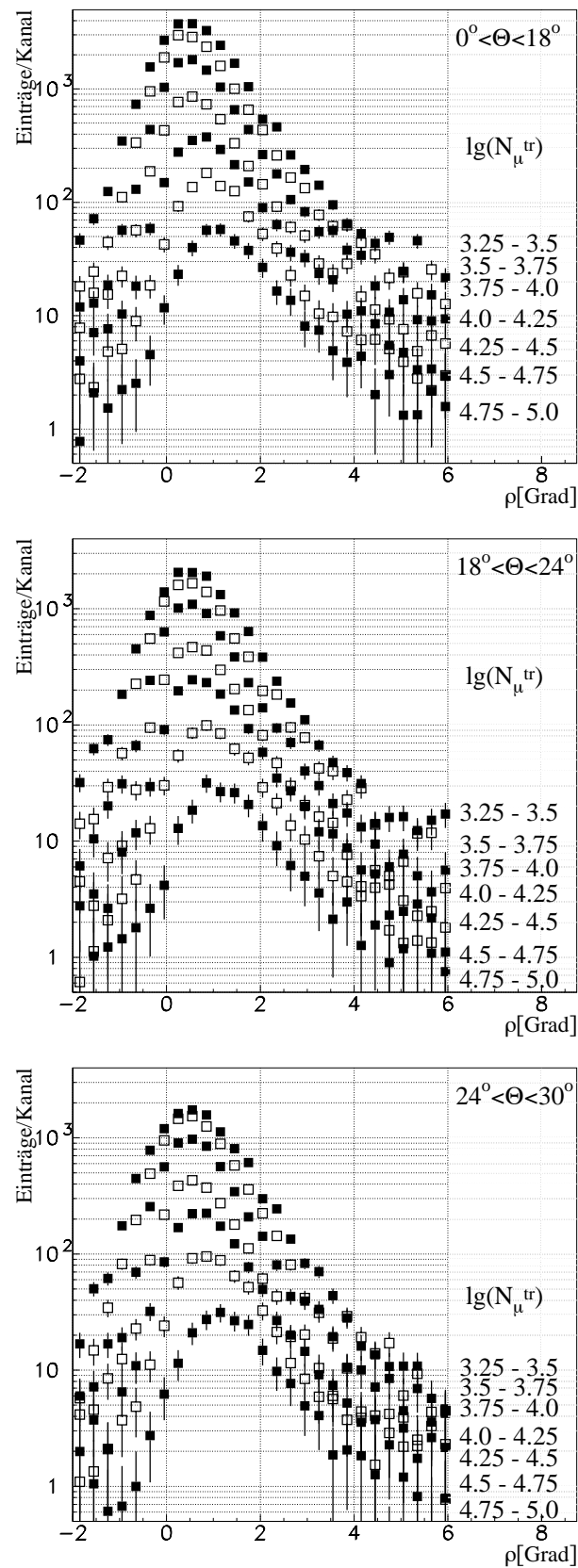


Abbildung 15: Radialwinkelverteilungen von QGSJet (Eisen).

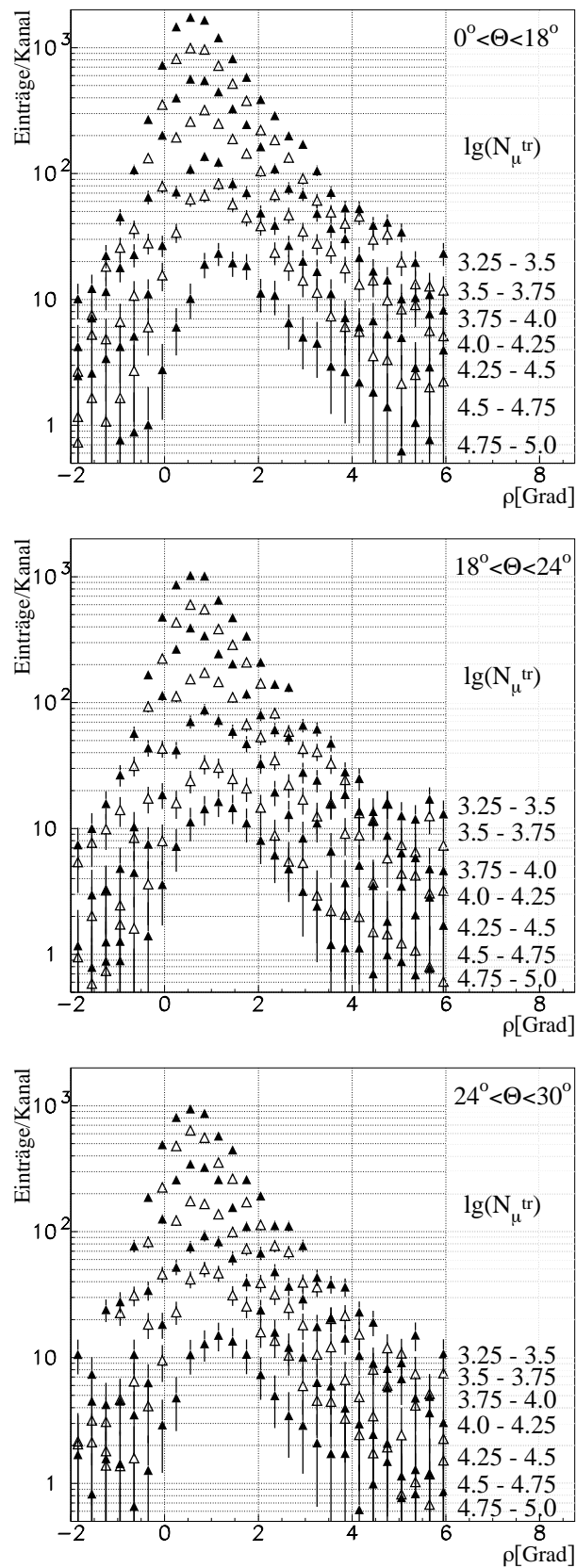


Abbildung 16: Radialwinkelverteilungen von NEXUS (Protonen).

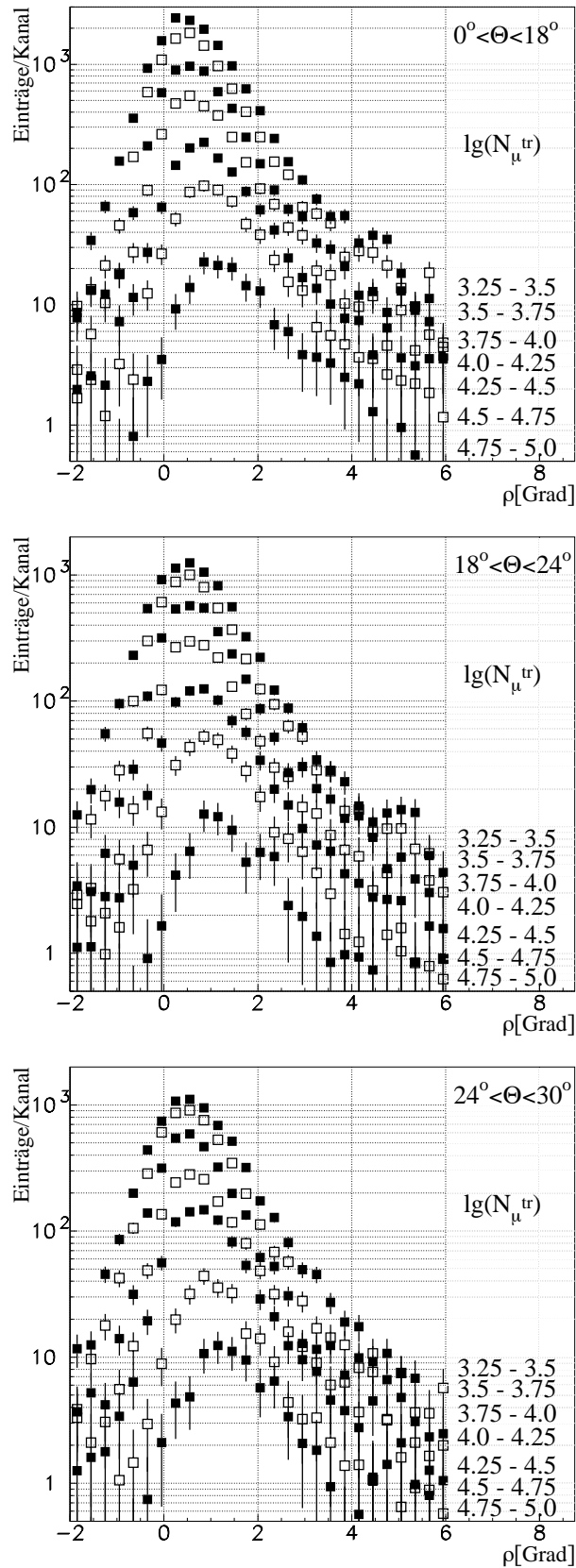


Abbildung 17: Radialwinkelverteilungen von NEXUS (Eisen).

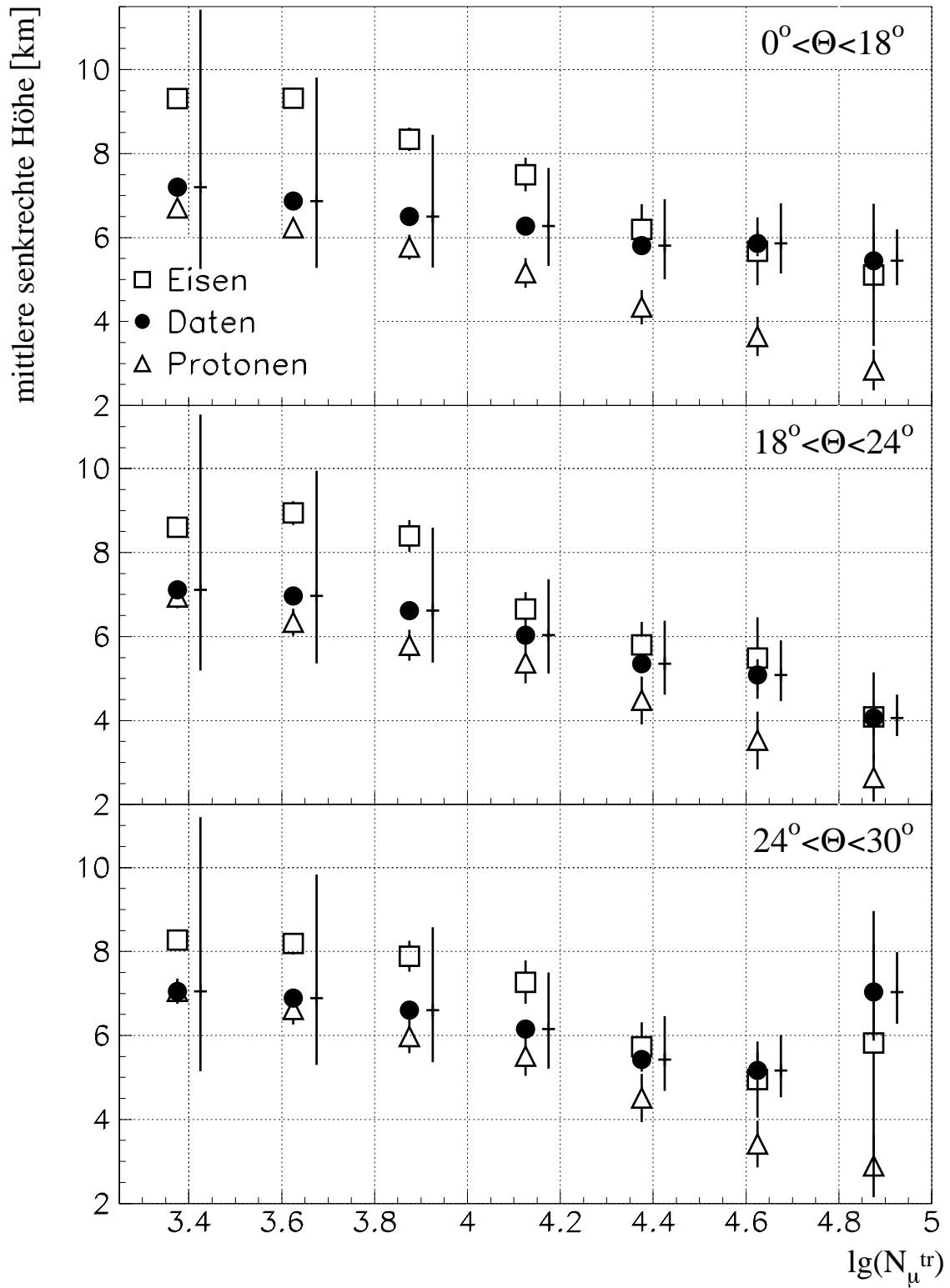


Abbildung 18: **Mittlere senkrechte Höhe in Abhängigkeit von  $\lg(N_{\mu}^{\text{tr}})$ .** Verglichen werden Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet) in den drei Zenitwinkelbereichen. Als versetzte Balken eingetragen sind die systematischen Fehler der Meßdaten.

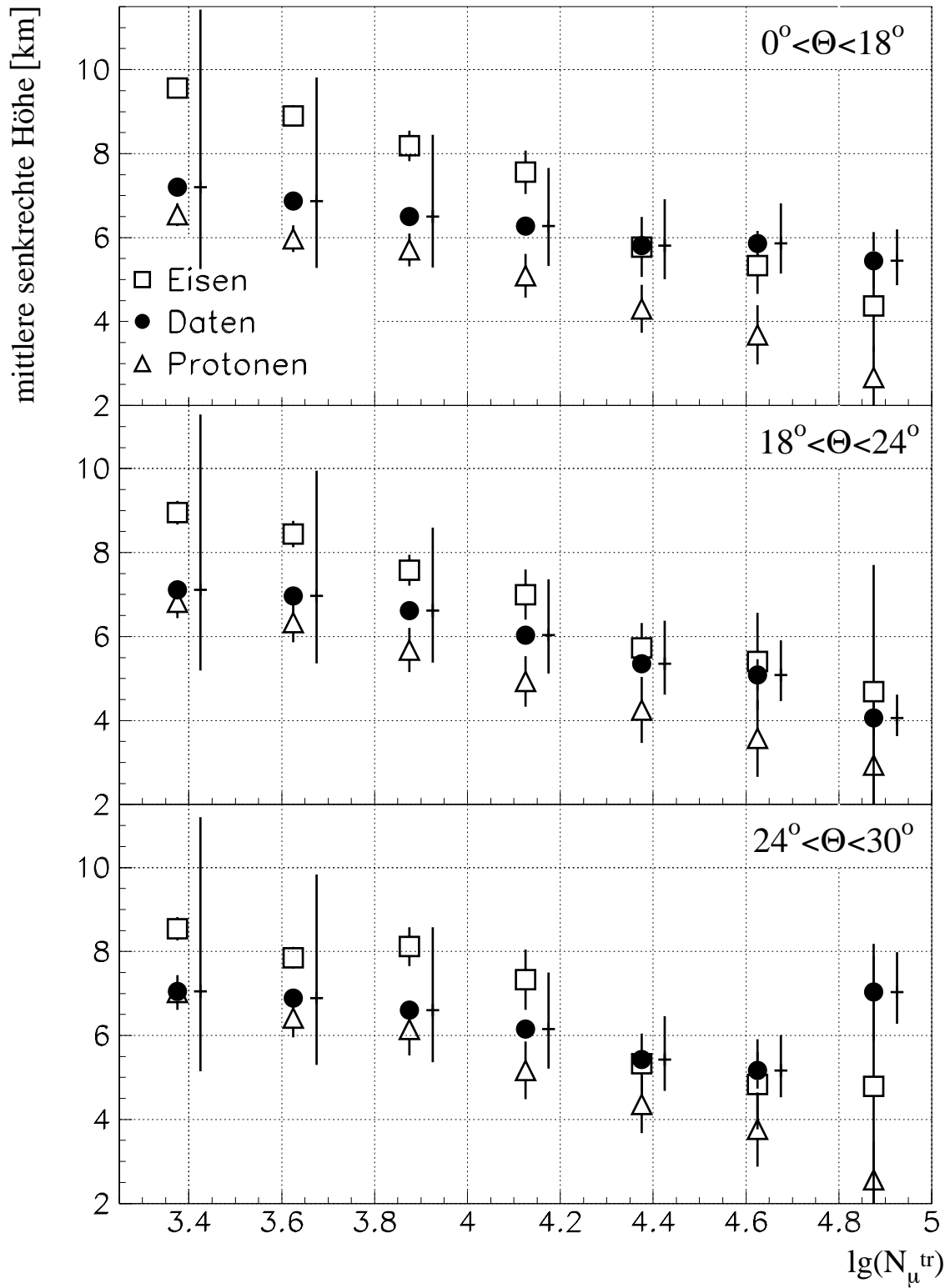


Abbildung 19: **Mittlere senkrechte Höhe in Abhängigkeit von  $\lg(N_{\mu}^{\text{tr}})$ .** Verglichen werden Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS) in den drei Zenitwinkelbereichen. Als Balken eingetragen sind die systematischen Fehler der Meßdaten.



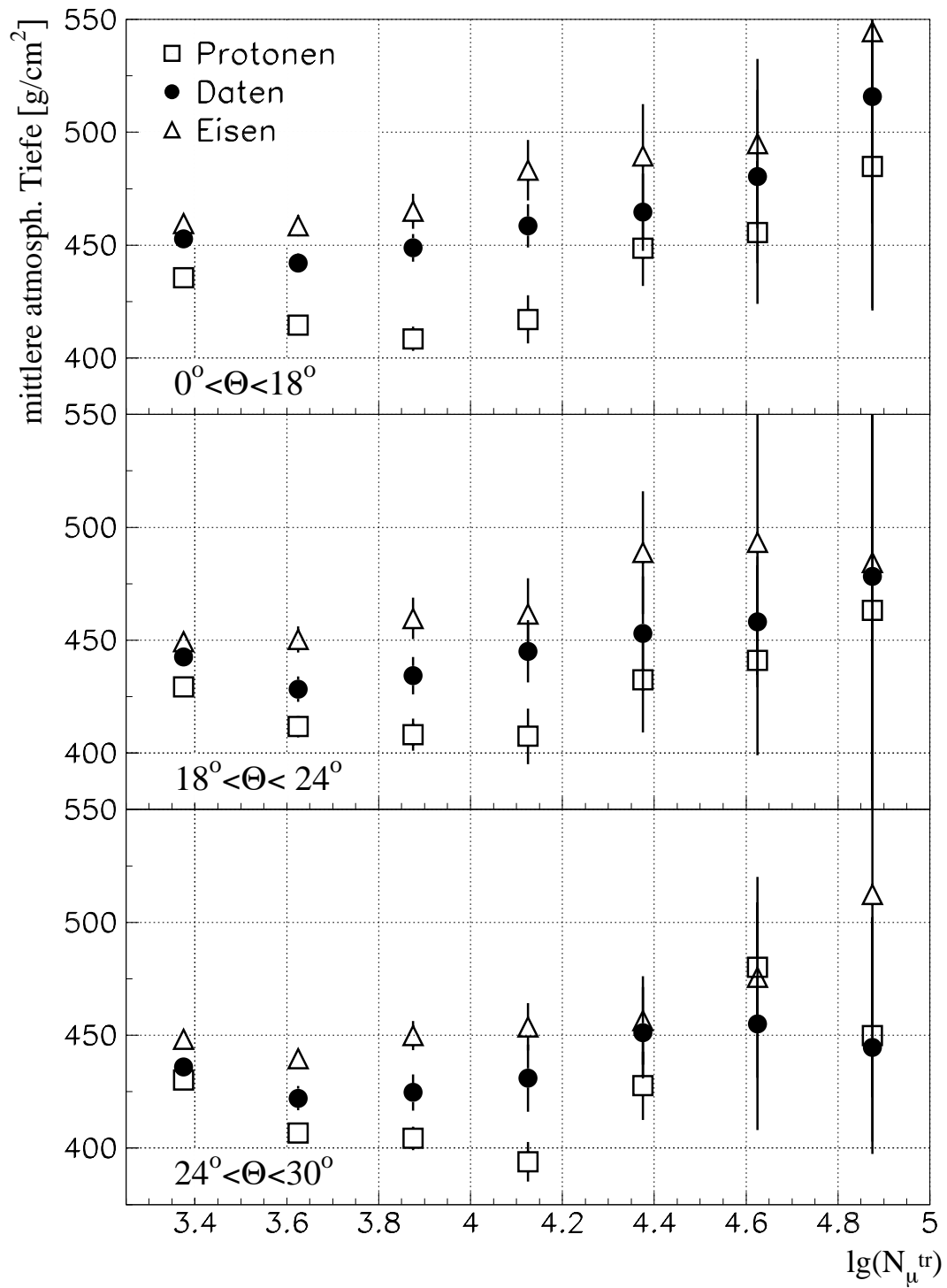


Abbildung 20: Mittlere atmosphärische Tiefe in Abhängigkeit von  $\lg(N_{\mu}^{\text{tr}})$  (QGS-Jet). Die Mittelwerte sind aus den Verteilungen der senkrechten Produktionsstiefen bestimmt.

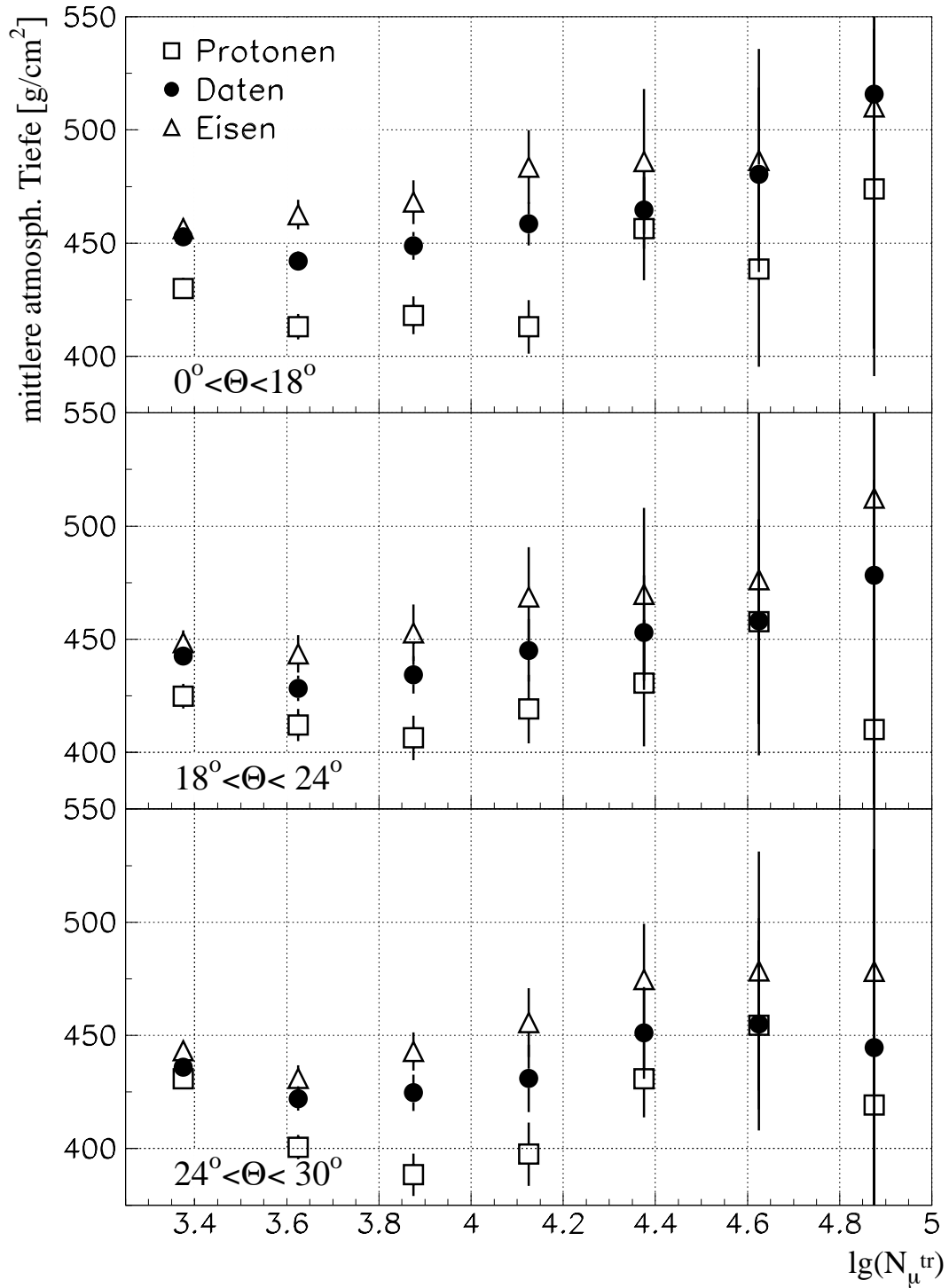


Abbildung 21: Mittlere atmosphärische Tiefe in Abhängigkeit von  $\lg(N_{\mu}^{\text{tr}})$  (NEXUS). Die Mittelwerte sind aus den Verteilungen der senkrechten Produktionstiefen bestimmt.

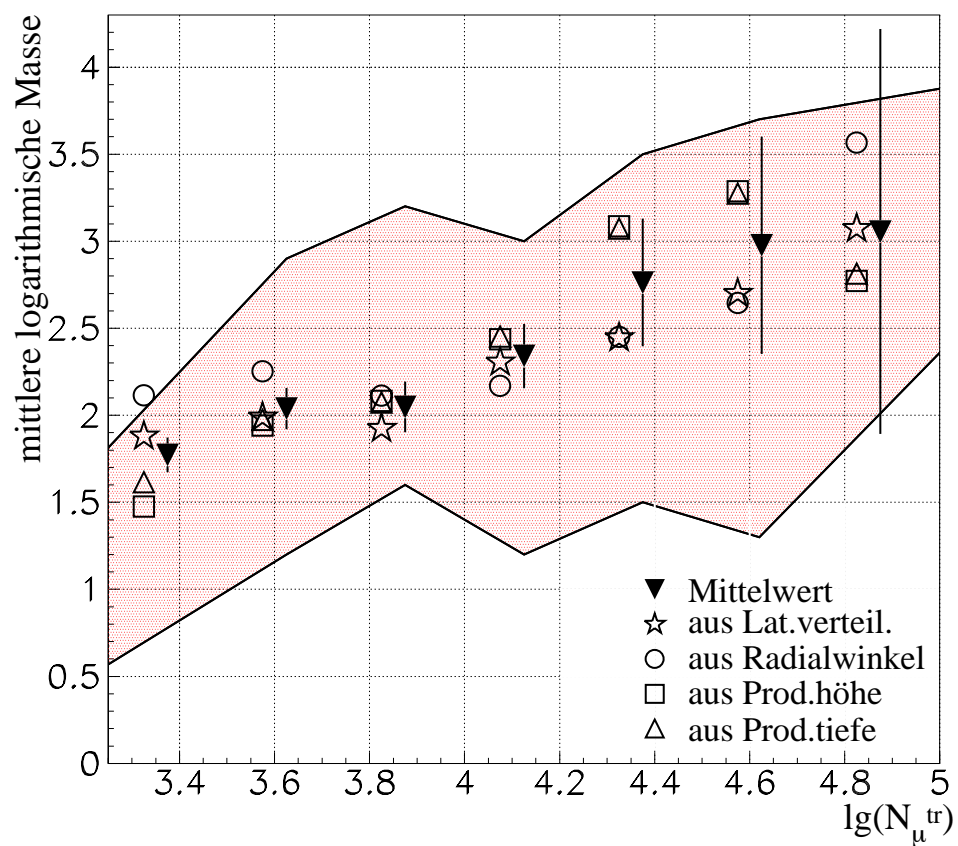


Abbildung 22: **Mittlere logarithmische Masse.** Die  $\langle \ln A \rangle$  wurden durch Vergleich der Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS) mit  $\langle A_H \rangle = 3$ ,  $\langle A_{Fe} \rangle = 40$  berechnet. Der grau unterlegte Bereich entspricht unter Beachtung der Fehler dem Wertebereich von  $\langle \ln A \rangle$ , der in [Hoe03] aufgeführt ist.



# Literaturverzeichnis

- [Abu01] T. Abu-Zayyad et al., *Astrophys. J.* 577(2001)686
- [Agl89] M. Aglietta et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 277(1989)23
- [Agl02] M. Aglietta et al., *KASCADE-Grande Proposal*,  
[http : //www – ik.fzk.de/KASCADE/KASCADE\\_publications\\_proposal.html](http://www-ik.fzk.de/KASCADE/KASCADE_publications_proposal.html)
- [Ahl93] S.Ahlenet et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 324(1993)337
- [Ale86] G.D. Alekseev et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 243(1986)385
- [All75] O.C. Allkofer, *Introduction to Cosmic Radiation*, Verlag Karl Thiemig, München (1975)
- [All89] O.C. Allkofer, *Das HEGRA-Projekt, eine Luftschauer-Apparatur zum Nachweis ultrahochenergetischer Punktquellen*, Proposal
- [AlZ01] J. Alvarez-Muñiz, E. Zas, *AIP Conf. Proc.* 579(2001)128
- [Amb99] M. Ambrosio et al., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 75A(1999)312
- [And32] C.D. Anderson, *Science* 76(1932)238
- [Ant97] T. Antoni, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1997)
- [Ant01] T. Antoni et al., *Astropart. Phys.* 14(2001)245
- [Ant03] T. Antoni, Dissertation in Vorbereitung, Universität Heidelberg
- [Ant03a] T. Antoni et al., *Astropart. Phys.* 18(2003)319
- [Arq00] F. Arqueros et al., *Astron. Astrophys.* 359(2000)682
- [Asa93] K. Asakimori et al., *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference*, Calgary 2(1993)21
- [Ata00] I. Atanasov et al., FZKA-Report 6474, Forschungszentrum Karlsruhe (2000)
- [Aug39] P. Auger et al., *Rev. of Mod. Phys.* 11(1939)288
- [Ave00] M. Ave et al., *Phys. Rev. Letters* 85(2000)2244
- [Axf77] W.I. Axford et al., *Proc. 15<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference*, Plovdiv 11(1977)132
- [Bad03] F. Badea, private Mitteilung
- [Bar91] W. Bartl, *Nucl. Instr. and Meth. A* 305(1991)82
- [Bau92] F.C. Bauer, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1992)

- [Ber96] K. Bernlöhner, *Astropart. Phys.* 5(1996)139
- [Ber01] M. Bertina et al., *Proc. 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference*, Hamburg 2(2001)797
- [BhC48] H.J. Bhabha, S.K. Chakrabarty, *Phys. Rev.*, Vol. 74, Num. 10 (1948)1352
- [Bir93] D.J. Bird et al., *Phys. Rev. Lett.* 71(1993)3401
- [Boo97] K. Boothby et al., *Proc. 25<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference*, Durban 4(1997)33
- [BoK29] W. Bothe, W. Kolhörster, *Zeitschrift für Physik* 56(1929)751
- [Bos01] G. Bossard et al., *Phys. Rev. D* 63(2001)054030
- [Boz01] H. Bozdog et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 465(2001)455
- [BrR98] M. Brendle, U. Raidt, *Nucl. Instr. and Meth. A* 412(1998)420
- [Bro03] Der Brockhaus: Naturwissenschaft und Technik, Bd. 3, Spektrum Akademischer Verlag; ISBN 3-7653-1063-8
- [vBu02] J. van Buren, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (2002)
- [Bur90] T.H. Burnett et al., *Astrophys. J.* 349(1990)L25
- [CaG90] J.N. Capdevielle, P. Gabinski, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 16(1990)769
- [Cap90a] J.N. Capdevielle et al., *Proc. 21<sup>st</sup> Int. Cosmic Ray Conference*, Adelaide, (1990) HE 7.3-3
- [Cas89] G.L. Cassiday et al., *Phys. Rev. Lett.* 62(1989)383
- [Dol90] P. Doll et al., KfK-Bericht 4686, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [Dol92] P. Doll et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 342(1992)327
- [Dol94] P. Doll et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 342(1994)495
- [Dol95] P. Doll et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 367(1995)120
- [Dol02] P. Doll et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 488(2002)517
- [Dov02] M.T. Dova, to appear in *World Scientific*, astro-ph/0101379
- [Dre01] H.J. Drescher et al., *Phys. Rev.* 350(2001)93
- [Efi91] N.N. Efimov et al., *Proceedings of the Int. Symposium on Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic-Rays*, edited by M. Nagano und F. Takahara, World Scientific, Singapur 1991
- [Eng90] J. Engler et al., *Proc. 21<sup>st</sup> Int. Cosmic Ray Conference*, Adelaide, (1990) HE 7.3-2
- [Eng99] J. Engler et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 427(1999)528
- [Fer49] E. Fermi, *Phys. Rev.* Vol. 75, Num. 8, 1949, 1169-1174
- [Fow01] J.W. Fowler et al., *Astropart. Phys.* 15(2001)49
- [Fri54] M.W. Friedlander et al., 1954, *Phil. Mag.* 45, 1043
- [Fri89] M.W. Friedlander, *Cosmic Rays*, Harvard University Press (1989)

- [Gab92] P. Gabriel, Dissertation, Universität Karlsruhe (1992) und KfK-Bericht 5012
- [Gai90] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1990)
- [GEA93] GEANT: Detector Description and Simulation Tool, *CERN Program Library Long Writeup W 5013*, Application Software Group, CERN (1993)
- [Gei89] Ch. Geich-Gimbel, *Int. J. Mod. Phys. A*4(1989)1527
- [Gla59] R. Glauber, *Lectures in theoretical physics*, Vol. 1, 315; New York Interscience, 1959
- [Gni03] Th. Gnielka, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Karlsruhe
- [Gre56] K. Greisen, *Prog. Cosmic Ray Phys.* Vol. III (1956) 1
- [Gre60] K. Greisen, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 10(1960)63
- [Gre66] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16(1966)478
- [Gre97] O.A. Gress et al., *Proc. 25<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference*, Durban 4(1997)129
- [Hae96] R. Haeusler, FZKA-Report 5798B, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Hau96] A. Haungs, FZKA-Report 5845, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Hay95] N. Hayashida et al., *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 21(1995)1101
- [Hec98] D. Heck et al., FZKA-Report 6019, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Hei53] W. Heisenberg (Hrsg.), *Kosmische Strahlung: Vorträge gehalten im Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen*; 2. Aufl. Berlin, Springer Verlag, 1953
- [HeK03] D. Heck, J. Knapp,  
[http : //www – ik3.fzk.de/ ~ heck/corsika/usersguide/corsika\\_tech.html](http://www-ik3.fzk.de/~heck/corsika/usersguide/corsika_tech.html)
- [Hes12] V.F. Hess, *Phys. Z.* 13(1912)1084
- [Hil84] M. Hillas, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 22(1984)425
- [Hin02] J. Hinton et al., *Proc. Ultra High Energy Particles from Space*, Aspen 2002
- [Hoe03] J.R. Hörandel, *Astropart. Phys.* 19(2003)193
- [Hun90] D. Hungerford et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 286(1990)155
- [KaO93] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, *Phys. At. Nucl.* 56(1993)3
- [KaN57] K. Kamata, J. Nishimura, *Suppl. of the Prog. of Theo. Phys.* 4 (1957) 93
- [Khr90] G.B. Khristiansen et al., *Proc. 21<sup>st</sup> Int. Cosmic Ray Conference*, Adelaide, (1990) HE 3.5-1
- [Kla97] H.O. Klages et al., *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* 52 B(1997)92
- [Kle92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Studienbücher, ISDN 3-519-23058-5, 1992
- [Kna97] J. Knapp, FZKA-Report 5970, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Kri92] W. Kriegleder, Dissertation, Universität Karlsruhe (1992) und KfK-Bericht 5023

- [LaL83] P.O. Lagage, C.J. Lesarsky, *Astron. Astrophys.* 118(1983)223
- [Lan44] L. Landau, *J. Phys. USSR*, 8(1944)201
- [Lar01] C.G. Larsen et al., *Proc. 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference*, Hamburg 1(2001)134
- [LdA] Lexikon der Astronomie, Spektrum Akademischer Verlag; ISBN 3-8274-0575-0
- [Lin62] J. Linsley, *Phys. Rev.* 128(1962)2384
- [Lin86] J. Linsley, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 12(1986)51
- [Lin92] J. Linsley, *Nuovo Cim.* C15(1992)743
- [Lip93] P. Lipari, *Astropart. Phys.* 1(1993)195
- [Lon81] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press (1981)
- [Lon92] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press, Vol. 1+2, Cambridge, 1992
- [Mai01] G. Maier, private Mitteilung 2001
- [Mai03] G. Maier, Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe
- [Mar99] D. Martello et al., Interner Bericht KASCADE-12/99-06 51.02.03, Forschungszentrum Karlsruhe 1999
- [May90] H.J. Mayer, *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A294(1990)651
- [May92] H.J. Mayer, *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A311(1992)327
- [May93] H.J. Mayer, *Nucl. Inst. and Meth.*, A330(1993)254
- [Mil02] J. Milke, Dissertation, Universität Karlsruhe (2002)
- [Mül91] D. Müller et al., *Astroph. J.*, 374(1991)365
- [Nag92] M. Nagano et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 18(1992)423
- [Obl03] R. Obenland, Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe
- [Pen97] L. Pentchev et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A339(1997)275
- [Pen99] L. Pentchev et al., *J. Phys. G: Part. Phys.* 25(1999)1235
- [PeD01] L. Pentchev, P. Doll, *J. Phys. G: Part. Phys.* 27(2001)1459
- [Pol] Pol. Hi. Tech., 67061 Carsoli (AQ), Italien
- [Por02] H.M. Portella et al., *J. Phys. A: Math Gen.* 31(1998)6861 und H.M. Portella et al., *J. Phys. G:* 28(2002)415
- [RoG41] B. Rossi, K. Greisen, *Rev. Mod. Phys.* 13(1941)444
- [SaS83] M. Samorski, W. Stamm, *Astrophys. J.* 268(1983)L17
- [Sau77] F. Sauli, CERN Report 77-09, 1977
- [Sch94] G. Schatz et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 20(1994)1267



- [Seg90] E. Segrè, *Die großen Physiker und ihre Entdeckungen*, Bd. 2, 4.Auflage 1990, Serie Piper, ISBN 3-492-11175-0
- [Sok96] P. Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1996)
- [Sok92] P. Sokolsky, *Physics Reports* 217, Nr.5 (1992) 255
- [Ste] Steiner Group, 57335 Erndtebrück
- [SwK00] S.P. Swordy, D.B. Kieda, *Astropart. Phys.* 13(2000)137
- [Tak98] M. Takeda et al., *Phys. Rev. Lett.* 81(1998)1163
- [Tak98] Y. Takahashi, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* 60(3)(1998)83
- [Tes93] M. Teshima, *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference*, Calgary, Invited Papers, eds. D.A. Leahy et al., World Scientific (1993)257
- [Tik63] A.N. Tikhonov, *Sov. Math.* 5(1963)1035
- [Ulr03] H. Ulrich, Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe
- [UnB99] A. Unsöld, B. Baschek, *Der neue Kosmos*, 6. Auflage, ISBN 3-540-64165-3
- [Völ92] G. Völker, Dissertation, Universität Karlsruhe (1992) und KfK-Bericht 4983
- [Wal88] D.J. van der Walt, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 14(1988)105
- [Web97] J.H. Weber et al., *Proc. 25<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference*, Durban 6(1997)153
- [Web99] J.H. Weber, *Report FZKA 6339*, Forschungszentrum Karlsruhe (1999)
- [Wee69] T.C. Weekes, *High Energy Astrophysics*, Chapman and Hall Limited (1969)
- [DeW86] J.P. DeWulf et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 252(1986)443
- [www1] [http : //lowdose.org/history/full\\_timeline.html](http://lowdose.org/history/full_timeline.html)
- [Yos95] S. Yoshida et al., *Astroparticle Physics* 3(1995)105
- [Zab02] J. Zabierowski, ISVHECRI 2002, Genf
- [ZaK66] G.T. Zatsepin, V.A. Kuz'min, *JETP* 4(1966)78

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Differentielles Energiespektrum der kosmischen Strahlung . . . . .	6
2.2	Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung . . . . .	8
2.3	Hillas-Diagramm . . . . .	12
4.1	Schematische Darstellung des KASCADE Experiments . . . . .	24
4.2	Detektorstation des Arrays . . . . .	25
4.3	Draufsicht eines $\mu$ -Detektors des Arrays . . . . .	26
4.4	Myonzahl des Arrays $\lg(N_\mu^{tr})$ (Meßdaten) . . . . .	29
4.5	Zentraldetektor des KASCADE Experiments . . . . .	30
5.1	Schematische Darstellung des Myonspurdetektors . . . . .	34
5.2	Querschnitt eines Detektorteleskops . . . . .	35
5.3	Mittlere Clusterbreite in Abhängigkeit von $r$ . . . . .	39
7.1	Verhalten der NKG-Funktion . . . . .	44
7.2	Schaueralter der Myonkomponente . . . . .	45
7.3	Mittleres Schaueralter der Myonkomponente . . . . .	46
7.4	Abstandsberechnung in Schauerkoordinaten . . . . .	47
7.5	Sensitive Detektorfläche . . . . .	48
7.6	Nachweiseffizienz der oberen Ebenen des Myonspurdetektors (tageweise) . . . . .	50
7.7	Nachweiseffizienz der drei Ebenen von Teleskop 12 . . . . .	51
7.8	Mittlere Einzeleffizienzen des Myonspurdetektors . . . . .	52
7.9	Mittlere Clusterbreite in Abh. von $r$ (QGSJet, Protonen) . . . . .	54
7.10	Lateralverteilungen der Meßdaten für $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ . . . . .	56
7.11	$R_M$ und $s$ der Lateralverteilungen aus Meßdaten . . . . .	57
7.12	Steigungsparameter $s$ der Lateralverteilungen aus Meßdaten . . . . .	58
7.13	Lateralverteilungen von QGSJet (Protonen) für $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ . . . . .	59
7.14	$R_M$ und $s$ für Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet, Protonen) . . . . .	60
7.15	Steigungsparameter $s$ für Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet, Protonen) . . . . .	60
7.16	Lateralverteilungen von QGSJet (Eisen) für $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ . . . . .	61
7.17	$R_M$ und $s$ für Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet, Eisen) . . . . .	62

7.18	Steigungsparameter $s$ für Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet, Eisen) . . . . .	62
7.19	Lateralverteilungen von NEXUS (Protonen) für $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ . . . . .	63
7.20	$R_M$ und $s$ für Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS, Protonen) . . . . .	64
7.21	Steigungsparameter $s$ für Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS, Protonen) . . .	64
7.22	Lateralverteilungen von NEXUS (Eisen) für $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ . . . . .	65
7.23	$R_M$ und $s$ für Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS, Eisen) . . . . .	66
7.24	Steigungsparameter $s$ für Monte-Carlo-Simulationen (NEXUS, Eisen) . . . . .	66
7.25	Vergleich der Steigungsparameter $s$ aus Meßdaten und Monte-Carlo-Simulationen (QGSJet, NEXUS) . . . . .	67
7.26	Berechnung der relativen Häufigkeiten . . . . .	69
7.27	Relative Häufigkeit für QGSJet und NEXUS . . . . .	70
7.28	Mittlere logarithmische Masse ( $\langle A_H \rangle=1$ , $\langle A_{Fe} \rangle=56$ ) . . . . .	71
7.29	Mittlere logarithmische Masse ( $\langle A_H \rangle=3$ , $\langle A_{Fe} \rangle=40$ ) . . . . .	72
8.1	Definition von Radial- und Tangentialwinkel . . . . .	75
8.2	Tangentialwinkelverteilung; $\sigma_\tau$ in Abhängigkeit von $\lg(N_\mu^{tr})$ . . . . .	76
8.3	CORSIKA: $\sigma_\tau^{CORSIKA}$ und Winkeldifferenz in Abhängigkeit von $E_\mu$ . . . . .	77
8.4	Radialwinkelverteilungen verschiedener $\lg(N_\mu^{tr})$ (Daten) . . . . .	79
8.5	Mittlerer Radialwinkel in Abhängigkeit von $\lg(N_\mu^{tr})$ (Daten, QGSJet) . . . . .	80
8.6	Mittlerer Radialwinkel in Abhängigkeit von $\lg(N_\mu^{tr})$ (Daten, NEXUS) . . . . .	81
8.7	Mittlere log. Masse aus mittleren $\rho$ ( $\langle A_H \rangle=3$ , $\langle A_{Fe} \rangle=40$ ) . . . . .	83
8.8	$\rho$ -Verteilungen (Daten, QGSJet; Daten, NEXUS) . . . . .	85
8.9	$\rho$ -Verteilungen; gewichtete, addierte Monte-Carlo-Verteilungen . . . . .	86
8.10	Mittlere logarithmische Masse aus $\rho$ -Verteilungen ( $\langle A_H \rangle=3$ , $\langle A_{Fe} \rangle=40$ ) . . .	87
8.11	Vergleich der $\rho$ -Verteilungen im Bereich $18^\circ < \Theta < 24^\circ$ . . . . .	88
8.12	Schematische Darstellung des Fehlers der Myonproduktionshöhe . . . . .	90
8.13	Mittlere Höhe in Abhängigkeit von $\lg(N_\mu^{tr})$ (Daten, QGSJet) . . . . .	91
8.14	Mittlere Höhe in Abhängigkeit von $\lg(N_\mu^{tr})$ (Daten, NEXUS) . . . . .	92
8.15	Produktionshöhenverteilungen . . . . .	94
8.16	Produktionshöhenverteilungen; gewichtet, addierte Monte-Carlo-Simulationen	95
8.17	US-Standardatmosphäre . . . . .	98
8.18	Mittlere senkr. atmosph. Tiefe in Abhängigkeit von $\lg(N_\mu^{tr})$ (Daten, QGSJet)	99
8.19	Mittlere senkr. atmosph. Tiefe in Abhängigkeit von $\lg(N_\mu^{tr})$ (Daten, NEXUS) .	100
8.20	Mittlere log. Masse aus mittleren Prod.tiefen ( $\langle A_H \rangle=3$ , $\langle A_{Fe} \rangle=40$ ) . . . . .	101
8.21	Produktionstiefenverteilungen . . . . .	102
8.22	Produktionstiefenverteilungen; gewichtete, addierte Monte-Carlo-Simulationen	103
8.23	Vgl. Schauermaximum-Myonproduktionstiefe . . . . .	105
9.1	Mittlere logarithmische Masse - Vergleich (QGSJet) . . . . .	108

1	Lateralverteilungen der Meßdaten . . . . .	112
2	Lateralverteilungen von QGSJet (Protonen) . . . . .	113
3	Lateralverteilungen von QGSJet (Eisen) . . . . .	114
4	Lateralverteilungen von NEXUS (Protonen) . . . . .	115
5	Lateralverteilungen von NEXUS (Eisen) . . . . .	116
6	Vergleich der Steigungsparameter von QGSJet und NEXUS . . . . .	117
7	Vergleich der Steigungsparameter von Daten und QGSJet . . . . .	118
8	Vergleich der Steigungsparameter von Daten und NEXUS . . . . .	119
9	Mittlerer Radialwinkel in Abhängigkeit von $\lg(N_\mu^{tr})$ (QGSJet) . . . . .	120
10	Mittlerer Radialwinkel in Abhängigkeit von $\lg(N_\mu^{tr})$ (NEXUS) . . . . .	121
11	Vergleich der $\rho$ -Verteilungen der WW-Modelle bei $ \tau  < 0.7^\circ$ . . . . .	122
12	Vergleich der $\rho$ -Verteilungen der WW-Modelle bei $ \tau  < 2^\circ$ . . . . .	123
13	Radialwinkelverteilungen der Meßdaten . . . . .	124
14	Radialwinkelverteilungen von QGSJet (Protonen) . . . . .	125
15	Radialwinkelverteilungen von QGSJet (Eisen) . . . . .	126
16	Radialwinkelverteilungen von NEXUS (Protonen) . . . . .	127
17	Radialwinkelverteilungen von NEXUS (Eisen) . . . . .	128
18	Mittlere senkrechte Höhe in Abhängigkeit von $\lg(N_\mu^{tr})$ . . . . .	129
19	Mittlere senkrechte Höhe in Abhängigkeit von $\lg(N_\mu^{tr})$ . . . . .	130
20	Mittlere atmosph. Tiefe in Abhängigkeit von $\lg(N_\mu^{tr})$ (QGSJet) . . . . .	131
21	Mittlere atmosph. Tiefe in Abhängigkeit von $\lg(N_\mu^{tr})$ (NEXUS) . . . . .	132
22	Mittlere logarithmische Masse - Vergleich (NEXUS) . . . . .	133

# Tabellenverzeichnis

4.1	Charakteristische Größen der KASCADE-Detektorkomponenten . . . . .	24
5.1	Charakteristische Größen des Myonspurdetektors . . . . .	35
8.1	Parameter zur Berechnung der Massenbelegung der Erdatmosphäre . . . . .	97