

---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
in der Helmholtz-Gemeinschaft

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 6795

**Test hadronischer  
Wechselwirkungsmodelle  
mittels Untersuchung der  
hadronischen Komponente  
ausgedehnter Luftschauer**

**J. Milke**

**Institut für Kernphysik**

**Januar 2003**

---



Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6795

Test hadronischer Wechselwirkungsmodelle  
mittels Untersuchung der  
hadronischen Komponente  
ausgedehnter Luftschauer

J. Milke

Institut für Kernphysik

Zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften von der  
Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2003

Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor  
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe  
Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft  
Deutscher Forschungszentren (HGF)  
ISSN 0947-8620

## **Test hadronischer Wechselwirkungsmodelle mittels Untersuchung der hadronischen Komponente ausgedehnter Luftschauer**

Bei Energien größer als 100 TeV wird der Fluß der kosmischen Strahlung so gering, daß derzeit keine direkten Messungen oberhalb der Erdatmosphäre möglich sind. Bei höheren Energien kommen erdgebundene Detektoren zum Nachweis der ausgedehnten Luftschauer, die durch die Teilchen der kosmischen Strahlung ausgelöst werden, zum Einsatz. Die Interpretation dieser Messungen basiert auf dem Vergleich mit Luftschauersimulationen. Zur Beschreibung der auftretenden hadronischen Wechselwirkungen werden Modelle eingesetzt, die in Kinematik- und Energiebereiche jenseits der an Beschleunigern heute verfügbaren Bereiche extrapolieren müssen. Dies führt zu Unsicherheiten in den Simulationen und damit bei der Interpretation von Luftschauermessungen. Zum Testen der in dem Luftschauersimulationsprogramm CORSIKA verfügbaren hadronischen Wechselwirkungsmodelle DPMJET II.5, NEXUS 2 und QGSJET 98 werden verschiedene hadronische Observablen sowie ihre Korrelationen mit der Myon- und Elektronzahl der Luftschauer untersucht. Der Vergleich der Messungen des Luftschauerexperiments KASCADE mit Simulationen primärer Protonen und Eisenkerne ergibt für QGSJET die beste Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation. NEXUS zeigt Probleme mit der Korrelation zwischen Hadronen und Elektronen. Bei gegebener Elektronzahl wird die Hadronkomponente unterschätzt. DPMJET sagt eine zu späte Schauerentwicklung vorher. Dies führt zu einer Überschätzung der hadronischen und elektromagnetischen Komponenten bei fester Myonzahl.

## **Test of Hadronic Interaction Models by Investigation of the Hadronic Component of Extensive Air Showers**

At energies larger than 100 TeV the flux of cosmic rays becomes so small that direct measurements above the atmosphere are currently not possible. At higher energies ground based detector stations are used to measure the extensive air showers (EAS) induced by the primary cosmic rays. The interpretation of these measurements is based on the comparison with EAS simulations. The hadronic interactions are described by models which have to extrapolate to kinematical and energy ranges beyond the limits of present accelerator experiments. This extrapolation causes uncertainties in the simulations and in the interpretation of EAS measurements. For testing the hadronic interaction models DPMJET II.5, NEXUS 2, and QGSJET 98 in the EAS simulation program CORSIKA several hadronic observables as well as their correlations with the number of muons and electrons of EAS are investigated. The comparison of measurements of the EAS experiment KASCADE with simulations of primary protons and iron nuclei shows a good agreement between measurement and simulation in case of QGSJET. NEXUS shows problems in the correlation of the hadronic and the electromagnetic EAS components. For a fixed electron number the hadronic component is underestimated. DPMJET predicts a too late shower development in the atmosphere. This results in an overestimation of the hadronic and electromagnetic components at a fixed number of muons.

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer</b>	<b>3</b>
1.1 Kosmische Strahlung . . . . .	3
1.2 Ausgedehnte Luftschauer . . . . .	8
1.3 Hadronische Wechselwirkungen . . . . .	12
1.3.1 Allgemeines zu hadronischen Wechselwirkungen . . . . .	13
1.3.2 Modellierung hadronischer Wechselwirkungen . . . . .	15
<b>2 Das Experiment KASCADE</b>	<b>18</b>
2.1 Der Zentraldetektor . . . . .	19
2.1.1 Das Hadronkalorimeter . . . . .	19
2.1.2 Triggerebene und Top-Cluster . . . . .	27
2.1.3 Vieldrahtproportionalkammern und Streamerröhren . . . . .	28
2.2 Das Detektorarray . . . . .	29
2.2.1 Der Myontunnel . . . . .	30
2.3 KASCADE-Grande . . . . .	31
<b>3 Analyse der Daten</b>	<b>33</b>
3.1 Meßdaten . . . . .	34
3.1.1 Detektorüberwachung . . . . .	35
3.1.2 Langzeitstabilität . . . . .	37
3.1.3 Räumliche Homogenität . . . . .	38
3.2 Simulation . . . . .	39
3.2.1 Luftschauersimulation . . . . .	40
3.2.2 Detektorsimulation . . . . .	41
3.2.3 Einfluß der Spektralindizes . . . . .	42

3.3	Rekonstruktion . . . . .	45
3.3.1	Kalorimeter . . . . .	45
3.3.2	Detektorarray . . . . .	52
3.4	Selektion der Daten . . . . .	53
<b>4</b>	<b>Vergleich der Wechselwirkungsmodelle</b>	<b>56</b>
4.1	Schauergrößen . . . . .	56
4.1.1	NEXUS im Vergleich zu QGSJET . . . . .	58
4.1.2	DPMJET im Vergleich zu QGSJET . . . . .	59
4.2	Hadronverteilungen . . . . .	61
4.2.1	Hadronlateralverteilung . . . . .	62
4.2.2	Hadronenergiespektren . . . . .	65
<b>5</b>	<b>Test hadronischer Wechselwirkungsmodelle</b>	<b>68</b>
5.1	Energieeichung der Schauergrößenintervalle . . . . .	69
5.2	Schauergrößenkorrelationen . . . . .	71
5.2.1	Abhängigkeit von der Myonzahl . . . . .	71
5.2.2	Abhängigkeit von der Elektronzahl . . . . .	75
5.2.3	Abhängigkeit von Anzahl und Energiesumme der Hadronen . . . . .	79
5.2.4	Häufigkeitsverteilungen von Schauergrößen . . . . .	80
5.2.5	Zusammenfassung der Schauergrößenkorrelationen . . . . .	84
5.3	Lateralverteilungen der Hadronen . . . . .	85
5.4	Energiespektren der Hadronen . . . . .	91
5.4.1	Energiebruchteile der Hadronen . . . . .	94
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>97</b>
	<b>Anhang</b>	<b>I</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>III</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>V</b>

# Einleitung

---

Die *Astroteilchenphysik* verbindet die Physik der ganz großen Strukturen – Sterne, Galaxien und das Universum insgesamt – mit der Physik der ganz kleinen Strukturen – den Elementarteilchen. Ein Beispiel für diese Verbindung ist die kosmische Strahlung. Angefangen von der Produktion der schweren Elemente in Sternen über die charakteristische Veränderung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung durch Wechselwirkungen mit dem interstellaren Medium bis hin zur Entwicklung ausgedehnter Luftschauer in der Atmosphäre spielen teilchenphysikalische Aspekte eine wichtige Rolle.

Auch historisch zeigt sich eine enge Verknüpfung der beiden Gebiete der Physik mittels der kosmischen Strahlung. Im Jahre 1912 stellte V. Hess [Hess 12] bei Ballonaufstiegen fest, daß die Ionisation der Luft mit zunehmender Höhe ansteigt und nicht, wie man erwarten würde, wenn die Radioaktivität aus der Erdkruste die alleinige Ursache wäre, abnimmt. Er schloß daraus, daß die Erde von einer durchdringenden Strahlung aus dem Weltraum getroffen wird. In der Folgezeit war diese kosmische Strahlung bzw. die in den Luftschauern entstehenden Sekundärteilchen eine wichtige Quelle für teilchenphysikalische Experimente. Zahlreiche Elementarteilchen (z.B. Positron, Myonen, Pionen) wurden auf diese Art entdeckt und untersucht, bevor – etwa ab 1950 – Teilchenbeschleuniger zur Verfügung standen, die in Verbindung mit zunehmend aufwendigeren Detektorsystemen immer genauere Messungen der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen ermöglichten.

Parallel zu dieser Entwicklung verschob sich der Schwerpunkt der Erforschung der kosmischen Strahlung auf die Quellen und den Transport der Teilchen zur Erde. Das Flußspektrum der kosmischen Strahlung ist heute über viele Größenordnungen der Energie vom MeV-Bereich bis über  $10^{20}$  eV vermessen. Bis zu Energien von einigen  $10^{14}$  eV kennt man aus direkten Messungen oberhalb der Atmosphäre die Elementzusammensetzung. Bei höheren Energien wird allerdings der Fluß der kosmischen Strahlung so gering, daß derzeit keine direkten Messungen möglich sind. Man ist dann auf erdgebundene Experimente angewiesen, bei denen die ausgedehnten Luftschauer, die sich in der Atmosphäre ausbilden, nachgewiesen werden.

Der Nachweis der kosmischen Strahlung mittels der Luftschauer stellt nun einerseits eine Herausforderung dar, da man von den gemessenen Sekundärteilchen auf die Energie und die Masse des Primärteilchens schließen muß. Dazu ist ein möglichst präzises Verständnis der Wechselwirkungen der Teilchen in der Atmosphäre notwendig. Während elektromagnetische Prozesse im Rahmen der Quantenelektrodynamik berechnet werden können, sind die auftretenden hadronischen Wechselwirkungen bisher nur unzureichend verstanden und führen so zu Unsicherheiten bei der Interpretation von Luftschauermessungen. Andererseits bieten ausgedehnte Luftschauer die Möglichkeit, durch Vergleich von Messung und Simulation die Modelle zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen zu testen.

Luftschauermessungen liefern dabei zu Beschleunigern komplementäre Informationen, da für die Luftschauerentwicklung der extreme Vorwärtsbereich der Wechselwirkungen in eher peripheren Stößen von Bedeutung ist, während Beschleunigerexperimente bevorzugt zentrale Kollisionen mit großem Transversalimpuls der erzeugten Teilchen erfassen. Außerdem treten in der kosmischen Strahlung Teilchen mit Energien weit oberhalb der von Beschleunigern erreichbaren Werte auf. Die höchste derzeit an Beschleunigern verfügbare Schwerpunktenergie (Tevatron/Fermilab) beträgt  $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ . Dies entspricht der Primärenergie eines Protons der kosmischen Strahlung von  $E_0 = 1.7 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ , also noch unterhalb des Knies.

Das Experiment KASCADE kombiniert beide Aspekte der Luftschauermessung, d.h. Bestimmung des Primärteilchens im Energiebereich von einigen  $10^{14} \text{ eV}$  bis etwa  $10^{17} \text{ eV}$  und den Test der Luftschauersimulationen. Dies ist möglich durch die simultane Messung der elektromagnetischen, der myonischen und der hadronischen Komponenten. Für den Test der Simulationen besonders wichtig ist die orts- und energieauflösende Messung der einzelnen Hadronen im Zentrum der Schauer.

Zielsetzung der vorliegenden Arbeit ist es, das für die Interpretation der Messungen verwendete Luftschauersimulationsprogramm und insbesondere die zur Beschreibung der hadronischen Reaktionen eingesetzten Wechselwirkungsmodelle zu testen. Es werden die Modelle QGSJET, NEXUS und DPMJET untersucht. Zum Testen werden einerseits die Korrelationen zwischen verschiedenen globalen Schauergrößen und andererseits Orts- und Energieverteilungen der Hadronen in Intervallen der Schauergrößen betrachtet. Für die Hadronen werden dabei verschiedene Energieschnitte verwendet. Durch Vergleich der Lage der Meßdaten relativ zu den Simulationsergebnissen für primäre Protonen bzw. Eisenkerne als Extrema der möglichen Primärmassen kann die Zuverlässigkeit des jeweiligen hadronischen Wechselwirkungsmodells beurteilt werden.

In Kapitel 1 soll zunächst ein kurzer Überblick über die kosmische Strahlung und ihre Wechselwirkungen mit der Atmosphäre gegeben werden, gefolgt von einer Beschreibung des KASCADE-Experiments (Kapitel 2). Anschließend werden die verwendeten Meßdaten, die Simulationsprogramme sowie die Rekonstruktionsalgorithmen vorgestellt. Weiterhin erfolgt eine Diskussion verschiedener systematischer Effekte. In Vorbereitung auf den eigentlichen Test werden in Kapitel 4 die Vorhersagen der verschiedenen Wechselwirkungsmodelle in Abhängigkeit von der Primärenergie miteinander verglichen. Kapitel 5 befaßt sich schließlich mit dem Vergleich der gemessenen und simulierten Verteilungen und deren Interpretation im Hinblick auf eine möglichst korrekte Beschreibung der Natur durch die Modelle.

# 1

## Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer

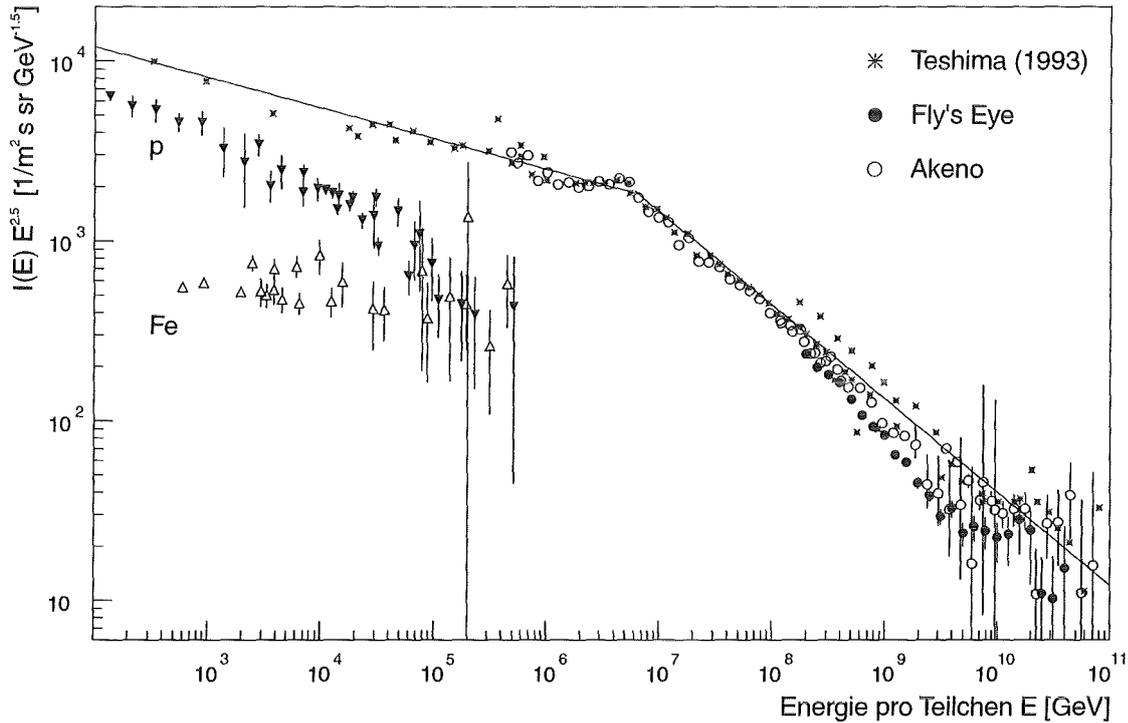
---

Ein großer Teil unseres Wissens über das Weltall wurde durch optische Beobachtungen erworben, d.h. durch die Messung der die Erde erreichenden Photonen. Nachdem bis Mitte des 20. Jahrhunderts nur der sichtbare Wellenlängenbereich zugänglich war, wurden durch neue Meßinstrumente und schließlich unter Umgehung der Absorption in der Erdatmosphäre durch Experimente auf Satelliten immer größere Wellenlängenbereiche erschlossen. Heute können praktisch alle Photonenergien vom Radiobereich bis hin zu hochenergetischen Gammaquanten im TeV-Bereich erfaßt werden. Neben den Photonen erreicht aber auch eine hochenergetische Teilchenstrahlung die Erde. Diese Teilchen sind die einzige Materie, die von außerhalb des Sonnensystems kommend auf der Erde direkt gemessen werden kann. Sie bieten einen alternativen Zugang zur Erforschung der Vorgänge im Universum und sind daher von großem astrophysikalischem Interesse.

Im weitesten Sinne könnte man jede die Erde erreichende Strahlung – alle Wellenlängenbereiche der elektromagnetischen Strahlung, Neutrinos, Gravitationswellen und die Teilchenstrahlung – als kosmische Strahlung bezeichnen. Üblicherweise wird der Begriff *kosmische Strahlung* jedoch nur für hochenergetische, geladene Teilchen verwendet. In den folgenden Abschnitten soll kurz der Kenntnisstand bzgl. der kosmischen Strahlung, ihrer Wechselwirkung mit der Atmosphäre der Erde und der dabei auftretenden hadronischen Wechselwirkungen dargestellt werden.

### 1.1 Kosmische Strahlung

Die Atmosphäre der Erde wird kontinuierlich von einem Strom hochenergetischer Teilchen aus dem Weltraum getroffen. Es erreichen etwa  $1000 \text{ Teilchen}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  die Atmosphäre [Gaisser 90]. Direkte Messungen der kosmischen Strahlung bei Primärenergien  $E_0 < 10^{14} \text{ eV}$  ergeben eine Zusammensetzung aus ungefähr 98 % Protonen und vollständig ionisierten Atomkernen sowie etwa 2 % Elektronen. Die Protonen und Kerne teilen sich auf in 87 % Protonen, 12 % Helium und 1 % schwerere Kerne [Longair 92,94]. Die Energien der Teilchen überdecken von  $10^6 \text{ eV}$  bis über  $10^{20} \text{ eV}$  mehr als 14 Größenordnungen. Bis zu Energien von 1 GeV stammen die Teilchen hauptsächlich aus dem Sonnenwind, bei höheren Energien sind sie extrasolaren Ursprungs. Der Fluß der Teilchen wird bis zu Energien von 10 GeV durch die Aktivität der Sonne beeinflusst. Oberhalb dieser Energie mißt man direkt den Fluß der extrasolaren kosmischen Strahlung.



**Abbildung 1.1: Flußspektrum der kosmischen Strahlung.** Zur Verdeutlichung der Strukturen ist der differentielle Fluß  $I(E)$  mit  $E^{2.5}$  multipliziert. Die Daten stammen aus einer Zusammenstellung von Teshima [Teshima 93] sowie von den Experimenten Fly's Eye [Bird 93] und AGASA [Chiba 92] in Akeno [Nagano 92, Yoshida 95]. Für Energien unterhalb  $5 \cdot 10^{14}$  eV sind zusätzlich direkte Messungen der Flüsse von Protonen [Ryan 72, Ivanenko 93, Asakimori 93, Zatsepin 93] und Eisenkernen [Müller 91, Engelmann 90, Ivanenko 93, Asakimori 93a] gezeigt. (Abbildung nach [Knapp 97])

Das Flußspektrum der kosmischen Strahlung im Energiebereich von 100 GeV bis  $10^{11}$  GeV ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Es läßt sich im gesamten Energiebereich durch ein Potenzgesetz beschreiben:

$$I(E) \propto E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

Es handelt sich also um ein nicht-thermisches Spektrum. Da der Fluß mit der Teilchenenergie sehr steil abfällt,<sup>1</sup> sind die gemessenen Werte mit  $E^{2.5}$  multipliziert aufgetragen, um evtl. vorhandene Strukturen im Flußspektrum zu verdeutlichen. Die auffälligste Struktur ist die Änderung des Spektralindex von  $\gamma \approx 2.7$  nach  $\gamma \approx 3.1$  bei einer Energie von etwa  $3 - 5 \cdot 10^{15}$  eV, das sogenannte *Knie* im Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Die Ursache des Knies ist bis heute nicht abschließend geklärt. Gängige Vorstellungen gehen davon aus, daß bei der Beschleunigung der Teilchen eine bestimmte Maximalenergie – proportional zur Kernladungszahl  $Z$  des zu beschleunigenden Teilchens – erreicht wird, oder daß beim Transport – ebenfalls  $Z$ -abhängig – Teilchen oberhalb einer bestimmten Energie die Galaxis verlassen können. Dies führt zu einem Abknicken der Spektren der einzelnen Elemente bei Energien von  $Z \cdot E_{\text{Knie}}^{\text{Proton}}$ . Die Summe aller Einzelspektren könnte

<sup>1</sup>Im gezeigten Energiebereich (9 Größenordnungen) nimmt er um mehr als 25 Größenordnungen ab.

den beobachteten Knick im Gesamtfluß beschreiben.

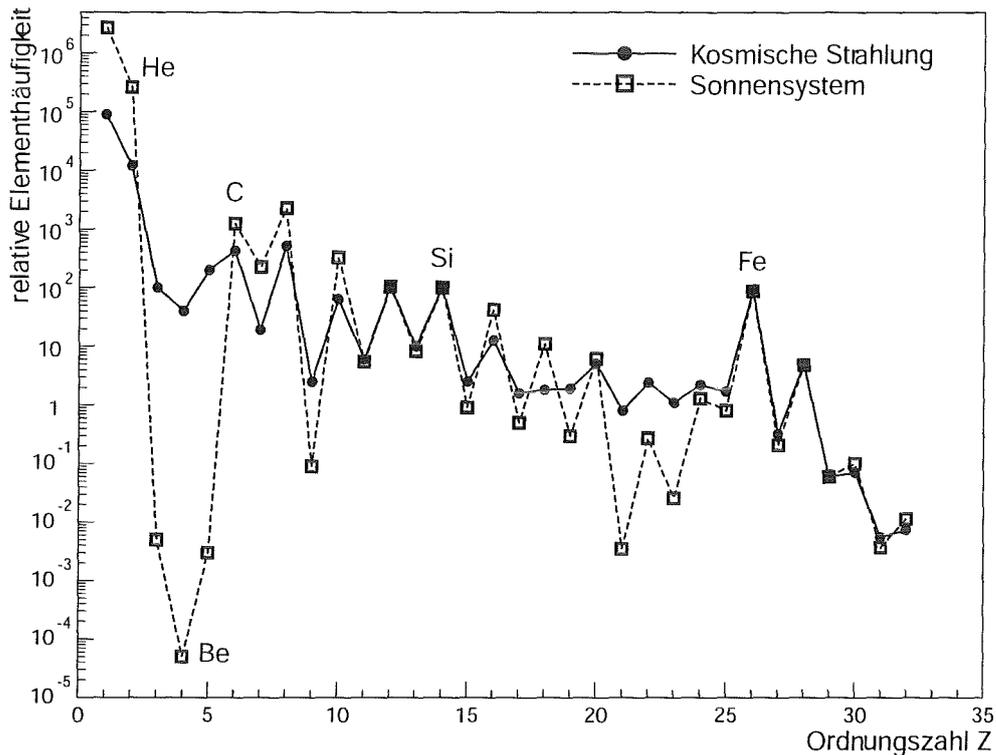
Bei den höchsten Energien deutet sich eine weitere Struktur an, der sogenannte *Knöchel*. Als Ursache hierfür käme der *Greisen-Zatsepin-Kuz'min-Cutoff* in Frage [Greisen 66, Zatsepin 66]. Bei Energien oberhalb von  $5 \cdot 10^{19}$  eV reicht die Schwerpunktennergie bei Stößen der Teilchen der kosmischen Strahlung mit den Photonen der 2.7 K-Hintergrundstrahlung aus, Pionen zu erzeugen. In der Folge verlieren diese hochenergetischen Teilchen sehr schnell Energie und sollten sich bei Energien unterhalb der Energieschwelle ansammeln. Teilchen, die die Erde mit höherer Energie erreichen, müssen aus der näheren galaktischen Umgebung (Entfernungen bis 30 Mpc [Longair 92,94]) stammen.

Die Energiedichte der kosmischen Strahlung innerhalb der Galaxis beträgt etwa  $1 \text{ eV/cm}^3$  und ist damit von der gleichen Größenordnung wie die Energiedichte des galaktischen Magnetfelds ( $0.2 \text{ eV/cm}^3$ ), des Lichts der Sterne ( $0.3 \text{ eV/cm}^3$ ) oder der Mikrowellenhintergrundstrahlung ( $0.3 \text{ eV/cm}^3$ ) [Longair 92,94]. Aufgrund der Ablenkung der Teilchen im galaktischen Magnetfeld gibt die Einfallsrichtung keinerlei Hinweise auf den Ursprungsort der Teilchen. Die Anisotropie der kosmischen Strahlung für Energien bis  $10^{14}$  eV ist kleiner als 0.1 % [Hillas 84]. Erst bei sehr hohen Energien, wenn der gyromagnetische Radius der Teilchen ungefähr der Dicke der galaktischen Scheibe entspricht, bleibt ein Teil der Richtungsinformation erhalten.<sup>2</sup> Bei den höchsten Energien wird die magnetische Steifigkeit der Teilchen so groß, daß sie kaum noch abgelenkt werden und die Erde nahezu aus Richtung der Quelle erreichen.

Die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung – bis zu Energien von etwa  $10^{14}$  eV mit Experimenten auf hochfliegenden Ballonen oder Satelliten gemessen – ist den Elementhäufigkeiten in der näheren galaktischen Umgebung insgesamt sehr ähnlich (siehe Abbildung 1.2). Insbesondere ist der gerade-ungerade-Effekt der Stabilität der Kerne in beiden klar ersichtlich. Es treten jedoch einige signifikante Unterschiede auf. Die leichten Elemente Wasserstoff und Helium sind in der kosmischen Strahlung deutlich seltener als im Sonnensystem. Die Ursache hierfür ist nicht abschließend geklärt. Einerseits könnten die hohen Ionisationsenergien der beiden Elemente eine effektive Injektion in den Beschleunigungsprozeß verhindern, andererseits könnte es aber auch auf Unterschiede in der Elementzusammensetzung der Quelle hinweisen [Gaisser 90]. Dagegen ist die stark überhöhte Häufigkeit der Elemente Li, Be und B bzw. Sc, Ti, V, Cr und Mn in der kosmischen Strahlung gut verstanden. Während die genannten Elemente in Sternen nur in sehr geringer Menge erzeugt werden, entstehen sie bei Wechselwirkungen der in der kosmischen Strahlung häufigen Elemente C und O bzw. Fe mit dem interstellaren Medium durch Spallation. Mit Hilfe der bekannten Spallationsquerschnitte läßt sich folgern, daß die kosmische Strahlung bei einer Energie von 1 GeV/Nukleon zwischen Quelle und Erde etwa  $10 \text{ g/cm}^2$  und bei 10 GeV/Nukleon noch etwa  $4 \text{ g/cm}^2$  Materie durchquert [Ormes 83]. Betrachtet man die relativen Häufigkeiten von stabilen zu radioaktiven Isotopen, so läßt sich die Flugzeit der Teilchen auf etwa  $1.7 \cdot 10^7$  Jahre abschätzen [Garcia 77, Longair 92,94]. Die mittlere Dichte des durchflogenen Gases ergibt sich daraus zu etwa 0.2 Teilchen je  $\text{cm}^3$ . Die mittlere Dichte in der Scheibe der Galaxis beträgt dagegen ca.  $1 \text{ cm}^{-3}$ . Die Teilchen der

---

<sup>2</sup>Der gyromagnetische Radius eines  $10^{15}$  eV-Protons beträgt im galaktischen Magnetfeld ( $3 \mu\text{G}$ ) etwa 0.4 pc, bei  $E_0 = 10^{18}$  eV ca. 400 pc. Die Scheibe der Galaxis ist etwa 200 pc dick.



**Abbildung 1.2: Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung.** Dargestellt ist der Vergleich der Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung mit den Häufigkeiten in der lokalen, galaktischen Umgebung [Wefel 91]. Zur Normierung ist die Häufigkeit von Silizium jeweils gleich 100 gesetzt. (Abbildung nach [Knapp 97])

kosmischen Strahlung müssen sich daher einen Großteil ihrer Lebensdauer außerhalb der Scheibe der Galaxis in einem Bereich mit geringerer Materiedichte, dem Halo, aufhalten.

Die Lebensdauer der kosmischen Strahlung ist wesentlich größer als die Zeit für eine geradlinige Durchquerung der galaktischen Scheibe von typischerweise 1000 Jahre. Dies und die Isotropie der kosmischen Strahlung deuten darauf hin, daß deren Ausbreitung ein Diffusionsprozeß ist. Die Bewegung der Teilchen in der Galaxis wird üblicherweise durch eine Transportgleichung beschrieben [Ginzburg 64, Gaisser 90]. Diese enthält Terme zur Beschreibung der Diffusion, der Änderung der Teilchenenergie (z.B. durch Beschleunigung oder Energieverluste wie Ionisation), der Konvektion, der Quellstärke sowie der Teilchenverluste aufgrund von Zerfällen oder Kollisionen. Da die Lösung der Gleichung ein komplexes Problem ist, verwendet man häufig ein vereinfachtes Modell, das sogenannte *Leaky-Box-Modell*. Im Rahmen dieses Modells wird davon ausgegangen, daß sich die Teilchen innerhalb eines gewissen Volumens frei bewegen und mit einer bestimmten, energieabhängigen Wahrscheinlichkeit – entsprechend einer mittleren Aufenthaltsdauer  $\tau_{\text{esc}}$  – entkommen können. Der Diffusionsterm wird durch eine Konstante ( $-N/\tau_{\text{esc}}$ ) ersetzt, und Prozesse, die zu Energiegewinn oder -verlust führen, sowie Konvektion werden vernachlässigt. Unter Annahme einer zeitlich konstanten Lösung führt dies zu einer vereinfachten Gleichung.

Aus Messungen ergibt sich die mittlere Aufenthaltsdauer  $\tau_{\text{esc}}$  im Einschlußvolumen und entsprechend die mittlere zurückgelegte Wegstrecke zu

$$\lambda_{\text{esc}} \approx \begin{cases} 9.7\beta \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} & \text{für } R < 4.5 \text{ GV} \\ 23.8\beta \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \left(\frac{1}{R}\right)^\delta & \text{für } R \geq 4.5 \text{ GV} \end{cases} \quad \text{mit } \delta \approx 0.6 \quad (1.2)$$

in Abhängigkeit von der magnetischen Steifigkeit  $R$  der Teilchen [Gupta 89]. Infolge der energieabhängigen Entkommwahrscheinlichkeit unterscheiden sich die Flußspektren zwischen Quelle und Beobachter. Betrachtet man Protonen, so ist deren Wechselwirkungslänge im interstellaren Medium  $\lambda_p \approx 55 \text{ g/cm}^2$  viel größer als ihre mittlere zurückgelegte Wegstrecke  $\lambda_{\text{esc}}$ . Teilchenverluste treten daher hauptsächlich dadurch auf, daß die Teilchen das Einschlußvolumen verlassen können. In Verbindung mit dem auf der Erde gemessenen Spektralindex  $\gamma \approx -2.7$  läßt dies ein Quellspektrum proportional zu  $E^{-2.1}$  erwarten. Für Eisenkerne dagegen ist die Wechselwirkungslänge  $\lambda_{\text{Fe}} \approx 2.3 \text{ g/cm}^2$  für kleine Energien kleiner als  $\lambda_{\text{esc}}$  und Eisenkerne gehen in erster Linie – unabhängig von der Teilchenenergie – durch Wechselwirkungen mit dem interstellaren Medium verloren. Das gemessene Eisenflußspektrum sollte daher direkt das Quellspektrum widerspiegeln. Vergleiche gemessener Daten mit solchen Modellrechnungen zeigen, daß sich für alle Massengruppen für das Quellspektrum der gleiche Spektralindex  $\gamma \approx -2.1$  ergibt [Müller 91].

Mögliche Quellen der kosmischen Strahlung müssen eine Reihe an Voraussetzungen erfüllen. Sie müssen einerseits die Elementzusammensetzung erklären können und andererseits ein Energiespektrum der Teilchen proportional zu  $E^{-2.1}$  liefern. Weiterhin muß die Häufigkeit der Quellen und ihre Energieabgabe in Form von Teilchenstrahlung ausreichen, die beobachtete Energiedichte der kosmischen Strahlung von  $1 \text{ eV/cm}^3$  produzieren zu können. Die plausibelsten Kandidaten sind Supernova-Explosionen. Aus der Energiedichte der kosmischen Strahlung, ihrer mittleren Verweildauer sowie dem Volumen der Galaxis läßt sich die benötigte Leistung zur Aufrechterhaltung der Energiedichte zu  $L_{\text{CR}} \approx 5 \cdot 10^{40} \text{ erg/s}$  abschätzen [Gaisser 90, Ginzburg 64]. Bei einer beobachteten mittleren Rate von einer Supernova alle 30 Jahre in der Galaxis ergibt sich eine Leistung von  $L_{\text{SN}} \approx 3 \cdot 10^{42} \text{ erg/s}$ . Die von Supernova-Explosionen freigesetzte Energie müßte also mit einer Effizienz von wenigen Prozent in kosmische Strahlung umgesetzt werden, was einen realistischen Wert darstellt. Die Elementzusammensetzung ergibt sich in diesem Modell aus den im Vorläuferstern und in der Supernova-Explosion erzeugten Elementen.

Durch das Aufeinandertreffen der durch die Supernova ausgestoßenen Materie mit dem interstellaren Medium bildet sich eine Schockfront. Dabei laufen zwei Raumgebiete mit starken Magnetfeldern aufeinander zu. Es handelt sich um einen starken Schock, d.h. die Geschwindigkeit  $V$  der Schockfront ist viel größer als die Schallgeschwindigkeit  $c_s$  im Medium (typische Werte sind  $V \approx 10^4 \text{ km/s}$ ,  $c_s \approx 10 \text{ km/s}$  [Longair 92,94]). In diesen Schockfronten können die Teilchen der kosmischen Strahlung nach dem Prinzip der Fermibesleunigung 1. Ordnung beschleunigt werden [Gaisser 90, Bell 78]. Überqueren relativistische Teilchen die Schockfront, so stellt sich durch Streuung an magnetischen Irregularitäten im Bezugssystem der Materie hinter dem Schock erneut eine isotrope Verteilung der Geschwindigkeitsvektoren ein. Dadurch kann ein Teil der Teilchen die Schockfront erneut überqueren. Bei jedem Durchgang durch die Schockfront erfahren die Teilchen einen

Energiegewinn  $\Delta E/E \propto V/c$  ( $c$ : Lichtgeschwindigkeit).<sup>3</sup> Nach  $n$  Durchgängen durch die Schockfront haben die Teilchen die Energie  $E_0 \cdot (1 + V/c)^n$ . Die Teilchen können jedoch auch mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit  $P_{\text{esc}}$  das Beschleunigungsvolumen verlassen. Es sind daher nur noch  $N_0 \cdot (1 - P_{\text{esc}})^n$  Teilchen übrig. Unter Verwendung realistischer Annahmen für die Eigenschaften der Schockfronten von Supernovae und des interstellaren Mediums ergibt sich ein Potenzspektrum  $E^{-\alpha}$  mit  $\alpha \approx 2.1$ , also genau dem erwarteten Wert.

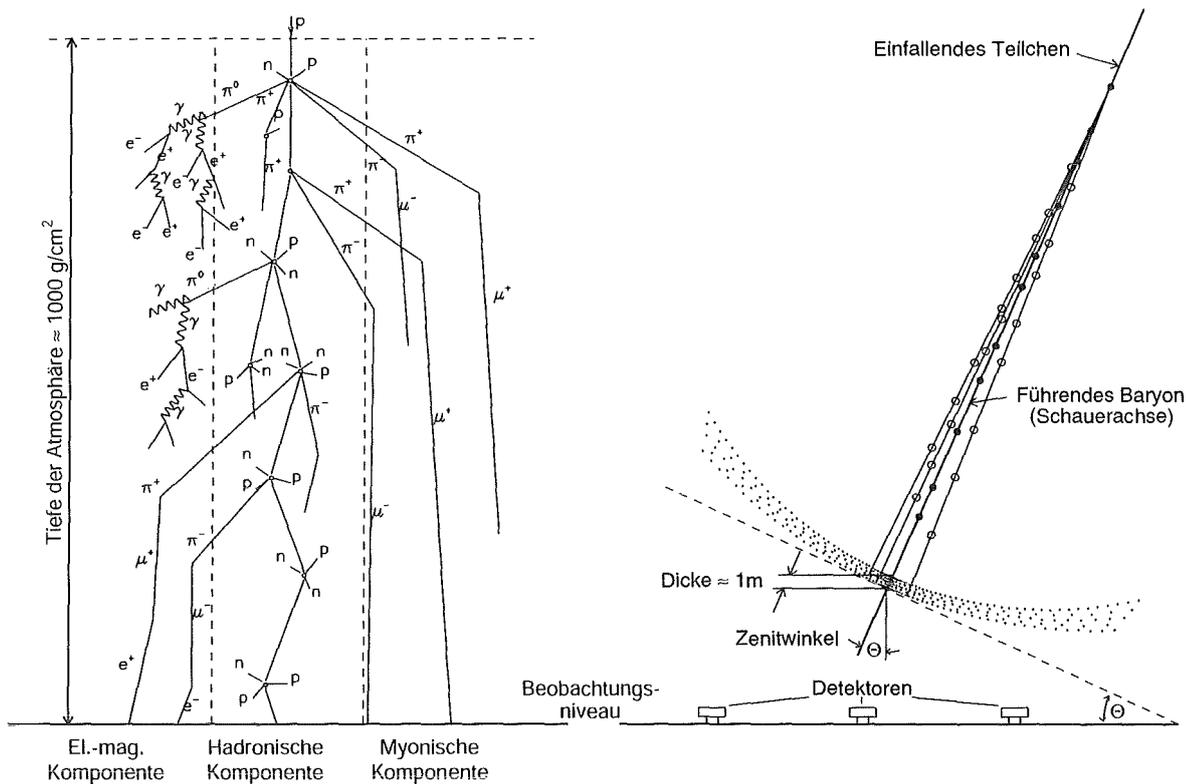
Die maximal erreichbare Energie wird durch die Dauer der Beschleunigungsphase begrenzt. Eine Supernova-Schockfront kann typischerweise 1000 Jahre lang effektiv Teilchen beschleunigen [Gaisser 90, Lagage 83]. Daraus ergibt sich für die erreichbare Energie je Nukleon ein Wert von  $E_{\text{max}} \approx Z/A \cdot 10^{14}$  eV/n für Kerne mit der Kernladungszahl  $Z$  und Massenzahl  $A$  [Lagage 83]. Explodiert die Supernova in den Wind des Vorgängersterns, erhöht sich die erreichbare Energie um einen Faktor 10–100 [Völk 88]. Der Beschleunigungsmechanismus ist also in der Lage, Teilchen bis in Energiebereiche am Knie der kosmischen Strahlung zu beschleunigen und wäre eine mögliche Erklärung für das Knie im Flußspektrum. Aufgrund der  $Z$ -Abhängigkeit der erreichbaren Maximalenergie wäre eine mit der Energie zunehmende Anreicherung schwererer Kerne in der kosmischen Strahlung oberhalb der Knie-Energie zu erwarten. Den gleichen Effekt sagt allerdings auch das oben diskutierte *Leaky-Box-Modell* vorher. Eine experimentelle Unterscheidung zwischen beiden Möglichkeiten zur Erklärung des Knies ist daher schwierig.

Für die höchsten Energien gibt es verschiedene weitere Erklärungsansätze. Beim Auftreffen stellarer Winde auf das interstellare Medium bzw. galaktischer Winde auf das intergalaktische Medium entstehen Schockfronten, die sehr lange leben und Teilchen auf Energien von  $10^{18}$  eV beschleunigen könnten. Schnell rotierende Neutronensterne wären infolge der großen auftretenden Magnetfeldstärken in der Lage, höchstenergetische Teilchen bis zu Energien von  $10^{19}$  eV zu produzieren. Einen grundlegend anderen Ansatz verfolgen die sogenannten *Top-Down-Modelle*. In diesen werden die höchstenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung durch Zerfälle kosmologischer Strings oder topologischer Defekte direkt mit ihrer beobachteten Energie erzeugt [Sigl 94].

## 1.2 Ausgedehnte Luftschauber

Oberhalb Energien von einigen  $10^{14}$  eV wird infolge des steilen Abfalls des Spektrums der Fluß der kosmischen Strahlung so gering, daß die bei Ballon- und Satellitenexperimenten realisierbaren Detektorflächen und Meßzeiten nicht mehr ausreichen, für statistisch signifikante Aussagen hinreichend viele Teilchen der kosmischen Strahlung zu messen. Bei höheren Energien ist man auf großflächige, erdgebundene Experimente angewiesen. Bei

<sup>3</sup>Die von Fermi [Fermi 49] ursprünglich vorgeschlagene Beschleunigung 2. Ordnung geht von elastischer Streuung der zu beschleunigenden Teilchen an zufällig verteilten Plasmawolken aus. Es tritt daher auch der Fall auf, daß sich Teilchen und Wolke in die gleiche Richtung bewegen und das Teilchen somit Energie verliert. Im Mittel ergibt sich nur ein Energiegewinn  $\Delta E/E \propto (V/c)^2$ . Die Effizienz dieses Beschleunigungsmechanismus reicht nicht aus, das beobachtete Flußspektrum der kosmischen Strahlung zu erklären.



**Abbildung 1.3: Schematische Darstellung eines Luftschauers.** Links ist die Schauerentwicklung mit den drei Gruppen der entstehenden Sekundärteilchen angedeutet, rechts die Ausbildung der gewölbten Schauerscheibe, die sich entlang der Schauerachse mit nahezu Lichtgeschwindigkeit ausbreitet.

diesen tritt jedoch die Schwierigkeit auf, daß man nicht mehr die Teilchen direkt, sondern nur die durch Wechselwirkungen in der Atmosphäre entstandenen Sekundärteilchen mißt. Dieses Aufschauern bietet zugleich jedoch den Vorteil, daß die aktive Fläche nicht mehr an die Detektorfläche gebunden ist. Man kann vielmehr eine große Fläche mit relativ wenigen Stützstellen erfassen.

Treffen Teilchen der kosmischen Strahlung auf die obere Atmosphäre, so wechselwirken sie mit den Atomkernen der Luftmoleküle und produzieren hochenergetische Sekundärteilchen, die erneut mit Kernen wechselwirken können. In der Folge bildet sich eine Kaskade aus zahlreichen Teilchen, die bei ausreichender Energie des Primärteilchens die Erdoberfläche erreichen und gemessen werden können. In Abbildung 1.3 ist schematisch die Entwicklung eines solchen *ausgedehnten Luftschauers* dargestellt. Die Dicke der Atmosphäre beträgt etwa  $1000 \text{ g/cm}^2$  oder 11 hadronische Wechselwirkungslängen  $\lambda_I$ . Primärteilchen mit einer Energie  $E_0 < 10^{14} \text{ eV}$  werden meist vollständig in der Atmosphäre absorbiert. Bei höheren Energien erreichen Ausläufer der Schauer den Erdboden. Das Schauermaximum liegt mit steigender Primärenergie tiefer in der Atmosphäre. Für einen vertikalen Schauer der Energie  $E_0 = 10^{15} \text{ eV}$  liegt es etwa in 5000 m Höhe, für  $E_0 = 10^{20} \text{ eV}$  erreicht es Meeressniveau [Knapp 97].

In den hadronischen Wechselwirkungen entstehen hauptsächlich Mesonen (im wesentlichen  $\pi^\pm$ ,  $\pi^0$ , in geringerem Umfang  $K^\pm$ ,  $K^0$ , ...), aber auch Baryonen ( $p$ ,  $n$ ,  $\bar{p}$ ,  $\bar{n}$ , ...). Da die meisten der erzeugten Sekundärteilchen instabil sind, hängt es vom Verhältnis der Lebensdauer<sup>4</sup> zur mittleren Flugstrecke<sup>5</sup> zwischen zwei Wechselwirkungen ab, ob ein Teilchen zerfällt oder erneut mit einem Atomkern wechselwirkt. Durch Zerfälle der instabilen Teilchen entstehen neben den Hadronen auch Elektronen und Photonen sowie Myonen. Man unterscheidet daher drei Komponenten eines ausgedehnten Luftschauers.

Die hadronische Komponente bildet gewissermaßen das Rückgrat eines Schauers. Die Hadronen dominieren die Schauerentwicklung, da sie einerseits für den Energietransport durch die Atmosphäre sorgen und andererseits ständig die anderen beiden Schauerkomponenten generieren. Auch die auftretenden Fluktuationen in der Schauerentwicklung werden durch die Fluktuationen der hadronischen Wechselwirkungen – insbesondere durch die Höhe der ersten Wechselwirkung – dominiert. Aufgrund der geringen, nur schwach energieabhängigen Transversalimpulse der Sekundärteilchen aus hadronischen Wechselwirkungen von  $\langle p_T \rangle \approx 400 \text{ MeV}/c$  bleiben die Hadronen auf ein kleines Raumgebiet ( $R < 20 \text{ m}$ ) um die Schauerachse konzentriert. Lediglich niederenergetische Hadronen, insbesondere Neutronen, können sich weiter von der Schauerachse entfernen.

Ein Teil der geladenen Mesonen zerfällt vor einer erneuten hadronischen Wechselwirkung. Die geladenen Pionen zerfallen mit einer Lebensdauer<sup>6</sup>  $\tau = 2.60 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  in Myonen und Neutrinos, die geladenen Kaonen ( $\tau = 1.24 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ ) entweder direkt in Myonen oder in geladene Pionen, die ihrerseits in Myonen zerfallen können. Aufgrund ihrer hohen kritischen Energie<sup>7</sup> in Luft von  $E_{\text{krit.}}^\mu \approx 1 \text{ TeV}$  [Groom 00] verlieren die Myonen praktisch nur durch Ionisation Energie und besitzen entsprechend eine große Reichweite. Bei hochenergetischen Myonen wird ihre Lebensdauer in Ruhe ( $\tau_0 = 2.20 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ ) durch die relativistische Zeitdilatation so stark verlängert, daß sie aus allen Höhen das Meeresniveau erreichen können. Ein Teil der niederenergetischen Myonen zerfällt jedoch in Elektronen und Neutrinos und trägt so zur elektromagnetischen Luftschauerkomponente bei. Bei einer Primärenergie von  $10^{15} \text{ eV}$  erreichen etwa 50 % der erzeugten Myonen das Beobachtungsniveau. Die hohe Reichweite der Myonen hat Auswirkungen auf die laterale und longitudinale Entwicklung der Myonkomponente eines Luftschauers. Da sie aus allen Höhen das Beobachtungsniveau erreichen, besitzen die Myonen die größte laterale Ausdehnung aller Schauerkomponenten (typischerweise 500 m). Während die Anzahl der Hadronen einerseits und die Zahl der Elektronen und Photonen andererseits nach dem Schauermaximum mit zunehmender atmosphärischer Tiefe eine annähernd exponentielle Abnahme zeigen, nimmt die Anzahl der Myonen nur sehr langsam ab. Die Messung der Myonen bietet daher den Vorteil, daß ihre Anzahl nur geringfügig von einer frühen oder späten Schauerentwicklung abhängt. Die Myonzahl ist eine Art integrale Meßgröße und bietet den direktesten Zugang zur Energie des Primärteilchens.

<sup>4</sup>Unter Berücksichtigung der relativistischen Zeitdilatation.

<sup>5</sup>Diese hängt vom Wirkungsquerschnitt des Teilchens für Stöße mit Atomkernen der Luft und der lokalen Dichte der Atmosphäre und damit von der Höhe ab.

<sup>6</sup>Alle angegebenen Lebensdauern aus [Groom 00].

<sup>7</sup>Bei Energien oberhalb der kritischen Energie dominiert der Energieverlust durch Bremsstrahlung, bei kleineren Energien Ionisationsverluste.

Aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer  $\tau_0 = 8.4 \cdot 10^{-17}$  s zerfallen die neutralen Pionen ohne weitere Wechselwirkung in zwei Photonen (Verzweigungsverhältnis 98.8 %) bzw. in ein Elektron-Positron-Paar und ein Photon (1.2 %). Diese bilden den Startpunkt für elektromagnetische Subschauer. Hochenergetische Photonen erzeugen durch Paarbildung Elektron-Positron-Paare, hochenergetische Elektronen und Positronen durch Bremsstrahlung Photonen. Dies führt zu einer exponentiellen Zunahme der Zahl elektromagnetischer Teilchen, bis die Energie der Elektronen die kritische Energie in Luft  $E_{\text{krit.}}^e \approx 80$  MeV unterschreitet. Danach überwiegen die Ionisationsverluste und die Teilchenzahl geht wieder zurück. Die auf dem Beobachtungsniveau nachweisbare elektromagnetische Luftschauerkomponente besteht aus einer Überlagerung vieler solcher Subschauer, die ständig von der hadronischen Komponente nachgeliefert werden. Die typische laterale Ausdehnung der elektromagnetischen Schauerteilchen beträgt 150 m. Aufgrund der Teilchenvervielfältigung bilden Elektronen und Photonen die zahlenmäßig größte Luftschauerkomponente.

Rein elektromagnetische Schauer lassen sich näherungsweise analytisch beschreiben. Für die Anzahl der Elektronen in einem photoninduzierten Luftschauer der Primärenergie  $E_0$  ergibt sich in Abhängigkeit der Tiefe  $t = x/X_0$  ( $X_0$ : Strahlungslänge) folgende Elektronenzahl [Greisen 56]:

$$N_e(E_0, t) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} e^{t(1 - \frac{3}{2} \ln s)} \quad (1.3)$$

Dabei sind  $\beta_0 = \ln(E_0/E_{\text{krit.}})$  und  $s = 3t/(t + 2\beta_0)$ . Der Parameter  $s$  gibt das sogenannte Schaueralter an.  $s$  nimmt mit der Eindringtiefe zu. Im Schauermaximum gilt  $s = 1$ . Für die laterale Elektronenverteilung kann ebenfalls eine analytische Funktion angegeben werden, die sogenannte NKG<sup>8</sup>-Funktion [Greisen 56, Kamata 58]:

$$\rho_e(r, E_0, t) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s) \Gamma(4.5 - 2s)} \frac{N_e(E_0, t)}{2\pi R_m^2} \left(\frac{r}{R_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{R_m}\right)^{s-4.5} \quad (1.4)$$

$R_m$  bezeichnet dabei den Molière-Radius der Elektronen in Luft. Er beschreibt die laterale Verteilung niederenergetischer Elektronen aufgrund der Vielfachstreuung. Auf Meereshöhe beträgt  $R_m$  ungefähr 80 m.

Neben den hier diskutierten, für KASCADE relevanten Luftschauerkomponenten Hadronen, Myonen und Elektronen/Photonen werden auch zahlreiche Neutrinos produziert. Hinzu kommen Quanten des sichtbaren Lichts, denn hochenergetische Teilchen, deren Geschwindigkeit die Lichtgeschwindigkeit in Luft übersteigt, strahlen Čerenkov-Licht ab, und durch Anregungen der N<sub>2</sub>-Moleküle entsteht Fluoreszenzlicht.

Bei einem typischen, vertikalen Protonschauer mit einer Primärenergie  $E_0 = 10^{15}$  eV werden ca. 80 % der Energie in der Atmosphäre absorbiert. Etwa  $5 \cdot 10^5$  Photonen,  $10^5$  Elektronen und Positronen,  $10^4$  Myonen und  $10^3$  Hadronen erreichen Meeresniveau. Die myonische Komponente trägt etwa 10 % der Gesamtenergie, die elektromagnetische 2.5 % und die Hadronen 1.5 %. Die restliche Energie wird für die Produktion von Neutrinos aufgewendet [Knapp 97].

<sup>8</sup>Benannt nach den Autoren Nishimura, Kamata und Greisen

Die Entwicklung eines Luftschauers in der Atmosphäre hängt neben der Energie  $E_0$  auch von der Massenzahl  $A$  des Primärteilchens ab. Aufgrund des bei größerem  $A$  höheren Wirkungsquerschnitts der Kerne starten eiseninduzierte Luftschauer im Mittel höher in der Atmosphäre als protoninduzierte. In einem einfachen Modell, dem *Superpositionsmodell*, können durch Kerne ausgelöste Schauer als Überlagerung von  $A$  Protonschauern mit einer Primärenergie von jeweils  $E_0/A$  beschrieben werden. Infolge des früheren Starts der Schauer liegt auch das Schauermaximum für eiseninduzierte Luftschauer höher als das für Protonen. Man erwartet daher für schwere Kerne weniger sekundäre Hadronen und Elektronen auf dem Beobachtungsniveau. Da für geladene Mesonen aufgrund der geringeren atmosphärischen Dichte in großer Höhe die Zerfallswahrscheinlichkeit erhöht ist, erwartet man dagegen für die Myonkomponente eine leichte Zunahme mit der Massenzahl des Primärteilchens. Die Lateralverteilung der einzelnen Schauerkomponenten sind für schwere Primärteilchen flacher als für Protonen. Aufgrund der Überlagerung von  $A$  Subschauern werden die auftretenden Fluktuationen in den Luftschauern mit steigender Massenzahl reduziert.

### 1.3 Hadronische Wechselwirkungen

Die Messung der kosmischen Strahlung erfolgt bei hohen Primärenergien indirekt über den Nachweis ausgedehnter Luftschauer. Die Interpretation von Luftschauermessungen erfordert dabei ein genaues Verständnis der Schauerentwicklung in der Atmosphäre. Aufgrund der Komplexität der Vorgänge existiert keine analytische Beschreibung der Luftschauer. Man verwendet daher Simulationsprogramme, die unter Verwendung von Monte-Carlo-Methoden die Produktion von Teilchen in den auftretenden Wechselwirkungen und deren Transport durch die Atmosphäre möglichst detailliert beschreiben. Elektromagnetische Prozesse wie Vielfachstreuung, Energieverluste durch Ionisation, Paarbildung, Bremsstrahlung und elektromagnetische Wechselwirkungen lassen sich im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) zuverlässig berechnen. Ebenso sind die Zerfallskanäle instabiler Teilchen und die Kinematik der Zerfallsprodukte weitgehend bekannt, so daß auch der Zerfall von Teilchen gut wiedergegeben werden kann.

Große Probleme treten jedoch bei der Modellierung der hadronischen Wechselwirkungen auf. Ursache dieser Schwierigkeiten ist die Eigenschaft der zugrundeliegenden Theorie, der Quantenchromodynamik (QCD), daß die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  vom Impulsübertrag abhängt. Während  $\alpha_s$  bei großen Impulsüberträgen klein ist und somit eine störungstheoretische Berechnung der Wechselwirkungen erlaubt, gilt bei kleinen Impulsüberträgen  $\alpha_s \approx 1$ , und es ist keine Berechnung mittels Störungstheorie mehr möglich. Allerdings sind es genau diese Reaktionen, die einen großen Teil der zur Verfügung stehenden Energie in Vorwärtsrichtung transportieren und so die Entwicklung ausgedehnter Luftschauer wesentlich bestimmen. Man verwendet daher zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen phänomenologische Modelle, die ausgehend von gemessenen Daten in Kinematik- und Energiebereiche jenseits der an Beschleunigern zugänglichen Werte extrapolieren. Die höchste an Beschleunigern derzeit für Proton-Antiproton-Reaktionen zugängliche Schwerpunktenenergie beträgt  $\sqrt{s} = 1800 \text{ GeV}$  (Tevatron/Fermilab). Dies entspricht der Primär-

energie eines Protons der kosmischen Strahlung von  $E_{\text{lab}} = 1.7 \cdot 10^{15}$  eV, also knapp unterhalb des Knies. Jedoch werden an Beschleunigern bevorzugt Reaktionen mit einem großen Impulsübertrag registriert, da Teilchen, die in die extreme Vorwärtsrichtung emittiert werden, innerhalb des Strahlrohrs den Detektor verlassen. So kann beispielsweise das CDF-Experiment am Fermilab bei  $\sqrt{s} = 1800$  GeV nur noch etwa 5% der Gesamtenergie detektieren [Knapp 97]. Heutige Beschleuniger decken daher weder den Energiebereich der kosmischen Strahlung oberhalb des Knies noch den für die Luftschauerentwicklung wichtigen Kinematikbereich der extremen Vorwärtsrichtung ab. Bei der Extrapolation der Beschleunigerdaten kommt erschwerend hinzu, daß bereits bei den gemessenen Daten Unsicherheiten auftreten. So unterscheiden sich am Tevatron gemessene Werte für den totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}$  bei einer Schwerpunktenenergie  $\sqrt{s} = 1800$  GeV in p- $\bar{p}$ -Kollisionen um 10% Prozent.<sup>9</sup>

### 1.3.1 Allgemeines zu hadronischen Wechselwirkungen

In den letzten Jahrzehnten wurde durch zahlreiche Streuexperimente an Beschleunigern unter Verwendung verschiedener Projektil- und Targetteilchen bei verschiedenen Energien ein Bild der hadronischen Wechselwirkung zusammengesetzt ([Knapp 97] und dortige Referenzen). Man unterscheidet dabei einerseits elastische Streuung, bei der die Streupartner nur abgelenkt werden und im Schwerpunktsystem keine Energie verlieren, und andererseits inelastische Reaktionen, bei denen Energie in die Produktion neuer Teilchen fließt. In einem speziellen Fall der inelastischen Wechselwirkungen werden einer oder beide Stoßpartner nur angeregt und zerfallen unter Aussendung weniger Sekundärteilchen. Diese Reaktionen zeigen eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag, die Beugungsmustern in der Optik sehr ähnlich sind. Man nennt sie deshalb *diffraktiv*.

Aus dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit dem Impulsübertrag erhält man durch Fouriertransformation die Profildfunktion  $F(s, b)$  ( $b$ : Stoßparameter) des Targets.<sup>10</sup> Für ein Proton erhält man bei kleinen Energien einen gaußförmigen Verlauf der Opazität mit einem Maximalwert von etwa 70% bei  $\sqrt{s} = 53$  GeV. Mit steigender Schwerpunktenenergie nimmt dieser Maximalwert und die Randschärfe zu, d.h. die Profildfunktion des Protons nähert sich einer schwarzen Scheibe mit scharf begrenztem Rand an. Gleichzeitig wird die Gesamtfläche größer. Erklären läßt sich dies durch die Zunahme der Anzahl der Partonen<sup>11</sup> in Projektil und Target mit der Energie. Die Partondichte in Abhängigkeit des Impulsanteils  $x$  der Partonen wurde mittels tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung am Beschleuniger HERA (DESY) gemessen. Mit zunehmender Energie werden immer kleinere Werte von  $x$  wichtig. Die Gluondichte steigt bei kleinen  $x$  sehr stark an und dominiert schließlich über die Dichte der Valenz- und Seequarks und damit auch Nukleon-Nukleon-Stöße bei höchsten Energien.

<sup>9</sup>E-710:  $\sigma_{\text{tot}} = 72.8 \pm 3.1$  mb [Amos 92]; CDF:  $\sigma_{\text{tot}} = 80.03 \pm 2.24$  mb [Abe 94]; E-811:  $\sigma_{\text{tot}} = 71.71 \pm 2.02$  mb [Avila 99]

<sup>10</sup>In der Optik ist das Beugungsmuster eines Objekts ebenfalls durch Fouriertransformation mit dessen Struktur verknüpft.

<sup>11</sup>Valenzquarks, Seequarks und Gluonen.

Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}$  ist durch die Summe über die Querschnitte aller möglichen Reaktionen gegeben. Alternativ kann man  $\sigma_{\text{tot}}$  jedoch über das optische Theorem bestimmen, das im Grenzfall hoher Energien den totalen Wirkungsquerschnitt mit dem Imaginärteil der elastischen Streuamplitude  $f(t)$  ( $t$ : Quadrat des Impulsübertrags) in Vorwärtsrichtung verknüpft:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{1}{s} \Im f(t=0) \quad (1.5)$$

Die Streuamplitude  $f(t)$  ist die Fouriertransformierte der Profillfunktion  $F(s, b)$ .

Der totale Wirkungsquerschnitt fällt mit steigender Energie zunächst ab, steigt dann aber nach Durchlaufen eines Minimums bei  $\sqrt{s} \approx 20 \text{ GeV}$  zu hohen Energien hin proportional zu  $(\ln s)^2$  an. Der Anstieg erklärt sich durch die Zunahme der Anzahl der beitragenden Partonen mit der Energie. Die Erhöhung des Wirkungsquerschnitts mit  $(\ln s)^2$  entspricht der Zunahme der von M. Froissart aus allgemeinen Annahmen abgeleiteten Obergrenze für den totalen Wirkungsquerschnitt.

Neben dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts bei hohen Energien ist auch der Anteil der Diffraktion an den hadronischen Wechselwirkungen für die Entwicklung von ausgedehnten Luftschauern von besonderer Wichtigkeit, da die Reaktionsprodukte aus diffraktiven Wechselwirkungen einen Großteil der Energie in Vorwärtsrichtung transportieren. Man unterscheidet Projektildiffraktion, Targetdiffraktion und doppelt-diffraktive Reaktionen, je nachdem ob Projektil, Target oder beide angeregt werden und unter Aussendung weniger Sekundärteilchen zerfallen.

Bei nicht-diffraktiven, inelastischen Wechselwirkungen werden sowohl Projektil als auch Target aufgebrochen und die gesamte Schwerpunktenenergie steht für die Teilchenproduktion zur Verfügung. Die mittlere Multiplizität der erzeugten Sekundärteilchen steigt dabei nur langsam mit der Schwerpunktenenergie an und läßt sich gemäß  $\langle n_{\text{ch}} \rangle = -7 + 7.2 \cdot s^{0.127}$  parametrisieren. Die meisten Sekundärteilchen werden unter kleinen Winkeln mit kleinem Transversalimpuls emittiert. Die Verteilung der Transversalimpulse läßt sich gemäß

$$\frac{dN}{dp_{\text{T}}^2} \propto \left( \frac{dp_{\text{T},0}}{dp_{\text{T},0} + dp_{\text{T}}} \right)^n \quad (1.6)$$

beschreiben. Bei  $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$  beträgt der mittlere Transversalimpuls  $\langle p_{\text{T}} \rangle \approx 0.4 \text{ GeV}/c$ . Er steigt mit höheren Energien langsam an. Bei Stößen von Hadronen mit Kernen treten infolge der Fermi-Bewegung der Nukleonen im Kern und durch Vielfachstreuung der Teilchen in der Kernmaterie größere Transversalimpulse auf.

Für die Luftschauerentwicklung spielt die Inelastizität der hadronischen Wechselwirkungen eine große Rolle. Sie ist eigentlich über die Energie des Projektilrests definiert, der jedoch experimentell oftmals nicht zu rekonstruieren ist. Alternativ definiert man die Inelastizität daher als Verhältnis der Energie aller Sekundärteilchen ohne das höchstenergetische zur Energie des Projektils. Das höchstenergetische Sekundärteilchen – *leading particle* genannt – trägt meist einen beträchtlichen Anteil der Energie des Projektils und bestimmt damit bei ausgedehnten Luftschauern den Energietransport durch die Atmosphäre. Bei Stößen mit Kernen steigt die Inelastizität mit zunehmender Energie an, da aufgrund der Zunahme des Wirkungsquerschnitts die Wahrscheinlichkeit für weitere Reaktionen des führenden Teilchens innerhalb des Targetkerns zunimmt.

Mit zunehmender Schwerpunktenergie nimmt die Wahrscheinlichkeit für die Produktion von sog. Jets, d.h. räumlich kollimierten Teilchen- bzw. Energiebündeln, zu. Da diese auf harte Prozesse mit einem großen Impulsübertrag zurückzuführen sind, lassen sie sich im Rahmen der QCD störungstheoretisch behandeln. Im Übergangsbereich zu den weichen Prozessen, die nicht mehr störungstheoretisch berechenbar sind, liegen semi-harte Reaktionen, die sog. Minijets mit Energien im GeV-Bereich erzeugen. Beschleunigerexperimente zeigen für Schwerpunktenergien  $\sqrt{s} > 200$  GeV, daß der Wirkungsquerschnitt für die Jetproduktion schneller ansteigt als der totale Wirkungsquerschnitt. Bei  $\sqrt{s} = 546$  GeV machen Jets mit einem Transversalimpuls größer 5 GeV/c bereits ein Drittel des inelastischen Wirkungsquerschnitts aus.

### 1.3.2 Modellierung hadronischer Wechselwirkungen

Da Wechselwirkungen mit kleinem Impulsübertrag infolge der großen Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  im Rahmen der QCD nicht berechenbar sind, verwendet man phänomenologische Modelle. Die in dieser Arbeit verwendeten Wechselwirkungsmodelle basieren auf der Gribov-Regge-Theorie. Diese beschreibt hadronische Wechselwirkungen durch den Austausch sog. Reggeonen und Pomeronen. Die Gribov-Regge-Theorie ist eine relativistische Quantentheorie zur Beschreibung von Hadron-Hadron- und Kern-Kern-Stößen im Grenzfall hoher Energien. Sie ist verträglich mit der QCD. Für eine ausführliche Darstellung sei wiederum auf [Knapp 97] und dortige Referenzen verwiesen.

In der Regge-Theorie werden Streuprozesse oberhalb des Resonanzbereichs ( $\sqrt{s} > 3$  GeV) durch hypothetische Austauscheteilchen, die Reggeonen, beschrieben. Die Reggeonen sind mit den sog. Regge-Trajektorien ( $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' \cdot t$ ) korreliert, die gemessene Resonanzen mit Drehimpuls  $\ell$  und Masse  $m$  in der  $\ell$ - $m^2$ -Ebene durch gerade Linien verbindet. Aus den Regge-Trajektorien erhält man mit Hilfe des optischen Theorems den totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}} \propto s^{\alpha(t=0)-1}$ . Der höchste gemessene Wert für eine Regge-Trajektorie beträgt  $\alpha(0) \approx 0.5$ , woraus  $\sigma_{\text{tot}} \propto s^{-0.5}$  folgt, was der beobachteten Abnahme des totalen Wirkungsquerschnitts bis etwa  $\sqrt{s} \approx 20$  GeV entspricht.

Zur Erklärung des Anstiegs des Wirkungsquerschnitts bei höheren Schwerpunktenergien führt man ein zusätzliches Austauscheteilchen – Pomeron genannt – ein. Man unterscheidet dabei kritische Pomerone mit einer Regge-Trajektorie  $\alpha(0) \equiv 1$  und superkritische Pomerone mit  $\alpha(0) > 1$ . Messungen favorisieren ein superkritisches Pomeron mit  $\alpha(0) \approx 1.07$ . Dies führt allerdings zu einem Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Schwerpunktenergie, der der Froissart-Grenze widerspricht. Dieses Problem wird in Gribov-Regge-Theorien durch Multi-Pomeron-Austausch gelöst. Insgesamt läßt sich der totale Wirkungsquerschnitt durch

$$\sigma_{\text{tot}} = X \cdot s^\varepsilon + Y \cdot s^{-\eta} \quad (1.7)$$

mit einem Pomeron-Anteil  $\varepsilon = 0.0808$  und Reggeon-Anteil  $\eta = 0.4525$  parametrisieren. Die Parameter  $X$  und  $Y$  sind für unterschiedliche Reaktionen verschieden. Reggeonen besitzen die Quantenzahlen von Hadronen, die Pomerone dagegen die des Vakuums, d.h. sie tragen keine Farbe, keine Ladung und keinen Drehimpuls.

Bisher gibt es keine gesicherte Verbindung zwischen der phänomenologischen Beschreibung und der QCD. Man versucht die Austauschteilchen Reggeon und Pomeron als komplexe Diagramme bestehend aus Quarks und Gluonen zu beschreiben. Klassifiziert nach ihrer Topologie identifiziert man planare Diagramme mit Reggeonen, wohingegen zylindrische Diagramme den Pomeron austausch darstellen.

Die Produktion von Sekundärteilchen in inelastischen Reaktionen wird im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie durch das Auftrennen der Austauschteilchen Reggeon bzw. Pomeron beschrieben. Die dabei entstehenden Farbstrings zerfallen schließlich in farbneutrale Hadronen. Da dieser – Fragmentation genannte – Schritt bisher nicht berechnet werden kann, finden zur Beschreibung des Vorgangs phänomenologische Algorithmen Anwendung.

Nukleon-Kern- bzw. Kern-Kern-Stöße können ebenfalls im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie beschrieben werden. Es kommen jedoch auch alternative Modelle zum Einsatz. Der Glauber-Formalismus betrachtet einen Kern als Überlagerung unabhängiger Nukleonen und berechnet die Wahrscheinlichkeit für eine Reaktion eines Projektilnukleons mit jedem Targetnukleon. Das Superpositionsmodell führt Kern-Kern-Stöße auf Nukleon-Kern-Stöße zurück, indem ein Projektil mit der Massenzahl  $A$  in  $A$  Nukleonen zerlegt wird, die einzeln mit dem Targetkern wechselwirken. Sekundärteilchen können innerhalb des Targetkerns mit Spektator-Nukleonen oder anderen Sekundärteilchen wechselwirken. Eine Berücksichtigung dieser Sekundärwechselwirkungen verbessert die Beschreibung der gemessenen Daten durch die Modelle.

Die Gribov-Regge-Theorie gibt einen Rahmen zur Beschreibung hadronischer Wechselwirkungen vor. Die genaue Umsetzung hängt jedoch von den einzelnen Modellen ab. Sie unterscheiden sich beispielsweise in den genauen Parametern des Pomerons, der Behandlung der Diffraktion, der Stringfragmentation oder der Implementierung sekundärer Wechselwirkungen. Die in dieser Arbeit verwendeten hadronischen Wechselwirkungsmodelle sollen in den folgenden Abschnitten kurz vorgestellt werden.

### 1.3.2.1 QGSJET

Das Wechselwirkungsmodell QGSJET<sup>12</sup> [Kalmykov 93] beschreibt hadronische Wechselwirkungen nach der Gribov-Regge-Theorie durch Multi-Pomeron-Austausch. Es wird ein superkritisches Pomeron verwendet. Zusätzlich beinhaltet QGSJET Minijets zur Behandlung semi-harter Prozesse, deren Bedeutung mit zunehmender Energie wächst. Die Auftrennung der Pomerone erfolgt nach der Abramovskii-Gribov-Kancheli-Regel, die Stringfragmentation nach einem dem Lund-Verfahren ähnlichen Algorithmus. Hadron-Kern- und Kern-Kern-Wirkungsquerschnitte werden nach dem Glauber-Formalismus berechnet. Die Kernfragmentation wird durch ein Perkolationsmodell mit Abdampfung von Nukleonen und  $\alpha$ -Teilchen beschrieben. Sekundäre Wechselwirkungen der erzeugten Teilchen miteinander und mit den Spektator-Nukleonen der beteiligten Kerne werden nicht berücksichtigt.

---

<sup>12</sup>Quark Gluon String model with JETs

### 1.3.2.2 DPMJET

DPMJET<sup>13</sup> [Ranft 95] beruht ebenfalls auf der Gribov-Regge-Theorie und verwendet Multi-Pomeron-Austausch zur Modellierung der hadronischen Wechselwirkungen. Für die Behandlung harter Prozesse gibt es im Modell ein zusätzliches hartes Pomeron, innerhalb dessen ein durch perturbative QCD beschriebener harter Prozeß auftritt. Diffraktive Reaktionen mit kleiner diffraktiver Masse<sup>14</sup>  $M_x$  werden außerhalb des Gribov-Regge-Formalismus beschrieben. Die String-Fragmentation wird nach dem Lund-Verfahren behandelt, Kern-Kern-Wechselwirkungen mit der Glauber-Methode. Die Fragmentation von Restkernen wird mittels intranuklearer Kaskaden simuliert. In der verwendeten Version II.5 wurden zusätzliche Graphen zur Verbesserung der Beschreibung der *Baryon-Stopping-Power* in Hadron-Kern- und Kern-Kern-Stößen implementiert [Ranft 99].

### 1.3.2.3 NEXUS

Das Modell NEXUS<sup>15</sup> [Bossard 01, Drescher 01] verfolgt einen neuen Ansatz, von den Autoren „Parton-based Gribov-Regge-Theory“ genannt. Es ermöglicht die selbstkonsistente Behandlung sowohl der Berechnung der Wirkungsquerschnitte als auch der Teilchenproduktion nach dem gleichen Formalismus, basierend auf einer effektiven, an die QCD angelehnten Feldtheorie. Durch die Berechnung innerhalb des gleichen Formalismus wird, im Gegensatz zur reinen Gribov-Regge-Theorie, die Energieerhaltung nicht nur bei der Teilchenproduktion sondern auch bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte sichergestellt. NEXUS ermöglicht weiterhin die einheitliche Beschreibung weicher und harter Prozesse ohne künstlich eingeführten Cutoff-Parameter. Ebenso werden Mehrfachwechselwirkungen konsistent beschrieben und müssen nicht als Sekundärwechselwirkungen nachträglich eingeführt werden. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Hypothese, daß die Teilchenproduktion ein universaler Prozeß für alle elementaren Reaktionen – angefangen von der  $e^+e^-$ -Annihilation bis zur Kern-Kern-Wechselwirkung – ist und somit anhand einfacher Systeme untersucht und dann auf komplizierte übertragen werden kann.

---

<sup>13</sup>Dual Parton Model with JETs

<sup>14</sup>Die diffraktive Masse  $M_x$  beschreibt die Anregungsenergie. Bei diffraktiven Prozessen unterscheidet man den Resonanzbereich bis  $M_x^2 \approx 4 \text{ GeV}^2$  (*low mass diffraction*) und den Abfall des Wirkungsquerschnitts mit  $M_x^{-2}$  bei höheren Werten von  $M_x$  (*high mass diffraction*)

<sup>15</sup>neXt generation of unified scattering approach

# 2

## Das Experiment KASCADE

---

KASCADE<sup>1</sup> [Klages 97] ist ein Experiment zur Messung ausgedehnter Luftschauer, die durch hochenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre ausgelöst werden. Mit dem Experiment KASCADE werden im wesentlichen zwei Ziele verfolgt. Der astrophysikalische Aspekt zielt auf die Ermittlung des Flußspektrums und der Elementzusammensetzung der primären kosmischen Strahlung im Energiebereich des sogenannten Knies. Dadurch sollen der Ursprung der kosmischen Strahlung und insbesondere die Ursachen des Knies im Energiespektrum untersucht werden. Ein weiterer Aspekt ist teilchenphysikalischer Natur. Durch Vergleich von gemessenen und simulierten Verteilungen charakteristischer Größen der Sekundärteilchen soll die Beschreibung der Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre und hierbei insbesondere die Modellierung der hadronischen Wechselwirkungen überprüft werden.

Das KASCADE-Experiment zeichnet sich durch die simultane Messung einer großen Anzahl von Observablen im Einzelschauer aus. Dabei werden alle drei Luftschauerkomponenten (Elektronen, Myonen und Hadronen) erfaßt. Die Myonen werden oberhalb verschiedener Energieschwellen registriert, für die Hadronen wird nicht nur ihre Anzahl oberhalb einer Energieschwelle sondern die Energie jedes individuellen Teilchens gemessen. Durch die gleichzeitige Messung aller Luftschauerkomponenten lassen sich die Unsicherheiten aufgrund der großen Fluktuationen der Luftschauerentwicklung reduzieren. Ein Vergleich der Korrelationen zwischen den einzelnen Luftschauerkomponenten in Messung und Simulation ermöglicht eine Überprüfung der verwendeten Simulationsprogramme und der zugrundeliegenden hadronischen Wechselwirkungsmodelle.

Zur Messung der einzelnen Luftschauerkomponenten wird bei KASCADE eine Vielzahl an Detektorsystemen eingesetzt. Einen Überblick über die einzelnen Detektoren gibt Tabelle 2.1. Der Grundriß des Experiments (ohne die in Abschnitt 2.3 vorgestellte Erweiterung KASCADE-Grande) ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Größe der jeweiligen Detektorkomponente orientiert sich an der lateralen Ausdehnung der zu messenden Luftschauerkomponente. In den folgenden Abschnitten werden die verschiedenen bei KASCADE eingesetzten Detektoren näher beschrieben.

---

<sup>1</sup>Karlsruhe Shore Core and Array **D**etector. KASCADE befindet sich auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe (49.1° N, 8.4° O, 110 m ü.d.M.).

Komponente	Detektortyp	Energieschwelle	aktive Fläche
Zentraldetektor:			
Kalorimeter	Flüssigkeitsionisationskammern	$E_h > 50 \text{ GeV}$	$304 \text{ m}^2 \times 9 \text{ Ebenen}$
Triggerebene	Szintillationszähler	$E_\mu > 490 \text{ MeV}$	$208 \text{ m}^2$
Top-Cluster	Szintillationszähler	$E_e > 5 \text{ MeV}$	$23 \text{ m}^2$
Myonkammern	Vieldrahtproportionalkammern	$E_\mu > 2.4 \text{ GeV}$	$129 \text{ m}^2 \times 2 \text{ Ebenen}$
	<i>limited streamer</i> -Röhren	$E_\mu > 2.4 \text{ GeV}$	$247.5 \text{ m}^2$
Detektorarray:			
Array ( $e^\pm/\gamma$ )	Szintillationszähler	$E_e > 5 \text{ MeV}$	$490 \text{ m}^2$
Array ( $\mu^\pm$ )	Szintillationszähler	$E_\mu > 230 \text{ MeV}$	$622 \text{ m}^2$
Myontunnel	<i>limited streamer</i> -Röhren	$E_\mu > 800 \text{ MeV}$	$144 \text{ m}^2 \times 3 \text{ Ebenen}$
Grande-Array	Szintillationszähler	$E_{\mu,e} > 3 \text{ MeV}$	$370 \text{ m}^2$

**Tabelle 2.1: Detektorkomponenten von KASCADE.** Oberhalb des Top-Clusters, der Array- $e^\pm/\gamma$ - und Grande-Detektoren befindet sich kein Absorber. Die Energieschwelle wird daher nur durch den Detektoraufbau selbst bestimmt.

## 2.1 Der Zentraldetektor

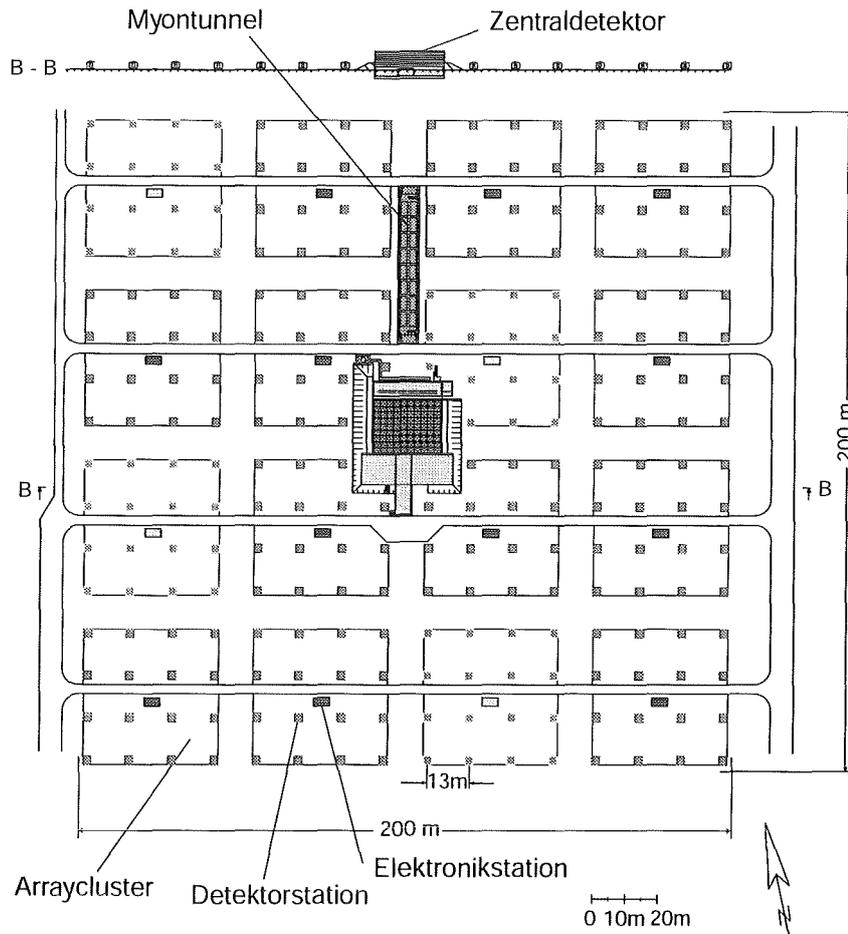
Der Zentraldetektor des KASCADE-Experiments (Abbildung 2.2) umfaßt mehrere Detektorsysteme zur Messung des Kerns ausgedehnter Luftschauer. Das  $16 \times 20 \text{ m}^2$  große Eisen-Sampling-Kalorimeter dient dem Nachweis der Hadronen. Zwei Lagen Szintillationszähler werden als Trigger verwendet und messen zugleich Myonen mit einer Energieschwelle von 490 MeV (Triggerebene) bzw. die elektromagnetische Schauerkomponente (Top-Cluster). Im Fundamentkeller befinden sich zwei Lagen Vieldrahtproportionalkammern sowie eine Lage *limited streamer*-Röhren zum Myonnachweis mit einer Energieschwelle von 2.4 GeV.

### 2.1.1 Das Hadronkalorimeter

Die Entwicklung ausgedehnter Luftschauer in der Atmosphäre wird in wesentlichen Teilen von der hadronischen Komponente der Luftschauer bestimmt. Zugleich sind aber die hadronischen Wechselwirkungen der am wenigsten verstandene Aspekt der Luftschauerentwicklung (siehe Abschnitt 1.3). Zum Testen der in den Luftschauersimulationsprogrammen verwendeten hadronischen Wechselwirkungsmodelle ist es daher notwendig, die Hadronen im Kern ausgedehnter Luftschauer möglichst präzise zu vermessen. Daraus ergeben sich bestimmte Anforderungen an ein Hadronkalorimeter:

Die Größe des Kalorimeters muß ausreichen, den hadronischen Kern von Luftschauern (typische Ausdehnung 10 m) möglichst vollständig zu erfassen und – trotz des bei hohen Energien stark abnehmenden Flusses – hinreichend viele Ereignisse zu registrieren.<sup>2</sup> Im

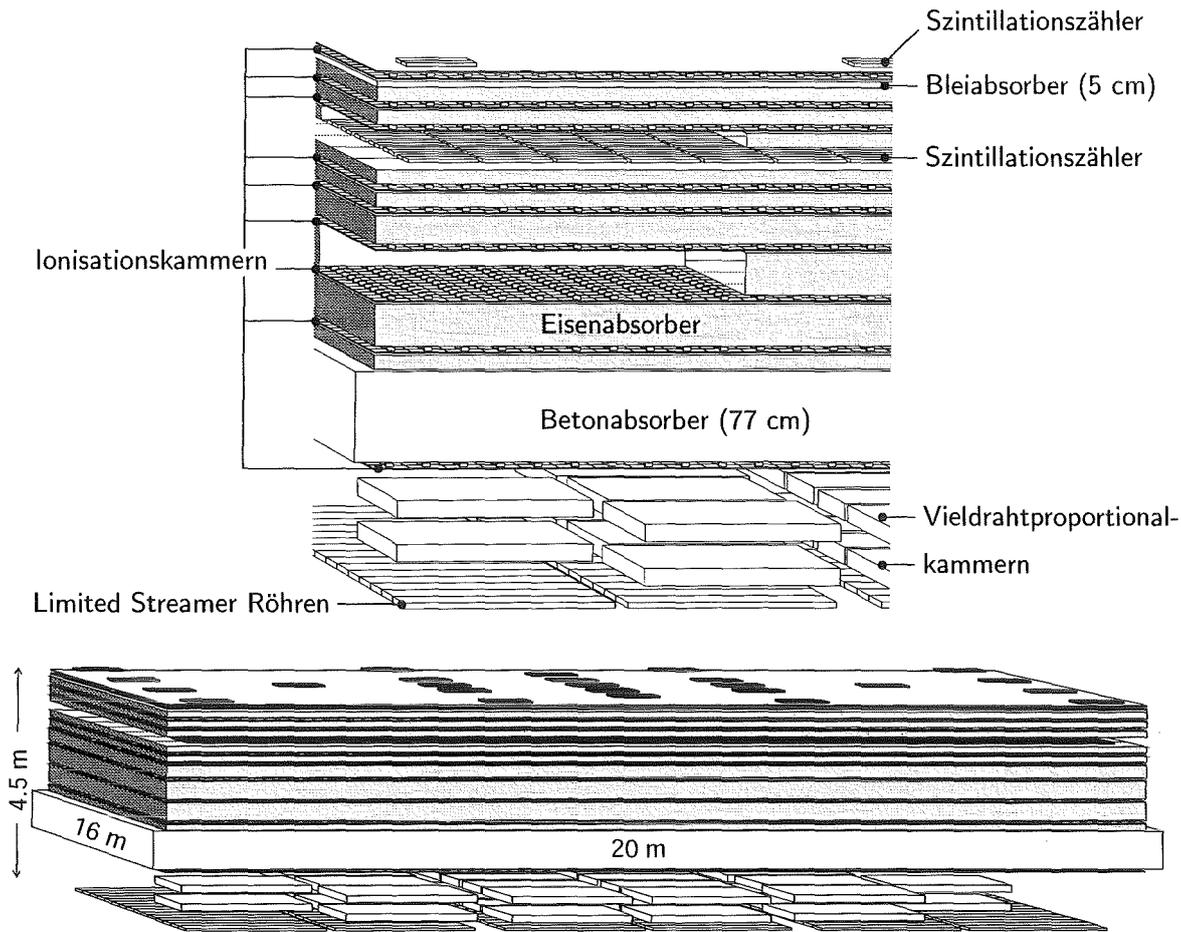
<sup>2</sup>Um oberhalb einer Primärenergie von 10 PeV noch 100 Ereignisse pro Jahr zu erhalten, ist eine Detektorfläche von  $300 \text{ m}^2$  notwendig [Engler 99].



**Abbildung 2.1: Grundriß des Experiments KASCADE.** Im Zentrum des Detektorarrays ( $200 \times 200 \text{ m}^2$ ) zur Messung der elektromagnetischen und myonischen Komponenten der Luftschaer befindet sich der Zentraldetektor ( $16 \times 20 \text{ m}^2$ ) mit mehreren Detektorsystemen zur Messung von Hadronen, Myonen und Elektronen. Nördlich des Zentraldetektors befindet sich der Myontunnel zur Bestimmung von Myonspuren.

betrachteten Energiebereich treten in Luftschauern auf Meereshöhe noch Hadronenergien von 10 TeV und darüber auf. Zur Messung dieser Hadronen mit guter Energieauflösung ist eine Kalorimeterdicke von mindestens zehn hadronischen Wechselwirkungslängen  $\lambda_I$  erforderlich, damit die Hadronenergie möglichst vollständig im Detektor deponiert wird. Um einzelne Hadronen auflösen zu können, ist weiterhin eine feine Segmentierung des Detektors entsprechend der lateralen Ausdehnung der Hadronschaer im Absorber (typischerweise 1 m) notwendig.

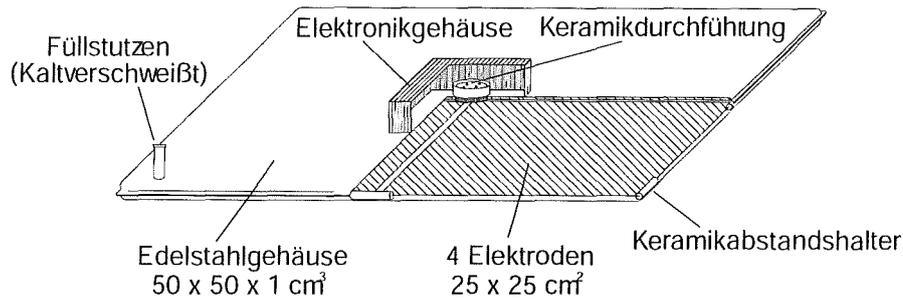
Das KASCADE-Hadronkalorimeter [Engler 99] ist entsprechend diesen Anforderungen ausgelegt. Es ist ein Sampling-Kalorimeter mit Eisen, Blei und Beton als Absorber. Die Dicke der Fe-Absorberschichten nimmt von 12 cm im oberen Bereich auf 36 cm nach unten hin zu. Die unterste Absorberlage wird durch 12 cm Eisen und die 80 cm dicke Stahlbetondecke des Fundamentkellers gebildet. Die Gesamtdicke des Detektors entspricht  $11.4 \lambda_I$ .



**Abbildung 2.2: KASCADE-Zentraldetektor.** Gesamtansicht (unten) und Detailansicht (oben). Das  $320 \text{ m}^2$  große Eisen-Sampling-Kalorimeter dient dem Nachweis von Hadronen. Als aktive Elemente werden ca. 11 000 Flüssigkeitsionisationskammern in neun Ebenen verwendet. Zwei Lagen Szintillationszähler dienen als Trigger und messen die elektromagnetische bzw. myonische Schauerkomponenten. Unterhalb des Kalorimeters befinden sich zwei Lagen Vieldrahtproportionalkammern sowie eine Lage *limited streamer*-Röhren zum Myonnachweis.

Dadurch werden bei einem Proton mit 25 TeV Energie im Mittel noch 98 % der Energie im Detektorvolumen deponiert [Milke 98]. Oberhalb des Eisenabsorbers befindet sich zusätzlich eine 5 cm dicke Bleischicht zur Unterdrückung der elektromagnetischen Schauerkomponente.

Als aktive Elemente dienen ca. 10 000 Flüssigkeitsionisationskammern, die in acht Ebenen zwischen und unterhalb der Absorberschichten angeordnet sind. Jede Kammer ist in vier unabhängige elektronische Kanäle unterteilt. Die dadurch erreichte Segmentierung des Kalorimeters ermöglicht es, Hadronen bei einem Abstand von 40 cm mit einer Effizienz von 50 % zu trennen [Unger 97]. Die Flächenbelegung, nur begrenzt durch die tragenden Elemente des Eisenabsorbers, beträgt 97 %.



**Abbildung 2.3: Aufbau einer Flüssigkeitsionisationskammer.** Jede Kammer enthält vier  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  große Elektroden und ist mit  $1.75 \text{ l}$  Tetramethylsilan bzw. Tetramethylpentan gefüllt. Auf den Kammern befindet sich ein Elektronikgehäuse mit der Hochspannungs- und Signaldurchführung sowie den Vorverstärkern für die vier elektronischen Kanäle.

Oberhalb des Eisenabsorbers befindet sich eine zusätzliche Lage bestehend aus ca. 1 200 Ionisationskammern (die sog. *Toplage*).<sup>3</sup> Diese dient nicht der kalorimetrischen Messung der Hadronen, sondern soll die elektromagnetische Luftschauerkomponente vermessen.<sup>4</sup> Neben einer verbesserten Rekonstruktion des Schauerzentrums ermöglicht die feine Segmentierung der Detektorebene auch die detaillierte Untersuchung der räumlichen Struktur der gemessenen Schauerkerne. Dank des großen dynamischen Bereichs der Ionisationskammern (siehe Abschnitt 2.1.1.1) können auch hohe Teilchendichten (ca. 5 000 Teilchen pro  $25 \times 25 \text{ cm}^2$ ) ohne Sättigung gemessen werden.

### 2.1.1.1 Die Ionisationskammern

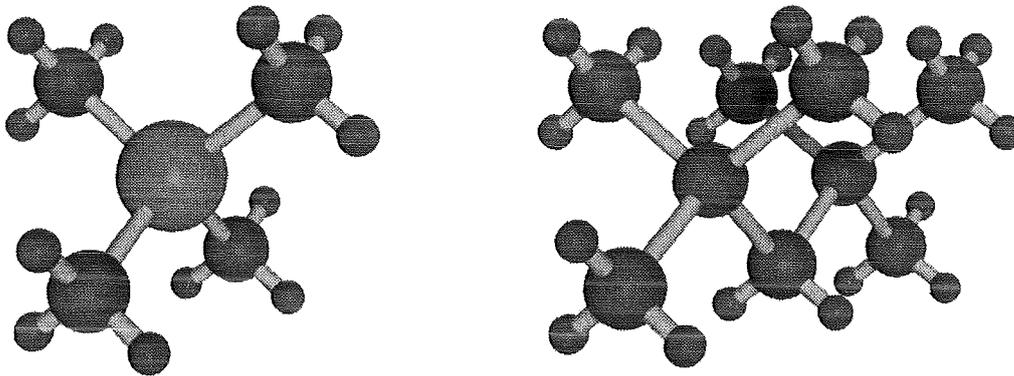
Die Verwendung von Flüssigkeiten als Ionisationsmedien bietet gegenüber Gasen den Vorteil, infolge der höheren Dichte größere Signale zu liefern. Diese lassen sich bei Verwendung empfindlicher, rückgekoppelter Verstärker direkt ohne Signalverstärkung im Medium messen. Man vermeidet also die Unsicherheiten der Gasverstärkung und erhält Detektoren mit sehr guter Linearität und einem großen dynamischen Bereich. Sie zeichnen sich weiterhin durch eine gute Langzeitstabilität aus. Flüssigkeitsionisationskammern bieten daher beste Voraussetzungen für den langjährigen Einsatz in einem Kalorimeter zur Messung von Teilchenenergien über einen großen Energiebereich.

### Aufbau

Abbildung 2.3 zeigt den schematischen Aufbau der im KASCADE-Hadronkalorimeter verwendeten Ionisationskammern. Die Detektoren bestehen aus einem  $50 \times 50 \times 1 \text{ cm}^3$  großen

<sup>3</sup>Der Aufbau der zusätzlichen Ebene wurde erst Ende 2001 abgeschlossen. Die Information aus dieser Detektorlage kann daher in der vorliegenden Arbeit noch nicht verwendet werden.

<sup>4</sup>Gemessen werden alle Schauerkomponenten. Da aber die elektromagnetische Komponente den Großteil der Teilchen im Luftschauer stellt, wird die Energiedeposition im Zentrum der Luftschauer von den Elektronen dominiert.



**Abbildung 2.4: Ionisationsflüssigkeiten.** Chemische Struktur der verwendeten Ionisationsmedien Tetramethylsilan ( $\text{Si}(\text{CH}_3)_4$ , links) und Tetramethylpentan ( $\text{C}_9\text{H}_{20}$ , rechts). Die annähernd sphärische Form der Moleküle ist wesentlich für ihre physikalischen Eigenschaften.

Edelstahlgehäuse.<sup>5</sup> In der Mittelebene der Kammer befinden sich vier  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  große und 1 mm dicke Elektrodenbleche, die durch keramische Abstandshalter fixiert sind. In das Edelstahlgehäuse ist ein Nickelrohr zur Befüllung des Detektors mit der Ionisationsflüssigkeit eingeschweißt. Dieses wird nach dem Befüllen kaltverschweißt. An der Oberseite der Kammer befindet sich eine keramische Durchführung zum Anlegen der Hochspannung sowie Auslesen der Detektorsignale. Direkt auf der Kammer ist ein Elektronikgehäuse mit den Vorverstärkern für die vier unabhängigen elektronischen Kanäle montiert. Um die für Flüssigkeitsionisationskammern notwendige Reinheit sicherzustellen, werden die Kammern sorgfältig gereinigt und unter Reinraumbedingungen montiert [Engler 99, Engler 95].

## Ionisationsmedien

Als Ionisationsmedien werden Tetramethylsilan (TMS,  $\text{Si}(\text{CH}_3)_4$ ) bzw. Tetramethylpentan (TMP,  $\text{C}_9\text{H}_{20}$ ) verwendet.<sup>6</sup> Abbildung 2.4 zeigt die räumliche Struktur der beiden Moleküle. Beide Flüssigkeiten sind gute Isolatoren (Leitfähigkeit  $< 10^{-18}/(\Omega\text{cm})$ ), besitzen aber ein hochgelegenes Leitungsband (Bandlücke 6–9 eV) [Engler 96]. Freie Elektronen – erzeugt durch Ionisation – besitzen in TMS und TMP eine große Beweglichkeit, vergleichbar der von Leitungselektronen in Kupfer. Die Beweglichkeit der Ionen ist dagegen typischerweise einen Faktor  $10^5$  kleiner, so daß nur das schnelle Signal der Elektronen verwendet wird. Charakteristische Eigenschaften der verwendeten Ionisationsmedien sind in Tabelle 2.2 zusammengestellt.

<sup>5</sup>Die Kammern für die Toplage sind 1.7 cm hoch. Die Dicke des aktiven Mediums wurde damit von  $2 \times 3.5 \text{ mm}$  auf  $2 \times 7 \text{ mm}$  verdoppelt, um das Verhältnis zwischen dem Signal eines minimalionisierenden Teilchens und dem Rauschen zu verbessern.

<sup>6</sup>Begonnen wurde mit TMS. Während der Aufbauphase konnte dann vom Experiment UA1 kostengünstig TMP übernommen werden. Daher ist ca. ein Drittel des Kalorimeters sowie die komplette Toplage mit TMP-gefüllten Kammern bestückt.

	Tetramethylsilan	Tetramethylpentan
Dielektrizitätskonstante $\epsilon_r$ ( $T = 20^\circ\text{C}$ )	1.92	1.98
Massendichte $\rho$ ( $T = 20^\circ\text{C}$ )	$0.645 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$0.7195 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
Siedetemperatur	$26.5^\circ\text{C}$	$122.7^\circ\text{C}$
Elektronenbeweglichkeit $\mu_{e^-}$	$105 \pm 5 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	$29 \pm 2 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$
Ladungsausbeute pro 100 eV $G(0)$	$0.61 \pm 0.08$	$0.75 \pm 0.05$

**Tabelle 2.2: Eigenschaften der verwendeten Ionisationsflüssigkeiten.**

Da Verunreinigungen die erzeugten freien Elektronen einfangen, negative Ionen bilden und somit die erreichbare Signalhöhe reduzieren, muß auf eine bestmögliche Reinheit der Ionisationsmedien geachtet werden. Die Flüssigkeiten werden daher in einem mehrstufigen Verfahren durch Vakuumdestillation über Molekularsiebe und Oxisorb gereinigt [Engler 99]. Die Kontrolle der Reinheit erfolgt mit Hilfe einer Monitorkammer unter Verwendung einer  $^{207}\text{Bi}$ -Quelle [Engler 93]. Mit dem verwendeten Reinigungsverfahren werden Lebensdauern der freien Elektronen von  $\tau \approx 30 \mu\text{s}$  erreicht. Dies entspricht einer Verunreinigung von nur wenigen ppb Sauerstoffäquivalenten<sup>7</sup>.

### Funktionsweise

Eine Ionisationskammer stellt einen Plattenkondensator mit der Ionisationsflüssigkeit als Dielektrikum dar. Durch Ionisation erzeugte Elektron-Ion-Paare driften im angelegten elektrischen Feld zu den Elektroden. Gemessen wird der dadurch verursachte Verschiebungsstrom. Um schnelle Signale zu erhalten, beschränkt man sich auf die Messung des Elektronenanteils. Die erreichbare Signalhöhe hängt dabei von einer Vielzahl an Faktoren ab.

Die Anzahl der Ionisationsvorgänge je deponierter Energie wird zunächst von der Ionisationsenergie der Moleküle sowie dem Energieanteil bestimmt, der für Molekülanregungen aufgebraucht wird. Weiterhin spüren die erzeugten freien Elektronen noch das elektrische Feld ihres Mutterions und rekombinieren daher mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit mit diesem. Diese Rekombinationswahrscheinlichkeit ist abhängig vom angelegten elektrischen Feld  $\vec{E}$ . Aus diesen Faktoren ergibt sich die Ladungsausbeute  $G(|\vec{E}|)$ , meist in der Einheit Elektronenanzahl je 100 eV deponierter Energie angegeben (Werte für TMS/TMP siehe Tabelle 2.2).

Während für minimalionisierende Teilchen der mittlere Thermalisierungsabstand der Elektronen zum Mutterion mit  $180 \text{ \AA}$  [Engler 93] klein ist gegen den mittleren Abstand von  $2000 \text{ \AA}$  zwischen zwei Ionisationsvorgängen [Gettert 88] und somit nur die Primärrekombination zwischen Elektron und Mutterion eine Rolle spielt, ist bei starkionisierenden Teilchen die Ionisierungsdichte so groß, daß die Elektronen auch das Feld benachbarter

<sup>7</sup>Durch seine hohe Elektronegativität ist Sauerstoff als Verunreinigung besonders problematisch. Man gibt daher oftmals die Verunreinigung in Sauerstoffäquivalenten an.

Ionisationsmedium	TMS		TMP	
	0.35		0.7	
$d / \text{cm}$				
$U / \text{kV}$	1.5	1.75	5.0	
$\tau / \mu\text{s}$	7.5	3.1	2.2	
$G(\vec{E})/100 \text{ eV}$	0.762	0.923	1.015	
$f(t_d, \tau)$	0.483	0.392	0.318	
$G(\vec{E}) \cdot f(t_d, \tau)$	0.368	0.362	0.323	

**Tabelle 2.3: Betriebsparameter der Flüssigkeitsionisationskammern.** Angegeben sind verschiedene Parameter für die Kammern des Hadronkalorimeters ( $d=0.35 \text{ cm}$ ), gefüllt mit TMS bzw. TMP, sowie die Kammern der Toplage ( $d=0.7 \text{ cm}$ ), gefüllt mit TMP. Das Produkt  $G \cdot f$  gibt die Ladung, die je 100 eV deponierter Energie nachgewiesen wird, in Einheiten der Elementarladung an.

Ionen spüren. Dies führt zu einer Erhöhung der Rekombinationswahrscheinlichkeit. Der Effekt läßt sich durch einen zusätzlichen Dämpfungsfaktor  $g_d(\frac{dE}{dx})$  – abhängig von Ionisierungsdichte, Winkel zwischen Ionisationsspur und elektrischem Feld sowie der elektrischen Feldstärke selbst – beschreiben [Engler 92].

Als weiterer Effekt ist zu berücksichtigen, daß elektronegative Verunreinigungen Elektronen einfangen können. Die gebildeten Ionen tragen aufgrund ihrer geringen Driftgeschwindigkeit nicht mehr zum gemessenen Signal bei. Dieser Elektroneneinfang führt zu einer exponentiellen Abnahme der Anzahl der freien Elektronen  $N_e(t) \sim e^{-t/\tau}$  mit der Zeit, wobei  $\tau$  die mittlere Lebensdauer der freien Elektronen ist. Durch Integration des Stroms bis zur maximalen Driftzeit der Elektronen  $t_d = d^2/(\mu_e U)$  mit dem Elektrodenabstand<sup>8</sup>  $d$  ergibt sich die nachweisbare Ladung zu

$$Q = \int_0^{t_d} \frac{q_{e^-} N_e(t)}{t_d} dt = q_{e^-} \cdot 2d \frac{dE}{dx} \cdot \frac{G(\vec{E})}{100 \text{ eV}} \cdot g_d \left( \frac{dE}{dx} \right) \cdot f(t_d, \tau) \quad (2.1)$$

mit der Ladungssammelfunktion

$$f(t_d, \tau) = \frac{\tau}{t_d} \left( 1 - \frac{\tau}{t_d} \left( 1 - e^{-\frac{t_d}{\tau}} \right) \right) . \quad (2.2)$$

Da nur das schnelle Signal der Elektronen ausgelesen wird, erreicht die Ladungssammelfunktion  $f(t_d, \tau)$  für große Lebensdauern  $\tau$  maximal einen Wert von 0.5.

Einige Betriebsparameter der verwendeten Ionisationskammern, getrennt nach den verschiedenen Kombinationen aus Kammerdicke und Ionisationsmedien, sind in Tabelle 2.3 zusammengestellt. Die Hochspannung der Kammern in den acht Lagen des Kalorimeters wurde so gewählt, daß die nachgewiesene Ladung ( $G(\vec{E}) \cdot f(t_d, \tau)$ ) für TMS und TMP gefüllte Kammern gleich ist. Dadurch werden systematische Unterschiede durch die Verwendung zweier verschiedener Ionisationsmedien vermieden.

<sup>8</sup>Bei den verwendeten Ionisationskammern ist dies der Abstand von der Mittelelektrode zum Gehäuse. Die Dicke des aktiven Volumens beträgt daher  $2d$ .

## Physikalische Kalibration

Um die in einer Kammer deponierte Energie gemäß Gleichung 2.1 berechnen zu können, müssen für jede Kammer sowohl die Lebensdauer  $\tau$  der freien Elektronen im Ionisationsmedium als auch der Elektrodenabstand  $d$  bekannt sein.

Die Lebensdauer wird in einem Prüfstand mit Hilfe von Myonen der kosmischen Strahlung bestimmt [Hörandel 94]. Es werden Myonen mit einer Energie größer als 700 MeV selektiert. Da diese minimalionisierend sind, deponieren sie praktisch unabhängig von ihrer Energie eine wohldefinierte Energiemenge, die sich mit der Bethe-Bloch-Formel berechnen läßt. Die Genauigkeit der bestimmten Lebensdauern reicht aus, die deponierte Energie auf 1.1 % genau zu ermitteln.

Da die Messung der Dicke für jede Ionisationskammer einzeln zu aufwendig wäre,<sup>9</sup> wird der Elektrodenabstand aus der Kapazität der Ionisationskammern bestimmt. Die Genauigkeit des Verfahrens beträgt 1.1 % [Hörandel 94].

Bei einem auf mehrere Jahre angelegten Experiment ist es wichtig sicherzustellen, daß sich die Detektoreigenschaften im Laufe der Zeit nicht signifikant verändern. Es wurden daher verschiedene Langzeittests durchgeführt. Einzelne Kammern wurden über mehrere Jahre wiederholt im Prüfstand gemessen. Weiterhin wurden über zwei Jahre hinweg Kammern in einem Triton-Strahl am Zyklotron des Forschungszentrums Karlsruhe getestet [Engler 93a]. Dabei wurden keinerlei Anzeichen für eine Abnahme der Signalhöhe beobachtet. Ein weiteres Indiz für die Stabilität der Ionisationskammern ist die zeitliche Konstanz der gemessenen Hadronraten oberhalb verschiedener Energieschwellen [Engler 99] (siehe auch Abschnitt 3.1.2). Infolge des steilen Energiespektrums der Hadronen würde bereits eine geringe Abnahme der Signale zu einer merklichen Reduzierung der Hadronrate führen.

### 2.1.1.2 Die elektronische Signalverarbeitung

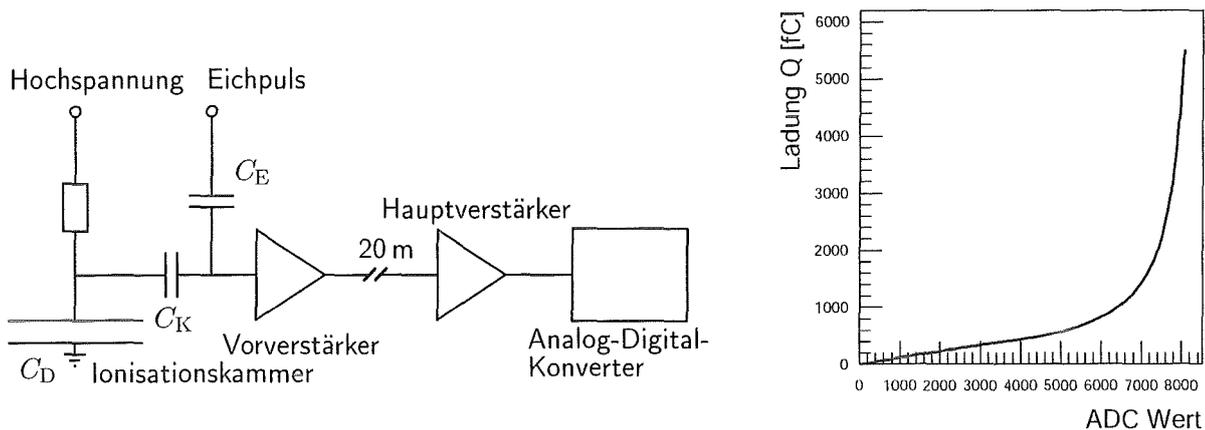
Infolge des Fehlens von Signalverstärkung im Ionisationsmedium selbst erreichen Flüssigkeitsionisationskammern einen großen dynamischen Bereich bei gleichzeitig guter Linearität und Stabilität. Dies hat allerdings zur Folge, daß bei kleinen Signalen die nachweisbare Ionisationsladung sehr klein ist.<sup>10</sup> Die Verstärker müssen daher sehr rauscharm sein, um solch kleine Signal noch messen zu können.

In Abbildung 2.5 ist schematisch die verwendete Verstärkerkette dargestellt. Das zu messende Signal wird hochspannungsseitig über einen Kondensator in den ladungsintegrierenden Vorverstärker eingekoppelt. Der Vorverstärker befindet sich direkt auf der jeweiligen Ionisationskammer, um Einstreuungen zwischen Kammer und Verstärker zu minimieren. Das verstärkte Signal wird über ein ca. 20 m langes Twisted-Pair-Kabel zum Hauptverstärker im zentralen Elektronikraum geleitet. Durch Verwendung des Differenzsignals werden eingestreuete Störungen weitgehend gefiltert. Der Hauptverstärker besitzt eine nicht-lineare

---

<sup>9</sup>Da manche Kammern uneben sind, müßte die Messung in einem Raster von typischerweise  $10 \times 10$  Meßpunkten für jede Kammer erfolgen.

<sup>10</sup>Ein einzelnes Myon deponiert typischerweise 1 MeV Energie in einem Detektor. Die nachweisbare Ladung beträgt dann nur 0.6 fC (ca. 3 700 Elektronen).



**Abbildung 2.5: Verstärkerkette und -kennlinie.** Das über den Kondensator  $C_K$  ausgekoppelte Signal gelangt über den Vorverstärker (direkt auf der Ionisationskammer) und einen Hauptverstärker (im zentralen Elektronikraum) zur Analog-Digital-Konversion. Zur Kalibration wird über den Kondensator  $C_E$  ein Eichpuls in den Vorverstärker eingekoppelt. Rechts ein Beispiel für die nichtlineare Verstärkerkennlinie.

Kennlinie (siehe Abbildung 2.5 rechts). Damit erreicht man, daß einerseits kleine Signale mit guter Auflösung gemessen werden können, andererseits aber trotz des hohen dynamischen Bereichs der Digitalisierungsaufwand für die ca. 44 000 elektronischen Kanäle des Kalorimeters nicht zu groß wird. Die Ionisationskammern erreichen, nur durch die Verstärkerelektronik begrenzt, einen dynamischen Bereich von 1:15 000, gegeben durch das Verhältnis aus maximal nachweisbarer Ladung und Rauschladung<sup>11</sup>. Das Ausgangssignal des Hauptverstärkers wird anschließend mit 13 Bit Auflösung digitalisiert und in Memory-Modulen in einem VME-Crate gespeichert. Von dort werden die Daten über ein Transputer-Netzwerk ausgelesen und weiterverarbeitet.

Zur Kalibration der Verstärkerketten werden über einen Präzisionskondensator ( $\pm 1\%$ ) wohldefinierte Ladungsmengen in den Vorverstärker eingekoppelt. Daraus wird für jeden Verstärkerkanal die nichtlineare Kennlinie ermittelt [Ruh 96]. Durch den Einsatz rückgekoppelter Verstärker sind die Verstärker sehr stabil. Es ist daher hinreichend, die Kalibration ein bis zwei Mal im Jahr durchzuführen. Vergleiche verschiedener Kalibrationen über mehrere Jahre hinweg haben gezeigt, daß sich die Verstärkerkennlinien mit einer Genauigkeit von 2% reproduzieren lassen (siehe auch Abschnitt 3.1.2).

### 2.1.2 Triggerebene und Top-Cluster

Im dritten Absorberspalt des Kalorimeters befindet sich eine Lage Szintillationszähler (siehe Abbildung 2.2) [Raidt 97]. Durch  $60 \text{ g/cm}^2$  Blei und  $260 \text{ g/cm}^2$  Eisen – entsprechend etwa 30 Strahlungslängen  $X_0$  – wird die elektromagnetische Luftschauerkomponente effektiv abgeschirmt. Es erreichen daher nur Hadronen und Myonen die Szintillatorebene.

<sup>11</sup>Das mittlere Rauschen entspricht etwa 2/3 des Signals eines durchgehenden minimalionisierenden Teilchens

Die Energieschwelle für die Myonen beträgt 490 MeV. Die Detektorlage setzt sich aus 456 Einzeldetektoren zusammen, von denen jeder aus zwei Szintillatorplatten der Größe  $47.5 \times 47.5 \times 3 \text{ cm}^3$  besteht, die von einem gemeinsamen Wellenlängenschieber und einem Photomultiplier ausgelesen werden. Die Gesamtfläche der Szintillationszähler beträgt  $206 \text{ m}^2$  und erreicht eine Flächenbelegung von 68 %.

Diese Detektorlage dient einerseits der Erzeugung schneller Triggersignale für die anderen Komponenten des Zentraldetektors. Andererseits mißt die Szintillatorebene die Ankunftszeiten der durchgehenden Teilchen und ermöglicht somit die Untersuchung des longitudinalen Profils der Schauerscheibe [Antoni 01a]. Für die Zeitmessung wird eine Genauigkeit von 1.7 ns erreicht. Anhand der gemessenen Energiedeposition in den einzelnen Szintillationszählern lassen sich durchgehende Myonen von im Eisenabsorber aufgeschauerten Hadronen unterscheiden.

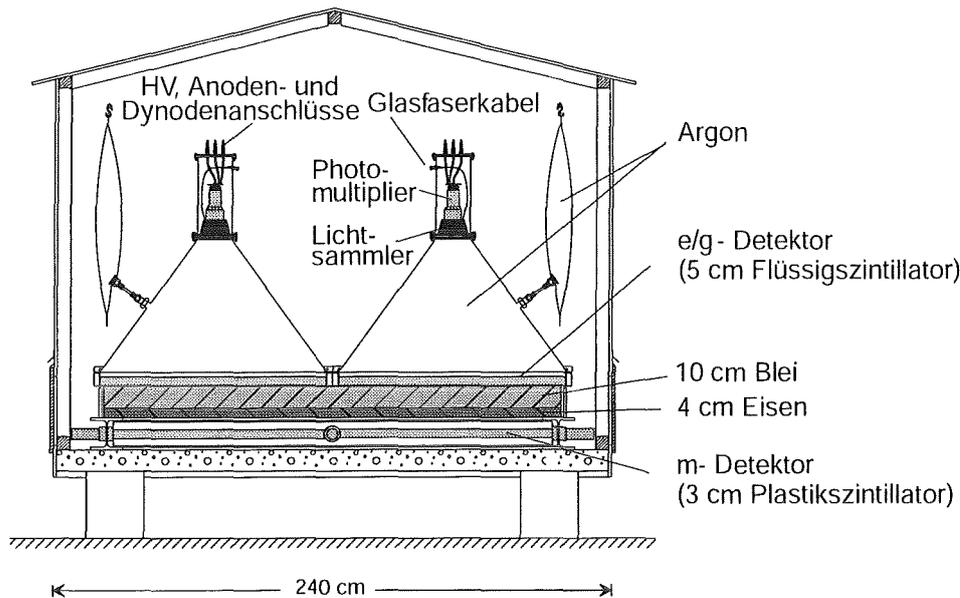
Oberhalb des Absorbers befinden sich weitere 50, baugleiche Detektoren (Gesamtfläche  $23 \text{ m}^2$ , Flächenbelegung 7 %). Die Detektoren sind so angeordnet, daß die Flächenbelegung zur Mitte des Zentraldetektors hin größer wird. Die Detektoren dienen der Vermessung der elektromagnetischen Luftschauerkomponente, insbesondere bei kleineren Primärenergien von einigen  $10^{13} \text{ eV}$ . Weiterhin sollen die Detektoren die Lücke im Detektorarray (Abschnitt 2.2) schließen.

### 2.1.3 Vieldrahtproportionalkammern und Streamerröhren

Zur orts- und winkelaufgelösten Messung von hochenergetischen Myonen sind unterhalb des Eisenabsorbers des KASCADE-Zentraldetektors zwei Lagen Vieldrahtproportionalkammern installiert [Bozdog 01]. Die Energieschwelle für die Myonen beträgt 2.4 GeV. Jede Ebene umfaßt 16 Kammern mit einer Gesamtfläche von  $129 \text{ m}^2$  (Flächenbelegung 42 %). Der Abstand zwischen den beiden Detektorlagen beträgt 38 cm. Die Kammern haben einen 16 mm hohen Gasraum, als Ionisationsgas wird ein Argon-Methan-Gemisch mit einer Beimischung von Isopropanol verwendet. Als Anoden werden  $20 \mu\text{m}$  dicke, goldbeschichtete Wolframdrähte in einem Abstand von 12 mm verwendet. Zwei Lagen Kathodenstreifen aus Kupfer (Breite 10.6 mm mit 2 mm Abstand) sind um  $\pm 34^\circ$  gegen die Anodendrähte gedreht, um Vieldeutigkeiten durchgehender Myonspuren auflösen zu können. Die Auslese der Anodendrähte und Kathodenstreifen erfolgt digital, d.h. es werden keine Pulshöhen aufgezeichnet.

Die Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalkammern beträgt 0.8 cm senkrecht und 1.3 cm parallel zu den Anodendrähten [Bozdog 01]. Durch Kombination der beiden Kammerebenen lassen sich auch die Richtungen einzelner Myonen mit einer Genauigkeit von etwa  $1^\circ$  rekonstruieren [Antoni 02]. Angegeben sind die reinen Detektorauflösungen ohne Berücksichtigung der Vielfachstreuung im Absorber.

Bei Myondichten von mehr als zwei Teilchen je  $\text{m}^2$  ist trotz der schräg angeordneten Kathodenstreifen keine eindeutige Spurpunktbestimmung mehr möglich. Um dies zu verbessern und zugleich die Nachweisfläche für Myonen zu vergrößern, wurde nachträglich unterhalb der Vieldrahtproportionalkammern eine zusätzliche Detektorebene (Flächenbelegung 82 %) bestehend aus *limited streamer*-Röhren installiert [Antoni 01b]. Jeder Detektor ist



**Abbildung 2.6: Schematische Darstellung einer Detektorstation des Arrays.** Es werden zwei Detektortypen eingesetzt. Ein Flüssigsintillator in einem kegelförmigen Detektor zum Nachweis der  $e/\gamma$ -Komponente und unter einer Blei-/Eisenabschirmung Plastiksintillatoren zum Nachweis der myonischen Komponente.

$2750 \times 167 \times 13 \text{ mm}^3$  groß und enthält 16 Anodendrähte (Dicke  $100 \mu\text{m}$ ) positioniert in einem Kathodenprofil aus leitfähigem PVC ( $10^5 \Omega/\text{cm}^2$ ). Durch Verwendung eines hochohmigen Kathodenmaterials ( $10^{11} \Omega/\text{cm}^2$ ) können durch Induktion auch außerhalb der Streamerröhren Signale gemessen werden. Dies wird für eine Pad-Auslese ( $82 \times 162 \text{ mm}^2$ ) genutzt, um so die Position durchgehender Myonen entlang der Drahttrichtung auflösen zu können. Als Zählgas wird ein Argon-Isobutan-Gemisch verwendet.

## 2.2 Das Detektorarray

Die elektromagnetische und myonische Komponenten von Luftschauern erreichen große laterale Ausdehnungen von typischerweise 100 m und mehr. Die Messung dieser Komponenten erfordert daher große Meßfelder. Es genügt allerdings die stichprobenartige Messung der Teilchen, da schon bei Flächenbelegungen von 1–2 % die intrinsischen Schauerfluktuationen die Samplingfluktuationen überwiegen.

Das KASCADE-Array mit 252 Detektorstationen (siehe Abbildung 2.6) auf einem quadratischen Raster deckt eine Fläche von  $200 \times 200 \text{ m}^2$  ab (siehe Abbildung 2.1). Die Rasterweite beträgt 13 m. Jeweils  $4 \times 4$  Detektorstationen sind zu einer elektronischen Einheit – einem sog. Cluster – zusammengefaßt. In den inneren vier Clustern fehlt jeweils eine Detektorstation infolge der vom Zentraldetektor beanspruchten Fläche. In den einzelnen Detektorstationen kommen die im folgenden beschriebenen Typen von Detektoren zum Einsatz:

Zum Nachweis der elektromagnetischen Komponente wird ein organischer Flüssigszintillator eingesetzt. Die Detektoren bestehen aus einem Kegel aus Edelstahl. Zur Erhöhung der Lichtausbeute ist dieser auf der Innenseite mit Reflektorfarbe beschichtet. An der Unterseite des Kegels befindet sich eine zylindrische Wanne, die mit einer 4.8 cm hohen Schicht des Szintillators gefüllt ist. Der Durchmesser beträgt 1 m. Das entstehende Szintillationslicht wird durch einen Photomultiplier an der Spitze des Kegels nachgewiesen. Die Ankopplung des Photomultipliers erfolgt durch einen konusförmigen Plexiglaslichtleiter. Zum Schutz des Szintillators gegen Oxidation ist der Gasraum zwischen Szintillator und Lichtleiter mit Argon gefüllt. Die Detektoren erreichen eine Energieauflösung von  $\sigma_E/E = 9\%$  bei der Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens von  $E_{\text{mip}} = 7.8 \text{ MeV}$ . Da zusätzlich zur Anode noch eine Dynode des Photomultipliers ausgelesen wird, reicht der dynamische Bereich aus, sowohl einzelne als auch bis zu 2000 durchgehende Teilchen je Detektor zu messen. Die Teilchenankunftszeit läßt sich mit einer Genauigkeit von  $\sigma_t = 0.77 \text{ ns}$  messen [Völker 92]. In den Detektorstationen der inneren vier Cluster befinden sich jeweils vier, in denen der äußeren Cluster jeweils zwei dieser Detektoren. Damit beträgt die gesamte aktive Fläche  $490 \text{ m}^2$ , was einer Flächenbelegung von 1.2 % entspricht.

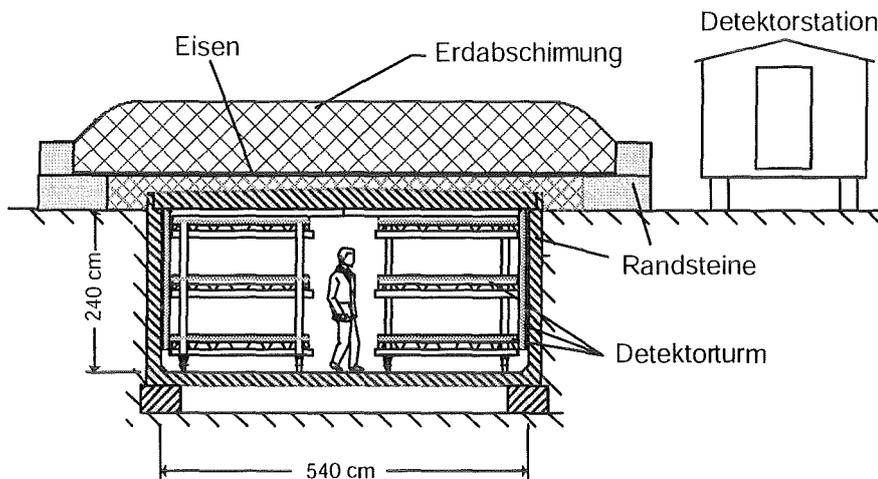
Zur Messung der Myonen befinden sich in den zwölf äußeren Clustern unter einer Abschirmung aus 10 cm Blei und 4 cm Eisen Plastikszintillatoren. Die Absorberdicke entspricht für senkrechten Teilchendurchgang 20 Strahlungslängen  $X_0$ . Die Energieschwelle für Myonen beträgt  $E_\mu > 230 \text{ MeV}$  [Antoni 01]. Die Detektoren bestehen aus jeweils vier Szintillatorplatten der Größe  $90 \times 90 \times 3 \text{ cm}^3$ , die von Wellenlängenschiebern entlang aller vier Kanten der Platten und insgesamt vier Photomultipliern ausgelesen werden. Sie erreichen eine Energieauflösung von etwa 75 % (Halbwertsbreite/Maximum) und eine Zeitauflösung von  $\sigma_t = 2.9 \text{ ns}$  [Kriegleder 92]. Die Gesamtfläche der Detektoren beträgt  $622 \text{ m}^2$ , entsprechend einer Flächenbelegung von 1.6 %.

### 2.2.1 Der Myontunnel

In der nördlichen Hälfte des KASCADE-Detektorarrays befindet sich ein Myonspurdetektor [Atanasov 00]. Durch eine präzise Vermessung der Myonenspuren läßt sich mittels Triangulation die Produktionshöhe der Myonen bestimmen. Da sich eiseninduzierte Schauer im Mittel höher in der Atmosphäre entwickeln als protoninduzierte, kann man aus der Produktionshöhe der Myonen Hinweise auf die Art des Primärteilchens erhalten.

Als Detektoren werden *limited streamer*-Röhren verwendet, die in drei Ebenen angeordnet sind (Abbildung 2.7). Zusätzliche vertikale Detektormodule an beiden Seiten verbessern die Akzeptanz für schräg einfallende Myonen. Die Detektoren befinden sich in einem  $5.4 \times 44 \text{ m}^2$  großen Tunnel unter einer Abschirmung aus Beton, Eisen und Erde. Die Absorberdicke entspricht 18 Strahlungslängen, die Myonenergieschwelle beträgt  $E_\mu > 800 \text{ MeV}$ . Die Detektorfläche von  $128 \text{ m}^2$  je Detektorebene ergibt eine Akzeptanz von ca.  $500 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$ .

Die Streamerröhren sind ähnlich aufgebaut wie die im Fundamentkeller des Zentraldetektors verwendeten Detektoren (Abschnitt 2.1.3). Allerdings erfolgt im Falle der Streamerröhren im Myontunnel kathodenseitig keine Pad-Auslese. Dies wäre bei der erforderlichen Ortsauflösung zu aufwendig. Statt dessen werden zwei Lagen Kathodenstreifen (Streifen-



**Abbildung 2.7: Schematischer Querschnitt durch den KASCADE-Myontunnel.** In drei horizontalen Ebenen sind *limited streamer*-Röhren angeordnet. Entlang den Seitenwänden befinden sich zusätzlich senkrechte Detektormodule zur Verbesserung der Sensitivität bei großen Zenitwinkeln.

breite 18 mm bei 2 mm Abstand) verwendet, die um  $90^\circ$  bzw.  $60^\circ$  gegen die Anodendrähte gedreht angeordnet sind. Die zweite, um  $60^\circ$  gedrehte Lage ermöglicht die Auflösung von Vieldeutigkeiten bei mehr als einem durchgehenden Teilchen.

Als Zählgas wird ein Gemisch aus Argon, Isobutan und  $\text{CO}_2$  verwendet. Der Detektor erreicht eine intrinsische Winkelauflösung, d.h. ohne Berücksichtigung der Vielfachstreuung der Myonen in der Atmosphäre und im Absorber über dem Detektor, von  $0.56^\circ$  [Zabierowski 01]. Durch Anwendung verschiedener Verbesserungen, wie die Trennung von bisher gemeinsam ausgelesenen Drahtpaaren sowie die Berücksichtigung der Driftzeit der erzeugten Ladungsträger im Zählgas, erscheint eine Verbesserung der Winkelauflösung um 40 % möglich [Obenland 01].

## 2.3 KASCADE-Grande

Bisherige Ergebnisse des KASCADE-Experiments [Antoni 02, Ulrich 01] zeigen bei wenigen PeV ein Abknicken des Flusses der leichten Komponente der primären kosmischen Strahlung. Für die schwere Komponente ist innerhalb des Meßbereichs von KASCADE dagegen keine Änderung des Spektralindex festzustellen. Ausgehend vom Knie in der leichten Komponente würde man unter der Annahme einer rigiditätsabhängigen Knieposition für das Abknicken des Eisenflusses eine Energie von  $E_K \approx 10^{17}$  eV erwarten, also an der oberen Grenze des Meßbereichs von KASCADE.

Um den Energiebereich für das erwartete Eisenknie abzudecken, wurde auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe in Kollaboration der Experimente EAS-TOP und KASCADE ein neues Luftschauerarray aufgebaut [Bertaina 01]. Für das neue Array werden die Szintillatoren des EAS-TOP-Experiments für die elektromagnetische Luftschauerkomponente verwendet [Aglietta 89]. Es besteht aus insgesamt 37 Detektorstationen auf einem hexagonalen Gitter<sup>12</sup> in einem Abstand von ca. 130 m. Das Detektorarray überdeckt eine Fläche von etwa 0.5 km<sup>2</sup>. In den einzelnen Detektorstationen befinden sich 16 Szintillatorplatten der Größe 80 × 80 × 4 cm<sup>3</sup> (insgesamt 10 m<sup>2</sup>), die von jeweils einem Photomultiplier ausgelesen werden. Das neue Array befindet sich derzeit (Mai 2002) im Stadium der Inbetriebnahme.

Das neue Detektorarray soll den Primärenergiebereich zwischen 10<sup>16</sup> eV und 10<sup>18</sup> eV abdecken. Es ist daher ein Überlapp mit dem Meßbereich von KASCADE gegeben. Weiterhin überschneiden sich die beiden Arrays auch räumlich. Die drei Detektorstationen in der Nord-Ost-Ecke des Grande-Arrays befinden sich innerhalb des KASCADE-Arrays. Es ist somit eine gemeinsame Datennahme und wechselseitige Kalibration der beiden Telexperimente möglich. Das Gesamtexperiment KASCADE-Grande wird daher den Energiebereich von 3 · 10<sup>14</sup> eV bis 10<sup>18</sup> eV vollständig abdecken können.

---

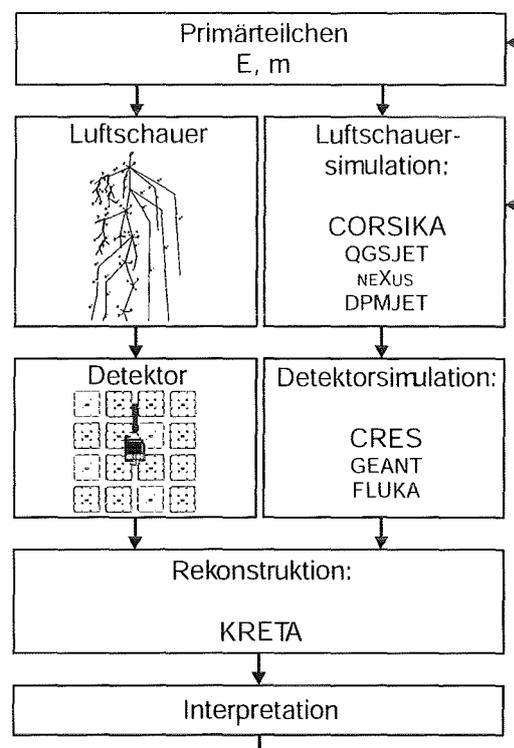
<sup>12</sup>Aufgrund der baulichen Gegebenheiten auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe läßt sich das Raster nicht exakt einhalten.

# 3

## Analyse der Daten

Die Interpretation von Messungen ausgedehnter Luftschauer erfordert im allgemeinen den Vergleich mit Simulationsrechnungen. Um vergleichbar zu sein, muß die Simulation die Messung möglichst vollständig beschreiben. Dies umfaßt einerseits die detaillierte Modellierung der physikalischen Vorgänge in der Atmosphäre (Abschnitt 3.2.1) und den einzelnen Detektoren (Abschnitt 3.2.2). Andererseits muß in der Simulation auch der gesamte zur Messung beitragende Parameterbereich (Energie und Masse der Primärteilchen, Zenitwinkel- und Ortsverteilung) abgedeckt werden. Weiterhin muß die Datenrekonstruktion (Abschnitt 3.3) in gleicher Weise sowohl auf die gemessenen als auch die simulierten Daten angewandt werden, um systematische Effekte der Rekonstruktion zu berücksichtigen.

Einen Überblick über das bei KASCADE verwendete Analyseschema gibt Abbildung 3.1. Im Falle der Messung löst ein Primärteilchen mit zunächst unbekannter Energie und Masse einen Luftschauer aus, der im Detektor nachgewiesen wird. Bei der Simulation gibt man ein Primärteilchen mit bekannter Energie und Masse vor und berechnet die mögliche Schauerentwicklung. Anhand der den Detektor erreichenden Sekundärteilchen wird anschließend die Detektorantwort simuliert. Da das Ausgabeformat von Messung und Simulation gleich ist, muß bei der Rekonstruktion nicht mehr zwischen Messung und Simulation unterschieden werden. Bei der Interpretation der Rekonstruktionsergebnisse können nun je nach Zielsetzung durch Vergleich von gemessenen und simulierten Daten einerseits Rückschlüsse auf das Primärteilchen gezogen werden, andererseits können die Luftschauer-simulationen sowie die verwendeten hadronischen Wechselwirkungsmodelle auf Konsistenz mit den Meßdaten geprüft werden.



**Abbildung 3.1: Schema der Datenanalyse.** Infolge des gleichen Formats von Meß- und Simulationsdaten muß bei der Rekonstruktion nicht zwischen beiden unterschieden werden.

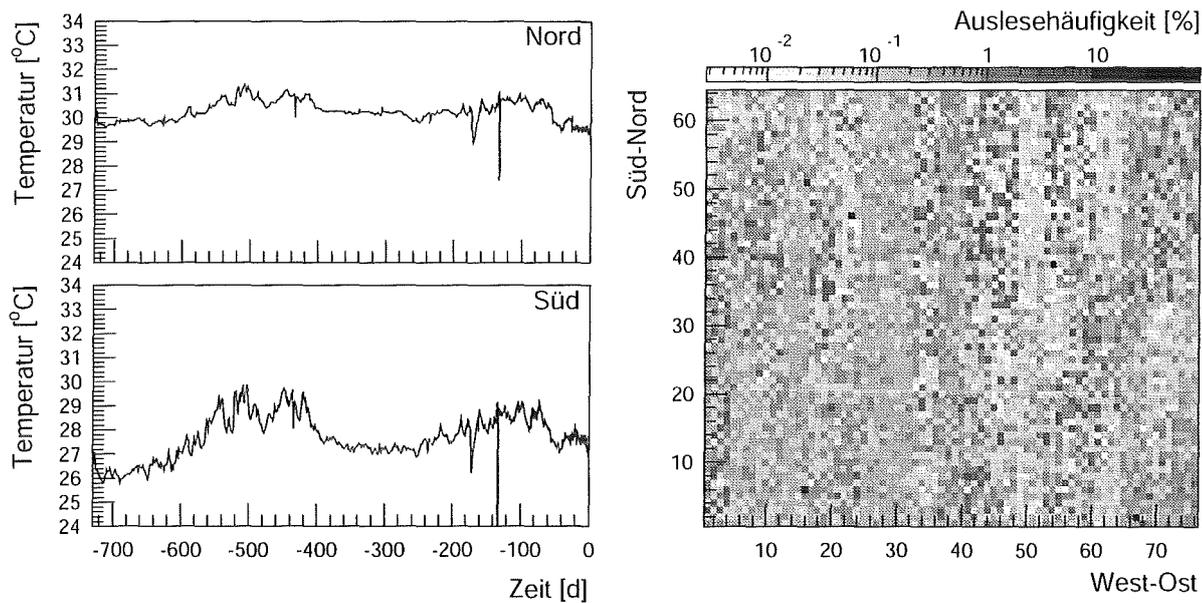
Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit letzterem, dem Test hadronischer Wechselwirkungsmodelle. Im Idealfall würde man dazu das Spektrum und die Elementzusammensetzung der primären kosmischen Strahlung in der Simulation nachbilden und könnte dann direkt Messung und Simulation vergleichen. Im betrachteten Energiebereich ( $3 \cdot 10^{14}$  eV –  $5 \cdot 10^{16}$  eV) ist die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung jedoch nicht bekannt. Es wurden daher proton- und eiseninduzierte Schauer als Extrema der möglichen Massenzusammensetzung simuliert. In der Analyse wird nun die Lage der Meßdaten relativ zu den Proton- und Eisensimulationen betrachtet und so die Plausibilität der Beschreibung der Messung durch die Simulation überprüft. Getestet werden die hadronischen Wechselwirkungsmodelle QGSJET 98, NEXUS 2 und DPMJET II.5. Bisherige Tests haben ergeben, daß QGSJET die Meßdaten am besten beschreibt. In [Antoni 99, Hörandel 97] wurde die hadronische Komponente ausgedehnter Luftschauer untersucht und mit den Vorhersagen der Modelle QGSJET 98, VENUS 4.12 und SIBYLL 1.6 verglichen. Während SIBYLL insbesondere bei der Korrelation mit der Myonzahl Probleme hat und VENUS bei der Klassifikation nach Elektronzahlintervallen gelegentliche Abweichungen zeigt, kann QGSJET die meisten Verteilungen gut beschreiben. Erst bei hohen Energien ( $10^{16}$  eV) treten auch für QGSJET Abweichungen zwischen Messung und Simulation auf. Eine andere Untersuchung hadronischer Wechselwirkungsmodelle [Antoni 01c, Risse 00] befaßte sich mit der Myontrigger- und Hadronrate. Während die Modelle QGSJET 98, DPMJET II.4 und SIBYLL 1.6 die gemessene Triggerrate gut reproduzieren können, wird diese von VENUS 4.12 und insbesondere HDPM überschätzt. Die Hadronrate wird von allen Modellen überschätzt. In Ergänzung dieser bisherigen Ergebnisse werden das neue Modell NEXUS 2 und die Version II.5 von DPMJET im Vergleich zu QGSJET 98 betrachtet.

In den folgenden Abschnitten werden zunächst die verwendeten KASCADE-Daten und verschiedene Überprüfungen der Meßdaten vorgestellt. Anschließend erfolgt eine Beschreibung der durchgeführten Simulationen. Es werden die verwendeten Programme für die Luftschauer- und Detektorsimulation erläutert und mögliche systematische Effekte in der Simulation diskutiert. Abschnitt 3.3 befaßt sich mit den verwendeten Rekonstruktionsalgorithmen. Zum Abschluß des Kapitels wird die verwendete Ereignis Selektion und die daraus resultierende Primärenergieabhängigkeit der Nachweiseffizienz vorgestellt.

### 3.1 Meßdaten

Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten KASCADE-Meßdaten wurden zwischen Mai 1998 und Dezember 1999 aufgezeichnet. In diesem Zeitraum wurden insgesamt 166 Millionen Ereignisse in einer effektiven Meßzeit von 12 300 h registriert. Frühere Daten werden nicht verwendet, da vorher das Kalorimeter noch nicht vollständig mit Detektoren bestückt war. Dadurch werden systematische Unsicherheiten, verursacht durch unterschiedliche verfügbare Detektorflächen, vermieden. Für die Zeit ab Januar 2000 war die endgültige Kalibration der Daten des Detektorarrays noch nicht abgeschlossen, so daß diese ebenfalls von der Analyse ausgeschlossen wurden.

Ferner wurden alle Meßläufe eliminiert, bei denen technische Probleme mit den Detektoren auftraten bzw. bei denen eine für die Analyse benötigte Detektorkomponente nicht aktiv war (siehe auch Abschnitt 3.1.1). Nach diesen Selektionen verbleiben noch 71 Millionen



**Abbildung 3.2: Detektorüberwachung.** *Linkes Teilbild:* Beispiele für den Temperaturverlauf im Detektor (Okt. 1999 bis Okt. 2001). *Rechtes Teilbild:* Beispiel für die Auslesehäufigkeit, d.h. Überschreiten der  $3\sigma$ -Schwelle, einzelner elektronischer Kanäle. Dargestellt sind alle Kanäle der dritten Kalorimeterebene.

Ereignisse aus 5 130 h Meßzeit.<sup>1</sup> In 2.98 Millionen von diesen Ereignissen wurde mindestens ein Hadron rekonstruiert, nach allen weiteren Schnitten (siehe Abschnitt 3.4) verbleiben noch 36 200 Ereignisse. Daraus ergibt sich eine mittlere Rate von etwa sieben Ereignissen je Stunde.

### 3.1.1 Detektorüberwachung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm zur Überwachung des Hadronkalorimeters entwickelt. Zielsetzung der Überwachung ist es, Detektorprobleme möglichst schnell zu erkennen, um so einerseits auf kritische Betriebszustände umgehend reagieren zu können und andererseits Ausfallzeiten zu minimieren. Insbesondere die Temperatur des Detektors ist infolge der Siedetemperatur von Tetramethylsilan von  $26.5^\circ\text{C}$  kritisch. Der sich bei Überschreiten der Siedetemperatur aufbauende Druck würde die Kammern unbrauchbar machen.<sup>2</sup>

Die Detektorüberwachung umfaßt mehrere Komponenten. Die Mehrbenutzerfähigkeit des Kontroll- und Datennahmeprogramms des Kalorimeters [Hörandel 96] ermöglicht es, jederzeit ohne Störung einer laufenden Messung auf die Elektronikkomponenten des Kalo-

<sup>1</sup>Die starke Reduktion der Ereignisanzahl resultiert aus zwei insgesamt acht Monate dauernden Abschaltphasen des Kalorimeters zum Aufbau der neuen Toplage bzw. für verschiedene Reparaturarbeiten.

<sup>2</sup>Infolge der hohen Wärmekapazität des Eisenabsorbers wird ein Temperaturanstieg stark gedämpft. Durch die Vorverstärkerelektronik werden jedoch 10 kW eingebracht und ein Ausfall der Kühlung kann daher nur eine gewisse Zeit überbrückt werden.

rimeters zuzugreifen und Betriebsparameter auszulesen. Dies wird ausgenutzt, um in regelmäßigen Abständen wichtige Parameter, insbesondere Temperatur und Hochspannung, abzufragen und mit Sollwerten zu vergleichen. Treten Abweichungen zwischen Soll- und Ist-Werten auf, wird dies automatisch mittels E-Mail gemeldet. Durch Weiterleitung der E-Mails ist die Überwachung auch in Abwesenheit möglich. Die ausgelesenen Werte für die Temperaturen und die Hochspannungsströme werden zusätzlich protokolliert, so daß der Benutzer Zugriff auf deren zeitliche Entwicklung hat. Als Beispiel zeigt Abbildung 3.2 (linkes Teilbild) den Temperaturverlauf zweier Meßstellen im Nord- bzw. Südteil des Kalorimeters in den letzten beiden Jahren. Im Südteil des Kalorimeters treten infolge der Sonneneinstrahlung größere Schwankungen auf. Die Absolutwerte sind nicht aussagekräftig, da sich die Temperatursensoren im gleichen Gehäuse wie die Vorverstärker befinden. Die absolute Temperatur hängt daher von der Wärmekopplung zwischen Sensor und Verstärker ab.

Zusätzlich werden einmal täglich Kontrollhistogramme der Datennahmesoftware ausgelesen. Dabei werden u.a. Häufigkeitsverteilungen der Anzahl der ausgelesenen Kanäle je Ereignis, der Triggerquellen und der Zeitdifferenzen zwischen zwei Ereignissen protokolliert.

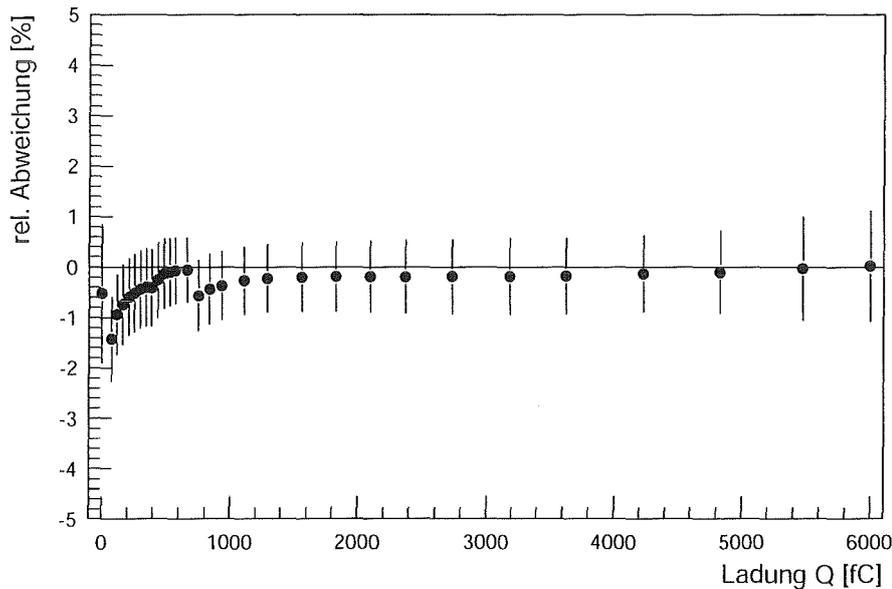
Als weitere Komponente der Detektorüberwachung wird täglich eine Analyse der Meßdaten durchgeführt.<sup>3</sup> Dabei werden einerseits die Rekonstruktionsergebnisse ausgewertet, beispielsweise die Orts- und Winkelverteilung der rekonstruierten Hadronen oder die Verteilung der Restenergie, d.h. deponierte Energie, die keiner Hadronspur zugeordnet werden konnte. Andererseits werden für jeden der ca. 44 000 Kanäle verschiedene Werte wie die Auslesehäufigkeit, mittlere Energiedeposition, Häufigkeit ungewöhnlich hoher Energieeinträge u.a. ermittelt. Die Darstellung dieser Werte erfolgt ebenenweise in zweidimensionalen Histogrammen. Anhand dieser Verteilungen lassen sich sowohl Ausfälle im Detektor (z.B. defekte Netzgeräte) als auch sonstige Veränderungen (z.B. eine deutliche Zunahme des Rauschens) erkennen. Als Beispiel ist in Abbildung 3.2 (rechtes Teilbild) die Auslesehäufigkeit für eine Detektorebene dargestellt.

Die eigentlichen Berechnungen laufen dabei automatisch ohne Benutzereingriff ab. Die Daten werden so weit aufbereitet, daß sich der zeitliche Aufwand für die Beurteilung der Ergebnisse durch den Benutzer auf wenige Minuten reduziert. Auf die Implementierung eines Algorithmus zur automatisierten Beurteilung der Verteilungen wurde verzichtet, da dieser nicht die Flexibilität eines Benutzers bei der Erkennung von Problemen erreicht. Insbesondere neue, nicht vorhergesehene Probleme lassen sich mit einem automatischen System nicht bzw. nur mit sehr großem Aufwand erkennen.

Alle Komponenten der Detektorüberwachung wurden in die Benutzeroberfläche für das Hadronkalorimeter integriert. Dadurch stehen alle Hilfsmittel – Detektorüberwachung, direkter Zugriff auf die Kalorimerelektronik sowie Zugriff auf die Datenbank für die Kalibrationskonstanten (siehe Abschnitt 3.3) – an einer zentralen Stelle zur Verfügung. Alle Überwachungskomponenten zusammengenommen bieten die Möglichkeit einer zeitnahen Kontrolle des Kalorimeters. Bei Ausfällen von Detektorkomponenten ist somit ein schnelles Eingreifen und in der Folge ein Minimieren von Ausfallzeiten möglich.

---

<sup>3</sup>Um Rechenzeit zu sparen, werden nur 40 000 Ereignisse, entsprechend 3 h Meßzeit, analysiert.



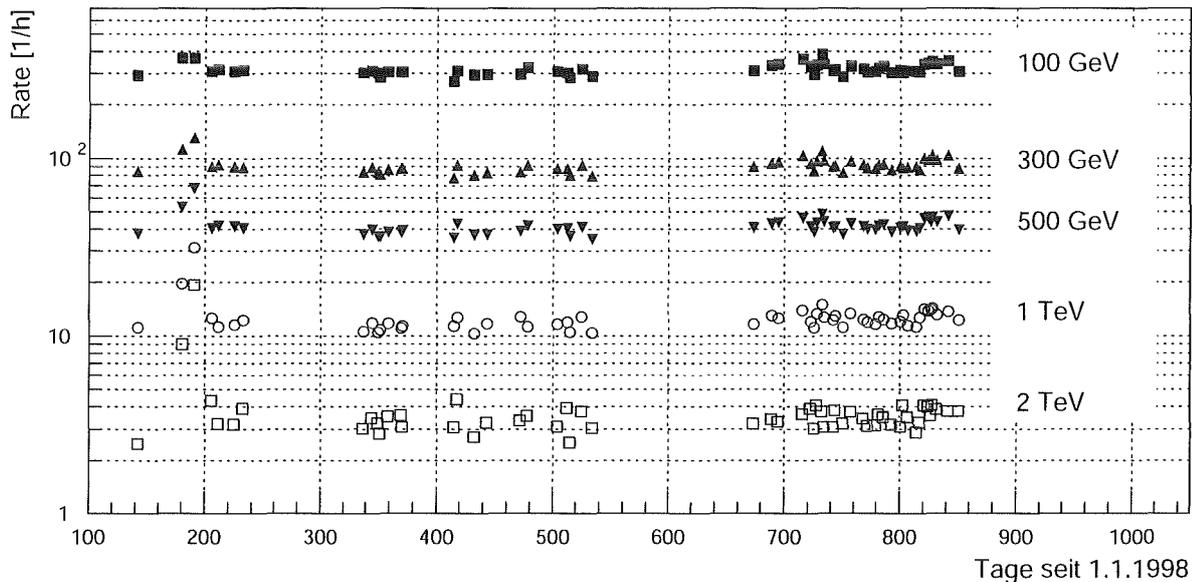
**Abbildung 3.3: Stabilität der Verstärkerelektronik.** Dargestellt ist die relative Abweichung der ADC-Werte für verschiedene, in die Vorverstärker eingekoppelte Eichpulse. Die Fehlerbalken geben die Streuung der Werte an. Die verglichenen Kalibrationen wurden im Januar 1998 bzw. November 2000 durchgeführt.

### 3.1.2 Langzeitstabilität

Die im vorherigen Abschnitt vorgestellte Detektorüberwachung liefert bereits einen wesentlichen Beitrag zur Sicherstellung eines stabilen Betriebs des Kalorimeters. Sie ist allerdings wenig sensitiv auf sich langsam vollziehende Veränderungen. Hinsichtlich der Langzeitstabilität des Hadronkalorimeters sind zwei Aspekte zu betrachten: Die Stabilität der Verstärkerelektronik sowie das Verhalten der Detektoren selbst – insbesondere der Ionisationsflüssigkeiten. Die Stabilität der Elektronik wird durch den Einsatz rückgekoppelter Verstärker sichergestellt (siehe Abschnitt 2.1.1.2). Einen weiteren Beitrag zur Stabilität liefert die konstante Temperatur im Detektor. Die Temperaturschwankungen zwischen Sommer und Winter sind kleiner als  $3^{\circ}\text{C}$  (siehe Abbildung 3.2). Einen Vergleich von zwei Kalibrationen der Verstärkerelektronik im Abstand von drei Jahren zeigt Abbildung 3.3. Dazu wurden die für verschiedene Eichpulse ermittelten ADC-Werte kanalweise verglichen. Abbildung 3.3 zeigt, daß sich die Kennlinien der Verstärker auf besser als 2% reproduzieren lassen.

Die zeitliche Stabilität der Ionisationskammern selbst läßt sich indirekt anhand der Meßdaten überprüfen.<sup>4</sup> Bei einer eventuell auftretenden Verunreinigung der Ionisationsflüssigkeit – z.B. durch Zersetzung der Ionisationsflüssigkeit oder Herausdiffundieren von Verunreinigungen aus den Stahloberflächen – würden die Kammernsignale infolge der verstärkten Absorption freier Elektronen abnehmen. Bereits kleine Verschiebungen der gemessenen

<sup>4</sup>Eine Wiederholung der physikalischen Kalibration (siehe Seite 26) wurde aufgrund des beträchtlichen Arbeits- und Zeitaufwands nur für wenige Kammern durchgeführt.



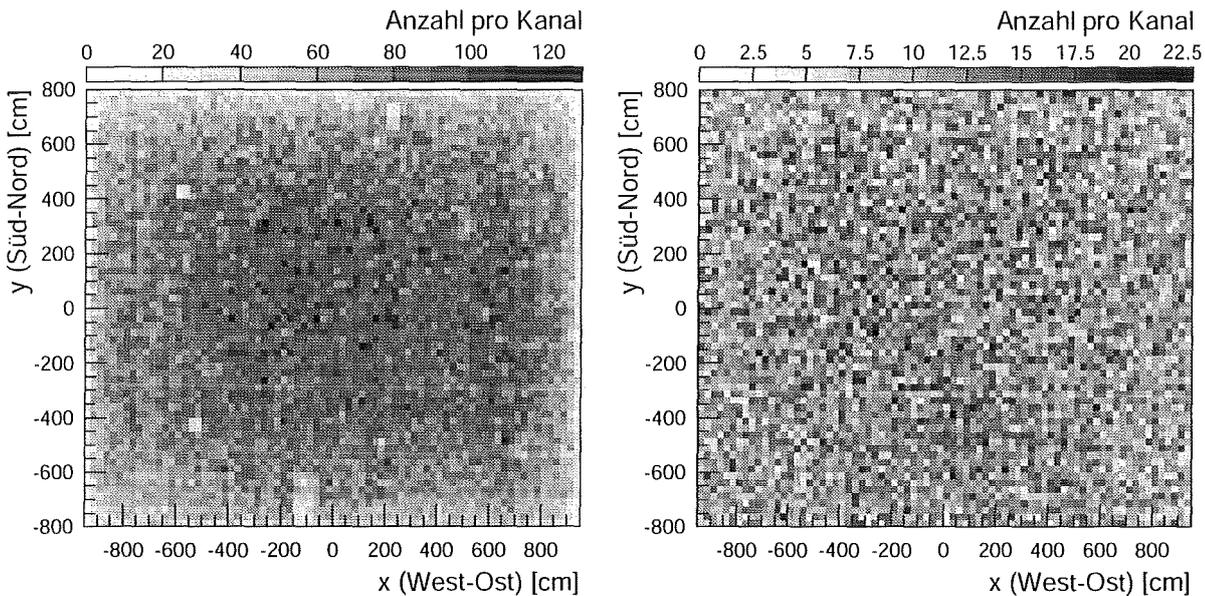
**Abbildung 3.4: Hadronrate.** Dargestellt ist die Rate der Ereignisse mit mindestens einem rekonstruierten Hadron mit einer Energie oberhalb der angegebenen Energieschwelle. Es wurden nur die Meßläufe mit einer Dauer von mindestens 24 h verwendet. Die beiden Lücken werden durch längere Abschaltphasen des Kalorimeters verursacht.

Energien würden jedoch infolge des steilen Energiespektrums der Hadronen zu einer signifikanten Veränderung ihrer Rate führen. In Abbildung 3.4 sind die gemessenen Hadronraten oberhalb verschiedener Hadronenergieschwellen für den Zeitraum von Mai 1998 bis April 2000 dargestellt. Es lassen sich keinerlei Anzeichen für eine Abnahme der Raten erkennen, die z.B. auf eine langsame Verunreinigung der Ionisationsflüssigkeiten hindeuten könnten. Die in Abschnitt 2.1.1.1 erwähnten Langzeittests der Ionisationskammern werden dadurch bestätigt.

### 3.1.3 Räumliche Homogenität

Ein weiterer Test betrifft die räumliche Homogenität des Detektors. Diese ist Voraussetzung dafür, daß die Messung nicht von der Position des Schauerkerne abhängt. Eventuelle Inhomogenitäten könnten beispielsweise durch mehrere defekte Kanäle innerhalb eines kleinen Bereichs, durch abweichende Hochspannung oder auch unterschiedliches Rauschen der Verstärker in verschiedenen Bereichen des Detektors verursacht werden. Gleichzeitig ist räumliche Homogenität auch ein Hinweis auf zeitliche Stabilität der Detektoren, da der Aufbau des Kalorimeters mehrere Jahre dauerte und somit ein Teil der Detektoren bereits eventuelle Alterungserscheinungen zeigen könnte.

Im linken Teilbild von Abbildung 3.5 ist die Ortsverteilung der rekonstruierten Hadronen in allen für die Analyse verwendeten Ereignissen dargestellt. Es ergibt sich im wesentlichen eine sehr gute Homogenität. Die Abnahme der Hadronhäufigkeit zu den Rändern hin ist



**Abbildung 3.5: Räumliche Homogenität.** *Linkes Teilbild:* Verteilung der Positionen der rekonstruierten Hadronen (Hadronenergieschwelle 50 GeV), *rechtes Teilbild:* Verteilung der rekonstruierten Schauerkernepositionen.

eine Folge von Randeffekten sowie der Ereignisselektion (siehe Abschnitt 3.4) und wird auch in der Simulation beobachtet. Einige kleine Bereiche mit einer reduzierten Nachweiswahrscheinlichkeit für die Hadronen umfassen weniger als 1% der aktiven Detektorfläche und können daher vernachlässigt werden.<sup>5</sup> Das rechte Teilbild von Abbildung 3.5 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Schauerzentren. Auch hier ergibt sich eine sehr gute Homogenität.

## 3.2 Simulation

Zum Vergleichen und Testen der hadronischen Wechselwirkungsmodelle QGSJET, NEXUS und DPMJET wurden umfangreiche Simulationsrechnungen durchgeführt. Wie in Abbildung 3.1 skizziert, gliedern sich diese in zwei Teile. Zunächst wird die Luftschauerentwicklung in der Atmosphäre simuliert (Abschnitt 3.2.1). Als Ergebnis erhält man die einzelnen Sekundärteilchen, die das Beobachtungsniveau erreichen. Anschließend wird anhand dieser Sekundärteilchen in einer detaillierten Detektorsimulation (Abschnitt 3.2.2) die Antwort der Detektoren auf das jeweilige Ereignis ermittelt.

<sup>5</sup>Der größere Bereich am unteren Rand ist die Folge einer vertauschten Verkabelung in einer Detektorebene an dieser Stelle. Die Korrektur dieses Fehlers erfordert jedoch eine komplette Neuanalyse aller KASCADE-Daten, was aufgrund des erheblichen Rechenaufwands im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt wurde.

### 3.2.1 Luftschauersimulation

Für die Simulation der Vorgänge in der Atmosphäre wurde das Programm CORSIKA<sup>6</sup> [Heck 98] verwendet. CORSIKA ist ein Programm zur Simulation ausgedehnter Luftschauer, ausgelöst durch primäre Photonen, Protonen oder beliebige Atomkerne bis hin zu Eisenkernen. Alle produzierten Sekundärteilchen oberhalb bestimmter Energieschwellen (wählbar getrennt nach Hadronen, Myonen, Elektronen und Photonen; in dieser Arbeit wurden 100 MeV für Hadronen und Myonen sowie 3 MeV für Elektronen und Photonen verwendet) werden einzeln weiter verfolgt. Durch die Verwendung von Monte-Carlo-Methoden werden nicht nur die Mittelwerte von Beobachtungsgrößen, sondern auch deren Fluktuationen beschrieben.

Zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen lassen sich in CORSIKA verschiedene Wechselwirkungsmodelle einbinden. Neben den in dieser Arbeit verwendeten Modellen QGSJET, NEXUS und DPMJET können auch VENUS<sup>7</sup> [Werner 93], SIBYLL [Fletcher 94] und HDPM (Beschreibung in [Heck 98]) angewählt werden. Diese Modelle werden für Kollisionen bei Energien größer als 80 GeV (im Laborsystem) verwendet. Wechselwirkungen bei kleineren Energien werden durch das Modell GHEISHA<sup>8</sup> [Fesefeldt 85] oder alternativ durch UrQMD<sup>9</sup> [Bass 98, Bleicher 99] beschrieben.

Die elektromagnetische Komponente der Luftschauer läßt sich in CORSIKA auf zwei Arten modellieren. Einerseits können mittels EGS4<sup>10</sup> [Nelson 85] die einzelnen Teilchen durch die Atmosphäre verfolgt werden. Dies bietet den Vorteil, daß man auf dem Beobachtungsniveau die für eine Detektorsimulation benötigte Information über Energie, Ort und Richtung einzelner Teilchen erhält. Aufgrund der hohen Anzahl der elektromagnetischen Teilchen in Luftschauern ist dies jedoch sehr rechenintensiv. Andererseits ist eine analytische Beschreibung mittels der NKG-Funktion möglich. Diese liefert allerdings keine Detailinformationen für einzelne Teilchen sondern nur punktuelle Elektronendichten, benötigt dafür aber nur wenig Rechenzeit.

Die Simulation von Luftschauern läßt sich in drei Bereiche gliedern: Die Berechnung der Flugstrecke eines Teilchens bis zur nächsten Wechselwirkung (bzw. Zerfall für instabile Teilchen), der Transport des Teilchens zum Wechselwirkungspunkt und die Berechnung der in der Wechselwirkung erzeugten Sekundärteilchen. Die Berechnung der Flugstrecke beruht auf dem Wirkungsquerschnitt des jeweiligen Teilchens für Reaktionen mit den Molekülen und Atomen der Luft<sup>11</sup>. Die Wirkungsquerschnitte werden für hadronische Teilchen entsprechend des gewählten Wechselwirkungsmodells ermittelt. Für Myonen werden Bremsstrahlung und  $e^+e^-$ -Paarerzeugung berücksichtigt, Elektronen und Photonen wer-

<sup>6</sup>Cosmic Ray Simulation for KASCADE

<sup>7</sup>Very Energetic Nuclear Scattering

<sup>8</sup>Gamma Hadron Electron Interaction SHower Algorithm

<sup>9</sup>Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics. UrQMD läßt sich ab CORSIKA Version 6 einbinden. Zuvor stand als Alternative zu GHEISHA das ISOBAR-Modell zur Verfügung.

<sup>10</sup>Electron Gamma Shower system version 4

<sup>11</sup>Die Atmosphäre in CORSIKA besteht aus 78.1% N<sub>2</sub>, 21.0% O<sub>2</sub> und 0.9% Ar (Volumenanteile). Das Dichteprofil folgt der US-Standardatmosphäre. Es sind jedoch auch andere Atmosphärenschichtungen wählbar.

den durch EGS4 behandelt. Für instabile Teilchen wird zusätzlich aus der Lebensdauer die Strecke bis zu einem eventuellen Zerfall berechnet (so wird unterschieden, ob das Teilchen wechselwirkt oder zerfällt). Nach Ermittlung der Flugstrecke wird das Teilchen an seine neue Position transportiert. Dabei wird der Energieverlust des Teilchens durch Ionisation gemäß der Bethe-Bloch-Funktion und seine Ablenkung durch Vielfachstreuung berücksichtigt. Weiterhin wird die Ablenkung des Teilchens im Erdmagnetfeld ermittelt. Anschließend erfolgt die Berechnung der Sekundärteilchen. Hadronische Wechselwirkungen werden durch das gewählte hadronische Wechselwirkungsmodell behandelt, Bremsstrahlung und  $e^+e^-$ -Paarproduktion durch Myonen entsprechend GEANT (siehe Abschnitt 3.2.2). Im Falle eines Teilchenzerfalls werden alle Zerfallskanäle mit einem Verzweungsverhältnis größer als 1% berücksichtigt.

CORSIKA bietet einige weitere Möglichkeiten für spezielle Anwendungen. So können beispielsweise Čerenkov-Photonen erzeugt werden. Des Weiteren ist die explizite Produktion von Neutrinos möglich. Für Schauer unter großen Zenitwinkeln kann die Krümmung der normalerweise flach angenommenen Atmosphäre berücksichtigt werden (bei einem Zenitwinkel von  $\vartheta = 75^\circ$  wird infolge der Annahme einer flachen Atmosphäre die atmosphärische Dicke um 1.5% überschätzt [Knapp 97]). Um die bei hohen Primärenergien infolge der großen Zahl der Sekundärteilchen langen Rechenzeiten zu reduzieren, kann unter Berücksichtigung von Gewichtungsfaktoren nur ein Teil der Sekundärteilchen exemplarisch für alle anderen Teilchen durch die Atmosphäre verfolgt werden (*Thinning*).

### 3.2.2 Detektorsimulation

An die Simulation der Luftschauerentwicklung in der Atmosphäre schließt sich eine detaillierte Modellierung der physikalischen Vorgänge im Detektor an, um das Detektorverhalten möglichst realistisch nachzubilden und so die Vergleichbarkeit von Messung und Simulation zu gewährleisten. Für KASCADE wurde dazu das Programm CRES<sup>12</sup> basierend auf dem Programmpaket GEANT [GEANT 93] entwickelt. Zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen im Detektor wird der in GEANT integrierte FLUKA-Programmcode [Aarnio 87] verwendet.

In CRES werden alle relevanten – sowohl aktive als auch passive – Detektorelemente entsprechend dem realen Detektoraufbau nachgebildet. Beispielsweise wird auch der Erdboden simuliert, um rückgestreute Teilchen zu berücksichtigen. Alle in den verschiedenen Detektormedien auftretenden Wechselwirkungen werden von GEANT modelliert. Bei hohen Primärenergien reicht oftmals die von GEANT maximal speicherbare Teilchenanzahl von 64 000 nicht aus, um alle den Detektor treffenden Sekundärteilchen zu verarbeiten. Der Programmablauf wurde daher dahingehend geändert, daß der die einzelnen Teilchen verarbeitende Programmteil für ein Luftschauerereignis mehrfach gerufen werden kann. Als Ergebnis der Simulation wird die Energiedeposition in den einzelnen Detektorkanälen, bzw. im Falle von Drahtkammern die ansprechenden Drähte ermittelt. Bei der Bestimmung der Signale in den Flüssigkeitsionisationskammern des Hadronkalorimeters wird dabei die Signaldämpfung für stark ionisierende Teilchen berücksichtigt (siehe Abschnitt 2.1.1.1).

---

<sup>12</sup>Cosmic Ray Event Simulation

Die Ankunftszeiten der Teilchen werden aus der wahren Ankunftszeit unter Berücksichtigung der Zeitauflösung der Detektoren ermittelt.

Zusätzlich zur Simulation der Detektorantwort auf vollständige Luftschauer können mit CRES auch einzelne Teilchen im Detektor simuliert werden. Dies wird für die Energiekalibration des Hadronkalorimeters verwendet, da für die auftretenden Hadronenergien (10 TeV und darüber) kein Teststrahl existiert. Die Zuverlässigkeit der Energiekalibration hängt daher von der Genauigkeit der Detektorsimulation ab. Zur Überprüfung der Detektorsimulation wurde die longitudinale und laterale Entwicklung der Hadronschauer im Kalorimeter für Messung und Simulation verglichen [Milke 98, Engler 99]. Abgesehen von geringfügigen Abweichungen der Lateralverteilung bei großen Abständen ( $> 35$  cm) zeigt sich eine gute Übereinstimmung von gemessener und simulierter Schauerentwicklung. Die Zuverlässigkeit der Energiekalibration des Hadronkalorimeters wurde somit bestätigt.

### 3.2.3 Einfluß der Spektralindizes

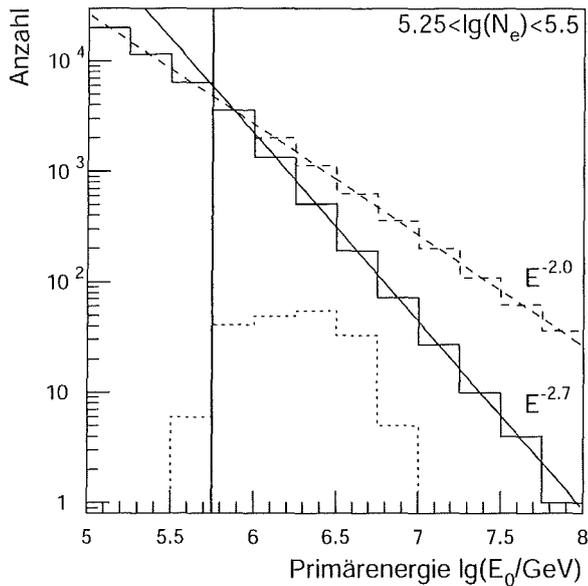
Für den Test der hadronischen Wechselwirkungsmodelle wurden umfangreiche Simulationsrechnungen durchgeführt. Es wurden folgende Wechselwirkungsmodelle eingesetzt:

- QGSJET 98 (CORSIKA Version 5.644)
- NEXUS 2 (CORSIKA Version 5.946)
- DPMJET II.5 (CORSIKA Version 6.001)

Für die Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen unterhalb von 80 GeV Laborenergie wurde GHEISHA verwendet. Die elektromagnetische Luftschauerkomponente wurde mittels EGS simuliert, um eine detaillierte Detektorsimulation durchführen zu können. Es wurden für die drei verwendeten Modelle QGSJET, NEXUS und DPMJET jeweils proton- und eiseninduzierte Schauer als Extrema der möglichen Massenzusammensetzung simuliert. Um Messung und Simulation vergleichen zu können, muß die Simulation den gesamten in der Messung verwendeten Parameterraum (Primärenergie, Zenitwinkel und Ort) abdecken. Es wurden daher Luftschauer im Energiebereich von  $1 \cdot 10^{14}$  eV bis  $1 \cdot 10^{17}$  eV simuliert. Die Zenitwinkel wurden unter der Annahme eines isotropen Einfalls der kosmischen Strahlung zwischen  $0^\circ$  und  $35^\circ$  gewählt. Die Schauerpositionen wurden auf einer Fläche von  $23 \times 20$  m<sup>2</sup> um das Zentrum des Hadronkalorimeters gleichmäßig verteilt. Der gewählte Bereich ist auf jeder Seite 2 m größer als die aktive Detektorfläche. Damit ist im Rahmen der Rekonstruktionsauflösungen (Abschnitt 3.3) und der gewählten Schnitte zur Ereigniselektion (Abschnitt 3.4) sichergestellt, daß alle Beiträge zu den Meßdaten auch in der Simulation berücksichtigt werden.

Bei der Wahl des Spektralindex für die Verteilung der Primärenergien in der Simulation muß ein Kompromiß eingegangen werden. Es wäre eigentlich wünschenswert, als Spektralindex möglichst den tatsächlichen Wert zu verwenden. Infolge des steilen Flußspektrums bedeutet dies jedoch, daß man, um bei hohen Energien noch statistisch belastbare Ergebnisse zu erhalten, bei kleinen Energien sehr viele Ereignisse simulieren müßte.<sup>13</sup> Dies

<sup>13</sup>10 Ereignisse bei  $10^{17}$  eV erfordern fast 500 000 Ereignisse bei  $10^{14}$  eV (Spektralindex  $\gamma = -2.7$ ).

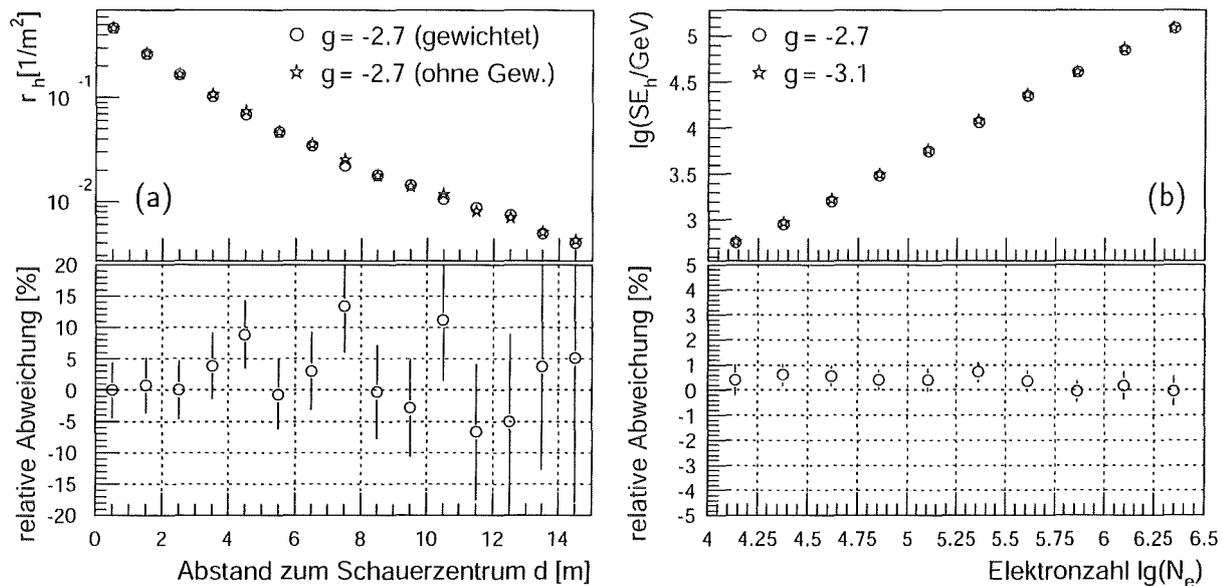


**Abbildung 3.6: Simuliertes Energiespektrum.** Die gestrichelte Verteilung stellt das gesamte simulierte Spektrum dar (Spektralindex  $-2.0$  zwischen den Primärenergieintervallen). Die zum  $N_e$ -Intervall beitragenden Primärenergien sind durch die gepunktete Verteilung gegeben. Oberhalb der durch die senkrechte Linie gekennzeichneten Primärenergie werden in jedem Primärenergieintervall nur so viele Ereignisse berücksichtigt wie einem  $E^{-2.7}$ -Spektrum entsprechen (durchgezogene Verteilung). Da die Primärenergien innerhalb der Intervalle gemäß  $E^{-2.7}$  verteilt sind, ergibt sich ein durchgängiges  $E^{-2.7}$ -Spektrum. Weitere Erläuterungen im Text.

ist aus Rechenzeitgründen nicht möglich. Statt dessen kann man ein flacheres Spektrum simulieren und dieses unter Verwendung von Gewichtungsfaktoren für die einzelnen Ereignisse in das gewünschte Energiespektrum transformieren. Um eventuelle systematische Effekte durch die Gewichtung abschätzen zu können, wurde die Primärenergie in der Simulation folgendermaßen gewählt: Der Energiebereich wurde in 12 logarithmisch äquidistante Intervalle unterteilt. Die Eventanzahlen der einzelnen Intervalle wurden gemäß einem  $E^{-2.0}$ -Spektrum gewählt. Insgesamt wurden für jede Kombination aus Wechselwirkungsmodell und Primärteilchen ca. 46 000 Ereignisse simuliert. Die Verteilung auf die einzelnen Intervalle kann Abbildung 3.6 (gestrichelte Linie) entnommen werden. Innerhalb der einzelnen Intervalle wurde ein Spektralindex  $\gamma = -2.7$  verwendet. Dies ermöglicht eine alternative Methode zur Erzeugung eines durchgängigen  $E^{-2.7}$ -Spektrums. Dazu wurden für jedes in der Analyse betrachtete Schauergrößenintervall die beitragenden Primärenergien ermittelt. Anhand von Mittelwert  $\langle E \rangle$  und Streuung  $\sigma_E$  der Primärenergieverteilung wurde eine Untergrenze der Energie  $E_{\min} = \langle E \rangle - 2 \cdot \sigma_E$  festgelegt, oberhalb der in den einzelnen Energieintervallen nur so viele Ereignisse berücksichtigt werden wie einem Spektralindex  $\gamma = -2.7$  entsprechen. Dies ist am Beispiel eines Elektronzahlintervalls für den QGSJET/Proton-Simulationsatz in Abbildung 3.6 dargestellt. Unterhalb von  $E_{\min}$  stehen zwar zu wenige simulierte Ereignisse für ein  $E^{-2.7}$ -Spektrum zur Verfügung, jedoch tragen hier nur so wenige Ereignisse zum jeweiligen Schauergrößenintervall bei, daß dies vernachlässigt werden kann.

Für die Untersuchung des Einflusses der Gewichtung<sup>14</sup> stand ein zusätzlicher Satz Simulationen (mit QGSJET als Wechselwirkungsmodell) mit einem durchgängigen Spektralindex  $\gamma = -2.0$  zur Verfügung. Diese Simulationen wurden mittels Gewichtung in ein  $E^{-2.7}$ -Spektrum transformiert, die zuvor genannten Simulationen mittels des beschriebenen

<sup>14</sup>Aufgrund der großen Schauerfluktuationen tragen – im Extremfall hadronischer Schauergrößen – zu einem Schauergrößenintervall bis zu zwei Größenordnungen der Primärenergie bei. Dies führt zu einem Verhältnis der Gewichtungsfaktoren für die kleinste bzw. größte beitragende Energie von  $100^{0.7} = 25$ .



**Abbildung 3.7: Einfluß von Gewichtung und Spektralindizes.** Teilbild (a) zeigt am Beispiel einer Hadronlateralverteilung den Vergleich zweier Methoden zur Erzeugung eines  $E^{-2.7}$ -Spektrums (Erklärung im Text), Teilbild (b) den Einfluß des gewählten Spektralindex am Beispiel der Korrelation von hadronischer Energiesumme und Elektronzahl (jeweils QGSJET/Proton-Simulationen).

nen Verfahrens ohne Gewichtung. Es konnten keine systematischen Effekte infolge der Gewichtung festgestellt werden. Als Beispiel ist in Abbildung 3.7a die Lateralverteilung der Hadronen für ein Myonzahlintervall dargestellt. Im Rahmen der statistischen Schwankungen treten keine Unterschiede zwischen den beiden Methoden auf. Zusätzlich zeigt dieser Vergleich, daß die Ergebnisse auch bei Verwendung zweier unabhängiger Simulationssätze reproduzierbar sind.

Da im betrachteten Energiebereich der genaue Verlauf der Spektren der einzelnen Primärmassen nicht bekannt ist, muß überprüft werden, inwiefern die Wahl der Spektralindizes die Ergebnisse beeinflusst. Der sinnvolle Variationsbereich für die Spektralindizes ist durch die Indizes des Spektrums der kosmischen Strahlung für Energien kleiner ( $\gamma \approx -2.7$ ) bzw. größer ( $\gamma \approx -3.1$ ) als die Knieenergie gegeben. Der Unterschied, der sich zwischen beiden Spektralindizes ergibt, ist am Beispiel der Korrelation von hadronischer Energiesumme und Elektronzahl in Abbildung 3.7b dargestellt. Es zeigen sich nur geringe Unterschiede zwischen den beiden Spektralindizes. Setzt man die Verschiebung in Relation zum Unterschied zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern, so beträgt die Verschiebung infolge unterschiedlicher Spektralindizes auch für Verteilungen mit einem nur kleinen Unterschied zwischen Proton und Eisen weniger als 10% des Proton-Eisen-Unterschieds. Dieser Wert gibt eine obere Abschätzung des Einflusses der Wahl der Spektralindizes an. Der Einfluß der gewählten Spektralindizes auf die Analyseergebnisse kann daher vernachlässigt werden.

Mehrere Analysen der KASCADE-Daten [Antoni 02, Hörandel 98, Ulrich 01, Weber 99] sowie anderer Experimente [Alessandro 01, Glasmacher 99] zeigen im Energiebereich des Knies eine Zunahme der mittleren Masse der kosmischen Strahlung, bzw. ein Abknik-

ken ihrer leichten Komponente. Alle Resultate sind verträglich mit der Annahme einer rigiditätsabhängigen Knieposition. Im folgenden werden daher in der Simulation folgende Spektralindizes  $\gamma$  und Kniepositionen  $E_K$  angenommen:

	$\gamma(E < E_K)$	$E_K$	$\gamma(E > E_K)$
Proton	-2.7	$3 \cdot 10^{15}$ eV	-3.1
Eisen	-2.7	$8 \cdot 10^{16}$ eV	-3.1

### 3.3 Rekonstruktion

Zur Auswertung der Daten von KASCADE steht das Programm KRETA<sup>15</sup> zur Verfügung. Das Rahmenprogramm ist für die allgemeine Steuerung, das Einlesen der zu analysierenden Daten sowie die Ausgabe von DSTs<sup>16</sup> und Histogramm-Dateien zuständig. Es ruft weiterhin für die einzelnen Detektorkomponenten Algorithmen zur Rekonstruktion von Schauerparametern auf (z.B. Position und Richtung des Schauers, Elektronzahl, Energie einzelner Hadronen). Die in dieser Arbeit verwendeten Algorithmen werden in den nachfolgenden Abschnitten beschrieben. Die Rekonstruktion erfolgt in mehreren Stufen, wodurch in nachfolgenden Schritten bereits Ergebnisse anderer Algorithmen zur Verbesserung der Analyse verwendet werden können. Außerdem stellt das Rahmenprogramm Benutzer-Routinen für weitergehende, auf den Rekonstruktionsergebnissen aufbauende Analysen zur Verfügung.

Alle benötigten Geometrie- und Kalibrationsdaten werden zeitabhängig in einer Datenbank – basierend auf dem Programmpaket HEPDB<sup>17</sup> [HEPDB 94] – verwaltet. Dadurch ist sichergestellt, daß bei der Auswertung stets die zum Zeitpunkt des gemessenen Ereignisses gültigen Datensätze verwendet werden.

#### 3.3.1 Kalorimeter

Für die Rekonstruktion der Kalorimeterdaten werden verschiedene Algorithmen eingesetzt. Ein Programmcode – im folgenden CORE-Algorithmus genannt – dient der allgemeinen Hadronrekonstruktion, insbesondere der Trennung einzelner Hadronspuren in Kernen ausgedehnter Luftschauber. Der Algorithmus SHARK<sup>18</sup> dagegen ist darauf optimiert, einzelne, isolierte Hadronspuren mit möglichst großer Genauigkeit zu rekonstruieren. Mittels eines weiteren Algorithmus kann die Position des Schauerzentrums bestimmt werden. Die einzelnen Algorithmen werden in den folgenden Abschnitten näher beschrieben.

Im Falle von Meßdaten wird zunächst aus den ADC-Werten für jeden Kanal unter Verwendung der elektronischen und physikalischen Kalibration (siehe Abschnitt 2.1.1) die

<sup>15</sup>KASCADE Reconstruction for Extensive Airshowers

<sup>16</sup>Data Summary Tapes enthalten die Rekonstruktionsergebnisse von eventuell bereits selektierten Ereignissen. Durch Verwendung von DSTs wird bei nachfolgenden Analysen die rechenzeitaufwendige Rekonstruktion vermieden.

<sup>17</sup>High Energy Physics Database

<sup>18</sup>Single Hadron Reconstruction for KASCADE.

zugehörige Energiedeposition berechnet. Für simulierte Daten entfällt dieser Schritt, da in der Simulation direkt die Energiedeposition in den einzelnen Kanälen ermittelt wird. Im Falle von Simulationsdaten werden die deponierten Energien mit dem mittleren Rauschen der Kalorimerelektronik von  $\sigma=0.66$  MeV gefaltet und auf das maximal meßbare Signal von 10.4 GeV begrenzt. Weiterhin werden Signale kleiner als 2 MeV verworfen, um die in der Messung zur Reduktion der Datenmenge verwendete  $3\sigma$ -Ausleseschwelle nachzubilden. Durch diese Maßnahmen wird die direkte Vergleichbarkeit zwischen Messung und Simulation sichergestellt. In allen nachfolgenden Schritten erfolgt keine weitere Unterscheidung zwischen Meß- und Simulationsdaten mehr. Alle bisherigen Berechnungen werden auf alle neun Lagen der Flüssigkeitsionisationskammern, also auch die neue Toplage, angewandt. Im weiteren werden, sofern nicht explizit anders angegeben, nur noch die acht Lagen des eigentlichen Kalorimeters betrachtet.

Als letzter Schritt der Vorverarbeitung der Daten wird ein Algorithmus zur Unterdrückung rauschender Kanäle angewandt [Holst 98]. Durch ihn werden vereinzelte, stark rauschende Kanäle unterdrückt, die bei der regelmäßigen Detektorkontrolle nicht erkannt wurden.<sup>19</sup> Der Algorithmus prüft für alle Energiedepositionen größer als 5 MeV, ob in der Umgebung des Kanals, d.h. in den acht umliegenden Kanälen der gleichen Ebene bzw. in den jeweils neun Kanälen der benachbarten Ebenen, ebenfalls signifikant Energie deponiert wurde. Alle als rauschend eingestuften sowie alle durch die Kalibration als defekt erkannten Kanäle werden auf die mittlere Energiedeposition der umliegenden acht Kanäle in der gleichen Ebene korrigiert. Für Simulationsdaten wäre dieser Schritt zwar nicht notwendig, er wird aber trotzdem durchgeführt, um die Vergleichbarkeit von Messung und Simulation zu erhalten.

### 3.3.1.1 Hadronspuren in Schauerkernen

Zur allgemeinen Rekonstruktion von Hadronspuren im Kalorimeter wird der von J. Unger entwickelte CORE-Algorithmus eingesetzt [Unger 97]. Dieser ist daraufhin optimiert, auch in Kernen ausgedehnter Luftschauer mit vielen Hadronen diese bestmöglich zu trennen und als einzelne Spuren zu rekonstruieren. Typischerweise werden Hadronen im Abstand von 40 cm mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % getrennt.

Als Ausgangspunkt für die Spursuche verwendet der Rekonstruktionsalgorithmus lokale Maxima, d.h. Kanäle mit einer höheren Energiedeposition als die acht umliegenden Kanäle in der gleichen Detektorebene. Ausgehend vom größten lokalen Maximum in den obersten drei Ebenen wird zunächst versucht, durch Kombination mit lokalen Maxima in den darüberliegenden Ebenen die Schauerrichtung grob zu bestimmen. Im nächsten Schritt wird, erneut ausgehend vom größten lokalen Maximum der ersten drei Ebenen, unter Berücksichtigung der grob ermittelten Schauerrichtung, in den darunter liegenden Ebenen nach lokalen Maxima gesucht. Daraus wird dann die Schauerrichtung bestimmt, die als Vorgabe für die eigentliche Hadronspursuche verwendet wird. Kann keine Schauerrichtung ermittelt werden, wird für die weitere Spursuche von einem senkrecht einfallenden Luftschauer ausgegangen.

---

<sup>19</sup>Einige Kanäle zeigen nur zeitweise ein auffälliges Verhalten.

Die eigentliche Spursuche beginnt bei den lokalen Maxima in der siebten Kalorimeterebene.<sup>20</sup> Ausgehend vom Energieschwerpunkt einer  $3 \times 3$  Kanäle großen Umgebung um das aktuelle lokale Maximum wird unter Berücksichtigung der zuvor bestimmten Schauererichtung in der darüberliegenden Ebene mit einem Suchradius von einem Kanal nach lokalen Maxima gesucht. Diese Suche wird bis zur zweiten Kalorimeterebene fortgesetzt. Die oberste Ebene wird nicht verwendet, da hier noch ein nicht zu vernachlässigender Anteil der Energiedeposition vom elektromagnetischen Teil des Schauers (punch-through) stammen kann. Die so gebildete Kette aus lokalen Maxima muß folgende Bedingungen erfüllen, um als Hadronspur akzeptiert zu werden: Sie muß mindestens drei lokale Maxima umfassen und zwischen zwei benachbarten Kettenpunkten darf maximal eine Lücke von einer Ebene auftreten. Weiterhin müssen mindestens 30% der Kettenpunkte in einer Umgebung von  $\pm 1$  Kanal mindestens zwei Kanäle mit einer Energiedeposition größer 2 MeV haben. Lokale Maxima, die so einer Kette zugeordnet wurden, werden im weiteren Verlauf nicht mehr berücksichtigt. Sind alle lokalen Maxima in der siebten Ebene abgearbeitet, wird die Suche ausgehend von den lokalen Maxima in den darüberliegenden Ebenen sukzessive fortgesetzt, bis alle lokalen Maxima abgearbeitet sind.

Im letzten Schritt der Rekonstruktion werden die genauen Parameter der durch die Ketten aus lokalen Maxima definierten Spuren bestimmt. Position und Richtung einer Hadronspur werden aus den obersten drei verfügbaren Kettenpunkten ermittelt.<sup>21</sup> Dies erfolgt durch eine Geradenanpassung an die Energieschwerpunkte um die drei verwendeten Kettenpunkte. Zur Energiebestimmung wird zunächst in den einzelnen Detektorebenen mit einem Radius von vier Kanälen um die Spur die Energie aufsummiert. Befindet sich in diesem Bereich eine weitere Spur, wird die Energie der einzelnen Kanäle gemäß einer exponentiellen Abstandsfunktion auf die beiden Spuren aufgeteilt. Aus den Energiesummen in den einzelnen Ebenen wird für jede Spur die gewichtete Energiesumme ermittelt. Als Gewicht werden die relativen Absorberdicken oberhalb der jeweiligen Ebene verwendet.<sup>22</sup> Für die Energiebestimmung wird auch die achte Detektorebene verwendet, die bei der reinen Spursuche nicht berücksichtigt wurde [Risse 00]. Dazu wird die Spur ausgehend vom Spurpunkt in Ebene sieben in die unterste Ebene extrapoliert.

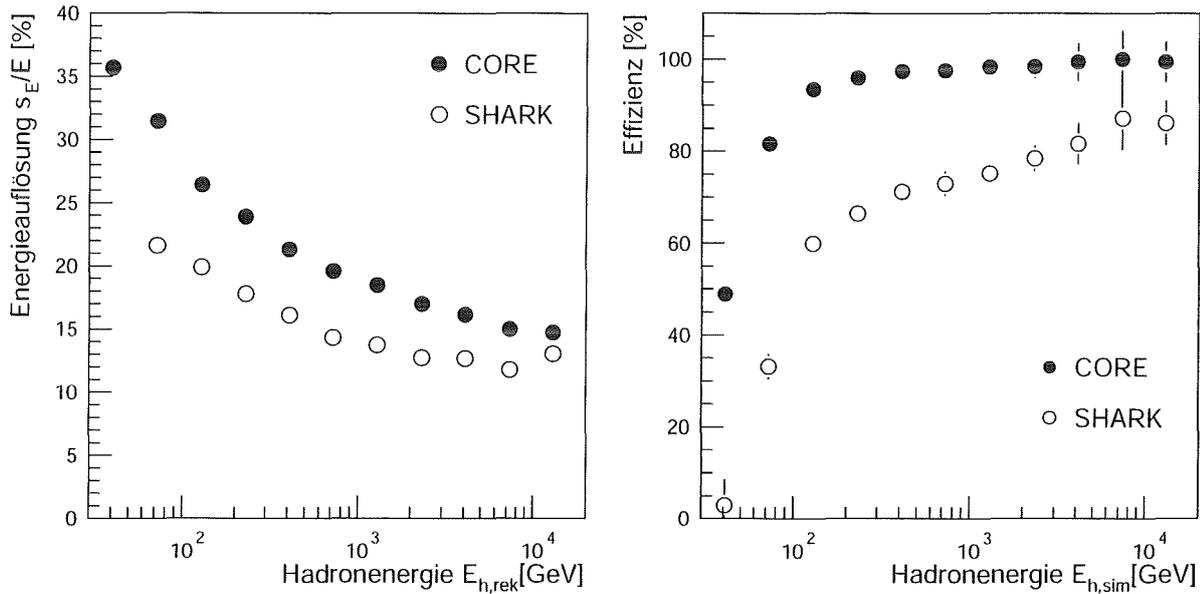
Zur Umrechnung der gewichteten Energiesumme in Hadronenergie wird ein Faktor verwendet, der aus Simulationen einzelner Hadronen im Kalorimeter bestimmt wurde (Abschnitt 3.2.2) und selbst energieabhängig ist. Die Hadronenergien für die Simulationen waren gemäß einem  $E^{-2.7}$ -Spektrum verteilt, die Winkelverteilung entsprach der gemessenen Verteilung. Ein Vergleich verschiedener Energiekalibrationen in unterschiedlichen Winkelbereichen ergab keine Abhängigkeit des Umrechnungsfaktors vom Zenitwinkel [Mielke 96].

---

<sup>20</sup>Die achte Ebene wird für die Spursuche nicht verwendet. Durch die baulichen Gegebenheiten sind die Detektoren in der achten Ebene nicht exakt im gleichen Raster angeordnet wie in den ersten sieben Ebenen. Die Verwendung der achten Ebene würde daher zu einem erheblich größeren Programmieraufwand führen, ohne bei der Rekonstruktionsqualität signifikant zu gewinnen.

<sup>21</sup>Durch die ausschließliche Verwendung der ersten drei verfügbaren Ebenen wird eine systematische Unterschätzung des Zenitwinkels der rekonstruierten Spur infolge des Abknickens schräger Spuren im Absorber minimiert.

<sup>22</sup>Die Gewichtungsfaktoren betragen 0, 2.44, 2, 1, 2, 3, 3, 3.94. Der Faktor für die erste Ebene ist Null, da diese nicht verwendet wird. Der Faktor für die zweite Ebene umfaßt daher den Absorber oberhalb der ersten beiden Detektorlagen.



**Abbildung 3.8: Energieauflösung und Rekonstruktionseffizienz.** Die Abbildungen zeigen den Vergleich der beiden verfügbaren Algorithmen für die Hadronspurrekonstruktion. Der Algorithmus SHARK erzielt einerseits eine bessere Energieauflösung als der CORE-Algorithmus, andererseits ist seine Rekonstruktionseffizienz schlechter.

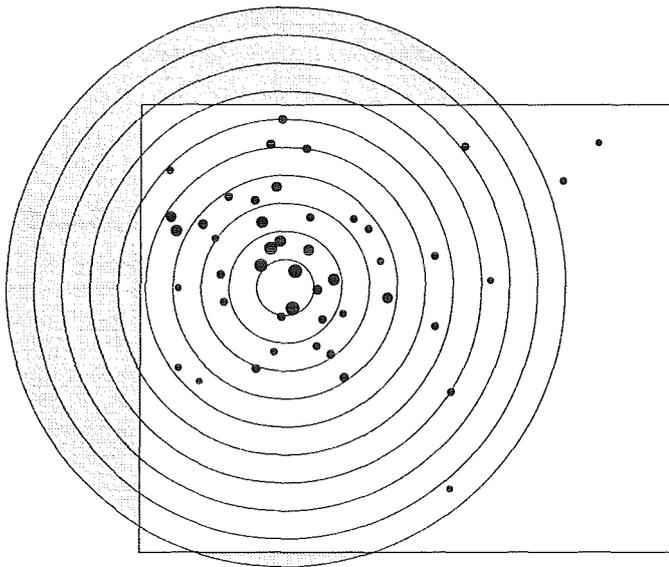
In Abbildung 3.8 ist die Energieauflösung sowie die Nachweiseffizienz des beschriebenen Algorithmus für einzelne Hadronen dargestellt. Die Energieauflösung beträgt bei 50 GeV  $\sigma_E/E \approx 35\%$  und verbessert sich auf 15% bei 10 TeV. Die Rekonstruktionseffizienz steigt von 70% bei 50 GeV auf nahezu 100% oberhalb von 200 GeV. Die Ortsauflösung<sup>23</sup> variiert zwischen 15 cm bei 50 GeV und 10 cm oberhalb von 300 GeV. Die Winkelaufklärung beträgt  $11^\circ$  bei 50 GeV und  $6^\circ$  oberhalb von 300 GeV.

### 3.3.1.2 Hadronzahl und -energiesumme

Die Anzahl bzw. Energiesumme der Hadronen ergibt sich zunächst direkt aus den im Detektor rekonstruierten Hadronspuren, gegebenenfalls unter Anwendung verschiedener Hadronenergieschwellen. Die so ermittelten Werte hängen jedoch von der Position des Schauerkerne ab, da insbesondere für Schauer nahe am Rand des Kalorimeters nur Teile des Schauerkerne erfasst werden.

Zur Korrektur der Ortsabhängigkeit wird für die Analyse eine integrierte Hadronzahl und -energiesumme ermittelt. Eine Bestimmung der Lateralverteilung und deren Integration ist allerdings wegen der geringen Anzahl der Hadronen für einzelne Ereignisse nicht möglich. Es wird daher nur eine Flächenkorrektur durchgeführt, wie in Abbildung 3.9 beispielhaft skizziert. Dazu wird in einzelnen Kreisringen (Breite 1 m) um das elektromagnetische Schauerzentrum die Anzahl und Energiesumme der rekonstruierten Hadronen sowie der vom Kalorimeter erfasste Flächenanteil ermittelt und damit die Gesamtzahl/Energiesumme

<sup>23</sup>mittlerer Abstand zwischen rekonstruierter und wahrer Spur



**Abbildung 3.9: Integrierte Hadronzahl und -energiesumme.** Für jeden Kreisring wird Anzahl und Energiesumme der rekonstruierten Hadronen ermittelt und mit dem Verhältnis aus Gesamtfläche zur vom Detektor abgedeckten Fläche korrigiert.

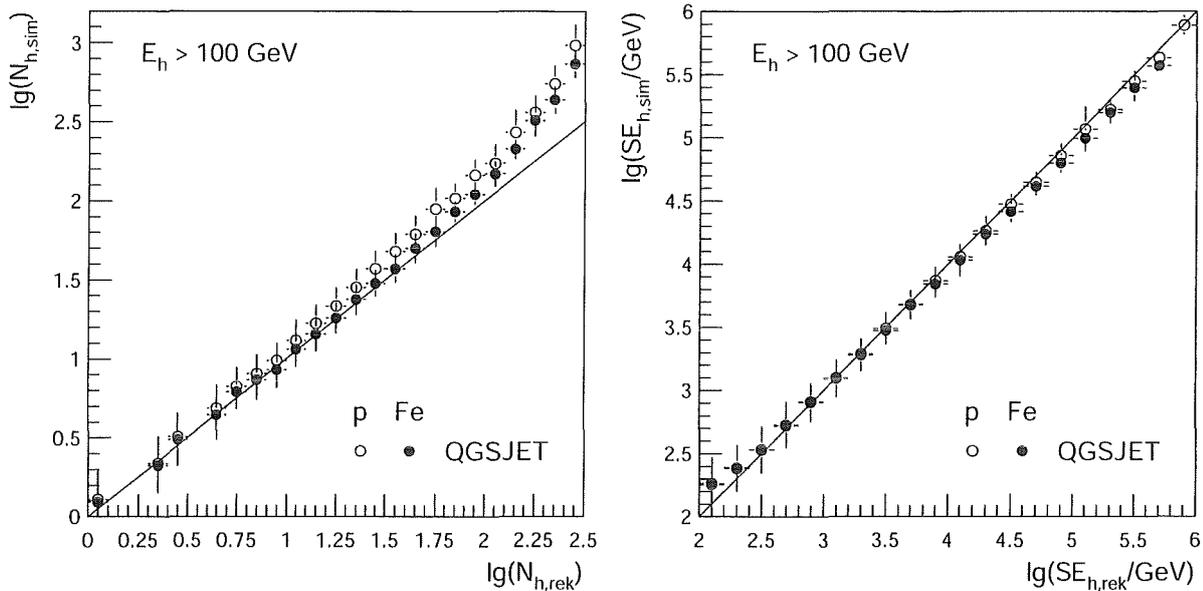
im jeweiligen Kreisring abgeschätzt. Durch die Flächenkorrektur je Kreisring wird die steile Lateralverteilung der Hadronen berücksichtigt. Für die integrierten Größen werden Abstände bis 10 m vom Schauerzentrum verwendet. Durch die Beschränkung auf einen Radius von 10 m ist sichergestellt, daß mindestens ein Viertel der Fläche jedes einzelnen Kreisrings auch vom Detektor erfaßt wird.

Die Genauigkeit der Rekonstruktion von Hadronzahl bzw. der hadronischen Energiesumme ist in Abbildung 3.10 am Beispiel von QGSJET-Simulationen<sup>24</sup> dargestellt (zur Überprüfung der Rekonstruktion ohne Flächenkorrektur). Im Falle der Anzahl der Hadronen tritt mit zunehmender Hadronzahl eine größer werdende Unterschätzung auf, beispielsweise werden von 100 Hadronen im Mittel nur etwa 80 rekonstruiert. Dies erklärt sich dadurch, daß bei hohen Hadronendichten nicht mehr alle Hadronen einzeln aufgelöst werden können. Bei protoninduzierten Schauern ist dieser Effekt infolge der steileren Hadronlateralverteilung und der dadurch im Zentrum höheren Hadronendichte stärker ausgeprägt als bei eiseninduzierten Luftschauern. Mit zunehmender Hadronenergieschwelle wird die Unterschätzung geringer, da hochenergetische Hadronen leichter rekonstruiert werden können. Bei der Energiesumme der Hadronen hat dies jedoch keinen Einfluß. Zwar werden weniger Hadronen rekonstruiert, da aber durch die fehlende Trennung statt mehrerer Hadronen mit niedrigerer Energie ein Hadron mit höherer Energie rekonstruiert wird, geht keine Energie verloren. Aus Abbildung 3.10 ist ersichtlich, daß das Kalorimeter bis zu 1 PeV hadronische Energie in Schauerkernen linear ohne Sättigung nachweist.

### 3.3.1.3 Einzelne Hadronen

Zur Rekonstruktion einzelner Hadronen wurde von H.-H. Mielke das Programm SHARK [Mielke 96] implementiert. Dieser Algorithmus ist darauf optimiert, einzelne, sich nicht überlappende Hadronspuren mit möglichst guter Energie-, Orts- und Winkelauflösung zu

<sup>24</sup>NEXUS und DPMJET ergeben ähnliche Ergebnisse.



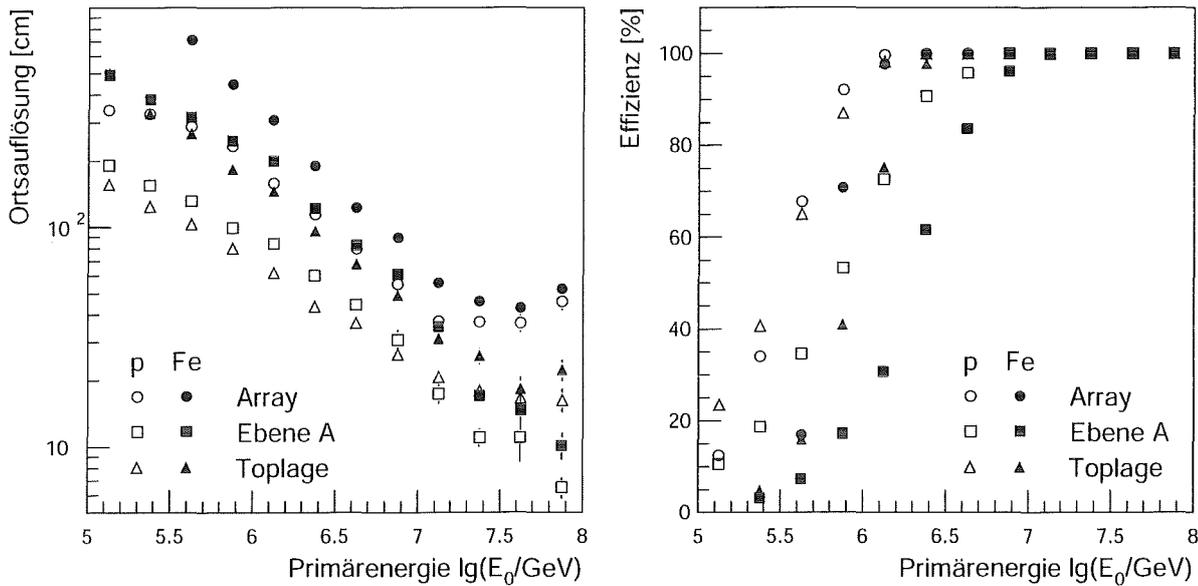
**Abbildung 3.10: Rekonstruktionsgenauigkeit von Hadronzahl und Hadronenergiesumme.** Dargestellt sind die Hadronzahl bzw. Hadronenergiesumme aus der Luftschauersimulation über der rekonstruierten Hadronzahl bzw. Hadronenergiesumme. Die Fehlerbalken geben die Streuung der Werte an. Weitere Erläuterungen im Text.

rekonstruieren. Die Spurfindung erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst werden in den einzelnen Detektorebenen Energiecluster ermittelt. Dabei nehmen Kanäle mit höherer Energie als die umliegenden Kanäle sukzessive die Energie aus der Umgebung auf. Im zweiten Schritt werden durch Kombination dieser Energiecluster aus verschiedenen Detektorebenen Spuren gebildet. Um zufällige Kombinationen aus Clustern oder strahlende Myonen zu unterdrücken, werden verschiedene Forderungen an die Abfolge und die Energie der Clusterpunkte gestellt. Details sind bei [Mielke 96, Milke 98] zu finden.

Zur Rekonstruktion der Spurparameter werden nachfolgend die Energieschwerpunkte der gemessenen Energien in der Umgebung der Clusterpunkte in den einzelnen Detektorebenen ermittelt. Dies erfolgt in einem mehrstufigen Verfahren, wobei der Bereich für die Schwerpunktbildung durch die Verwendung von Sammelellipsen<sup>25</sup> und die Aufteilung der physikalischen Kanalgröße in kleinere Einheiten optimal an die jeweilige Spur angepaßt wird. Position und Richtung der Hadronspuren werden sowohl aus den obersten drei als auch aus allen verfügbaren Ebenen ermittelt. Ersteres bietet den Vorteil, daß in den ersten Ebenen ein mögliches Abknicken von sehr schrägen Spuren im Absorber noch keine signifikanten Auswirkungen zeigt. Die Energie des Hadrons wird wie im Fall des CORE-Algorithmus durch die gewichtete Energiesumme, hier gegeben durch die gemessene Energie innerhalb der Sammelellipsen, bestimmt.

Der Algorithmus erreicht – verglichen mit dem CORE-Algorithmus – eine bessere Energieauflösung,  $\sigma_E/E \approx 21\%$  bei 100 GeV und 12% bei 10 TeV, allerdings ist seine Rekonstruk-

<sup>25</sup>Die Schauerentwicklung senkrecht zur Schauerachse erfolgt radialsymmetrisch. Durch Projektion in die Detektorebene erhält man jedoch Ellipsen mit bei zunehmendem Zenitwinkel größerer Exzentrizität.



**Abbildung 3.11: Auflösung und Effizienz der Ortsrekonstruktion.** Die Abbildungen zeigen einen Vergleich der Ortsrekonstruktionen durch das Detektorarray, die oberste Ebene des Kalorimeters (Ebene A) sowie die Toplage in Abhängigkeit von der Energie und Masse des Primärteilchens. Im Falle der Arrayrekonstruktion wird eine Elektronenzahl von  $N_e > 10^4$  gefordert, in Ebene A bzw. Toplage müssen mindestens 10 Kanäle zur Schwerpunktbildung beitragen. Die erreichbaren Ortsauflösungen und Rekonstruktionseffizienzen hängen bei kleinen Primärenergien stark von den verwendeten Schnitten ab.

tionseffizienz schlechter (siehe Abbildung 3.8). Die Ortsauflösung beträgt etwa 7-10 cm, die Winkelauflösung  $5-8^\circ$ .

### 3.3.1.4 Schauerposition

Trotz der Abschirmung durch 5 cm Blei und 12 cm Eisen wird bei Primärenergien oberhalb einiger  $10^{14}$  eV (protoninduzierte Schauer) bzw. oberhalb  $10^{15}$  eV (eiseninduzierte Schauer) von der elektromagnetischen Luftschaerkomponente in der obersten Kalorimerebene<sup>26</sup> (Ebene A) genügend Energie deponiert, um daraus die Position des Luftschaers zu ermitteln. Die Bestimmung der Schauerposition erfolgt iterativ durch Bildung des Energieschwerpunkts in einem quadratischen Bereich um den im vorherigen Schritt erhaltenen Energieschwerpunkt [Unger 97]. Der quadratische Bereich muß sich vollständig im aktiven Bereich der Detektorebene befinden. Dadurch werden systematische Verschiebungen – insbesondere bei Schauerpositionen nahe am Rand des Kalorimeters – vermieden.

Der gleiche Algorithmus läßt sich auch auf die neue Toplage des Kalorimeters anwenden. Abbildung 3.11 zeigt den Vergleich der Auflösungen und Effizienzen der Ortsrekonstruktion von Toplage, Ebene A und Detektorarray. Da die Toplage die elektromagnetische

<sup>26</sup>Die neue Toplage trägt nicht zur kalorimetrischen Hadronmessung bei. Die oberste Kalorimerebene entspricht daher der zweiten Lage der Flüssigkeitsionisationskammern.

Komponente ohne Abschirmung mißt, verbessert sich gegenüber Ebene A die Ortsauflösung, und die genaue Bestimmung der Schauerposition ist bereits bei kleineren Primärenergien möglich. Die Toplage erreicht für protoninduzierte Schauer Ortsauflösungen von etwa 160 cm bei einer Primärenergie von  $10^{14}$  eV und ca. 15 cm oberhalb  $10^{16}$  eV. Bei diesen hohen Primärenergien ist die Auflösung allerdings schlechter als für die Ebene A, da hier in der Toplage aufgrund der hohen Teilchendichten in den Detektoren Sättigung auftritt, wohingegen die Ebene A durch Blei und Eisen abgeschirmt ist. Im Vergleich zum Detektorarray weist die Toplage eine um einen Faktor zwei bis drei bessere Ortsauflösung bei vergleichbarer Rekonstruktionseffizienz auf.

### 3.3.2 Detektorarray

Aus den Daten des KASCADE-Detektorarrays werden sowohl Position und Richtung der Luftschauer als auch die Anzahl der Elektronen und Myonen sowie das Schaueralter (age-Parameter der NKG-Verteilung) bestimmt. Die Rekonstruktion der Daten läuft in insgesamt drei Schritten ab, wobei nachfolgende Schritte jeweils auf die Ergebnisse des vorherigen aufbauen [Antoni 01, Glasstetter 97, Weber 99]. Bei der Ermittlung der Teilchenzahlen ist zu beachten, daß in den  $e/\gamma$ -Detektoren auch von Myonen und Hadronen Energie deponiert wird und die Energiedeposition in den  $\mu$ -Detektoren trotz Abschirmung von der elektromagnetischen und hadronischen Schauerkomponente beeinflusst wird. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, werden für die Umrechnung von deponierter Energie in Teilchenzahlen sog. *laterale Energiekorrekturfunktionen* (LECF) verwendet. Diese LECF wurden aus Simulationsrechnungen bestimmt und beschreiben den Zusammenhang zwischen insgesamt deponierter Energie und Anzahl der Elektronen bzw. Myonen. Die Korrekturfunktionen sind eigentlich von Energie und Masse des Primärteilchens, vom Abstand zum Schauerzentrum und vom Zenitwinkel abhängig, können aber für die Rekonstruktion als Funktion des Abstands zum Schauerzentrum und der Elektronzahl parametrisiert werden. Weiterhin erfolgt eine wechselseitige Korrektur der Energieeinträge von  $e/\gamma$ - und  $\mu$ -Detektoren.

Zu Beginn der Rekonstruktion werden die gemessenen ADC- und TDC-Werte in deponierte Energien und Zeiten umgerechnet. Es folgt eine „Spike-Reduktion“, bei der un plausible Einträge entfernt werden. Diese können beispielsweise von unkorrelierten Myonen, verzögerten Hadronen (vor allem langsame Neutronen) oder von im Detektorgehäuse aufgeschauerten Elektronen/Photonen stammen.

Im ersten Rekonstruktionsschritt werden die Schauerparameter zunächst grob bestimmt. Das Schauerzentrum wird durch eine Schwerpunktmethode ermittelt, die Schauerrichtung unter Annahme einer ebenen Schauerfront mittels eines Gradientenverfahrens. Elektron- und Myonzahl werden durch Parametrisierungen bestimmt – abhängig von der Summe der Teilchendichten in den einzelnen Detektoren und der Position des Schauerzentrums. Die so erhaltenen Werte dienen als Startwerte für den nächsten Rekonstruktionsschritt.

Die Schauerrichtung wird im zweiten Schritt durch den Fit einer Konus-Fläche an die Ankunftszeitverteilung im Abstandsbereich bis 70 m vom Schauerzentrum ermittelt. Durch die Anpassung einer NKG-Funktion (Gleichung 1.4) an die gemessene Elektron-Dichteverteilung werden simultan die Position des Schauerzentrums, die Elektronzahl  $N_e$  sowie das

Schaueralter  $s$  bestimmt. Der Fit wird mit einem festen Molière-Radius  $R_m = 89$  m – bestimmt aus Simulationen und Meßdaten – durchgeführt. Detektorstationen mit Abständen zum Schauerzentrum unterhalb von 10 m werden nicht verwendet, da hier die Bestimmung der Elektronendichte mittels der LECF zu ungenau ist.

Die Myonlateralverteilung wird ebenfalls mittels einer NKG-Funktion beschrieben. Aufgrund der im allgemeinen niedrigen Myondichte ist jedoch nur eine Anpassung der Myonzahl  $N_\mu$  möglich. Die Schauerposition wird vom Fit der Elektronlateralverteilung übernommen, das Schaueralter wird in Abhängigkeit der Elektronzahl parametrisiert:  $s = 1.57 - 0.0445 \cdot \log(N_e)$ . Als Molière-Radius wird 420 m verwendet.

In einem letzten Rekonstruktionsschritt werden die Ergebnisse weiter verbessert. Dazu werden erneut NKG-Funktionen an die Verteilungen der Teilchendichten angepaßt. Beim Fit an die Elektronlateralverteilung wird jetzt die im zweiten Schritt bereits hinreichend gut bestimmte Schauerposition festgehalten und die Myonlateralverteilung als Untergrundfunktion berücksichtigt. Im Falle der Myonlateralverteilung wird der zweite Schritt unter Verwendung der verbesserten Resultate des Fits an die Elektronlateralverteilung wiederholt.

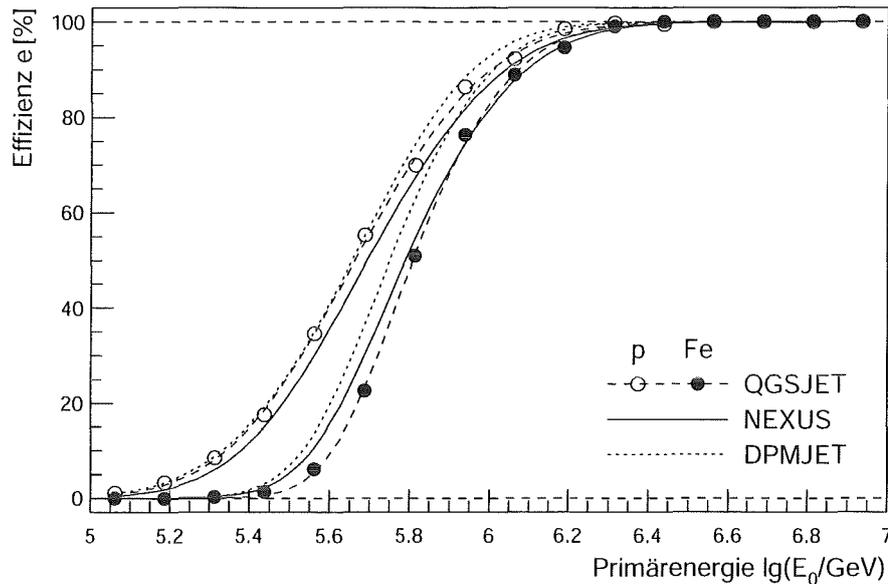
Die totale Myonzahl ist mit großen Unsicherheiten behaftet, da einerseits die NKG-Funktion nicht für die Beschreibung einer Myonlateralverteilung optimiert ist und andererseits die Lateralverteilung nur in einem eingeschränkten Bereich gemessen wird, aber für die Bestimmung der totalen Myonzahl zu erheblich größeren Abständen von einigen hundert Metern extrapoliert werden muß. Zur Reduzierung dieser Unsicherheiten wurde als zusätzlicher Rekonstruktionsparameter die Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  im Abstandsbereich von 40 m bis 200 m eingeführt. Die obere Integrationsgrenze ergibt sich aus dem maximalen Meßbereich von KASCADE. Abstände unterhalb von 40 m werden nicht verwendet, da hier der Anteil der Elektronen und Hadronen an der Energiedeposition in den  $\mu$ -Detektoren so groß ist, daß er nicht zuverlässig korrigiert werden kann. Im folgenden wird mit Myonzahl immer diese Größe  $N_\mu^{\text{tr}}$  gemeint. Sie bietet den Vorteil, nur geringfügig von der Masse des Primärteilchens abzuhängen, und ist daher ein guter Schätzwert für die Primärenergie eines Luftschauers.

Die Auflösung der Schauerpositionsbestimmung (siehe Abbildung 3.11) variiert zwischen 3 m bei einer Primärenergie von 1 PeV und 0.5 m bei 10 PeV. Die Schauerrichtung läßt sich auf  $0.4^\circ$  genau festlegen. Für die Elektronzahl  $N_e$  (Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$ ) beträgt die Unsicherheit 10 % (20 %) bei 1 PeV und 3 % (10 %) bei 10 PeV [Antoni 01].

### 3.4 Selektion der Daten

Die Aufzeichnung eines Ereignisses wird bei der Messung durch Erreichen mindestens einer der folgenden Triggerbedingungen gestartet:

- Zumindest ein Cluster des Detektorarrays muß einen Multiplizitätstrigger auslösen. Dieser tritt ein, wenn mindestens 20 aus 60  $e/\gamma$ -Detektoren eines inneren Clusters oder 10 aus 32 Detektoren eines äußeren Clusters ansprechen.



**Abbildung 3.12: Nachweiseffizienz für Luftschauer nach Selektion.** Dargestellt ist die Effizienz in Abhängigkeit von der Primärenergie  $E_0$  für primäre Proton- bzw. Eisenschauer unter Verwendung der Modelle QGSJET, NEXUS und DPMJET. Für NEXUS und DPMJET ist der Übersichtlichkeit wegen nur die Parametrisierung dargestellt.

- Mindestens acht der 456 Detektoren der Triggerebene müssen ein Signal größer als  $1/3 E_{\text{mip}}$  (Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens) aufweisen (Myonmultiplizitätstrigger).
- In mindestens einem Detektor der Triggerebene wurde ein Signal größer als 320 MeV ( $150 E_{\text{mip}}$ ) nachgewiesen (Hadrontrigger).
- Im Top-Cluster tritt in mindestens zehn von 50 Detektoren eine Energiedeposition größer  $1/3 E_{\text{mip}}$  auf.

Die gleichen Bedingungen werden auch an die Simulation gestellt, um Meßdaten und simulierte Daten miteinander vergleichen zu können. Nach den im folgenden beschriebenen Selektionskriterien ergibt sich allerdings die Triggereffizienz zu praktisch 100 %, so daß auf die Anwendung der Triggerbedingung auf die Simulation auch verzichtet werden könnte.

An die für die Datenanalyse verwendeten Ereignisse werden folgende Bedingungen gestellt:

- Es wurde mindestens ein Hadron mit einer Energie größer als 50 GeV rekonstruiert.
- Die Elektronzahl  $N_e$  ist größer als  $10^4$ , die Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  ist größer als  $10^3$ .
- Das Schaueralter (age-Parameter der NKG-Funktion) liegt zwischen 0.2 und 2.0.
- Die Position des Schauerzentrums, rekonstruiert durch das Detektorarray, befindet sich innerhalb des Hadronkalorimeters.

- Der Zenitwinkel, rekonstruiert durch das Detektorarray, beträgt weniger als  $30^\circ$ .

Die Selektion wird in gleicher Weise sowohl auf die Meßdaten als auch auf die Simulationen angewandt. Der simulierte Parameterbereich (Primärenergie, Zenitwinkel, Ort) wurde so gewählt, daß alle Beiträge zu den selektierten Schauern abgedeckt werden. Dadurch ist die Vergleichbarkeit von Messung und Simulation sichergestellt.

Die sich aus den Selektionskriterien ergebende Nachweiseffizienz  $\varepsilon$  für ausgedehnte Luftschauer ist in Abhängigkeit von der Primärenergie in Abbildung 3.12 dargestellt. Die Werte lassen sich mit Hilfe einer Gauß'schen Fehlerfunktion parametrisieren:

$$\varepsilon(\lg E_0) = \frac{1}{2} \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\lg E_0 - \lg E_S}{\sigma} \right) \right) \quad (3.1)$$

Dabei ist  $E_S$  die Schwellenenergie, bei der die Effizienz 50% erreicht, und  $\sigma$  ein Maß für die Breite des Effizienzanstiegs. Da sich die Krümmung des Effizienzverlaufs für Primärenergien unterhalb und oberhalb von  $E_S$  unterscheidet, werden zwei verschiedene  $\sigma$ -Werte ( $\sigma = \sigma_1$  für  $E_0 \ll E_S$  und  $\sigma = \sigma_2$  für  $E_0 \gg E_S$ ) mit einem geglätteten Übergang an der Stelle  $E_0 = E_S$  verwendet:

$$\sigma = \sigma_1 + \frac{1}{2} \cdot (\sigma_2 - \sigma_1) \cdot \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\lg E_0 - \lg E_S}{\frac{1}{2} \cdot (\sigma_1 + \sigma_2)} \right) \right) \quad (3.2)$$

Für alle drei verwendeten Modelle ergeben sich ähnliche Verläufe der Effizienz. Eiseninduzierte Schauer haben eine höhere Energieschwelle, da sich diese höher in der Atmosphäre entwickeln. Der Anstieg der Effizienz ist aufgrund der gegenüber protoninduzierten Schauern geringeren Fluktuationen steiler. Die erhaltenen Schwellenenergien betragen ca.  $5 \cdot 10^{14}$  eV für protoninduzierte Schauer und  $6 \cdot 10^{14}$  eV im Falle eiseninduzierter Schauer.

# 4

## Vergleich der Wechselwirkungsmodelle

---

Zum Testen der hadronischen Wechselwirkungsmodelle werden in Abschnitt 5 gemessene hadronische Observablen (Hadronzahl, Energiesumme, Lateralverteilung, Energiespektren, u.a.) mit den Ergebnissen von Luftschauersimulationen verglichen. Dabei erfolgt eine Einteilung in verschiedene Schauergrößenintervalle (Myonzahl, Elektronzahl, Hadronzahl, hadronische Energiesumme). Dies bedeutet aber, daß alle betrachteten Verteilungen durch die Korrelation zweier Größen bestimmt werden. Sagt beispielsweise Modell A im Myonzahlintervall  $x$  eine größere Hadronzahl  $N_h$  voraus als Modell B, könnte dies auch daraus resultieren, daß Modell A bei gleicher Primärenergie  $E_0$  weniger Myonen liefert als B und so zum Myonzahlintervall  $x$  Schauer mit einer höheren Primärenergie und in der Folge größerem  $N_h$  beitragen. Anhand einer einzelnen Verteilung lassen sich solche Effekte nicht unterscheiden. Erst durch Kombination von verschiedenen Observablen lassen sich derartige Einflüsse erkennen.

Um die Interpretation der Verteilungen, die in Abschnitt 5 gezeigt werden, zu erleichtern, erfolgt in diesem Abschnitt zunächst ein direkter Vergleich der verwendeten Wechselwirkungsmodelle QGSJET, NEXUS und DPMJET. Die betrachteten Observablen werden dazu in Intervalle der Primärenergie eingeteilt. Dadurch werden die bei Klassifizierung nach Schauergrößenintervallen auftretenden Korrelationen verschiedener Effekte vermieden. Für die Observablen selbst werden die Werte nach der vollen Detektorsimulation sowie der Datenrekonstruktion verwendet. Es werden weiterhin auch alle Schnitte aus Abschnitt 3.4 angewandt. Wie bereits in Abschnitt 3 auf Seite 34 diskutiert, werden die Modelle NEXUS und DPMJET jeweils mit QGSJET verglichen. Zunächst wird die Primärenergieabhängigkeit der Schauergrößen Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$ , Elektronzahl  $N_e$ , Hadronzahl  $N_h$ , hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$  sowie Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\text{max}}$  untersucht. Anschließend erfolgt eine kurze Diskussion der Lateralverteilungen und der Energiespektren der Hadronen.

### 4.1 Schauergrößen

Die Schauergrößen  $N_\mu^{\text{tr}}$ ,  $N_e$ ,  $N_h$  und  $\Sigma E_h$  werden einerseits zur Einteilung der Daten in einzelne Intervalle verwendet, andererseits erlauben ihre Korrelationen (z.B. Hadronzahl  $N_h$  in Abhängigkeit von der Elektronzahl  $N_e$ ) einen Test der Wechselwirkungsmodelle. Hier soll nun zunächst die Primärenergieabhängigkeit der Schauergrößen diskutiert werden.

	QGSJET		NEXUS		DPMJET	
	p	Fe	p	Fe	p	Fe
$N_\mu^{\text{tr}}$	$0.95 \pm 0.03$	$0.91 \pm 0.02$	$0.90 \pm 0.02$	$0.91 \pm 0.02$	$0.96 \pm 0.02$	$0.94 \pm 0.01$
$N_e$	$1.33 \pm 0.03$	$1.34 \pm 0.02$	$1.10 \pm 0.03$	$1.35 \pm 0.02$	$1.19 \pm 0.03$	$1.34 \pm 0.02$
$N_h$	$1.29 \pm 0.03$	$1.53 \pm 0.03$	$1.25 \pm 0.04$	$1.54 \pm 0.03$	$1.25 \pm 0.03$	$1.60 \pm 0.02$
$\Sigma E_h$	$1.44 \pm 0.06$	$1.76 \pm 0.04$	$1.32 \pm 0.06$	$1.77 \pm 0.04$	$1.47 \pm 0.04$	$1.78 \pm 0.04$
$E_h^{\text{max}}$	$1.03 \pm 0.07$	$1.36 \pm 0.10$	$0.92 \pm 0.06$	$1.16 \pm 0.05$	$1.35 \pm 0.07$	$1.11 \pm 0.04$

**Tabelle 4.1: Exponenten der Schauergrößen-Primärenergie-Korrelationen.** Angegeben sind die Ergebnisse für den Parameter  $\delta$  aus Gleichung 4.1. Beim Vergleich der Werte ist zu beachten, daß der genaue Verlauf der Kurven zusätzlich durch die Krümmungen (Parameter  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$ ) beeinflusst wird.

Die Abhängigkeit zwischen zwei Schauergrößen  $x$  und  $y$  läßt sich allgemein in der Form

$$\lg y = \lg y_0 + \delta \cdot (\lg x - \lg x_0) + \begin{cases} \alpha_1 \cdot (\lg x - \lg x_0)^2 & \text{für } x < x_0 \\ \alpha_2 \cdot (\lg x - \lg x_0)^2 & \text{für } x \geq x_0 \end{cases} \quad (4.1)$$

mit den freien Parametern  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $\delta$ ,  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  beschreiben. In der logarithmischen Auftragung ergibt sich im wesentlichen ein linearer Zusammenhang, d.h. die Schauergrößen sind durch ein Potenzgesetz  $y = y_0 \cdot (x/x_0)^\delta$  verknüpft. Die zusätzlichen quadratischen Terme beschreiben ein mögliches Abweichen von dem Potenzgesetz. Bei kleinen Schauergrößen  $x$  – entsprechend kleinen Primärenergien  $E_0$  – ist dies eine Folge der abnehmenden Effizienz (Abschnitt 3.4), d.h. nur Schauer, die verhältnismäßig tief in die Atmosphäre eindringen und bei denen für die jeweilige Primärenergie überdurchschnittlich viele Sekundärteilchen den Detektor erreichen, bleiben nach der Ereignisselektion übrig. Für große  $x$  tritt hauptsächlich bei der Hadronzahl  $N_h$  eine Sättigung auf, da bei Hadrondichten größer als  $1/\text{m}^2$  nicht mehr alle Hadronen einzeln aufgelöst werden können (siehe Abschnitt 3.3.1.2).

Betrachtet man die Primärenergieabhängigkeit ( $x = E_0$ ) der verschiedenen Schauergrößen, so ergeben sich für den Exponenten  $\delta$  die in Tabelle 4.1 angegebenen Werte. Während die Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  annähernd proportional zur Primärenergie zunimmt ( $\delta=0.90-0.95$ ), werden die Elektronzahl  $N_e$  sowie die Hadronzahl  $N_h$  und die hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$  mit steigender Primärenergie  $E_0$  überproportional größer ( $\delta > 1$ ). Dies läßt sich verstehen, wenn man annimmt, daß die Gesamtanzahl der Teilchen im Schauer proportional zu  $E_0$  ansteigt, der Schauer aber zugleich tiefer in die Atmosphäre eindringt. Die Messung erfolgt daher in einem immer früheren Stadium der Luftschauserentwicklung, was zu einer zusätzlichen Erhöhung der registrierten Schauergrößen  $N_e$ ,  $N_h$  und  $\Sigma E_h$  führt. Die Myonen können dagegen aus allen Höhen den Detektor erreichen und zeigen daher im Gegensatz zu den Hadronen und Elektronen nur eine geringe Abnahme mit der atmosphärischen Tiefe. Allerdings wird mit zunehmender Dichte der Atmosphäre die Wahrscheinlichkeit, daß geladene Pionen erneut wechselwirken bevor sie in Myonen zerfallen, größer, so daß  $N_\mu^{\text{tr}}$  etwas reduziert wird ( $\delta < 1$ ). Aufgrund der großen Fluktuationen der Energie des höchstenergetischen Hadrons ergibt sich im Fall von  $E_h^{\text{max}}$  für den Parameter  $\delta$  kein eindeutiges Bild. Der Verlauf der angepaßten Kurven wird hier auch durch die quadratischen

Terme  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  mitbestimmt. Insgesamt zeigt sich jedoch die Tendenz, daß  $E_h^{\max}$  mit der Primärenergie überproportional zunimmt.

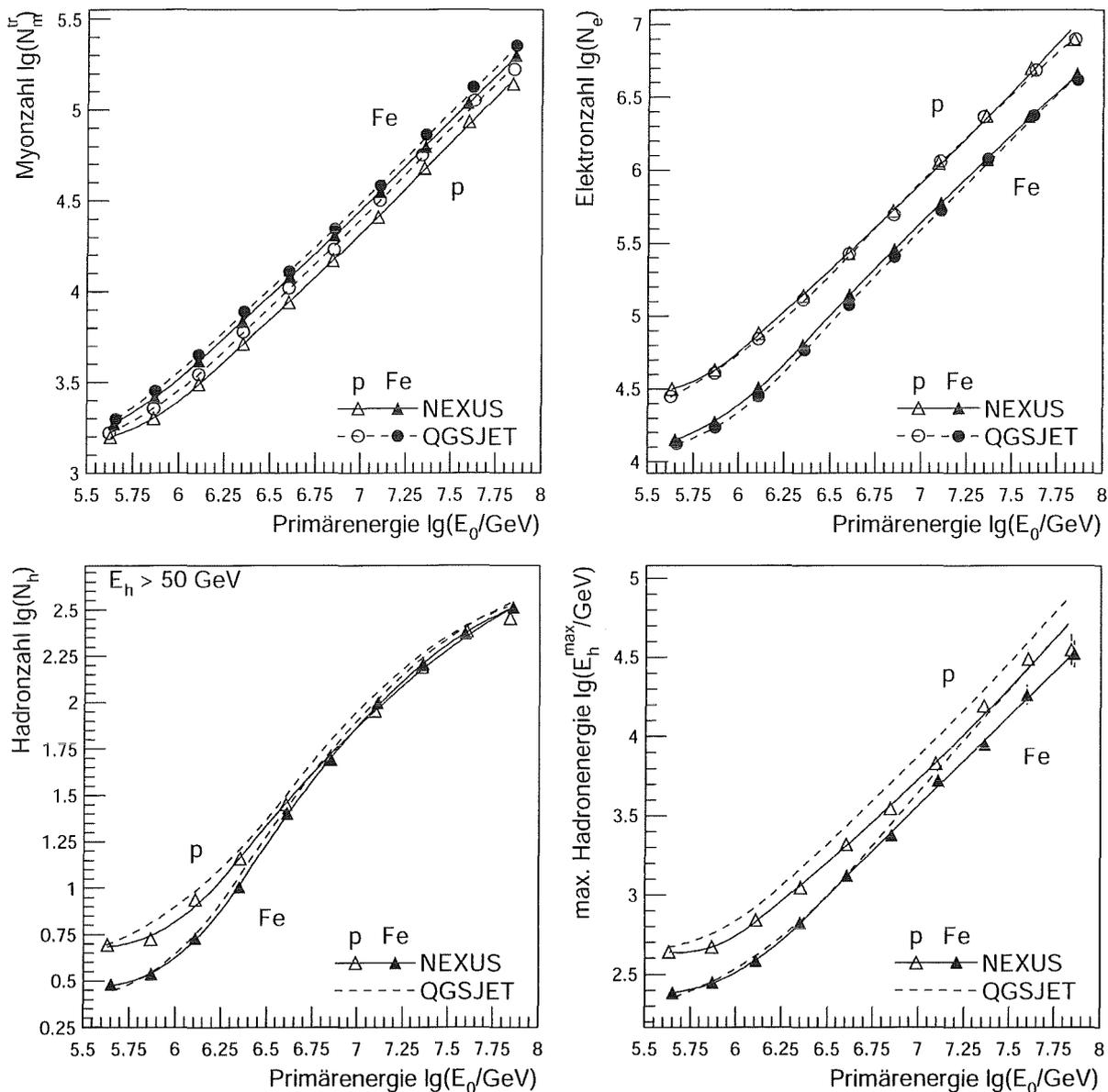
#### 4.1.1 NEXUS im Vergleich zu QGSJET

Der Vergleich der Vorhersagen der Modelle NEXUS und QGSJET für die Primärenergieabhängigkeit verschiedener Schauergrößen ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Es ergeben sich folgende Unterschiede:

- Die Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  ist für NEXUS etwa 10% kleiner. Bei protoninduzierten Schauern ist der Effekt etwas stärker ausgeprägt als bei eiseninduzierten.
- Die Elektronzahl  $N_e$  ist für protoninduzierte Schauer weitgehend gleich, bei eiseninduzierten Schauern sagt NEXUS etwas größere Werte ( $\approx 10\%$ ) voraus.
- Die Hadronzahl  $N_h$  sowie die (nicht gezeigte) hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$  sind für NEXUS ca. 10–15% kleiner als für QGSJET. Die gleiche Aussage gilt auch für höhere Hadronenergieschwellen (bis 1 TeV) als die gezeigte Schwelle von  $E_h > 50$  GeV.
- Die Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$  ist im Falle von protoninduzierten Schauern im Mittel für NEXUS etwa 20–30% kleiner als für QGSJET. Bei eiseninduzierten Schauern tritt ein Unterschied erst bei Primärenergien  $E_0 > 5 \cdot 10^{15}$  eV auf. Mit steigender Primärenergie nimmt er stark zu.

Insgesamt zeigt sich, daß bei Luftschauern, die unter Verwendung von NEXUS simuliert werden, gegenüber QGSJET-Schauern eine Verschiebung von der hadronischen hin zur elektromagnetischen Schauerkomponente auftritt. Während die Elektronzahl  $N_e$  für protoninduzierte Schauer gleich bleibt und für eiseninduzierte leicht zunimmt, ist bei der hadronischen Komponente für beide betrachteten Primärteilchen eine Abnahme festzustellen. Die gleiche Abnahme wie bei den Hadronen tritt auch für die Myonen auf, die hauptsächlich durch Zerfall geladener Mesonen entstehen.

Die beobachtete Umverteilung zwischen der hadronischen und elektromagnetischen Luftschauerkomponente könnte eventuell die Diskrepanz zwischen verschiedenen, unter Verwendung von QGSJET bei KASCADE durchgeführten Analysen zur Bestimmung der mittleren Masse der primären kosmischen Strahlung erklären. Untersuchungen basierend auf hadronischen Observablen [Hörandel 97, Hörandel 98] ergeben systematisch eine größere mittlere Masse als Analysen unter Verwendung der elektromagnetischen Schauerkomponente [Weber 99, Weber 99a]. Ein direkter Vergleich findet sich in [Antoni 02a]. Hier werden mit derselben Analysemethode verschiedene Kombinationen von Observablen untersucht. Wieder zeigt sich, daß sich bei Verwendung der Elektronzahl  $N_e$  systematisch eine kleinere mittlere Masse ergibt. Interpretiert man in einem einfachen Bild die Lage der Meßdaten relativ zur Vorhersage für proton- bzw. eiseninduzierte Schauer als mittlere Masse der Primärteilchen, so ergibt sich bei einer Zunahme der Elektronen eine Vergrößerung und entsprechend bei einer Abnahme der Hadronen eine Verringerung der mittleren Masse, was die beobachtete Diskrepanz vermindern oder beseitigen könnte.

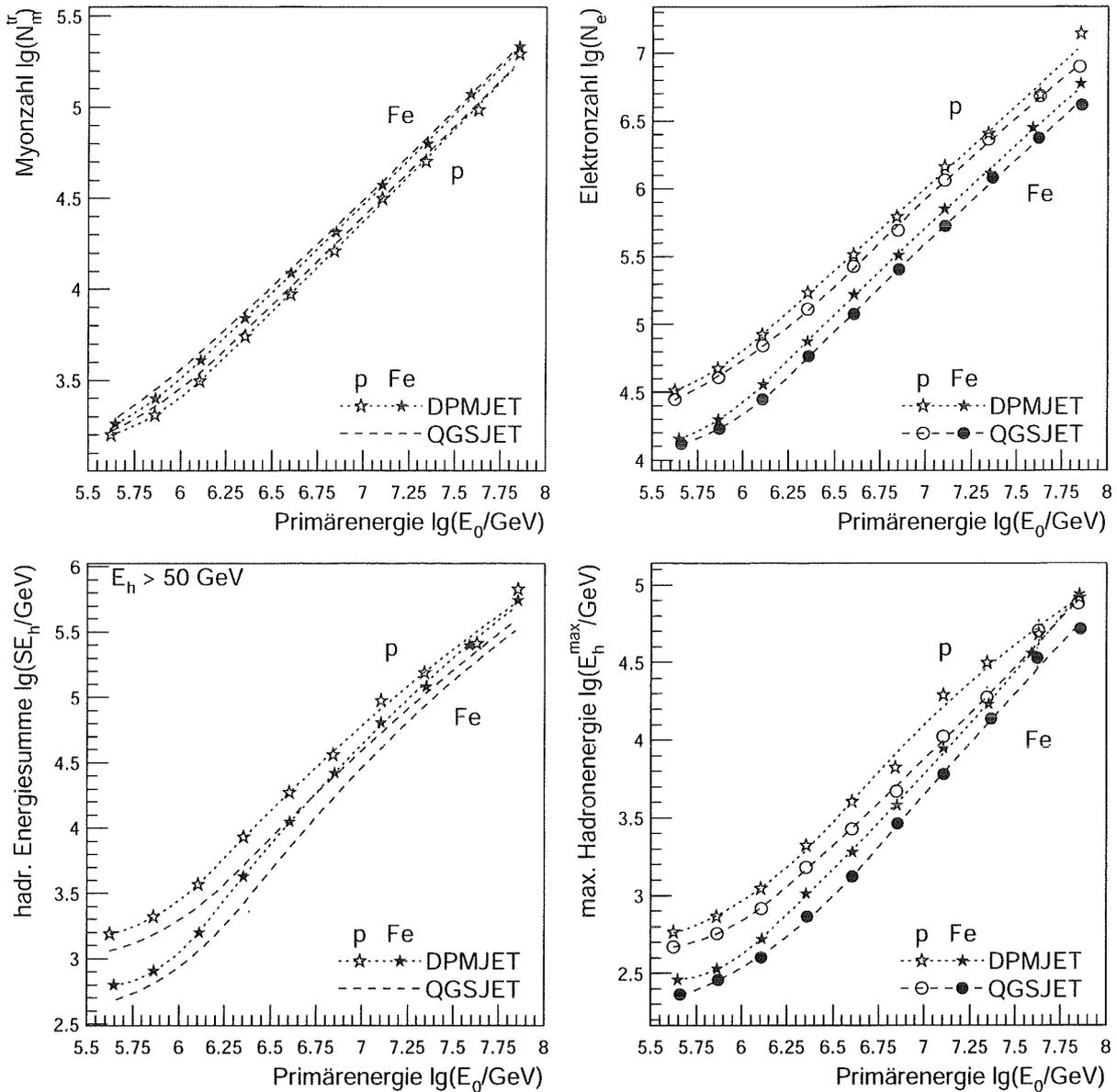


**Abbildung 4.1: Vergleich der Schauergrößen für NEXUS – QGSJET.** Dargestellt sind die Primärenergieabhängigkeiten der Schauergrößen  $N_\mu^{\text{tr}}$ ,  $N_e$ ,  $N_h$  (Energieschwelle  $E_h > 50 \text{ GeV}$ ) sowie  $E_h^{\text{max}}$ . Im Fall der hadronischen Observablen ist für QGSJET aus Gründen der Übersichtlichkeit nur die Parametrisierung der Werte gezeigt.

#### 4.1.2 DPMJET im Vergleich zu QGSJET

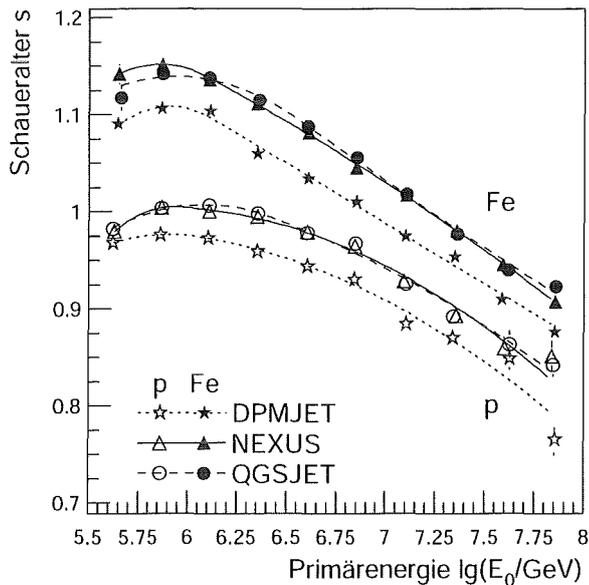
Abbildung 4.2 zeigt den Vergleich der Vorhersagen der Modelle DPMJET und QGSJET für die Primärenergieabhängigkeit der verschiedenen Schauergrößen. Es ergeben sich folgende Unterschiede:

- Für die Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  sagt DPMJET bei kleinen Primärenergien ca. 10% kleinere Werte voraus als QGSJET. Mit zunehmender Primärenergie  $E_0$  wird der Unterschied in den Vorhersagen geringer.



**Abbildung 4.2: Vergleich der Schauergößen für DPMJET – QGSJET.** Dargestellt sind die Primärenergieabhängigkeiten der Schauergößen  $N_\mu^{\text{tr}}$ ,  $N_e$ ,  $\Sigma E_h$  (Energieschwelle  $E_h > 50 \text{ GeV}$ ) sowie  $E_h^{\text{max}}$ . Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind für QGSJET teilweise nur die Parametrisierungen der Werte gezeigt.

- Auf dem Beobachtungsniveau ergeben sich bei Verwendung von DPMJET 20–25 % mehr Elektronen.
- Bei der hadronischen Energiesumme  $\Sigma E_h$  sagt DPMJET 40–60 % größere Werte voraus als QGSJET. Die nicht dargestellte Hadronzahl ist ca. 30–40 % größer. Mit zunehmender Hadronenergieschwelle wird der Unterschied in  $N_h$  tendenziell noch größer.
- Die für die Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\text{max}}$  von DPMJET vorhergesagten Werte sind 30–50 % größer als bei QGSJET.



**Abbildung 4.3: Schaueralter abhängig von der Primärenergie.** Das Schaueralter  $s$  beschreibt das Entwicklungsstadium der Luftschauer. Mit zunehmender Primärenergie ergeben sich kleinere Werte, d.h. die Schauer dringen tiefer in die Atmosphäre ein. Die Abnahme von  $s$  bei kleinen Primärenergien ist ein Schwelleneffekt, da hier nur die Schauer die Selektionskriterien erfüllen, die sich überdurchschnittlich tief in der Atmosphäre entwickeln.

Die auf dem Detektorniveau beobachtete Zunahme sowohl der hadronischen als auch der elektromagnetischen Luftschauerkomponenten ergibt sich daraus, daß sich Luftschauer, die unter Verwendung von DPMJET simuliert wurden, insgesamt tiefer in der Atmosphäre entwickeln als von QGSJET vorausgesagt. Die tendenzielle Abnahme der Myonenzahl  $N_{\mu}^{\text{tr}}$  läßt sich dadurch erklären, daß die geladenen Mesonen eine höhere Wahrscheinlichkeit haben, erneut mit einem Atomkern der Luft zu wechselwirken und damit nicht in Myonen zu zerfallen, wenn sie sich in tieferen und dadurch dichteren Atmosphärenschichten befinden. In der Folge wird durch die Produktion neutraler Pionen zusätzlich Energie in die elektromagnetische Komponente transferiert. Das tiefere Eindringen der Schauer zeigt sich auch anhand der Primärenergieabhängigkeit des Schaueralters  $s$  (Parameter der NKG-Funktion, siehe Gleichung 1.4). Je weiter entwickelt ein Luftschauer bereits ist, desto flacher ist die Lateralverteilung und desto größer wird dadurch  $s$ . Abbildung 4.3 zeigt für DPMJET im Vergleich zu QGSJET und NEXUS deutlich kleinere Werte für  $s$ . Dies bedeutet, daß sich DPMJET-Schauer auf dem Beobachtungsniveau noch in einem früheren Entwicklungsstadium befinden. Das gleiche Bild zeigt sich auch bei der atmosphärischen Tiefe des Schauermaximums  $X_{\text{max}}$  (Tiefe, in der die größte Anzahl geladener Teilchen auftritt). DPMJET sagt auch hier größere Werte für  $X_{\text{max}}$  vorher als die anderen Modelle [Heck 01]. Ursache dieses tiefen Eindringens der Schauer ist eine im Vergleich zu den anderen Modellen deutlich höhere Elastizität des höchstenergetischen Mesons bei pion-induzierten Wechselwirkungen [Heck 02].

## 4.2 Hadronverteilungen

Die hadronische Komponente der ausgedehnten Luftschauer bietet den direktesten Zugang zum Test der in der Simulation verwendeten hadronischen Wechselwirkungsmodelle. Neben den im vorherigen Abschnitt diskutierten Schauergrößen Hadronzahl  $N_h$ , hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$  und höchstenergetisches Hadron  $E_h^{\text{max}}$  liefern auch verschiedene

Verteilungen der Hadronen wichtige Hinweise bezüglich der Zuverlässigkeit der Modelle. Exemplarisch sollen daher einige Unterschiede in den Vorhersagen der Wechselwirkungsmodelle für die Lateralverteilungen sowie die Energiespektren der Hadronen diskutiert werden. Die Einteilung der Daten erfolgt dabei wiederum in Intervalle der Primärenergie, um Effekte infolge von Modellunterschieden in der für die Einteilung verwendeten Schauergroße zu vermeiden.

### 4.2.1 Hadronlateralverteilung

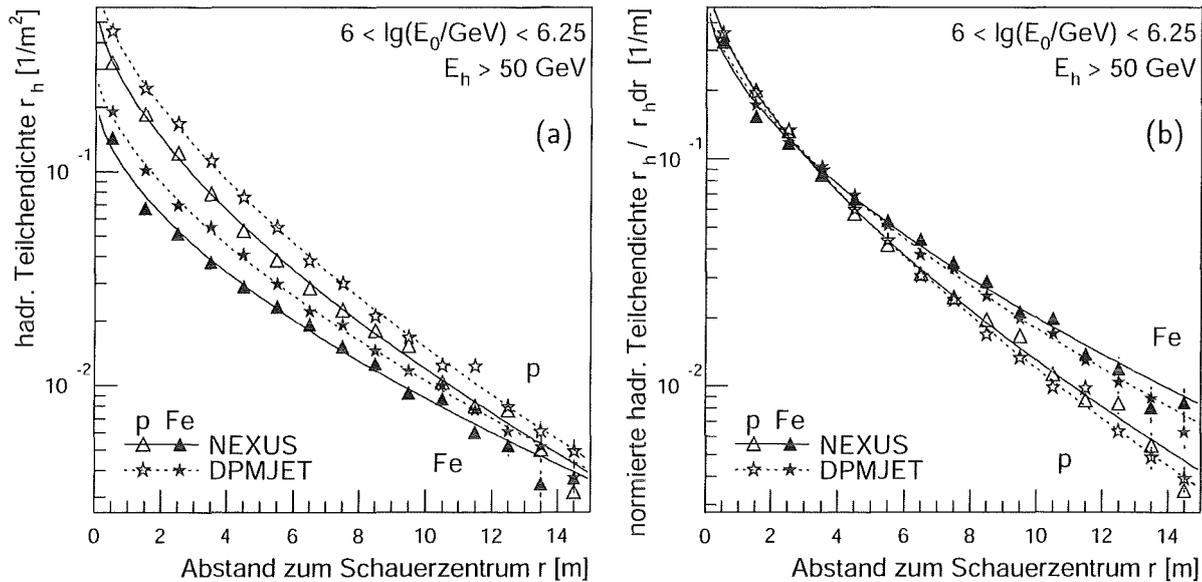
Die räumliche Anordnung der Hadronen läßt sich mittels deren Lateralverteilung beschreiben. Dabei kann zwischen der Verteilung der hadronischen Teilchendichte  $\rho_h$  (alle Hadronen oberhalb der gewählten Hadronenergieschwelle werden gleich gewichtet) und der Lateralverteilung der hadronischen Energiedichte  $\rho_E$  (die Hadronen werden mit ihrer Energie gewichtet) unterschieden werden. Die Lateralverteilung hängt von der Transversalimpulsverteilung der in den hadronischen Wechselwirkungen erzeugten Teilchen ab und bietet somit prinzipiell die Möglichkeit, diese zu testen. Allerdings wird sie von weiteren Faktoren beeinflusst. So hängt der Streuwinkel stark vom Longitudinalimpuls ab, da die Transversalimpulse nur schwach energieabhängig sind. Weiterhin geht die Anzahl und die Höhe der Wechselwirkungen in der Atmosphäre ein. Insbesondere führt eine frühe Schauerentwicklung zu einer breiteren Lateralverteilung, da die Hadronen eine größere Wegstrecke zur Verfügung haben, um sich von der Schauerachse zu entfernen. Dies zeigt sich bei eiseninduzierten Luftschauern, die aufgrund ihrer früheren Schauerentwicklung in der Atmosphäre eine flachere Lateralverteilung aufweisen als protoninduzierte Schauer.

Die Lateralverteilungen  $\rho(r)$  lassen sich folgendermaßen parametrisieren:

$$\rho(r) = C \cdot e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^\kappa} \quad (4.2)$$

Dabei beschreibt  $C$  die absolute Normierung,  $r_0$  den Abfall und  $\kappa$  die Krümmung der Kurven. Für Werte  $\kappa < 1$  werden die Verteilungen mit zunehmendem Abstand  $r$  flacher, für  $\kappa > 1$  werden sie steiler. Letzterer Fall tritt für die Lateralverteilung der hadronischen Teilchendichte bei hohen Primärenergien ( $E_0 > 10^{16}$  eV) auf, da infolge der limitierten Trennung der einzelnen Hadronen (siehe Abschnitt 3.3.1.2) die Hadronendichte im Zentrum unterschätzt wird und so die Lateralverteilung abflacht. Bei der Lateralverteilung der hadronischen Energiedichte tritt dieser Effekt nicht auf.

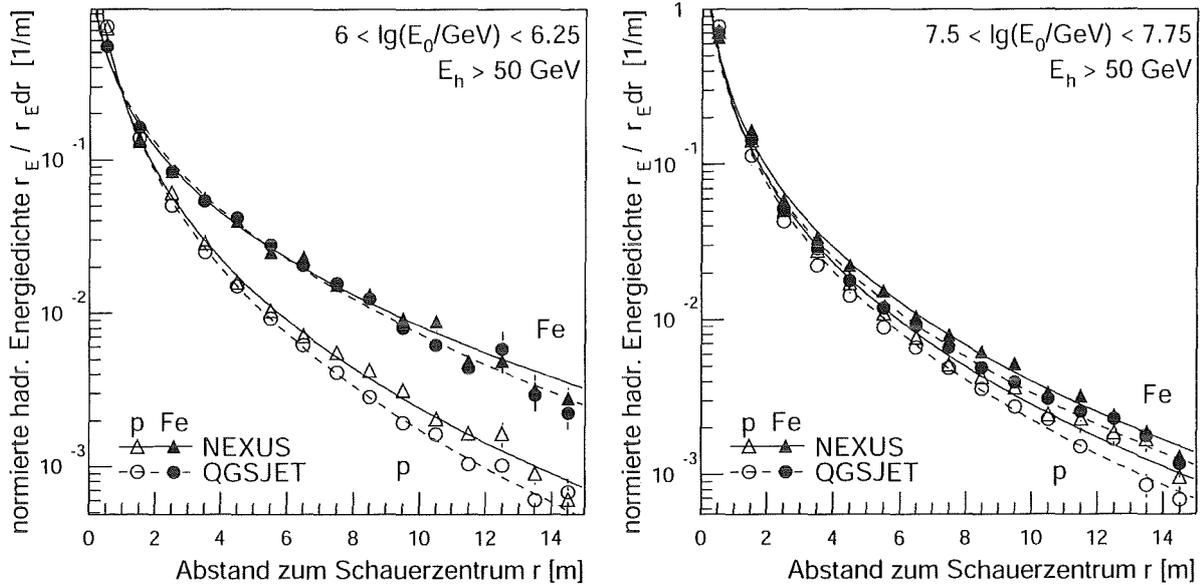
Ein direkter Vergleich der Parameter  $r_0$  und  $\kappa$  für verschiedene Wechselwirkungsmodelle ist nicht aussagekräftig. Da die Form der Lateralverteilung durch die Kombination von  $r_0$  und  $\kappa$  beschrieben wird, treten Schwankungen in den einzelnen Parametern auf, die Modellunterschiede überdecken. Im Fall der Lateralverteilung der hadronischen Teilchendichte steigt der Parameter  $r_0$  von etwa 1 m bei einer Primärenergie von  $E_0 = 10^{15}$  eV auf etwa 15 m für  $E_0 = 10^{17}$  eV. Gleichzeitig nimmt  $\kappa$  von 0.5 auf 3 zu. Dieser Verlauf der Parameter  $r_0$  und  $\kappa$  spiegelt den oben diskutierten Effekt einer Abflachung der Lateralverteilung der hadronischen Teilchendichte bei kleinen Abständen von der Schauerachse für zunehmende Primärenergien  $E_0$  wider. Für die Lateralverteilung der hadronischen Energiedichte ergeben sich ohne signifikante Primärenergieabhängigkeit für  $r_0$  Werte zwischen 0.004 m und 0.02 m sowie für  $\kappa$  zwischen 0.3 und 0.35.



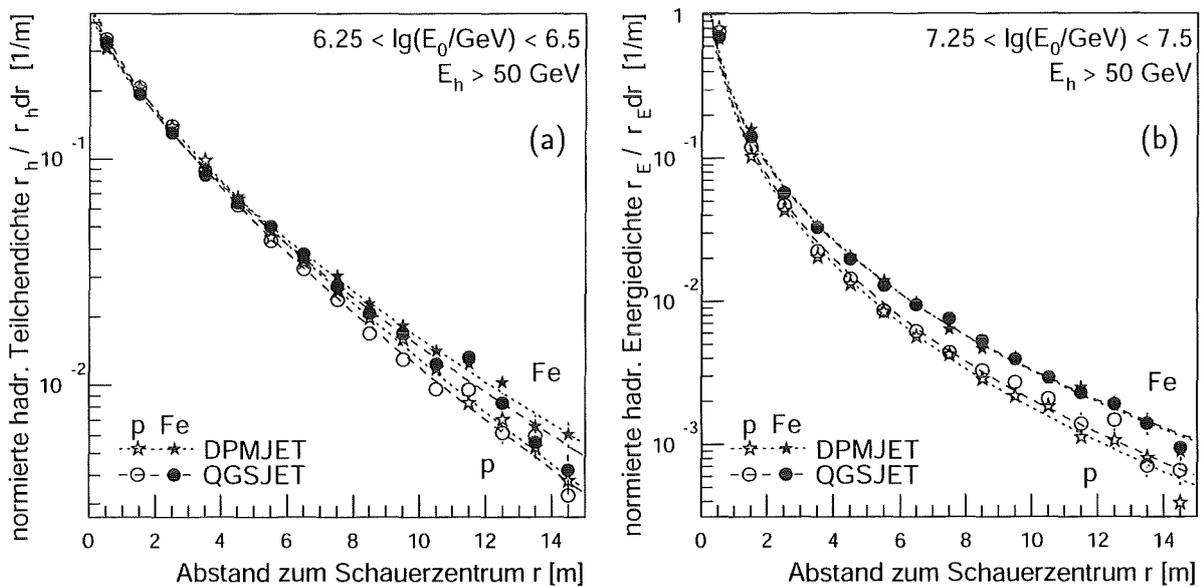
**Abbildung 4.4: Normierung der Lateralverteilungen.** Als Beispiel für die Normierung ist zweimal die gleiche Verteilung der hadronischen Teilchendichte gezeigt. In Teilbild (a) vor, in Teilbild (b) nach der Normierung.

Der Vergleich der Lateralverteilungen für verschiedene Wechselwirkungsmodelle zeigt, daß sich die Vorhersagen der Modelle hauptsächlich durch die absolute Normierung unterscheiden (siehe z.B. Abbildung 4.4a). Diese gibt aber im wesentlichen die totale Hadronzahl  $N_h$  bzw. die hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$  an, die bereits in Abschnitt 4.1 diskutiert wurden. Um die Form der Lateralverteilung hervorzuheben, werden die Lateralverteilungen daher auf ihr jeweiliges Integral normiert dargestellt ( $\hat{\rho}(r) = \rho(r) / \int \rho(r) dr$ ). Ein Beispiel für diese Normierung zeigt Abbildung 4.4b.

Vergleicht man die von verschiedenen Wechselwirkungsmodellen vorhergesagte Form der Lateralverteilungen untereinander, so zeigen sich, wenn auch geringe, Unterschiede. NEXUS sagt für alle betrachteten Primärenergien eine flachere Lateralverteilung der hadronischen Energiedichte voraus als QGSJET. In Abbildung 4.5 sind exemplarisch Verteilungen für zwei Primärenergieintervalle dargestellt. Bei der Verteilung der hadronischen Teilchendichte ergibt sich für NEXUS bis zu Primärenergien  $E_0 < 5 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  ebenfalls ein flacherer Verlauf. Bei höheren Energien ist dieser Unterschied zwischen NEXUS und QGSJET in den rekonstruierten Verteilungen nicht mehr zu sehen. Hier werden die Hadrondichten im Zentrum so groß, daß nicht mehr alle Hadronen einzeln aufgelöst werden können. Die rekonstruierte Hadrondichte strebt gegen einen maximal nachweisbaren Wert, wodurch Modellunterschiede nicht mehr sichtbar sind. Infolge des gleichen Effekts nähern sich mit steigender Primärenergie, d.h. größerer Hadrondichte, auch die Verteilungen für proton- bzw. eiseninduzierte Luftschauer immer weiter an. Verwendet man anstelle der rekonstruierten Hadronen direkt die von der Luftschauersimulation vorhergesagten, so zeigt sich auch bei höheren Energien für NEXUS eine flachere Lateralverteilung der Teilchendichte. Auch bleibt der Unterschied zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern erhalten. Die Lateralverteilung der hadronischen Energiedichte wird durch diesen Detektoreffekt



**Abbildung 4.5: Vergleich der Lateralverteilungen für NEXUS – QGSJET.** Dargestellt ist die Form der Lateralverteilung der hadronischen Energiedichte für Primärenergien  $E_0 = 10^{15} \text{ eV}$  (Teilbild a) und  $E_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ eV}$  (b) für primäre Protonen und Eisenkerne.



**Abbildung 4.6: Vergleich der Lateralverteilungen für DPMJET – QGSJET.** Teilbild (a) zeigt die Form der Verteilung der hadronischen Teilchendichte für eine Primärenergie  $E_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ , Teilbild (b) die Form der Verteilung der hadronischen Energiedichte für  $E_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ eV}$ .

nicht beeinflusst, da bei hohen Dichten mehrere Hadronen durch die Rekonstruktion zusammengefasst werden und so zwar die Zahl, nicht aber die Energiesumme der Hadronen unterschätzt wird.

Für die Modelle DPMJET und QGSJET zeigt sich kein signifikanter Unterschied in der Form der Lateralverteilungen. Sowohl die Verteilungen der Hadronen als auch der hadronischen Energiedichte sind innerhalb der statistischen Unsicherheiten gleich. Zwar treten in einzelnen Primärenergieintervallen geringe Unterschiede auf, betrachtet man aber die Gesamtheit aller Energieintervalle, kann kein Trend hin zu einem flacheren oder steileren Verlauf der Lateralverteilungen für eines der beiden Modelle festgestellt werden. Als Beispiele sind in Abbildung 4.6 für zwei Primärenergieintervalle Lateralverteilungen der hadronischen Teilchendichte (Teilbild a) bzw. der hadronischen Energiedichte (b) für DPMJET und QGSJET dargestellt.

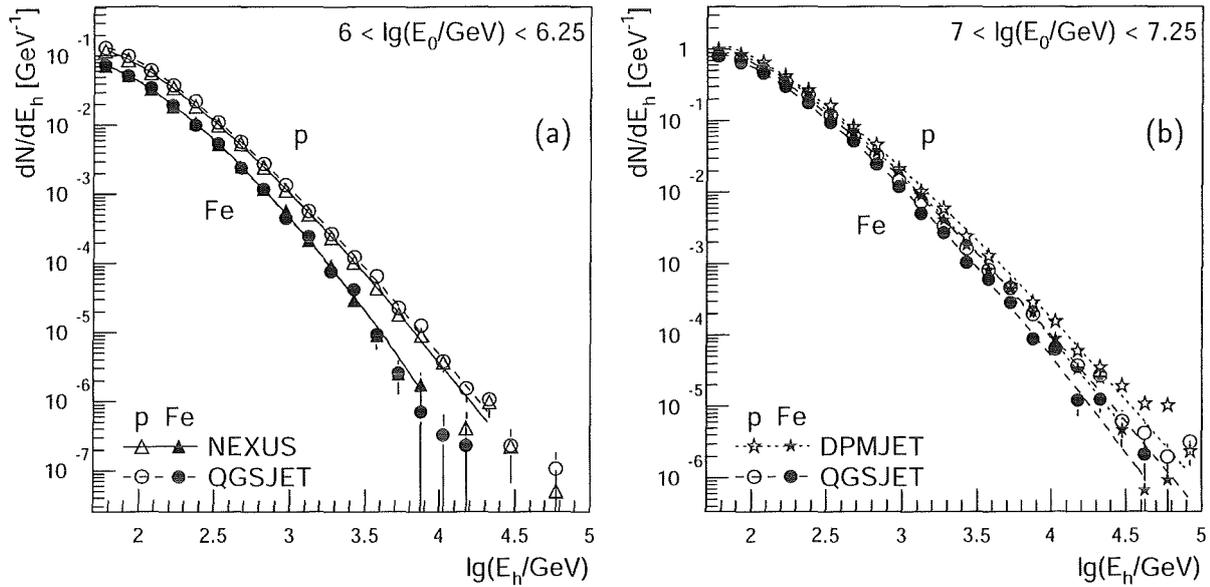
## 4.2.2 Hadronenergiespektren

Neben der Untersuchung der räumlichen Verteilung der Hadronen im Luftschauer mittels der Lateralverteilungen ist auch die Verteilung der Hadronenergien von Interesse. Hierbei lassen sich einerseits direkt die Energiespektren der Hadronen vergleichen, andererseits können auch Verteilungen der Energiebruchteile – die einzelnen Hadronenergien  $E_h$  werden auf die Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$  oder die hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$  normiert – betrachtet werden. Um die Spektren unabhängig von der Position des Schauerzentrums im Kalorimeter zu erhalten, erfolgt wie im Fall der Hadronzahl und der hadronischen Energiesumme (siehe Abschnitt 3.3.1.2) eine Flächenkorrektur. Dazu wird für jedes Hadron abstandsabhängig die vom Detektor abgedeckte Fläche des Kreisrings ermittelt und das Hadron entsprechend mit dem Kehrwert des Flächenanteils gewichtet. Zur Vermeidung zu großer Korrekturfaktoren werden nur Hadronen bis zu einem Abstand von 12 m vom Schauerzentrum verwendet.

Die Hadronenergiespektren lassen sich folgendermaßen parametrisieren:

$$\frac{dN}{dE_h} = C \cdot e^{-\left(\frac{|\lg E_h - \lg \hat{E}|}{\varepsilon}\right)^\alpha} \quad (4.3)$$

Dabei beschreibt  $C$  die absolute Normierung,  $\varepsilon$  den Abfall und  $\alpha$  die Krümmung der angepaßten Kurven. Aufgrund der unterhalb 100 GeV abnehmenden Rekonstruktionseffizienz für die Hadronen wird die Verteilung zu kleinen Energien hin flacher und nimmt letztlich wieder ab. Das daraus resultierende Maximum der Verteilungen ist durch  $\hat{E}$  gegeben. Typische Werte für  $\hat{E}$  betragen 50 GeV bei einer Primärenergie  $E_0 = 3 \cdot 10^{14}$  eV und 80 GeV bei  $E_0 = 10^{17}$  eV. Für protoninduzierte Luftschauer ergeben sich tendenziell größere Werte als für eiseninduzierte. Infolge der höheren Hadronzahl und insbesondere der höheren Hadronendichte im Schauerzentrum ist speziell für niederenergetische Hadronen die Trennung der einzelnen Teilchenspuren im Detektor für protoninduzierte Schauer schwieriger, was zu einer früheren Abnahme der Effizienz als bei eiseninduzierten Schauern führt. Die Werte für  $\varepsilon$  bewegen sich zwischen 0.35 und 0.5 und zeigen ebenfalls ein leichtes Ansteigen mit der Primärenergie  $E_0$ . Der Parameter  $\alpha$  nimmt – unabhängig von  $E_0$  – Werte zwischen 1.25 und 1.45 an. Für eiseninduzierte Schauer ergeben sich etwas größere Werte als im Fall von primären Protonen, d.h. die Kurven sind stärker gekrümmt und die Energiespektren fallen bei großen Hadronenergien schneller ab.



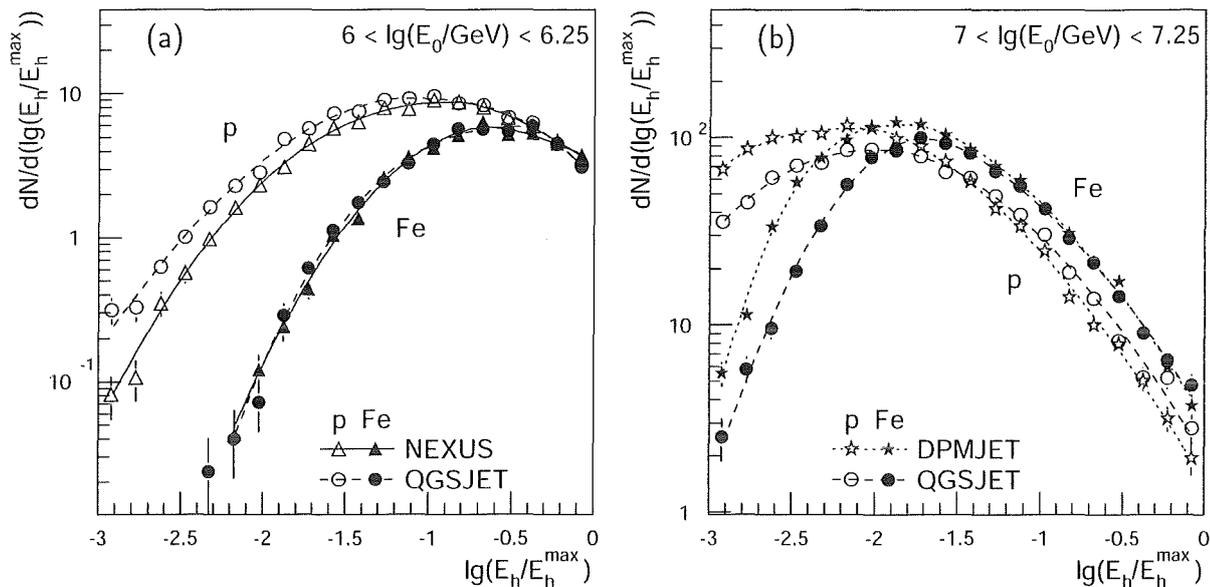
**Abbildung 4.7: Vergleich der Hadronenergiespektren.** In Teilbild (a) sind Hadronenergiespektren für NEXUS und QGSJET bei einer Primärenergie  $E_0=10^{15}$  eV dargestellt, in Teilbild (b) für DPMJET und QGSJET bei  $E_0=10^{16}$  eV.

Beim Vergleich der Vorhersagen der verschiedenen Wechselwirkungsmodelle ergeben sich abgesehen von der absoluten Normierung – entsprechend der totalen Hadronzahl (siehe Abschnitt 4.1) – nur geringe Unterschiede. Beispiele für Hadronenergiespektren zeigt Abbildung 4.7. Bei Verwendung von NEXUS deutet sich für große Hadronenergien  $E_h$  ein etwas schnellerer Abfall der Verteilungen an als bei QGSJET. Für DPMJET ergeben sich dagegen tendenziell härtere Spektren als für QGSJET.

Betrachtet man anstatt der Energiespektren die Verteilung der Energiebruchteile  $E_h/E_h^{\max}$ , so treten deutlichere Unterschiede auf. Dies resultiert daraus, daß hier neben den – wenn auch geringen – Unterschieden der Hadronenergiespektren auch die unterschiedlichen Vorhersagen der Modelle für das höchstenergetische Hadron  $E_h^{\max}$  eingehen. Die Verteilungen der Energiebruchteile lassen sich mittels einer ähnlichen Funktion wie die Energiespektren (Gleichung 4.3) beschreiben:

$$\frac{dN}{d \lg x} = C \cdot \begin{cases} e^{-\left(\frac{\lg \hat{x} - \lg x}{\varepsilon_1}\right)^{\alpha_1}} & x \leq \hat{x} \\ e^{-\left(\frac{\lg x - \lg \hat{x}}{\varepsilon_2}\right)^{\alpha_2}} & x > \hat{x} \end{cases} \quad \text{mit} \quad x = \frac{E_h}{E_h^{\max}} \quad (4.4)$$

Die Form der Verteilungen werden links bzw. rechts vom Maximum ( $\hat{x}$ ) unabhängig voneinander durch die Parameterkombinationen  $(\varepsilon_1, \alpha_1)$  bzw.  $(\varepsilon_2, \alpha_2)$  beschrieben. Befindet sich das Maximum zu nahe am Rand des betrachteten Bereichs (weniger als 2 Datenpunkte zwischen Maximum und Rand), werden  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$  und  $\alpha_1 = \alpha_2$  gesetzt. Die Bedeutung der Parameter entspricht denen aus Gleichung 4.3. Für die Parameter  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  ergeben sich Werte zwischen 0.5 und 1.2, für  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  zwischen 1.5 und 2.5. Aufgrund der großen Fluktuationen der Werte für verschiedene Primärenergieintervalle kann aus den Parametern selbst keine Abhängigkeit vom verwendeten Wechselwirkungsmodell oder der



**Abbildung 4.8: Vergleich der Hadronenergiebruchteile.** Dargestellt sind Häufigkeitsverteilungen der Energiebruchteile  $E_h/E_h^{\max}$ . In Teilbild (a) NEXUS, in Teilbild (b) DPMJET, jeweils im Vergleich zu QGSJET. Die Primärenergieintervalle entsprechen denen aus Abbildung 4.7.

Primärenergie festgestellt werden. Die Position des Maximums  $\lg \hat{x}$  verschiebt sich von etwa  $-0.5$  für eine Primärenergie  $E_0 = 3 \cdot 10^{14}$  eV nach  $-2.5$  für  $E_0 = 10^{17}$  eV. Protoninduzierte Schauer ergeben aufgrund der im Mittel größeren Energie des höchstenergetischen Hadrons kleinere Werte, d.h. das Maximum der Verteilung liegt weiter links.

In Abbildung 4.8 sind Beispiele für die Verteilungen der Hadronenergiebruchteile dargestellt. Beim Vergleich der Vorhersagen von NEXUS und QGSJET zeigt sich für protoninduzierte Luftschauer eine Verschiebung der NEXUS-Werte nach rechts. Für eiseninduzierte Schauer sind die Verteilungen bis zu Primärenergien von  $E_0 < 10^{16}$  eV gleich. Erst bei höheren Energien zeigt sich ebenfalls eine Verschiebung zu größeren Werten hin. Die von DPMJET vorhergesagten Verteilungen ergeben dagegen sowohl für proton- als auch eiseninduzierte Schauer bei allen Primärenergien kleinere Werte von  $E_h/E_h^{\max}$ . Die absolute Normierung der Verteilungen ist bei DPMJET aufgrund der höheren vorhergesagten Hadronzahlen  $N_h$  entsprechend größer als bei QGSJET. Die beobachteten Unterschiede in den Verteilungen korrespondieren mit den Vorhersagen der Modelle für die Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$ . Je größer  $E_h^{\max}$  ist, desto kleinere Werte sind – bei Berücksichtigung der Hadronenergieschwelle von 50 GeV – für  $E_h/E_h^{\max}$  möglich.

# 5

## Test hadronischer Wechselwirkungsmodelle

---

Zielsetzung der vorliegenden Arbeit ist es, die Zuverlässigkeit von hadronischen Wechselwirkungsmodellen, die in Luftschauersimulationen eingesetzt werden, zu überprüfen. Wie bereits in Abschnitt 1.3 diskutiert, sind die Wechselwirkungsmodelle der kritischste Aspekt der Luftschauersimulationen, da die Modelle zur Beschreibung der in Luftschauern auftretenden hadronischen Wechselwirkungen in Kinematik- und Energiebereiche jenseits heute verfügbarer Beschleuniger extrapolieren müssen. Astrophysikalische Analysen von Luftschauermessungen hängen daher davon ab, ob das verwendete Luftschauersimulationsprogramm und das hadronische Wechselwirkungsmodell in der Lage sind, die physikalischen Vorgänge in der Atmosphäre hinreichend genau zu beschreiben.

Beim Testen von Wechselwirkungsmodellen im betrachteten Energiebereich von  $3 \cdot 10^{14}$  eV bis  $5 \cdot 10^{16}$  eV tritt die Schwierigkeit auf, daß die Elementzusammensetzung der primären kosmischen Strahlung für diese Energien nicht bekannt ist. Idealerweise würde man in der Simulation die Elementhäufigkeiten in der primären Strahlung nachbilden und könnte dann Messung und Simulation direkt vergleichen. Da dies nicht möglich ist, wird in dieser Arbeit alternativ dazu die Lage der Meßdaten relativ zur Vorhersage der Simulationen für die beiden Extremannahmen – nur Protonen bzw. Eisenkerne als Primärteilchen – betrachtet. Liegen die gemessenen Werte einer Observablen außerhalb des von der Simulation vorhergesagten Bereichs, kann die Simulation offensichtlich die betrachtete Observable nicht beschreiben. Durch Untersuchung möglichst vieler verschiedener Größen erhält man schließlich einen Überblick, inwieweit die einzelnen Modelle in der Lage sind, die Meßdaten zu reproduzieren, und welche Aspekte nicht durch die Simulationen wiedergegeben werden.

Für den in den folgenden Abschnitten vorgestellten Test von Wechselwirkungsmodellen wurde eine große Anzahl an Observablen untersucht. Neben den Korrelationen zwischen den Schauergrößen Hadronzahl  $N_h$ , hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$ , Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$ , Myonzahl<sup>1</sup>  $N_\mu^{\text{tr}}$  und Elektronzahl  $N_e$  wurden verschiedene hadronische Observablen betrachtet. Zur Untersuchung der räumlichen Anordnung der Hadronen diente deren Lateralverteilung, für den Test der Energieverteilung der Hadronen wurden die Energiespektren und Energiebruchteile – die Hadronenergien werden auf die Energiesumme  $\Sigma E_h$  oder das höchstenergetische Hadron  $E_h^{\max}$  normiert – verwendet. Bei allen hadronischen Observablen wurden jeweils verschiedene Hadronenergieschwellen

---

<sup>1</sup>Wie in Abschnitt 3.3.2 diskutiert wird als Myonzahl das Integral der Myonlateralverteilung im Abstandsreich von 40 m bis 200 m verwendet.

zwischen 50 GeV und 2 TeV für die Analyse angewandt. Für den Vergleich von Messung und Simulation wurden die Daten in Intervalle der Schauergößen  $N_\mu^{\text{tr}}$ ,  $N_e$ ,  $N_h$  und  $\Sigma E_h$  eingeteilt. Die sich so ergebenden zahlreichen Korrelationen zwischen verschiedenen Observablen können hier nicht einzeln vorgestellt werden. Inwiefern die Wechselwirkungsmodelle die gemessenen Verteilungen reproduzieren können und wo Diskrepanzen zwischen Messung und Simulation auftreten wird daher in den folgenden Abschnitten exemplarisch anhand einer Auswahl der betrachteten Verteilungen diskutiert.

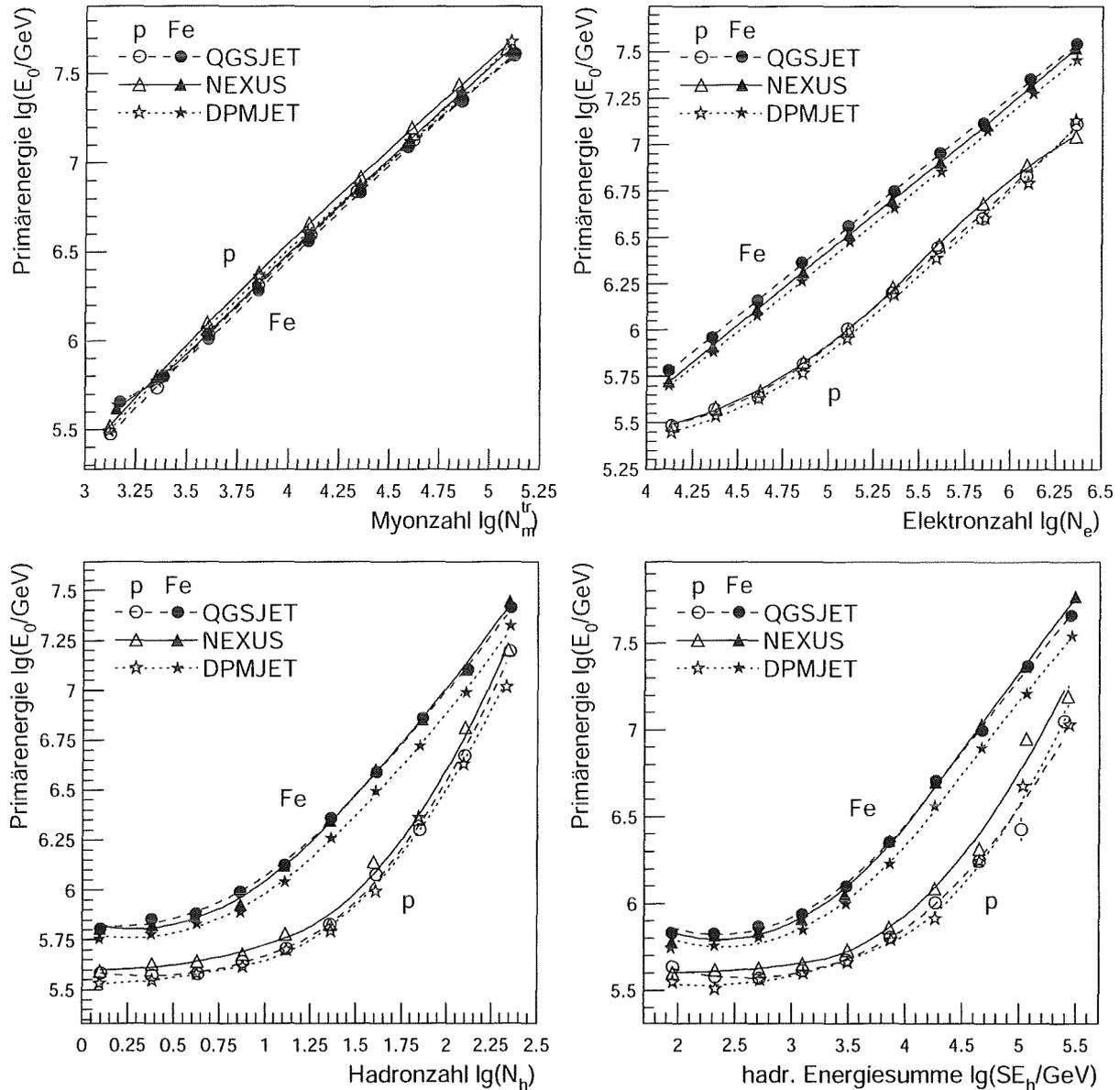
Um die Vergleichbarkeit von Messung und Simulation sicherzustellen, umfaßt die Simulation – wie bereits in Abschnitt 3 dargestellt – neben der Luftschauersimulation auch eine detaillierte Detektorsimulation. Weiterhin beinhaltet die Simulation alle zu den selektierten Ereignissen beitragenden Primärenergien, Zenitwinkel und Auftrefforte. Auch wird die Rekonstruktion der gemessenen und simulierten Daten mit den gleichen Algorithmen durchgeführt. Dadurch werden systematische Unterschiede in der Behandlung von Messung und Simulation vermieden.

## 5.1 Energieeichung der Schauergößenintervalle

Zunächst soll der Zusammenhang zwischen den für die Einteilung der Daten in Intervalle verwendeten Schauergößen und den jeweils beitragenden Primärenergien hergestellt werden. Abbildung 5.1 zeigt für die drei verwendeten Wechselwirkungsmodelle NEXUS, DPMJET und QGSJET sowie die beiden Primärteilchen Proton und Eisen den Zusammenhang zwischen der Primärenergie und den Schauergößen Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$ , Elektronzahl  $N_e$ , Hadronzahl  $N_h$  und hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$ . Die umgekehrte Auftragung – Abhängigkeit der Schauergößen von der Primärenergie  $E_0$  – wurde bereits in Abschnitt 4.1 diskutiert. Aufgrund der großen in der Luftschauerentwicklung auftretenden Fluktuationen in Verbindung mit dem steilen Flußspektrum der primären kosmischen Strahlung entsprechen die beiden Auftragungen jedoch nicht einer einfachen Vertauschung der Koordinatenachsen. Bei kleinen Schauergößen bzw. Primärenergien werden die Abhängigkeiten zusätzlich durch die gewählten Selektionen und daraus resultierenden Nachweiseffizienzen beeinflusst. Insgesamt werden jedoch die in Abschnitt 4.1 diskutierten Modellunterschiede bestätigt. Bei einem Modell, das für eine bestimmte Primärenergie einen größeren Wert einer Schauergöße voraussagt als die anderen Modelle, tragen hier Schauer mit einer kleineren Primärenergie zu einem Schauergößenintervall bei.

An die Datenpunkte wurden wiederum Kurven gemäß Gleichung 4.1 angepaßt. Im Fall der Primärenergie-Myonzahl-Korrelation ergeben sich für die Steigung  $\delta$  Werte zwischen 1.10 und 1.15, für die Primärenergie-Elektronzahl-Korrelation beträgt  $\delta$  etwa 0.8. Aufgrund der starken Krümmung der Kurven ist für die Hadronzahl und die hadronische Energiesumme der Parameter  $\delta$  nicht aussagekräftig.

Die Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  erweist sich als gute Abschätzung der Primärenergie  $E_0$  eines Luftschauers. Da zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern nur ein kleiner Unterschied – vergleichbar dem Unterschied zwischen den Vorhersagen der einzelnen Modelle – auftritt, kann  $E_0$  annähernd unabhängig von der Masse des Primärteilchens bestimmt werden. Für



**Abbildung 5.1: Energieeichung der Schauergrößenintervalle.** Dargestellt ist jeweils die mittlere zu den einzelnen Schauergrößenintervallen beitragende Primärenergie.

die anderen verwendeten Schauergrößen Elektronzahl  $N_e$ , Hadronzahl  $N_h$  und hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$  tritt dagegen ein deutlicher Unterschied zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern auf. Primäre Eisenkerne müssen im Mittel eine deutlich höhere Primärenergie  $E_0$  aufweisen, um auf dem Beobachtungsniveau die gleiche Elektron- oder Hadronzahl zu liefern wie primäre Protonen. Zusammen mit dem steilen Flußspektrum der kosmischen Strahlung führt dies dazu, daß bei Einteilung der Daten in  $N_e$ - ,  $N_h$ - bzw.  $\Sigma E_h$ -Intervalle eine Anreicherung von protoninduzierten Schauern auftritt. Für eine korrekte Beschreibung der Luftschauerentwicklung sollten daher die Vorhersagen der Modelle für protoninduzierte Schauer mit den Meßdaten zusammenfallen. Dies gilt allerdings nur, wenn für die jeweilige Primärenergie die kosmische Strahlung hinreichend viele Protonen

enthält. Ausgehend von direkten Messungen der kosmischen Strahlung kann für Energien bis zum Knie davon ausgegangen werden, daß diese Bedingung erfüllt ist. Oberhalb des Knies kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, daß die kosmische Strahlung von schweren Elementen dominiert wird (siehe Abschnitt 2.3) und somit die Annahme einer Protonanreicherung nicht mehr gilt.

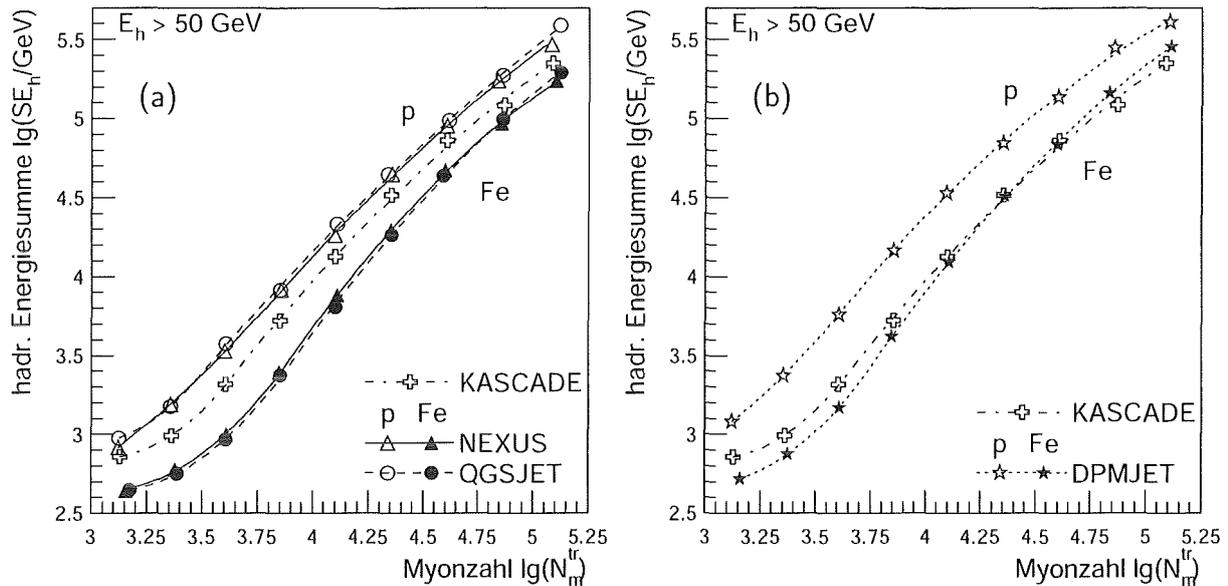
Bei einem Teil der Primärenergie-Schauergößen-Abhängigkeiten tritt bei kleinen Schauergößen ein Abflachen der Kurven auf. Dies ist eine Folge der gewählten Ereignisselektion in Kombination mit den auftretenden Schauerfluktuationen. Das Abflachen resultiert nicht aus einem zu klein gewählten Primärenergiebereich in der Simulation. Betrachtet man die einzelnen Verteilungen der beitragenden Primärenergien, so sind diese alle bei der kleinsten simulierten Primärenergie ( $10^{14}$  eV) bereits auf Null abgefallen. Im Falle von eiseninduzierten Schauern bleiben nach der Ereignisselektion keine Schauer aus dem Energieintervall  $5 < \lg(E_0/\text{GeV}) < 5.25$  mehr übrig. Der steile Anstieg des Zusammenhangs zwischen der Primärenergie  $E_0$  und der Hadronzahl  $N_h$  für protoninduzierte Schauer bei großen  $N_h$  resultiert aus der unzureichenden Trennung der einzelnen Hadronen bei großen Hadronendichten, wodurch die wahre Hadronzahl mit steigender Primärenergie zunehmend unterschätzt wird (siehe Abschnitt 3.3.1.2).

## 5.2 Schauergößenkorrelationen

In diesem Abschnitt werden die Korrelationen zwischen den Schauergößen Hadronzahl  $N_h$ , hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$ , Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\text{max}}$ , Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  sowie Elektronzahl  $N_e$  diskutiert. Für die hadronischen Observablen werden dabei verschiedene Hadronenergieschwellen angewandt. Die verschiedenen Schauergößen beschreiben die globale Schauerentwicklung. Ihre gegenseitigen Abhängigkeiten zeigen, wie die Energie des Primärteilchens auf die einzelnen Komponenten eines Luftschauers verteilt wird. Die Korrelation der Schauergößen mit der Myonzahl gibt weiterhin Hinweise auf die longitudinale Schauerentwicklung, da Myonen aus allen Höhen den Detektor erreichen können und somit integral über die gesamte Schauerentwicklung gemessen werden, wohingegen die anderen Komponenten mit zunehmender atmosphärischer Tiefe einen exponentiellen Abfall zeigen. Die Korrelationen mit der Myonzahl können daher Aufschluß darüber geben, wie tief die Luftschauer in die Atmosphäre eindringen.

### 5.2.1 Abhängigkeit von der Myonzahl

Die Korrelation zwischen der hadronischen Energiesumme  $\Sigma E_h$  und der Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Für die Modelle NEXUS und QGSJET ergeben sich identische Abhängigkeiten zwischen den beiden betrachteten Schauergößen. In Abschnitt 4.1.1 wurde gezeigt, daß NEXUS bei gleicher Primärenergie sowohl weniger Hadronen als auch weniger Myonen vorhersagt als QGSJET. Jetzt ergibt sich, daß die Korrelation zwischen Hadronen und Myonen, die durch den Zerfall geladener Mesonen entstehen, dadurch nicht verändert wird. Der Vergleich mit den Meßdaten zeigt, daß die Messung zwischen den Vorhersagen der beiden Modelle für primäre Protonen bzw. Eisenkerne liegt. Anders ist



**Abbildung 5.2: Myonanzahlabhängigkeit der hadronischen Energiesumme.** Teilbild (a) zeigt den Vergleich der Meßdaten mit den Vorhersagen der Modelle NEXUS und QGSJET, Teilbild (b) den Vergleich mit DPMJET.

dies für das Modell DPMJET. Hier liegt die Messung in der Nähe der Modellvorhersage für primäre Eisenkerne. Für Myonanzahlen  $\lg N_\mu^{\text{tr}} < 4.4$  (entsprechend einer Primärenergie  $E_0 < 8 \cdot 10^{15}$  eV) befinden sich die Meßdaten zwar noch zwischen Proton- und Eisenvorhersage, jedoch kann ausgehend von direkten Messungen der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung angenommen werden, daß zumindest bis zum Knie im Flußspektrum ( $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15}$  eV entsprechend  $\lg N_\mu^{\text{tr}} \approx 4$ ) ein großer Teil der kosmischen Strahlung aus leichten Kernen besteht. Die Lage der Messung nahe bei der Eisenvorhersage von DPMJET kann dem nicht Rechnung tragen. Bei großen  $N_\mu^{\text{tr}}$  liegt die Messung dann außerhalb des von DPMJET als sinnvoll vorhergesagten Bereichs. Das Modell ist hier offensichtlich nicht in der Lage, die Meßdaten richtig zu beschreiben. Für Abbildung 5.2 wurde eine Hadronenergieschwelle von 50 GeV verwendet. Die Aussagen gelten jedoch in gleicher Weise auch für alle anderen betrachteten Hadronenergieschwellen.

Neben der hadronischen Energiesumme  $\Sigma E_h$  wurde auch die Hadronzahl  $N_h$  untersucht. Bei  $N_h$  wirken sich höhere Hadronenergieschwellen stärker aus als im Fall von  $\Sigma E_h$ , da die hadronische Energiesumme von der Energie weniger, hochenergetischer Hadronen dominiert wird. Abbildung 5.3 zeigt Beispiele der  $N_h$ - $N_\mu^{\text{tr}}$ -Korrelation für 100 GeV bzw. 500 GeV Hadronenergieschwelle. Unabhängig von der gewählten Schwelle ergibt sich der gleiche Befund wie für die hadronische Energiesumme. Die Vorhersagen der Modelle NEXUS und QGSJET sind identisch und passen gut zu den gemessenen Daten. DPMJET dagegen sagt wiederum zu große Werte für die Hadronzahl voraus. Abbildung 5.3 zeigt erneut das in Abschnitt 4.1 diskutierte Abflachen der Kurven bei großen Hadronzahlen. Man erkennt, daß der Effekt mit zunehmender Hadronenergieschwelle – 500 GeV in Teilbild (b) gegenüber 100 GeV (a) – schwächer ausgeprägt ist, da die Hadronzahl mit steigender Energieschwelle abnimmt und somit die Trennung der Hadronen wieder leichter möglich ist.

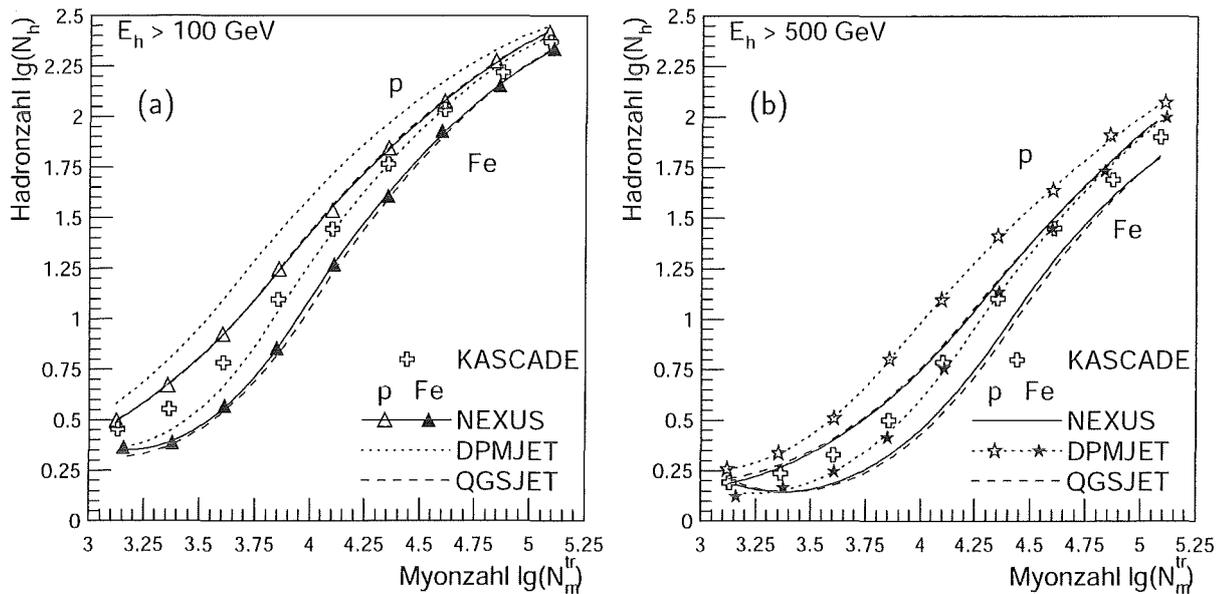


Abbildung 5.3: Hadronzahl in Abhängigkeit von der Myonzahl. Die Abbildungen zeigen für zwei Hadronenergieschwellen die Korrelation zwischen Hadronzahl und Myonzahl. Zwecks Übersichtlichkeit sind teilweise nur die Parametrisierungen dargestellt.

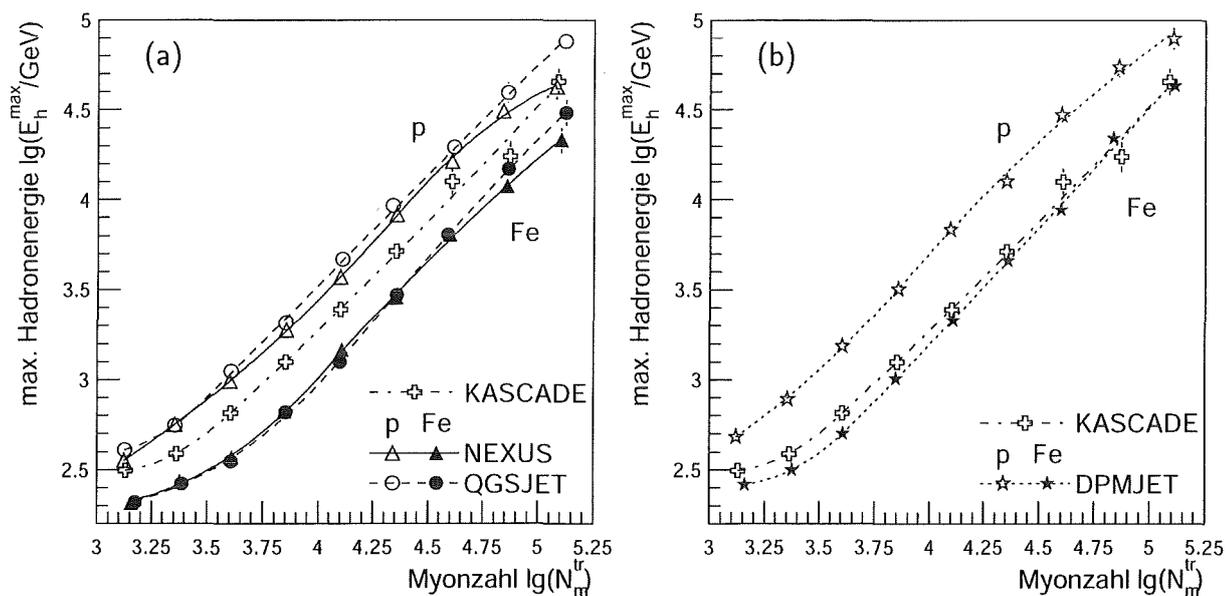
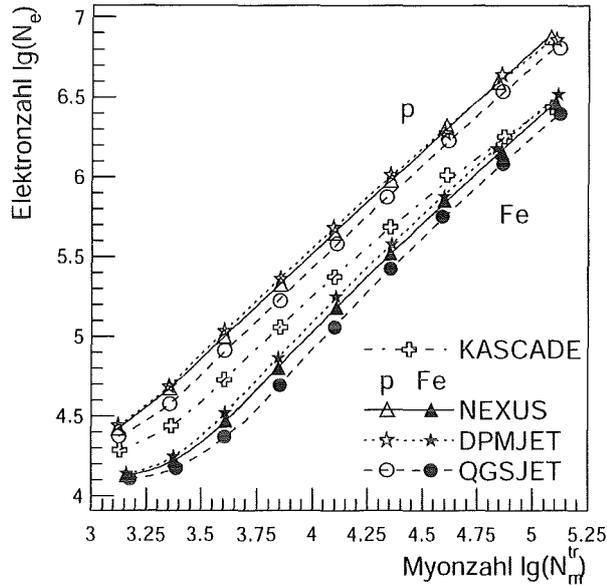


Abbildung 5.4: Myonzahlabhängigkeit des höchstenergetischen Hadrons. Dargestellt sind die Mittelwerte der Energie des höchstenergetischen Hadrons. Teilbild (a) vergleicht die Messung mit NEXUS und QGSJET, Teilbild (b) mit DPMJET.

Eine weitere hadronische Größe ist die Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$  im einzelnen Luftschauer. Das *leading particle*, also das höchstenergetische Sekundärteilchen aus einer hadronischen Wechselwirkung, trägt wesentlich zum Energietransport durch die Atmosphäre und somit zum Eindringen eines Luftschauers bei. Die Eindringtiefe eines



**Abbildung 5.5: Korrelation zwischen Elektron- und Myonzahl.** Dargestellt ist der Vergleich der Meßdaten mit den Vorhersagen der drei verwendeten Wechselwirkungsmodelle für primäre Protonen und Eisenkerne.

Schauers bestimmt aber signifikant die auf dem Beobachtungsniveau nachweisbaren Teilchenzahlen (mit Ausnahme der Myonen, die aus allen Höhen den Detektor erreichen können). Die korrekte Beschreibung des höchstenergetischen Hadrons durch die Wechselwirkungsmodelle ist daher ein wichtiger Aspekt in der Luftschauersimulation. Abbildung 5.4 zeigt die Korrelation der Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$  mit der Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$ . Es ergibt sich wiederum ein ähnliches Bild wie für die Hadronzahl und die hadronische Energiesumme. NEXUS und QGSJET sagen praktisch die gleichen Werte vorher, nur für protoneninduzierte Schauer zeigt NEXUS eine leichte Tendenz hin zu kleineren Werten. Allerdings zeigt sich bei großen Myonzahlen ( $\lg N_\mu^{\text{tr}} \approx 5$ , entsprechend einer Primärenergie  $E_0 \approx 3 \cdot 10^{16}$  eV) für NEXUS ein Abknicken der  $E_h^{\max}$ - $N_\mu^{\text{tr}}$ -Korrelation. Insgesamt werden die Meßdaten jedoch sowohl von NEXUS als auch von QGSJET wiederum gut beschrieben. Es zeigt sich hier erneut, daß NEXUS und QGSJET zwar in den hadronischen Größen unterschiedliche Werte vorhersagen, wenn man diese in Abhängigkeit von der Primärenergie betrachtet (Abschnitt 4.1.1), die Korrelation zwischen Hadronen und Myonen jedoch annähernd gleich ist, da sich die Myonzahl entsprechend unterscheidet. DPMJET sagt erneut zu hohe Hadronenergien voraus. Die Messung liegt zu nahe bei der Eisenvorhersage des Modells, um mit einer plausiblen Annahme für die Elementzusammensetzung der primären kosmischen Strahlung verträglich zu sein.

Abschließend sei noch kurz die Korrelation zwischen der Elektronzahl  $N_e$  und der Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  diskutiert. Der Zusammenhang zwischen den beiden Größen ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Hier können alle drei verwendeten Wechselwirkungsmodelle die Messung dahingehend beschreiben, daß die Meßdaten zwischen den Vorhersagen der Modelle für protonen- bzw. eiseninduzierte Schauer liegen. Während bei den hadronischen Größen NEXUS und QGSJET stets sehr ähnliche Werte ergeben, sagt NEXUS für  $N_e$  größere Werte voraus als QGSJET. Dies resultiert daraus, daß – wie in Abschnitt 4.1.1 gezeigt – NEXUS bei gleicher bis leicht größerer Elektronzahl weniger Myonen ergibt als QGSJET. Es tragen daher zum gleichen  $N_\mu^{\text{tr}}$ -Intervall Schauer mit einer höheren Primärenergie und in der Folge größeren Elektronzahl bei. DPMJET sagt wie schon bei den Hadronen die größten Werte

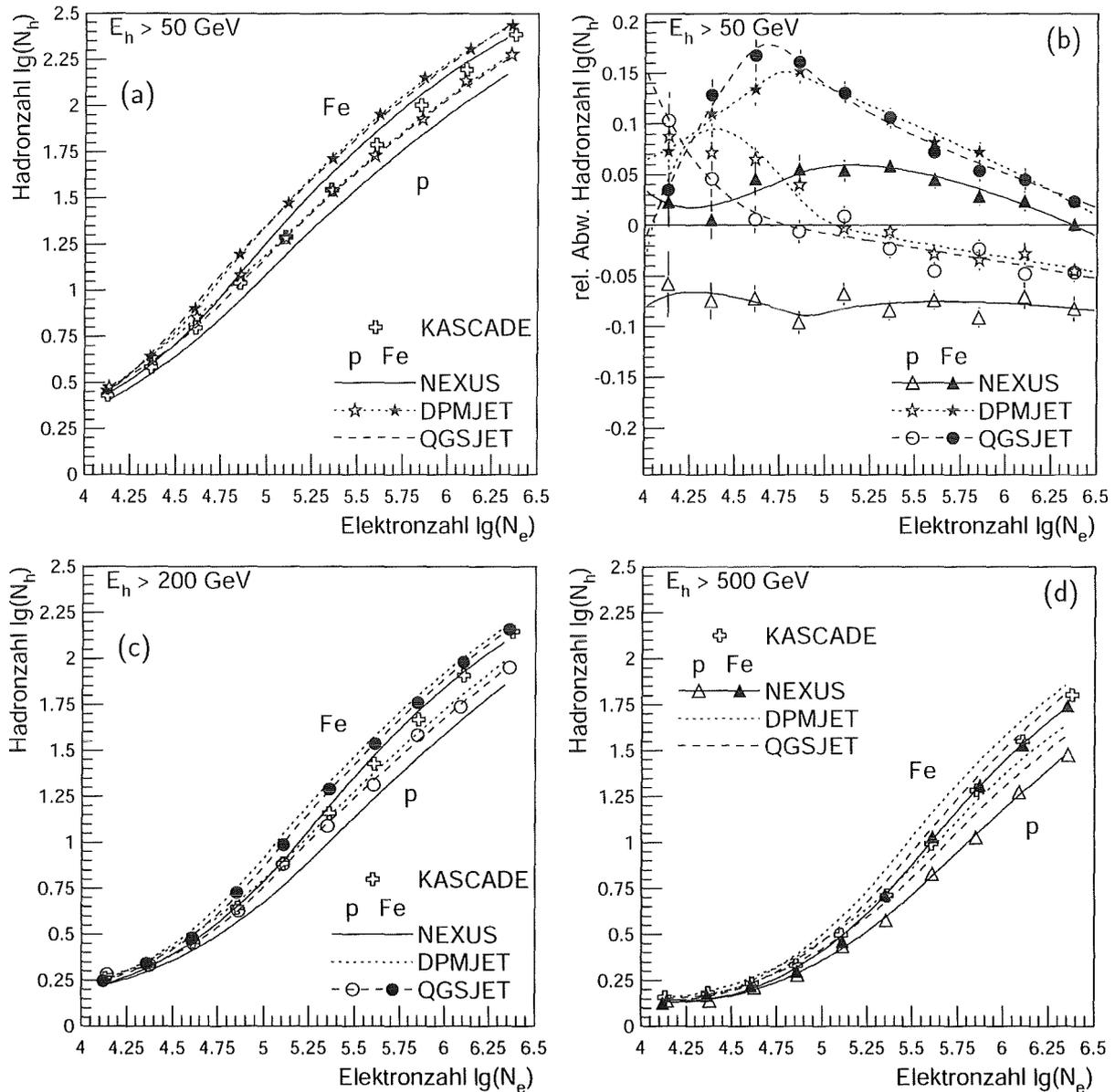
voraus. Insgesamt zeigt sich für alle Modelle der Trend, daß sich die Meßdaten mit zunehmender Myonzahl der Eisenvorhersage annähern. Dies kann als Zunahme der mittleren Masse der kosmischen Strahlung interpretiert werden und ist daher kein Widerspruch in der Beschreibung der Schauerentwicklung durch die Wechselwirkungsmodelle.

Insgesamt läßt sich feststellen, daß die Modelle NEXUS und QGSJET die Korrelationen der diskutierten Schauergößen mit der Myonzahl widerspruchsfrei beschreiben können. Die in Abschnitt 4.1.1 diskutierte Verschiebung zwischen der hadronischen und elektromagnetischen Luftschauerkomponente für NEXUS im Vergleich zu QGSJET wird bestätigt. DPMJET dagegen kann die Abhängigkeiten nicht reproduzieren. Lediglich im Fall der Elektronzahl liegen die Meßdaten über den gesamten betrachteten  $N_\mu^{\text{tr}}$ -Bereich zwischen den Vorhersagen von DPMJET für proton- bzw. eiseninduzierte Schauer. Für die hadronischen Schauergößen liegt die Messung dagegen entweder nahe bei der simulierten Kurve für primäre Eisenkerne oder bei großem  $N_\mu^{\text{tr}}$  sogar außerhalb des sinnvollen Bereichs. Simulationen basierend auf DPMJET ergeben insgesamt zu viele und zu hochenergetische Hadronen. Dies resultiert daraus, daß die unter Verwendung von DPMJET simulierten Luftschauer relativ tief in die Atmosphäre eindringen.

### 5.2.2 Abhängigkeit von der Elektronzahl

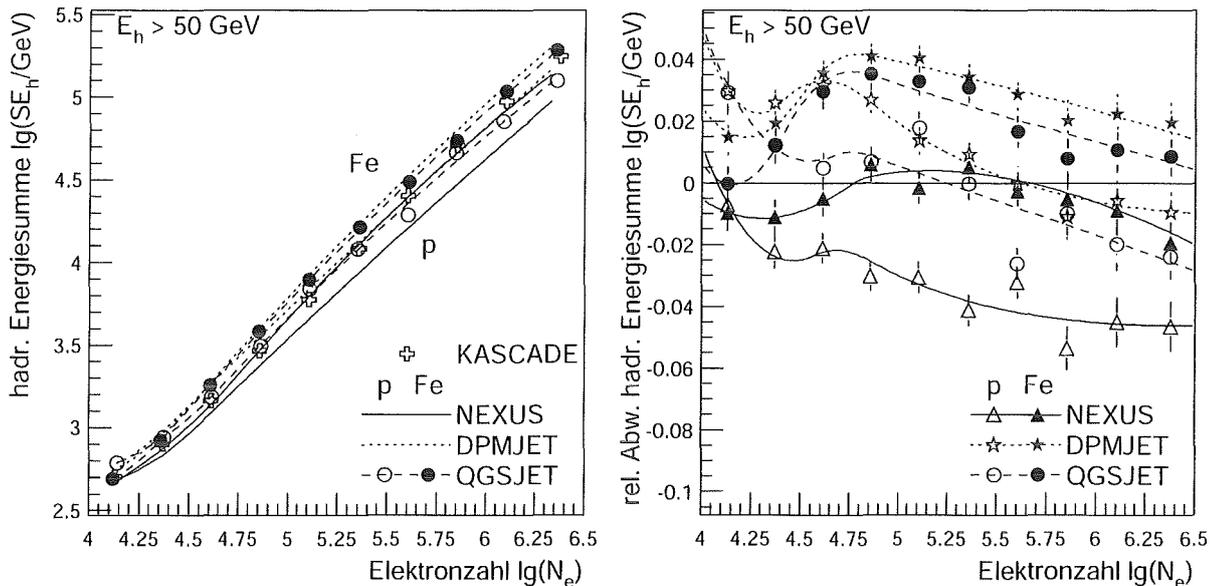
Im vorherigen Abschnitt wurden die Korrelationen verschiedener Schauergößen mit der Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  diskutiert. Hier soll nun deren Abhängigkeit von der Zahl der Elektronen  $N_e$  im Schauer betrachtet werden. Während  $N_\mu^{\text{tr}}$  eine gute, annähernd massenunabhängige Abschätzung der Primärenergie  $E_0$  erlaubt, hängt  $N_e$  nicht nur von  $E_0$ , sondern auch vom Entwicklungsstadium des Schauers auf dem Beobachtungsniveau ab. Je höher in der Atmosphäre sich ein Schauer entwickelt, desto weniger Elektronen erreichen den Detektor. Insbesondere liefern eiseninduzierte Luftschauer, da sie sich früher in der Atmosphäre entwickeln, weniger Elektronen als protoninduzierte Schauer. Dies bedeutet, daß zu einem  $N_e$ -Intervall abhängig von der Masse des Primärteilchens im Mittel unterschiedliche Primärenergien beitragen. Wie in Abschnitt 5.1 dargelegt, führt dies zu einer Anreicherung von protoninduzierten Schauern in den einzelnen Elektronzahlintervallen. Dies bietet den Vorteil, daß man beim Vergleich von Messung und Simulation nicht mehr so stark wie im Fall der  $N_\mu^{\text{tr}}$ -Korrelationen von der unbekanntenen Elementzusammensetzung der primären kosmischen Strahlung abhängt. Die elektromagnetische Luftschauerkomponente ist stark mit den Hadronen korreliert, da die Elektronen ständig durch die in hadronischen Wechselwirkungen entstehenden neutralen Pionen gespeist werden. Für die Abhängigkeit der hadronischen Schauergößen von der Elektronzahl sind daher geringere Unterschiede zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern zu erwarten als im Fall ihrer  $N_\mu^{\text{tr}}$ -Abhängigkeit.

In Abbildung 5.6 ist die Abhängigkeit zwischen Hadronzahl  $N_h$  und Elektronzahl  $N_e$  für drei Hadronenergieschwellen gezeigt. Um die insbesondere bei kleinen Elektronzahlen geringen Unterschiede zwischen den Modellen bzw. den beiden Primärteilchen Proton und Eisen besser hervorzuheben, ist für eine Hadronenergieschwelle zusätzlich die relative Abweichung  $(\lg N_h^{\text{Simulation}} - \lg N_h^{\text{Messung}}) / \lg N_h^{\text{Messung}}$  zwischen den Simulationen und der Messung dargestellt (Abbildung 5.6b).



**Abbildung 5.6: Elektronenzahlabhängigkeit der Hadronzahl.** Die Teilbilder zeigen die  $N_h$ - $N_e$ -Korrelation für drei verschiedene Hadronenergieschwellen. Um die geringen Unterschiede zu verdeutlichen, ist am Beispiel einer Energieschwelle (Teilbild b) die relative Abweichung zwischen Simulation und Messung dargestellt. Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit sind teilweise nur Parametrisierungen der Datenpunkte gezeigt.

Für die Hadronenergieschwelle  $E_h > 50$  GeV ergibt sich folgende Situation: Das Modell QGSJET kann die  $N_h$ - $N_e$ -Korrelation im wesentlichen beschreiben. Bei Elektronenzahlen  $\lg N_e < 4.5$  liegen die Vorhersagen des Modells zwar sowohl für proton- als auch eiseninduzierte Luftschauer oberhalb des gemessenen Zusammenhangs, allerdings unterscheiden sich hier die Kurven – beeinflusst durch die Selektion – insgesamt nur wenig. Für größere Werte von  $N_e$  liegen die Meßdaten zwischen den Proton- und Eisenkurven. Mit zunehmender Elektronenzahl entfernen sich die Meßdaten von der Protonvorhersage. Dies muß allerdings

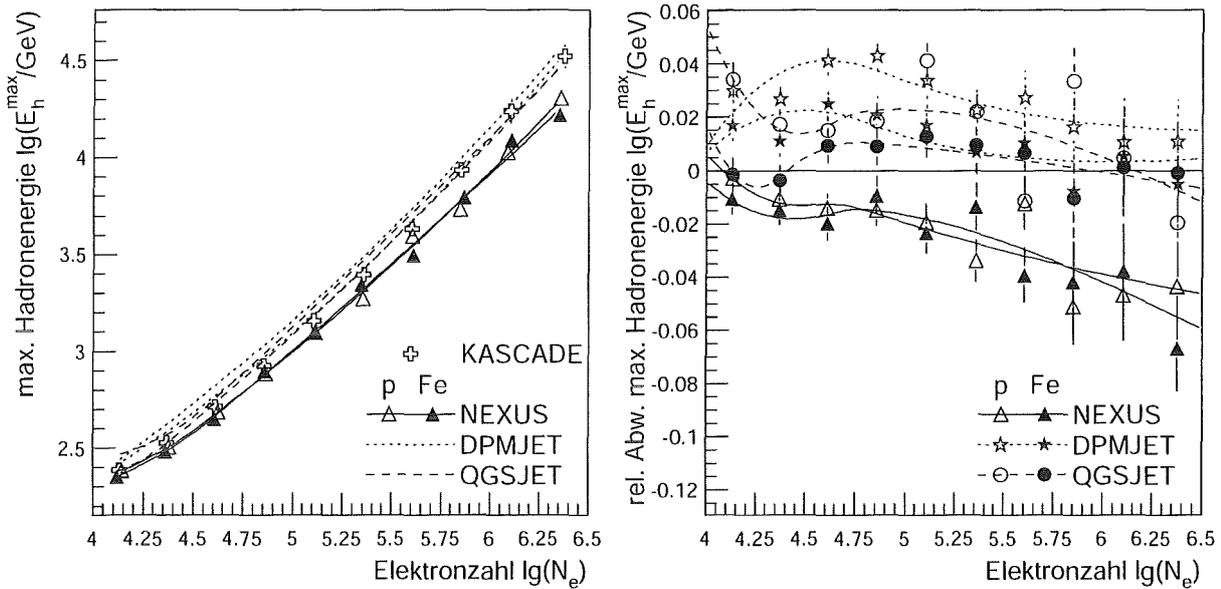


**Abbildung 5.7: Hadronische Energiesumme als Funktion der Elektronzahl.** Dargestellt ist die  $\Sigma E_h$ - $N_e$ -Korrelation für eine Hadronenergieschwelle von 50 GeV. Rechts die relative Abweichung zwischen den simulierten und den gemessenen Werten.

kein Widerspruch in der Beschreibung der Schauerentwicklung durch das Modell sein. Es ließe sich auch als Zunahme der mittleren Masse der Primärteilchen interpretieren, da die angenommene Protonanreicherung nicht mehr zur Dominanz der Protonen in einzelnen  $N_e$ -Intervallen führt, wenn ein Großteil der kosmischen Strahlung aus schweren Kernen besteht. DPMJET sagt sehr ähnliche Werte voraus wie QGSJET, allerdings ist die Überschätzung der Hadronzahl bei kleinen Elektronzahlen stärker ausgeprägt und erstreckt sich bis zu Werten von  $\lg N_e \approx 5$ . Das Modell NEXUS kann die  $N_h$ - $N_e$ -Relation nicht beschreiben. Die Meßdaten liegen zwar noch zwischen den Vorhersagen für proton- und eiseninduzierte Luftschauer, jedoch so nahe bei den Werten für primäre Eisenkerne, daß bei Berücksichtigung einer Protonanreicherung für kleine Primärenergien die simulierten Werte nicht mehr plausibel zur Messung passen. NEXUS-Simulationen ergeben bei fester Elektronzahl zu wenige Hadronen.

Bei zunehmender Hadronenergieschwelle wird diese Unterschätzung der Hadronzahl durch NEXUS größer. Teilweise liegen die Meßwerte sogar oberhalb der Eisenvorhersage und damit außerhalb des durch Protonen und Eisenkerne vorgegebenen Bereichs. Zwischen DPMJET und QGSJET zeigt sich ein mit wachsender Hadronenergieschwelle größer werdender Unterschied. Bei QGSJET wird die vorhergesagte Hadronzahl oberhalb der Schwelle stärker reduziert als bei DPMJET. In der Folge verschieben sich die Meßdaten verstärkt in Richtung der Modellvorhersage für eiseninduzierte Schauer. Die Beschreibung der Schauerentwicklung durch DPMJET ist in diesem Bereich daher plausibler.

Neben der  $N_h$ - $N_e$ -Korrelation wurde auch die Abhängigkeit der hadronischen Energiesumme  $\Sigma E_h$  von der Elektronzahl  $N_e$  untersucht. Dies ist in Abbildung 5.7 gezeigt. Für QGSJET ergibt sich wiederum ein ähnliches Bild wie bei der Hadronzahl  $N_h$ , d.h. es treten bei kleinen Elektronzahlen die gleichen Abweichungen auf. DPMJET dagegen zeigt grö-

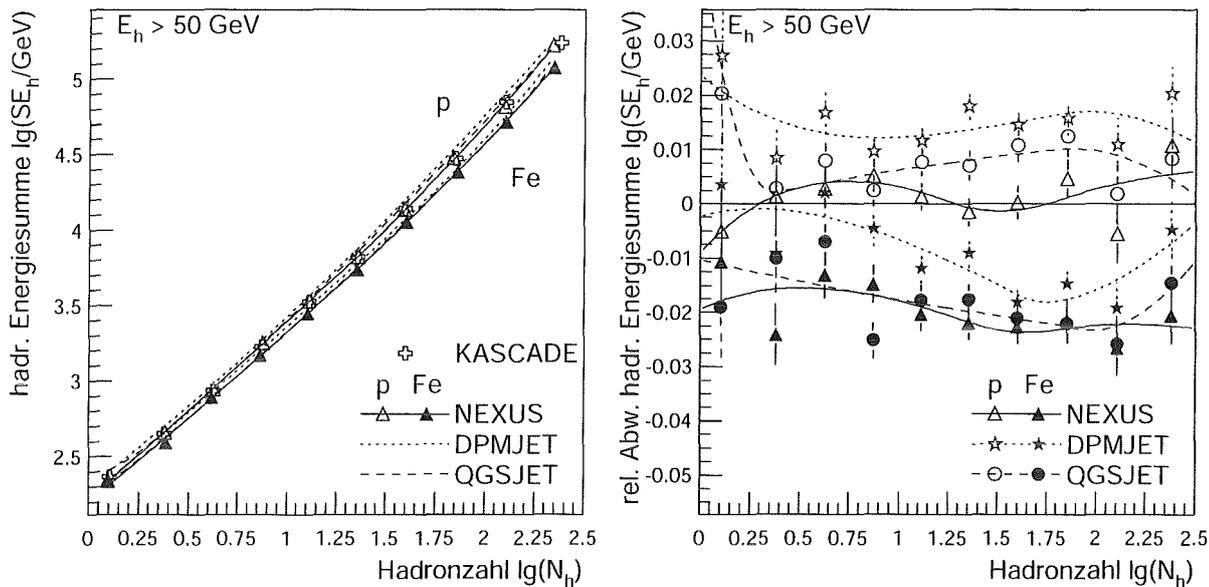


**Abbildung 5.8: Korrelation von Elektronzahl und höchstenergetischem Hadron.** Dargestellt ist die Abhängigkeit des Mittelwerts der Energie des höchstenergetischen Hadrons von der Elektronzahl. Das rechte Teilbild zeigt den relativen Unterschied zwischen Simulation und Messung.

ßere Abweichungen als bei  $N_h$ , die sich außerdem bis zu größeren  $N_e$ -Werten erstrecken. Dies korrespondiert damit, daß DPMJET größere Werte für  $\Sigma E_h$  voraussagt als QGSJET, wohingegen die Modelle bei der Hadronzahl praktisch gleiche Werte ergeben. Im Fall von NEXUS treten bei der Beschreibung der hadronischen Energiesumme noch größere Abweichungen auf als bei der Hadronzahl. Die Messung liegt schon bei einer Hadronenergieschwelle von  $E_h > 50 \text{ GeV}$  auf der Vorhersage des Modells für eiseninduzierte Schauer, bei höheren Energieschwellen liegen die Meßdaten dann sogar außerhalb des Proton-Eisen-Bereichs.

Betrachtet man abschließend die Elektronzahlabhängigkeit der Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$  (Abbildung 5.8), so zeigt sich, daß alle drei Modelle mehr oder weniger Probleme haben, den Zusammenhang zufriedenstellend zu beschreiben. NEXUS sagt für beide Primärteilchen kleinere Werte voraus als die Messung ergibt. Mit zunehmender Elektronzahl wird die Diskrepanz größer. QGSJET und insbesondere DPMJET ergeben dagegen eher zu große Werte. Die Meßdaten liegen entgegen der Erwartung einer Protonanreicherung nahe bei der Vorhersage der Modelle für eiseninduzierte Schauer oder sogar außerhalb des durch Proton und Eisen vorgegebenen Bereichs.

Zusammenfassend ergibt sich für die Elektronzahlabhängigkeit hadronischer Schauergrößen folgende Situation: Die Modelle QGSJET und DPMJET ergeben ähnliche Ergebnisse, beide können die Meßdaten näherungsweise beschreiben. Bei kleinen Elektronzahlen  $N_e$  treten jedoch Inkonsistenzen auf, bei DPMJET sind diese stärker ausgeprägt als bei QGSJET. Mit zunehmender Hadronenergieschwelle unterscheiden sich die beiden Modelle, DPMJET sagt bei größerer Hadronenergie mehr Hadronen voraus als QGSJET. Unter der Annahme einer Protonanreicherung in den  $N_e$ -Intervallen erscheint hier die DPMJET-



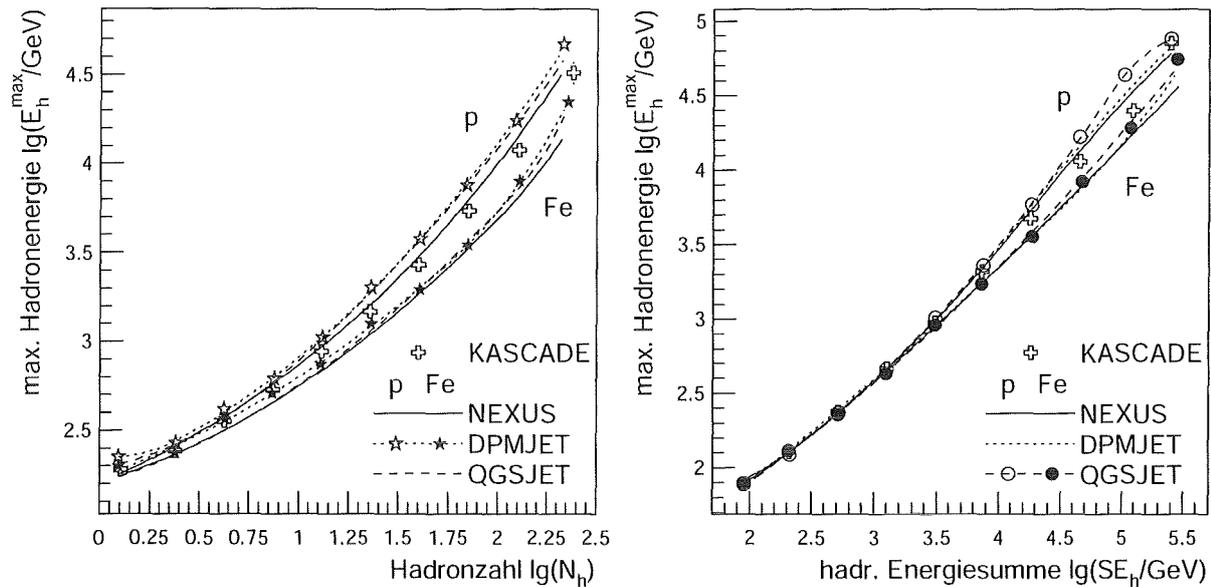
**Abbildung 5.9: Korrelation zwischen Energiesumme und Anzahl der Hadronen.** Dargestellt ist die Abhängigkeit zwischen Hadronzahl und hadronischer Energiesumme für eine Hadronenergieschwelle  $E_h > 50 \text{ GeV}$ . Zur Verdeutlichung der geringen Unterschiede ist rechts die relative Abweichung zwischen den simulierten Verteilungen und den Meßdaten gezeigt.

Vorhersage die Messung plausibler zu beschreiben. NEXUS dagegen kann die gemessenen Korrelationen zwischen den hadronischen Observablen und  $N_e$  nicht reproduzieren. Bei gegebener Elektronzahl ergeben NEXUS-Simulationen zu wenige und zu niederenergetische Hadronen. Die in Abschnitt 4.1.1 diskutierte Verschiebung zwischen der hadronischen und der elektromagnetischen Luftschauerkomponente führt damit zu einem Widerspruch zu den gemessenen Abhängigkeiten.

### 5.2.3 Abhängigkeit von Anzahl und Energiesumme der Hadronen

Nach den in den beiden letzten Abschnitten vorgestellten Abhängigkeiten von der Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  und der Elektronzahl  $N_e$  sollen hier die Korrelationen zwischen den hadronischen Schauergößen Hadronzahl  $N_h$ , hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$  sowie Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\text{max}}$  diskutiert werden. Diese ermöglichen eine Überprüfung der Selbstkonsistenz der Beschreibung der hadronischen Luftschauerkomponente. Wie im Fall der Elektronzahlabhängigkeit kann auch bei Einteilung der Daten in Intervalle hadronischer Observablen von einer Anreicherung protoninduzierter Schauer ausgegangen werden.

Abbildung 5.9 zeigt die Korrelation zwischen hadronischer Energiesumme  $\Sigma E_h$  und Hadronzahl  $N_h$ . Es zeigt sich ein nur geringer Unterschied zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern. Alle drei Wechselwirkungsmodelle sagen praktisch die gleichen Werte voraus. Es ergibt sich lediglich eine leichte Tendenz, daß DPMJET etwas höhere Werte für  $\Sigma E_h$  ergibt und NEXUS eher etwas kleinere. Unter der Annahme der Protonanreiche-



**Abbildung 5.10: Höchstenergetisches Hadron als Funktion der Hadronzahl bzw. der hadronischen Energiesumme.**

rung in den  $N_h$ -Intervallen beschreibt NEXUS die Korrelation am besten, da die Werte für protoneninduzierte Schauer auf den gemessenen Werten liegen. Aber auch für DPMJET und QGSJET liegt die Messung zwischen den Werten für proton- bzw. eiseninduzierte Luftschauer, so daß auch diese Modelle die Meßwerte plausibel beschreiben können. Für höhere Hadronenergieschwellen als die gezeigten  $E_h > 50$  GeV gelten die gleichen Aussagen.

Die Korrelationen zwischen der Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$  und der Hadronzahl  $N_h$  bzw. der hadronischen Energiesumme  $\Sigma E_h$  ist in Abbildung 5.10 dargestellt. In beiden Fällen liegen für alle Modelle die Meßdaten zwischen den Vorhersagen für proton- bzw. eiseninduzierte Schauer. Es treten also keine offensichtlichen Widersprüche zwischen Messung und Simulation auf. Erneut liegt die Protonkurve für NEXUS am nächsten bei den Meßdaten und ergibt somit die plausibelste Beschreibung der Messung. Der starke Anstieg der maximalen Hadronenergie bei großen Hadronzahlen resultiert aus der begrenzten Trennung einzelner Hadronen bei hohen Hadronichten. Dies entspricht dem steilen Anstieg der zu den einzelnen  $N_h$ -Intervallen beitragenden Primärenergien (siehe Energieeichung der Schauergrößenintervalle, Abbildung 5.1). Auffällig ist, daß bei der  $E_h^{\max}$ - $\Sigma E_h$ -Korrelation bis zu Werten von  $\lg(E_h^{\max}/\text{GeV}) < 3.5$  die Meßdaten sowie alle Simulationen deckungsgleich sind. Die Ursache hierfür ist, daß in diesem Bereich die hadronische Energiesumme wesentlich durch die Energie des höchstenergetischen Hadrons bestimmt wird.

#### 5.2.4 Häufigkeitsverteilungen von Schauergrößen

In den vorherigen drei Abschnitten wurden die Korrelationen zwischen verschiedenen Schauergrößen diskutiert. Dabei wurden die Mittelwerte der Verteilungen der Schauer-

größen betrachtet. Das Luftschauersimulationsprogramm und die darin verwendeten hadronischen Wechselwirkungsmodelle müssen aber nicht nur die Mittelwerte, sondern auch die auftretenden Fluktuationen der Schauergrößen korrekt beschreiben können. Dies ist insbesondere aufgrund des steilen Flußspektrums der kosmischen Strahlung wichtig, da sich hier Fluktuationen sehr stark auswirken können. Im folgenden sollen daher exemplarisch einige Verteilungen für verschiedene Schauergrößenintervalle vorgestellt werden.

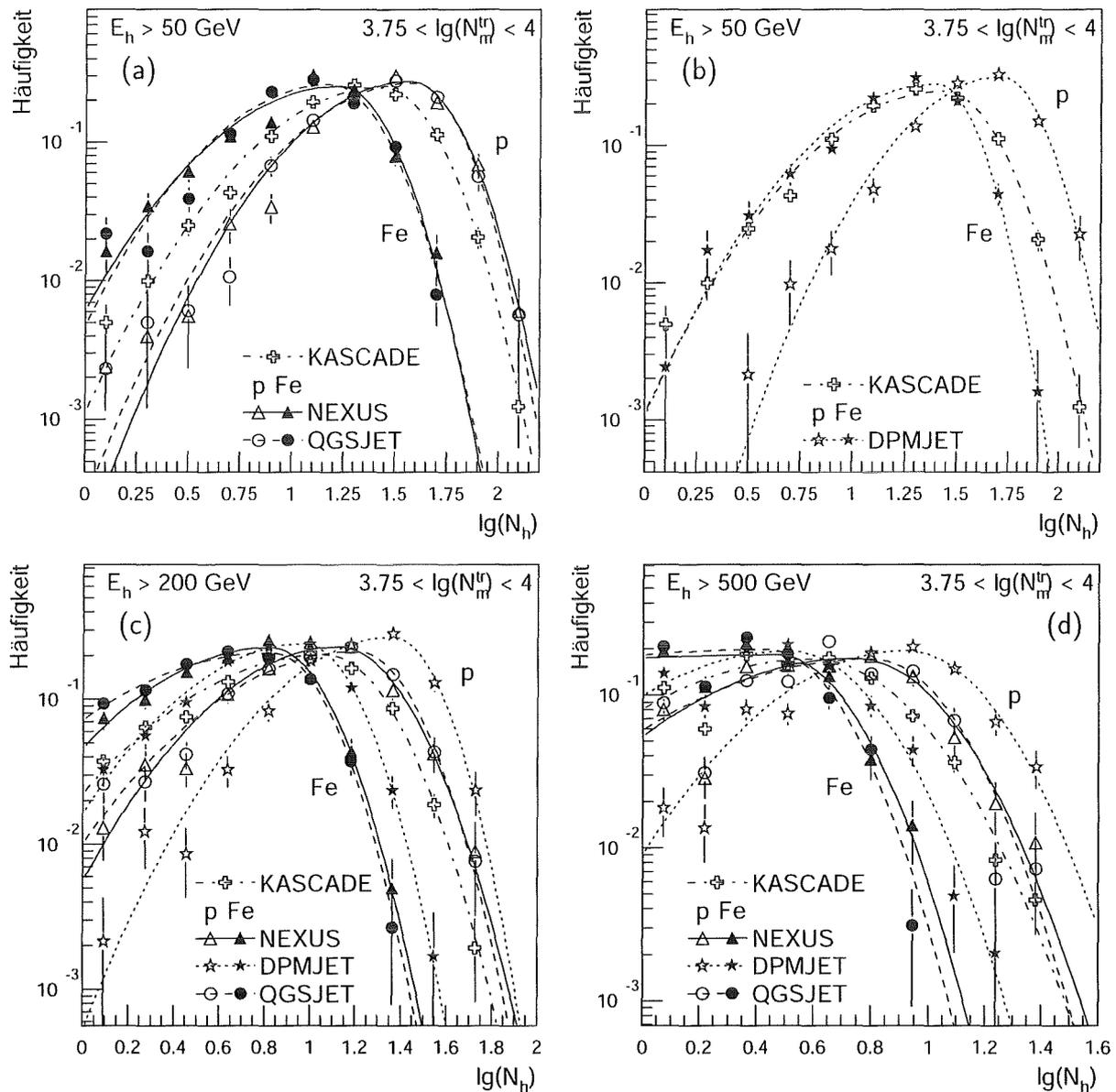
Die Häufigkeitsverteilungen einer Schauergröße  $x$  lassen sich durch asymmetrische Gaußfunktionen parametrisieren:

$$\frac{dN}{d \lg x} = C \cdot \begin{cases} e^{-\left(\frac{\hat{x}-x}{\sigma_1}\right)^2} & \text{für } x < \hat{x} \\ e^{-\left(\frac{x-\hat{x}}{\sigma_2}\right)^2} & \text{für } x \geq \hat{x} \end{cases} \quad (5.1)$$

Die Parameter  $\sigma_1$  bzw.  $\sigma_2$  beschreiben dabei die Breite der Verteilungen links bzw. rechts vom Maximum  $\hat{x}$ . Im Rahmen der statistischen Fluktuationen gibt die gewählte Parametrisierung die Datenpunkte im allgemeinen gut wieder. Bei Verteilungen der Hadronzahl  $N_h$  treten allerdings für die linke Flanke Abweichungen auf. Die Datenpunkte zeigen gleichermaßen für Simulation und Messung einen Ausläufer zu kleinen Werten hin, der nicht durch eine Gaußfunktion beschrieben werden kann. Die Abweichungen treten in dem Bereich auf, in dem sich bemerkbar macht, daß  $N_h$  diskrete Werte annimmt. Ansatzweise ist dieser Effekt auch bei der hadronischen Energiesumme  $\Sigma E_h$  zu beobachten, da sich bei Werten von  $\Sigma E_h$  nahe an der gewählten Hadronenergieschwelle die diskrete Hadronzahl auswirkt.

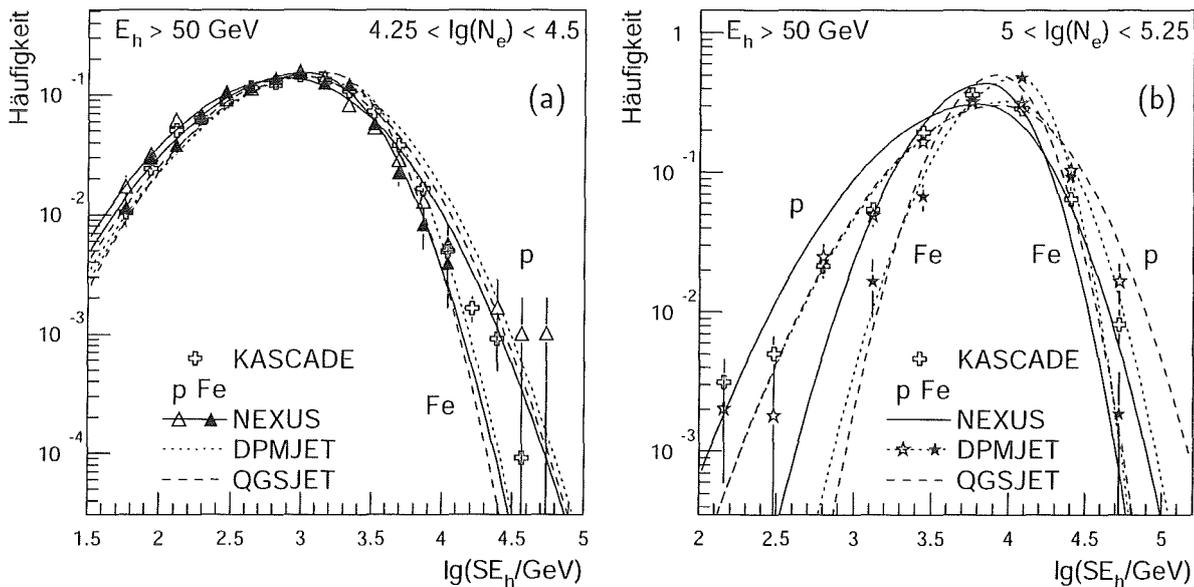
Ein direkter Vergleich der Breiten der Verteilungen für Messung und Simulation ist nicht sinnvoll, da bei den Meßwerten eine Überlagerung verschiedener Primärmassen vorliegt. Aufgrund der unterschiedlichen Mittelwerte der Verteilungen für die verschiedenen Primärteilchen führt dies zu einer Verbreiterung der gemessenen Verteilungen, die im Fall der Simulation aufgrund der unbekanntenen Elementzusammensetzung der primären kosmischen Strahlung nicht nachgebildet werden kann.

Insgesamt gesehen ergibt sich eine gute Beschreibung der gemessenen Verteilungen durch die Luftschauersimulationen. Es gibt keine Hinweise auf Ausläufer der gemessenen Verteilungen, die durch die Simulationen nicht reproduziert würden, umgekehrt sagen die Simulationen keine solchen Ausläufer voraus, die in den Meßdaten nicht ebenfalls zu sehen wären. Es treten lediglich globale Verschiebungen der Verteilungen zu kleineren oder größeren Werten hin auf. Diese korrelieren mit den Unterschieden in den Mittelwerten, die in den vorherigen Abschnitten diskutiert wurden. Betrachtet man die Breiten der Verteilungen (Parameter  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  aus Gleichung 5.1), so zeigt sich erwartungsgemäß, daß die Verteilungen mit Zunahme der zur Intervalleinteilung verwendeten Schauergröße, d.h. mit steigender Primärenergie  $E_0$ , schmaler werden und protoninduzierte Schauer typischerweise breitere Verteilungen ergeben als eiseninduzierte. Die rechte Flanke der Verteilungen fällt meist schneller ab als die linke ( $\sigma_1 < \sigma_2$ ). Eine Ausnahme bilden die Verteilungen der Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$ . Hier zeigen sich keine bzw. nur schwache  $E_0$ -Abhängigkeiten. Auch ist für  $E_h^{\max}$  die Breite der Verteilung rechts vom Maximum tendenziell größer als links vom Maximum.



**Abbildung 5.11: Häufigkeitsverteilungen der Hadronzahl.** Das gezeigte Myonzahlintervall entspricht einer Primärenergie  $E_0 \approx 2 \cdot 10^{15}$  eV. Dargestellt sind Verteilungen für drei Hadronenergieschwellen.

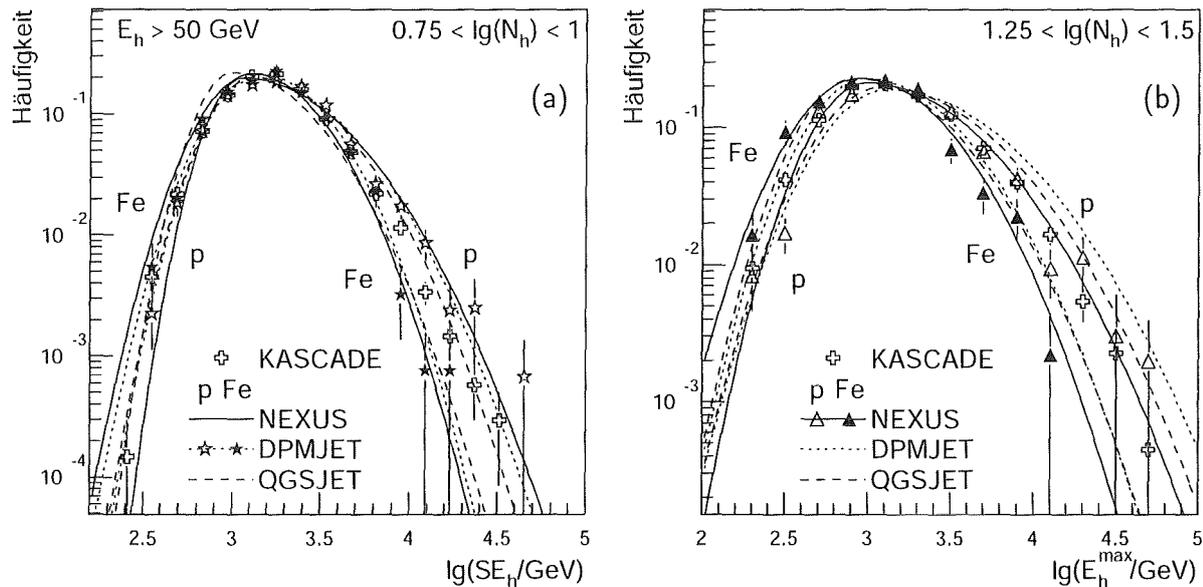
Am Beispiel eines Myonzahlintervalls sind in Abbildung 5.11 Hadronzahlverteilungen für verschiedene Hadronenergieschwellen gezeigt. Die Modelle NEXUS und QGSJET sagen praktisch identische Verteilungen voraus (Abbildung 5.11a). Die Meßdaten werden gut beschrieben. Die unter Verwendung von DPMJET simulierten Verteilungen (siehe Abbildung 5.11b) sind dagegen zu größeren Werten hin verschoben. Infolge dessen liegen die Meßwerte im linken Bereich auf der Eisenvorhersage des Modells. Dies würde eine Zusammensetzung der kosmischen Strahlung aus vorwiegend Eisenkernen bedeuten. Im rechten Teil der Verteilung liegen die Meßdaten dagegen zwischen Proton- und Eisenkurve. DPMJET kann daher keine konsistente Beschreibung der Messung liefern. Dies



**Abbildung 5.12: Häufigkeitsverteilungen der hadronischen Energiesumme.** Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit sind die Datenpunkte jeweils nur für eines der Modelle eingezeichnet. Die Elektronzahlintervalle entsprechen Primärenergien  $E_0 \approx 3 \cdot 10^{14}$  eV (Protonschauer) bzw.  $E_0 \approx 8 \cdot 10^{14}$  eV (Eisenschauer) in Teilbild (a) und  $E_0 \approx 9 \cdot 10^{14}$  eV bzw.  $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15}$  eV in (b).

wurde auch in Abschnitt 5.2.1 anhand der Korrelation zwischen der mittleren Hadronzahl und der Myonzahl gesehen. Dort lagen die Meßdaten nahe bei oder bei großen Myonzahlen sogar jenseits der Eisenvorhersage von DPMJET. Das gleiche Bild zeigt sich auch bei Anwendung höherer Hadronenergieschwellen (Abbildung 5.11c,d). Betrachtet man die Häufigkeitsverteilungen der hadronischen Energiesummen und der Energien des höchstenergetischen Hadrons in den einzelnen Myonzahlintervallen, so ergeben sich die gleichen Aussagen wie für die Hadronzahlverteilungen.

Wie in Abschnitt 5.2.2 gesehen, erhält man bei der Einteilung der Daten in Elektronzahlintervalle für die mittleren Schauergößen geringere Unterschiede zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern als bei der Einteilung in Myonzahlintervalle. Die Häufigkeitsverteilungen der Schauergößen sind in Elektronzahlintervallen daher für primäre Protonen bzw. Eisenkerne deutlich weniger gegeneinander verschoben als im Fall der Myonzahlintervalle. In der Breite der Verteilungen unterscheiden sich proton- und eiseninduzierte Schauer dagegen deutlich, da Protonschauer größere Fluktuationen aufweisen. Abbildung 5.12 zeigt Häufigkeitsverteilungen der hadronischen Energiesumme  $\Sigma E_h$  für zwei Elektronzahlintervalle. Die Form der gemessenen Häufigkeitsverteilungen kann von allen Modellen reproduziert werden. Allerdings sind die Positionen der Maxima – wie in Abschnitt 5.2.2 anhand der mittleren Schauergößen diskutiert – gegeneinander verschoben. Insbesondere liegen die durch das Modell NEXUS vorhergesagten Kurven insgesamt bei kleineren Werten von  $\Sigma E_h$ . Das gleiche Bild ergibt sich auch bei den Häufigkeitsverteilungen der Hadronzahl  $N_h$  und der Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$ , sowie bei Verwendung höherer Hadronenergieschwellen.



**Abbildung 5.13: Häufigkeitsverteilungen von Schauergrößen in Hadronzahlintervallen.** Dargestellt sind die Verteilungen der hadronischen Energiesumme  $\Sigma E_h$  (Teilbild a) und der Energie des höchstenergetischen Hadrons (b). Die Hadronzahlintervalle entsprechen Primärenergien  $E_0 \approx 4 \cdot 10^{14}$  eV (Protonenschauer) bzw.  $E_0 \approx 9 \cdot 10^{14}$  eV (Eisenschauer) in Teilbild (a) und  $E_0 \approx 6 \cdot 10^{14}$  eV bzw.  $E_0 \approx 2 \cdot 10^{15}$  eV in (b).

Auch bei Einteilung der Daten in Intervalle der Hadronzahl  $N_h$  zeigt sich wiederum, daß sich die Modelle im wesentlichen durch die Mittelwerte der Verteilungen unterscheiden, wohingegen die Form sehr ähnlich ist und die Meßwerte gut wiedergegeben werden können. Abbildung 5.13 zeigt exemplarisch Häufigkeitsverteilungen der hadronischen Energiesumme bzw. der Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$  für zwei Hadronzahlintervalle.

### 5.2.5 Zusammenfassung der Schauergrößenkorrelationen

In den vorangehenden Abschnitten wurden die Korrelationen zwischen den Schauergrößen Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$ , Elektronzahl  $N_e$ , Hadronzahl  $N_h$ , hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$  und Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$  diskutiert. Neben der gegenseitigen Abhängigkeit der mittleren Schauergrößen wurden auch deren Häufigkeitsverteilungen betrachtet. Für letztere zeigt sich, daß die verwendeten Wechselwirkungsmodelle NEXUS, DPMJET und QGSJET insgesamt gesehen eine ähnliche Form der Verteilungen vorhersagen. Alle drei Modelle sind im Rahmen der verfügbaren Datenmenge und der daraus resultierenden statistischen Fluktuationen in der Lage, die Form der gemessenen Daten zu reproduzieren. Bei den gegenseitigen Abhängigkeiten der mittleren Schauergrößen treten dagegen teilweise deutliche Unterschiede auf, und die Modelle sind nicht in der Lage, alle Kombinationen gleichermaßen gut zu beschreiben.

Das Modell QGSJET liefert insgesamt die beste Beschreibung der Meßdaten. Die Abhängigkeiten der hadronischen Observablen sowie der Elektronzahl von  $N_\mu^{\text{tr}}$  werden dahinge-

hend gut wiedergegeben, daß die Meßwerte zwischen den Vorhersagen für proton- bzw. eiseninduzierte Schauer liegen. Auch die Korrelation zwischen  $N_h$  bzw.  $\Sigma E_h$  und der Elektronzahl  $N_e$  kann bis auf Abweichungen bei kleinen Werten von  $N_e$  im Bereich der Schwelle durch QGSJET reproduziert werden. Kleinere Probleme zeigen sich dagegen bei der  $E_h^{\max}$ - $N_e$ -Korrelation. Hier sagt QGSJET etwas größere Werte voraus als die Messung ergibt. Die Abweichungen sind allerdings gering. Die Abhängigkeiten der hadronischen Schauergrößen untereinander werden von QGSJET ebenfalls zufriedenstellend reproduziert.

Bei der Korrelation mit der Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  ergibt NEXUS die gleichen Ergebnisse wie QGSJET. Lediglich die Elektronzahl  $N_e$  ist bei gleichem  $N_\mu^{\text{tr}}$  bei Verwendung von NEXUS größer. Die Meßdaten liegen aber stets zwischen den Vorhersagen für primäre Protonen bzw. Eisenkerne. Anders ist dies bei den Abhängigkeiten der hadronischen Observablen von der Elektronzahl  $N_e$ . Hier sagt NEXUS zu wenige und zu niederenergetische Hadronen vorher, um mit den Meßdaten kompatibel zu sein. Entgegen der erwarteten Protonanreicherung in Elektronzahlintervallen liegen die Meßdaten meist nahe an der Vorhersage des Modells für eiseninduzierte Schauer, teilweise sogar außerhalb des durch die Extrema Proton und Eisen vorgegebenen Bereichs. Die in Abschnitt 4.1.1 diskutierte Verschiebung zwischen der hadronischen und elektromagnetischen Schauerkomponente führt also dazu, daß NEXUS deren Korrelation nicht mehr im Einklang mit den gemessenen Abhängigkeiten reproduzieren kann. Der Zusammenhang der hadronischen Schauergrößen untereinander wird dagegen gut wiedergegeben.

In Abschnitt 4.1.2 wurde gezeigt, daß unter Verwendung von DPMJET simulierte Schauer insgesamt tiefer in die Atmosphäre eindringen als von QGSJET oder NEXUS vorhergesagt. Anhand der Korrelationen der Schauergrößen mit der Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  wird deutlich, daß sich DPMJET-Schauer zu tief in der Atmosphäre entwickeln. DPMJET sagt bei gleichem  $N_\mu^{\text{tr}}$  größere Werte für  $N_h$ ,  $\Sigma E_h$  und  $E_h^{\max}$  voraus als die anderen Modelle. Dies hat zur Folge, daß die gemessenen Datenpunkte nahe bei der Eisenvorhersage von DPMJET liegen. Man müßte daher eine unplausibel große mittlere Masse der primären kosmischen Strahlung annehmen, um die Messung mit der Simulation in Einklang zu bringen. Aufgrund der starken Korrelation der hadronischen und elektromagnetischen Luftschauerkomponenten, die von DPMJET beide überschätzt werden, sind die Diskrepanzen bei der Elektronzahlabhängigkeit der hadronischen Observablen geringer. Aber auch hier treten bei kleinen Werten von  $N_e$  Inkonsistenzen zwischen Modell und Messung auf. Die Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$  wird sogar für alle betrachteten Werte von  $N_e$  durch DPMJET überschätzt. Die Korrelationen zwischen den hadronischen Schauergrößen werden wie schon für NEXUS und QGSJET hinreichend gut beschrieben.

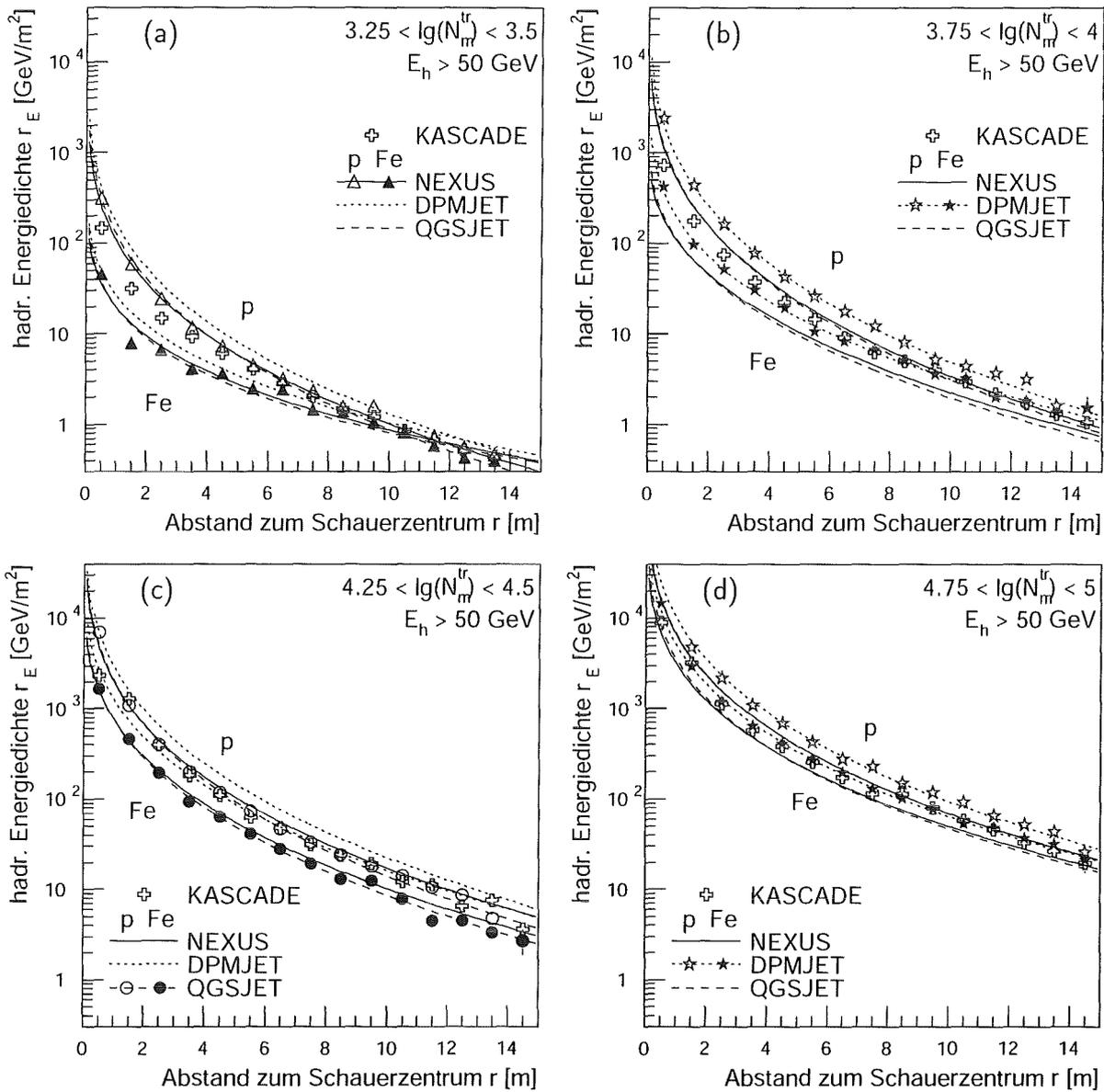
## 5.3 Lateralverteilungen der Hadronen

Im vorherigen Abschnitt wurden integrale Schauergrößen wie die Anzahl der Hadronen oder deren Energiesumme diskutiert. Im weiteren werden nun verschiedene Verteilungen der einzelnen Hadronen im Schauer betrachtet. In diesem Abschnitt wird zunächst anhand der Lateralverteilungen die räumliche Verteilung der Hadronen, im folgenden dann die Aufteilung der Hadronenergien untersucht.

Bei den Lateralverteilungen lassen sich einerseits die Verteilung der hadronischen Teilchendichte, andererseits die Verteilung der hadronischen Energiedichte unterscheiden. Letztere bietet den Vorteil, daß sie bei hohen Primärenergien nicht durch die begrenzte Trennung einzelner Hadronen im Zentrum der Schauer beeinflußt wird. Die Verteilungen der hadronischen Teilchendichte sättigen dagegen bei kleinen Radien, wenn die Hadronendichte so groß wird, daß nicht mehr alle Hadronen einzeln aufgelöst werden können. Hinsichtlich des Vergleichs von gemessenen und simulierten Lateralverteilungen ergeben sich jedoch für Teilchen- und Energiedichte die gleichen Aussagen, so daß im folgenden teilweise ohne Unterscheidung beider allgemein von der Lateralverteilung der Hadronen gesprochen wird. Die Vorhersagen der einzelnen Wechselwirkungsmodelle für die Hadronlateralverteilungen wurden in Abhängigkeit von der Primärenergie bereits in Abschnitt 4.2.1 miteinander verglichen. Es wurde gezeigt, daß sich die Modelle zwar in der absoluten Normierung der Lateralverteilungen unterscheiden, die vorhergesagten Formen der Verteilungen jedoch sehr ähnlich sind. Lediglich bei Verwendung von NEXUS ergeben sich geringfügig flachere Lateralverteilungen. Die im folgenden gezeigten Lateralverteilungen in einzelnen Schauergrößenintervallen wurden wiederum gemäß Gleichung 4.2 (Seite 62) parametrisiert. Für die Werte der Parameter  $r_0$  und  $\kappa$  ergeben sich ähnliche Werte wie in Abschnitt 4.2.1 angegeben.

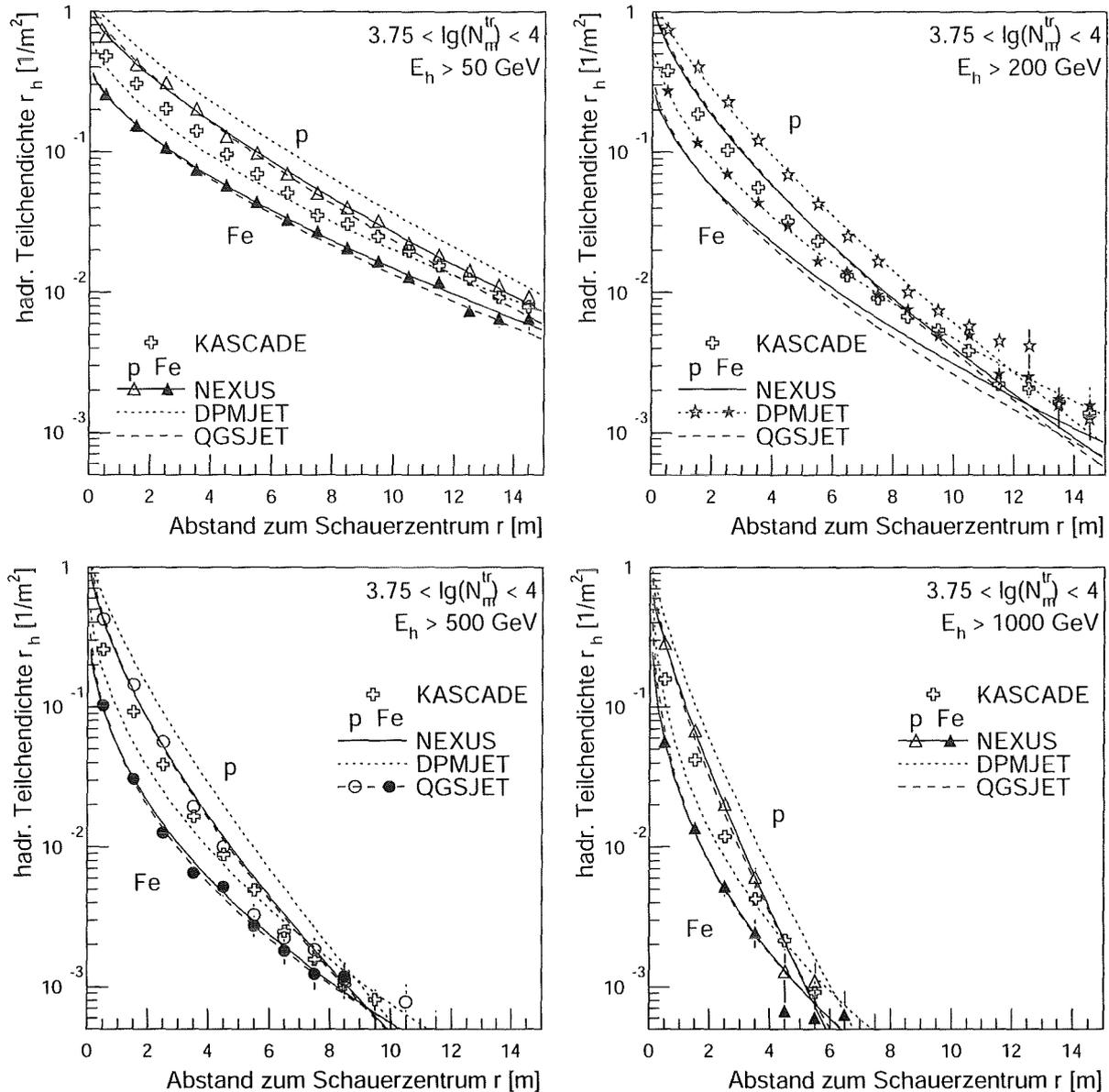
Durch Kombination verschiedener Schauergrößenintervalle, verschiedener Hadronenergieschwellen sowie der Lateralverteilung der Teilchendichte einerseits und der Energiedichte andererseits ergibt sich eine große Zahl an Verteilungen, die hier nur auszugsweise anhand weniger Beispiele diskutiert werden können. Abbildung 5.14 zeigt Lateralverteilungen der hadronischen Energiedichte für vier Myonzahlintervalle. Es fällt zunächst auf, daß DPMJET insgesamt höhere Dichten als NEXUS oder QGSJET vorhersagt. Dies entspricht den unterschiedlichen Vorhersagen der Modelle für die hadronische Energiesumme bei gegebener Myonzahl (siehe Abschnitt 5.2.1). Weiterhin zeigt sich eine Inkonsistenz zwischen der absoluten Normierung und der Form der Lateralverteilungen. Interpretiert man die relative Lage der Meßdaten zwischen Proton- bzw. Eisen vorhersage der Modelle als mittlere Masse der beitragenden Primärteilchen, so ergeben sich aus den integralen Größen Hadronzahl und hadronische Energiesumme – entsprechend der absoluten Normierung der Lateralverteilungen – andere Werte für die mittlere Masse als man bei Analyse der Form der Lateralverteilungen erhält. Während sich die Protonvorhersage von NEXUS mit zunehmendem Abstand zum Schauerzentrum den gemessenen Werten annähert, schneidet die von QGSJET vorhergesagte Protonkurve sogar die Messung. Im Fall von DPMJET liegen die Meßwerte in der Nähe der Eisen vorhersage des Modells und bei großen Abständen dann auf der Eisenkurve.

Der Einfluß verschiedener Hadronenergieschwellen auf die Lateralverteilungen ist in Abbildung 5.15 dargestellt. Gezeigt sind Verteilungen der hadronischen Teilchendichte in einem Myonzahlintervall für vier verschiedene Energieschwellen für die einzelnen Hadronen. Der zunehmend steilere Verlauf bei steigender Hadronenergieschwelle erklärt sich dadurch, daß die hochenergetischen sekundären Hadronen einer Wechselwirkung mit gleichem Transversalimpuls aber größerem Longitudinalimpuls produziert werden als die niederenergetischen. Infolgedessen werden sie unter einem kleineren Winkel zur Richtung des einfallenden Teilchens emittiert und entfernen sich weniger weit von der Schauerachse.



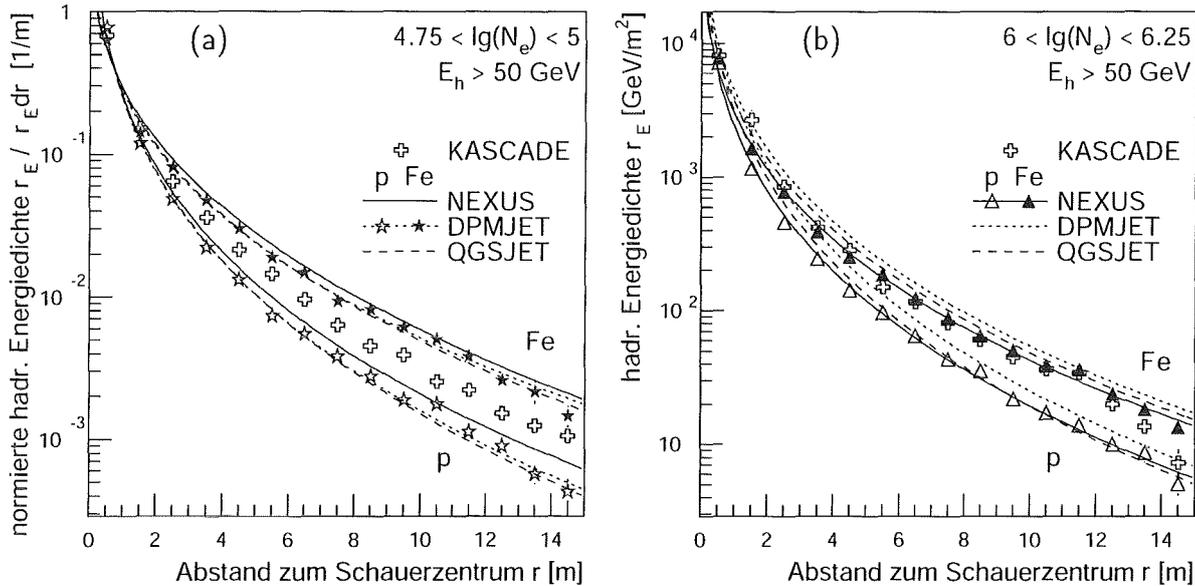
**Abbildung 5.14: Hadronlateralverteilungen für Myonzahlintervalle.** Dargestellt sind Verteilungen der hadronischen Energiedichte für vier Myonzahlintervalle, entsprechend Primärenergien von  $E_0 \approx 6 \cdot 10^{14} \text{ eV}$  (Teilbild a),  $E_0 \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  (b),  $E_0 \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  (c) bzw.  $E_0 \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ eV}$  (d).

Zusätzlich nimmt die mittlere Anzahl der hadronischen Wechselwirkungen, die zwischen dem Primärteilchen und dem im Detektor nachgewiesenen Hadron liegen, mit steigender Hadronenergieschwelle ab. Die Hadronen erhalten in der Folge im Mittel einen kleineren Transversalimpuls. Vergleicht man die Vorhersagen der einzelnen Modelle mit dem gemessenen Verlauf, so ergeben sich für alle Hadronenergieschwellen die gleichen Aussagen wie im oben diskutierten Fall der hadronischen Energiedichte mit einer Energieschwelle von  $E_h > 50 \text{ GeV}$ .



**Abbildung 5.15: Hadronlateralverteilungen für verschiedene Hadronenergieschwellen.** Dargestellt sind Verteilungen der hadronischen Teilchendichte für vier Hadronenergieschwellen. Um den zunehmend steiler werdenden Verlauf zu verdeutlichen, sind die Achsenskalierungen gleich gewählt. Das gezeigte Myonzahlintervall entspricht einer Primärenergie  $E_0 \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ .

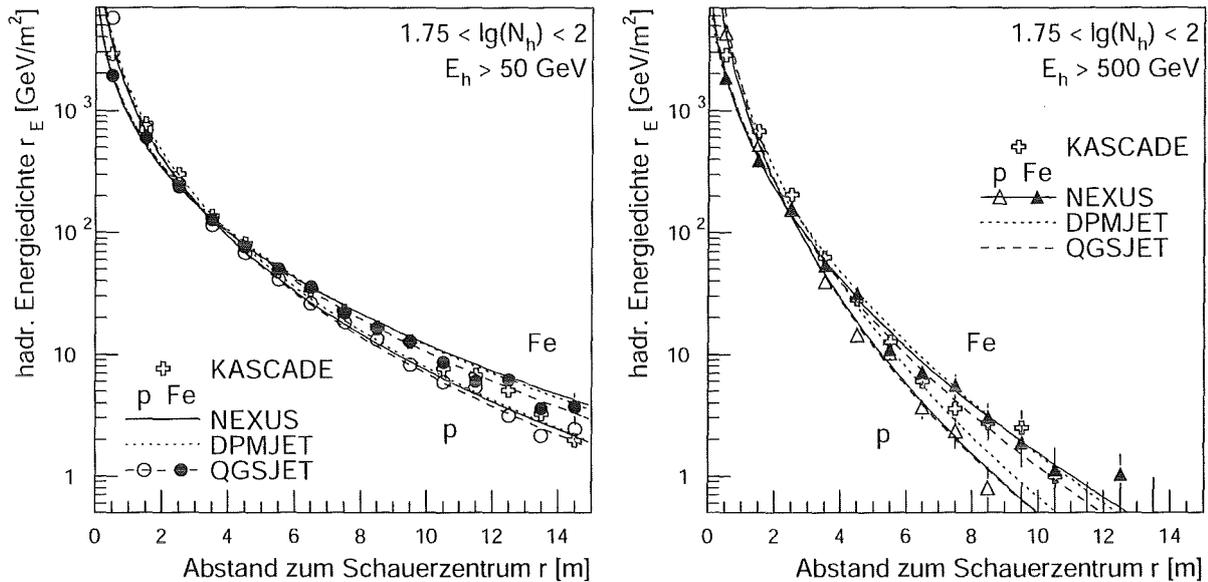
Das Schneiden der Proton- und Eisenverteilungen bei den größeren Hadronenergieschwellen ist ein experimenteller Effekt und tritt in reinen Luftschausersimulationen nicht auf. Die endliche Genauigkeit der Rekonstruktion der Position des Schauerzentrums führt in Verbindung mit dem steilen Abfall der Lateralverteilung zu einer Verbreiterung der Verteilungen. Da die Ortsauflösung für eiseninduzierte Schauer schlechter ist, wird deren Lateralverteilung stärker beeinflusst als im Fall primärer Protonen. Dies führt zum beobachteten Schneiden der Verteilungen.



**Abbildung 5.16: Hadronlateralverteilungen in Elektronzahlintervallen.** Gezeigt sind Verteilungen der hadronischen Energiedichte. Die Elektronzahlintervalle entsprechen Primärenergien  $E_0 \approx 6 \cdot 10^{14} \text{ eV}$  (Protonenschauer) bzw.  $E_0 \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  (Eisenschauer) in Teilbild (a) und  $E_0 \approx 7 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  bzw.  $E_0 \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ eV}$  (b). In (a) sind zur Hervorhebung der Form die auf das jeweilige Integral normierten Verteilungen dargestellt.

Wie bereits in Abschnitt 5.1 diskutiert, erreicht man durch Einteilung der Daten in Elektronzahlintervalle bei den Meßdaten in den einzelnen Intervallen eine Anreicherung protoninduzierter Schauer. Die Form der gemessenen Lateralverteilungen sollte daher zumindest für Primärenergien unterhalb des Knies den Vorhersagen der Modelle für protoninduzierte Schauer folgen. Abbildung 5.16 zeigt die Verteilung der hadronischen Energiedichte für zwei Elektronzahlintervalle. In Teilbild (a) ist die Form der Lateralverteilungen dargestellt (zur Normierung siehe Abschnitt 4.2.1). Die Verteilung der Meßdaten ist zwar steiler als die Eisenkurven der Modelle, jedoch folgt sie auch entgegen der Erwartung nicht den Protonverteilungen. Die Modelle sagen einen zu steilen Verlauf der Lateralverteilungen voraus. Das Modell NEXUS ergibt dabei etwas flachere Verteilungen als QGSJET oder DPMJET. In Abbildung 5.16b ist die Lateralverteilung für ein Elektronzahlintervall dargestellt, das Primärenergien oberhalb des Knies entspricht. Wiederum folgen die gemessenen Werte eher den Modellvorhersagen für eiseninduzierte Schauer. Wie schon in Abschnitt 5.2.2 diskutiert, zeigt sich auch anhand der Lateralverteilung, daß das Modell NEXUS zu kleine Werte der hadronischen Energiedichte voraussagt. Die Meßwerte liegen bei kleinen Abständen tendenziell oberhalb der NEXUS-Werte.

Abschließend seien exemplarisch Lateralverteilungen der hadronischen Energiedichte für ein Hadronzahlintervall vorgestellt. Abbildung 5.17 zeigt die Verteilungen für zwei Hadronenergieschwellen. Es zeigen sich insgesamt nur geringe Unterschiede zwischen den Modellen. Die Meßdaten liegen für alle Modelle zwischen den Vorhersagen für proton- bzw. eiseninduzierte Luftschauer. Allerdings erwartet man auch in Hadronzahlintervallen wie bei der Einteilung nach der Elektronzahl eine Anreicherung protoninduzierter Schauer.



**Abbildung 5.17: Hadronlateralverteilungen in Hadronzahlintervallen.** Dargestellt sind die Verteilungen der hadronischen Energiedichte für Hadronenergieschwellen von  $E_h > 50 \text{ GeV}$  und  $E_h > 500 \text{ GeV}$ . Das Hadronzahlintervall entspricht Primärenergien  $E_0 \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  (Protonschauer) bzw.  $E_0 \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  (Eisenschauer).

Die Messung sollte daher eher den Protonkurven der Modelle folgen, was jedoch nicht der Fall ist. Dies ist wiederum ein Hinweis, daß die Modelle eine zu steile Hadronlateralverteilung vorhersagen.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß die Lateralverteilungen durch die Modelle dahingehend gut beschrieben werden, daß die gemessenen Verteilungen zwischen den Modellvorhersagen für proton- und eiseninduzierte Luftschauer liegen. Vergleicht man allerdings die absolute Normierung der Lateralverteilung, d.h. die integrale Hadronzahl bzw. hadronische Energiesumme, mit der Form, so zeigen sich Inkonsistenzen. Die Lage der Meßdaten relativ zu den Vorhersagen der Modelle für proton- bzw. eiseninduzierte Luftschauer legen bei Verwendung der integralen Werte der Hadronzahl und der hadronischen Energiesumme andere mittlere Massen der Primärteilchen nahe als aufgrund der Form der Lateralverteilungen zu erwarten wäre. Dies zeigt sich beispielsweise daran, daß die gemessenen Verteilungen bei kleinen Abständen vom Schauerzentrum zwischen den Proton- und Eisenkurven liegen, sich bei größeren Abständen jedoch einer der beiden Kurven annähern oder im Extremfall diese sogar schneiden. Unter Einbeziehung aller Lateralverteilungen zeigt sich der Trend, daß die von den Modellen vorhergesagten Verteilungen steiler sind als die gemessenen. Dies zeigt sich besonders deutlich bei Einteilung der Daten in Intervalle der Elektronzahl, da man hier von einer Anreicherung protoninduzierter Schauer ausgehen kann. Die gemessene Form der Lateralverteilung liegt jedoch auch für Elektronzahlintervalle zwischen der Vorhersage der Modelle für proton- bzw. eiseninduzierte Schauer und nicht wie erwartet auf oder zumindest sehr nahe bei der Protonvorhersage. Das Modell NEXUS, das die flachste Lateralverteilung der drei betrachteten Wechselwirkungsmodelle aufweist, beschreibt die Meßdaten hier noch am besten.

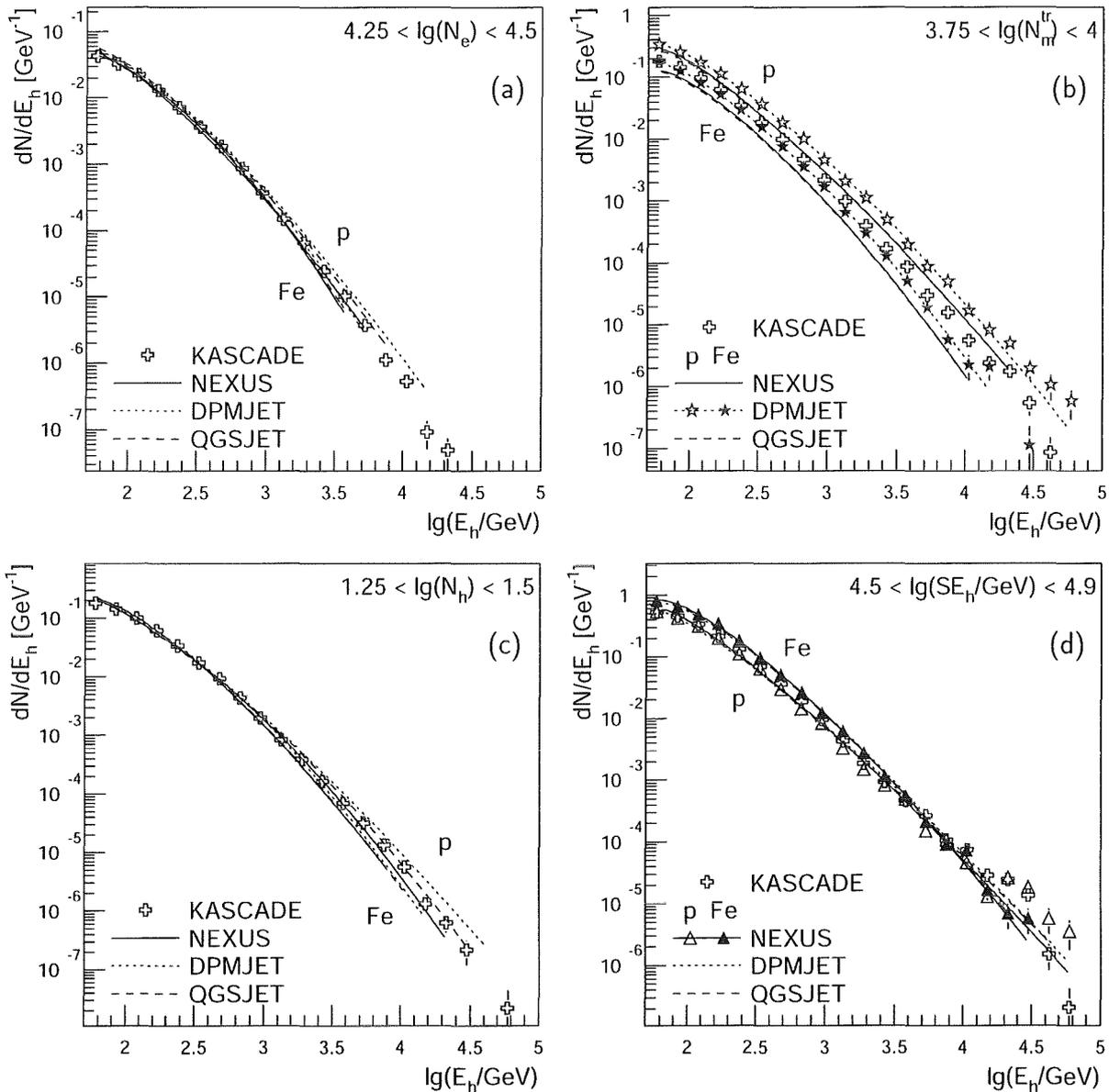
## 5.4 Energiespektren der Hadronen

Ein weiterer wichtiger Aspekt beim Testen der hadronischen Wechselwirkungsmodelle sind die Verteilungen der Energien der einzelnen Hadronen in den ausgedehnten Luftschauern. Dabei kann man einerseits die reinen Energiespektren der Hadronen, andererseits die Bruchteile der Hadronenergien betrachten. In letzterem Fall werden die Energien  $E_h$  der einzelnen Hadronen auf die Energie der höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$  oder die Summe der Hadronenergien  $\Sigma E_h$  im einzelnen Ereignis normiert.

In Abschnitt 4.2.2 wurden die von den einzelnen Wechselwirkungsmodellen vorhergesagten Hadronenergiespektren in Abhängigkeit von der Primärenergie miteinander verglichen. Abgesehen von der absoluten Normierung der Spektren ergaben sich nur sehr geringe Unterschiede zwischen den Modellen. Beim Vergleich der Modelle mit den Meßdaten in Abhängigkeit von verschiedenen Schauergößen sind daher keine größeren Unterschiede zwischen den Modellen zu erwarten. Es muß jedoch gezeigt werden, ob die Modelle in der Lage sind, die Meßdaten zu reproduzieren. An die Hadronenergiespektren wurden wieder Kurven gemäß Gleichung 4.3 (Seite 65) angepaßt. Um Fluktuationen zu reduzieren, wurden für die Parametrisierungen nur Datenpunkte verwendet, zu denen – in der Summe über alle Ereignisse – mindestens drei Hadronen beitragen. Die resultierenden Kurven sind entsprechend nur im verwendeten Fitbereich dargestellt. Für die Parameter  $\hat{E}$ ,  $\varepsilon$  und  $\alpha$  ergeben sich vergleichbare Werte wie bei der Einteilung in Intervalle der Primärenergie. Die Werte für die Meßdaten liegen im gleichen Bereich wie die für die simulierten Verteilungen. Ein direkter Test der Modelle auf Basis der Parameter für gemessene und simulierte Daten ist nicht möglich, da die Werte der Parameter aufgrund von Korrelationen untereinander zwischen den einzelnen Schauergößenintervallen teilweise deutlich fluktuieren und somit eventuell vorhandene, systematische Unterschiede überdeckt werden.

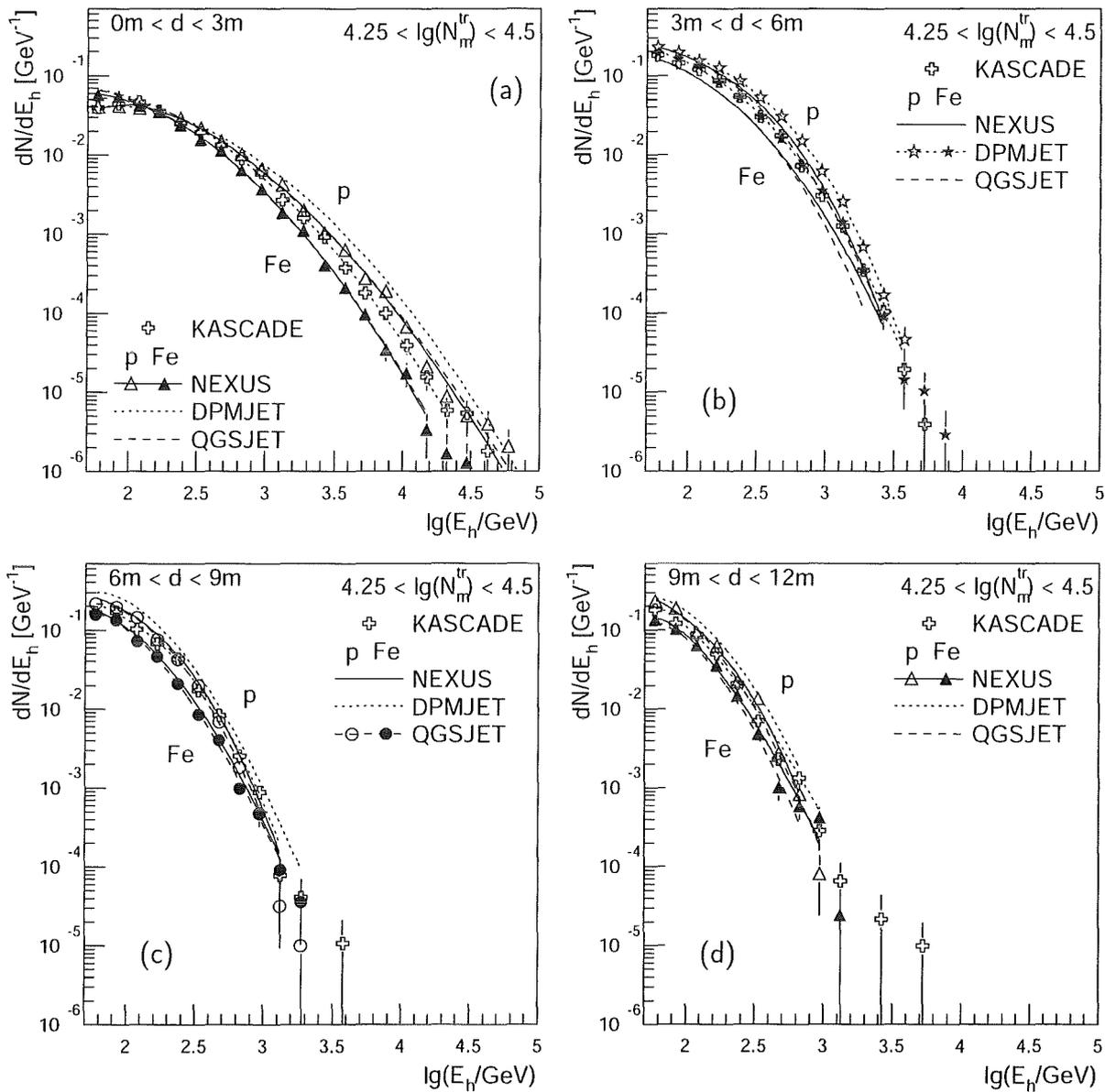
Beispiele für die Energiespektren der Hadronen sind in Abbildung 5.18 dargestellt. Es ist jeweils ein Vertreter für jede der zur Einteilung der Daten in Intervalle verwendeten Schauergößen gezeigt. Wie oben vermutet, zeigen sich nur geringe Unterschiede zwischen den Modellen. Insgesamt ergibt sich eine sehr gute Beschreibung der gemessenen Verteilungen durch die Modelle. Auffälligster Unterschied ist die Abweichung der Vorhersagen von DPMJET für die Energiespektren in Myonzahlintervallen (Abbildung 5.18b). Die Verteilungen liegen insgesamt höher als für NEXUS oder QGSJET. Auch erstrecken sich die DPMJET-Verteilungen zu höheren Hadronenergien  $E_h$ . Es zeigt sich damit erneut (siehe Abschnitt 5.2.1), daß DPMJET bei gegebener Myonzahl mehr und höherenergetische Hadronen auf dem Beobachtungsniveau liefert als die anderen verwendeten Modelle. Bei hohen Hadronenergien verlaufen die DPMJET-Spektren deshalb tendenziell etwas flacher als die anderen Modelle, während NEXUS eher einen steileren Verlauf vorhersagt. Am deutlichsten ist dies in Intervallen der Elektronzahl (Abbildung 5.18a) und der Hadronzahl (Abbildung 5.18c) zu sehen. Die Unterschiede sind allerdings so gering, daß über alle Schauergößenintervalle betrachtet, alle Modelle mit den gemessenen Verteilungen kompatibel sind.

Bisher wurden die Energiespektren aller Hadronen (bis zu einem Abstand von 12 m vom Schauerzentrum, siehe Abschnitt 4.2.2) betrachtet. Als zusätzlichen Test der Wechselwirkungsmodelle kann man auch die radiale Abhängigkeit der Hadronenergiespektren heran-



**Abbildung 5.18: Energiespektren der Hadronen.** Dargestellt sind Hadronenergiespektren für Intervalle verschiedener Schauergrößen.

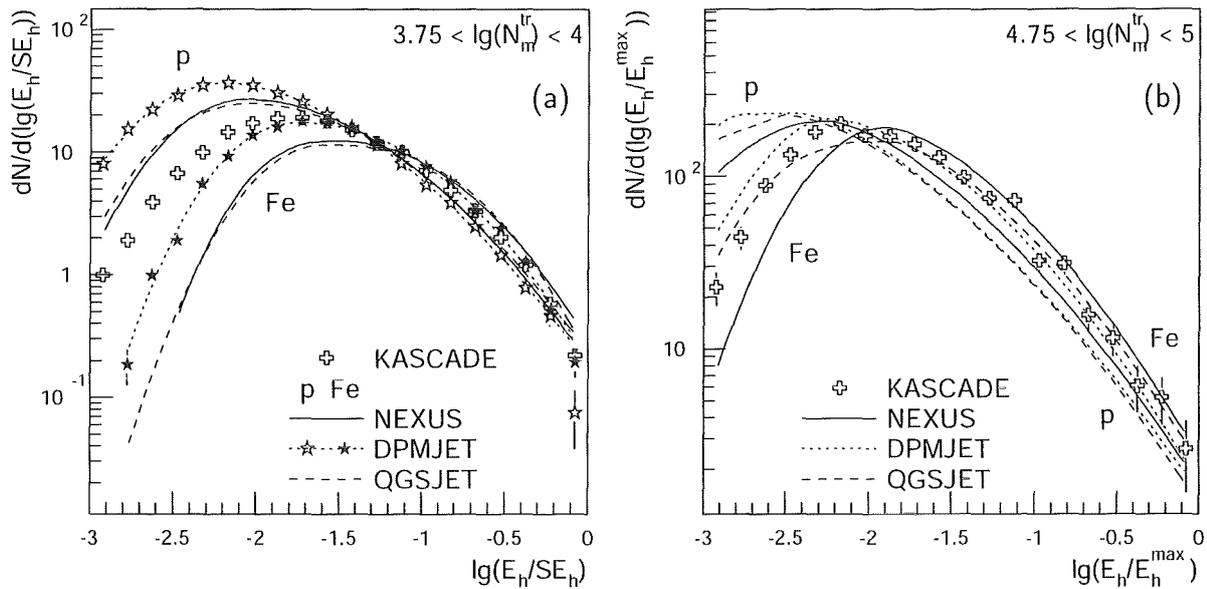
ziehen. Dazu werden für die Verteilungen nur die Hadronen verwendet, die sich in einem bestimmten Abstand  $d$  vom Schauerzentrum befinden. Abbildung 5.19 zeigt die so gewonnenen Energiespektren für vier Abstandsbereiche exemplarisch anhand eines Myonzahlintervalls. Zur Verdeutlichung der Abstandsabhängigkeit sind die Achsenskalierungen in allen vier Teilbildern gleich gewählt worden. Mit größer werdendem Abstand vom Schauerzentrum verlaufen die Verteilungen zunehmend steiler, d.h. es werden nur noch kleinere Hadronenergien  $E_h$  erreicht, da sich besonders hochenergetische Hadronen weniger weit von der Schauerachse entfernen als niederenergetische. Der gleiche Effekt wurde bereits anhand der Hadronlateralverteilungen (siehe Abschnitt 5.3) gezeigt, die mit zunehmender Hadronenergieschwelle immer steiler werden. Weiterhin fällt auf, daß die Spektren im



**Abbildung 5.19: Radiale Abhängigkeit der Hadronenergiespektren.** Für ein Myonzahlintervall entsprechend einer Primärenergie  $E_0 \approx 7 \cdot 10^{15}$  eV sind die Energiespektren der Hadronen in verschiedenen Abstandsintervallen vom Schauerzentrum gezeigt.

ersten Abstandsintervall (Abbildung 5.19a) bei kleinen Hadronenergien niedriger liegen als bei größeren Abständen. Dies ist eine Folge der größeren Kreisringfläche bei größeren Abständen. Zusätzlich ist bei den hohen Hadronendichten im Zentrum des Schauers die Nachweiseffizienz insbesondere für niederenergetische Hadronen reduziert, was zu einer Abflachung der Energiespektren führt.

Der Vergleich der gemessenen und simulierten Hadronenergiespektren ergibt für alle Abstandsintervalle eine gute Übereinstimmung. Dies gilt in gleicher Weise auch für andere Myonzahlintervalle sowie für Intervalle der Elektronzahl, Hadronzahl und hadronischen



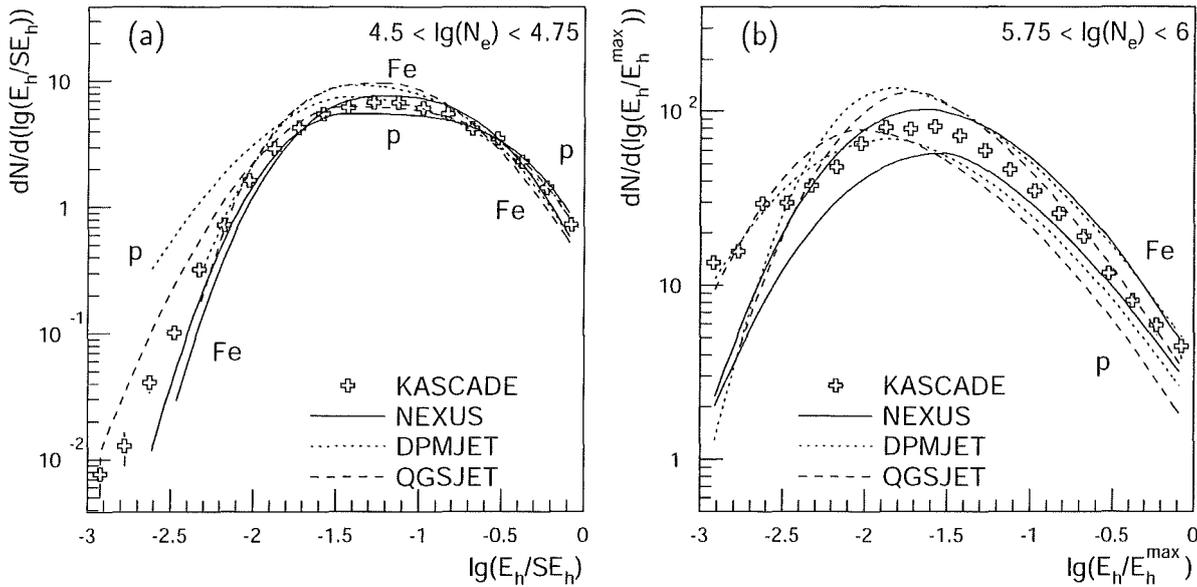
**Abbildung 5.20: Hadronenergiebruchteile in Myonzahlintervallen.** Dargestellt sind Verteilungen der Energiebruchteile  $E_h/\Sigma E_h$  (Teilbild a) bzw.  $E_h/E_h^{\max}$  (b). Die Myonzahlintervalle entsprechen Primärenergien  $E_0 \approx 2 \cdot 10^{15}$  eV (a) und  $E_0 \approx 2 \cdot 10^{16}$  eV (b).

Energiesumme. Alle drei betrachteten Wechselwirkungsmodelle sind daher in der Lage, die Energiespektren der Hadronen – sowohl global als auch abstandsabhängig – zu reproduzieren. Wesentliche Unterschiede zwischen den Modellen betreffen nur die absolute Normierung der Spektren und entsprechen daher der totalen Hadronzahl, die bereits in Abschnitt 5.2 behandelt wurde.

#### 5.4.1 Energiebruchteile der Hadronen

Einen zu den Hadronenergiespektren alternativen Test der Modelle stellt das Studium der Verteilungen der Hadronenergiebruchteile dar. Dabei werden für jeden Luftschauer die einzelnen Hadronenergien  $E_h$  auf die hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$  oder die Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$  des jeweiligen Schauers normiert. Da hier zusätzlich zu den Hadronenergiespektren auch die Energiesumme der Hadronen bzw. das höchstenergetische Hadron eingehen, treten – wie bereits in Abschnitt 4.2.2 diskutiert – größere Unterschiede zwischen den Modellen auf. Die erhaltenen Verteilungen werden gemäß Gleichung 4.4 (Seite 66) parametrisiert. Wie schon bei den Hadronenergiespektren werden hierzu nur Datenpunkte verwendet, zu denen mindestens drei Hadronen beitragen. Für die Parameter  $\hat{x}$ ,  $\varepsilon_{1,2}$  und  $\alpha_{1,2}$  ergeben sich ähnliche Werte wie in Abschnitt 4.2.2. Sie bewegen sich sowohl für die simulierten als auch für die gemessenen Verteilungen im selben Wertebereich. Aufgrund der auftretenden Fluktuationen der Parameter ist jedoch auch hier kein Vergleich von Messung und Simulation auf Basis der Parameter möglich.

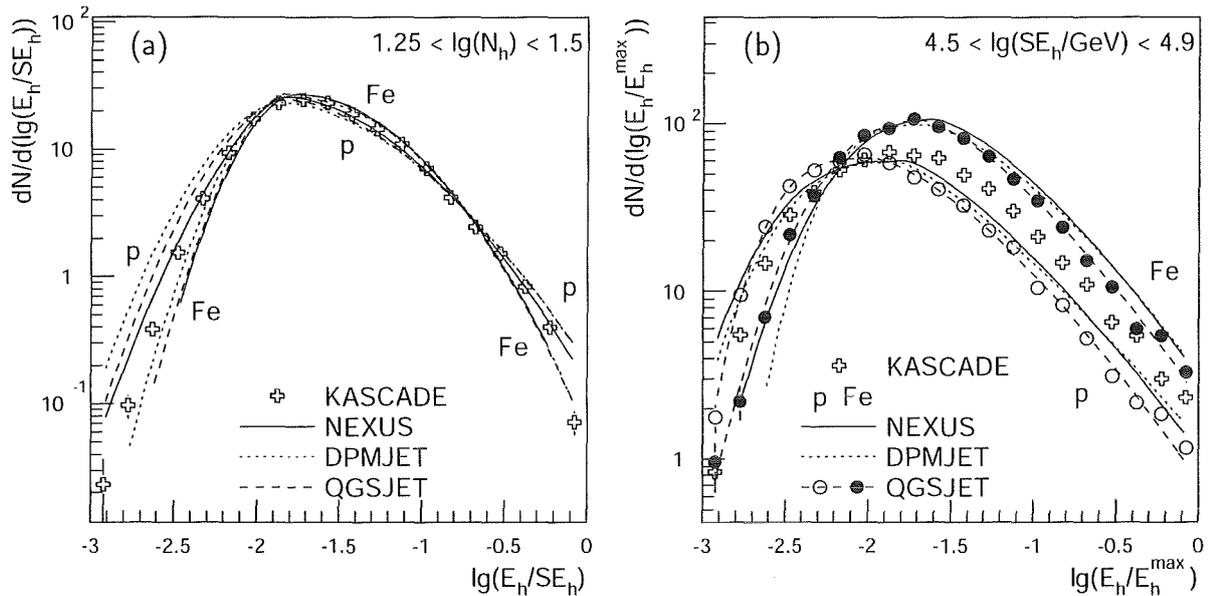
Beispiele für Verteilungen der Hadronenergiebruchteile in zwei Myonzahlintervallen sind in Abbildung 5.20 gezeigt. Wie schon bei der Korrelation zwischen den hadronischen



**Abbildung 5.21: Hadronenergiebruchteile abhängig von der Elektronzahl.** Gezeigt sind Häufigkeitsverteilungen der auf die hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$  (Teilbild a) bzw. das höchstenergetische Hadron  $E_h^{\max}$  (b) normierten Hadronenergien  $E_h$ . Die gezeigten Elektronzahlintervalle entsprechen Primärenergien  $E_0 \approx 4 \cdot 10^{14}$  eV (Protonschauer) bzw.  $E_0 \approx 2 \cdot 10^{15}$  eV (Eisenschauer) in Teilbild (a) und  $E_0 \approx 4 \cdot 10^{15}$  eV bzw.  $E_0 \approx 10^{16}$  eV in (b).

Schauergrößen und der Myonzahl (siehe Abschnitt 5.2.1), ergeben die Modelle NEXUS und QGSJET sehr ähnliche Verteilungen (Abbildung 5.20a). Erst bei hohen Primärenergien – entsprechend großen Myonzahlen – treten Unterschiede zwischen beiden Modellen auf (Abbildung 5.20b). Die NEXUS-Verteilungen sind in diesem Bereich zu größeren Werten hin verschoben. Dies korrespondiert damit, daß NEXUS für die Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$  hier kleinere Werte vorhersagt als QGSJET (siehe Abbildung 5.4). Daraus resultieren größere Werte der Energiebruchteile  $E_h/E_h^{\max}$  für NEXUS. Die gemessenen Verteilungen liegen jedoch stets zwischen den Vorhersagen der beiden Modelle für proton- bzw. eiseninduzierte Luftschaer. Die Modelle können daher die Messung plausibel beschreiben. Wie in Abschnitt 5.2.1 gezeigt, sagt DPMJET bei gleicher Myonzahl mehr und höherenergetische Hadronen vorher als die anderen verwendeten Modelle. Infolgedessen sind die Verteilungen der Energiebruchteile zu kleineren Werten hin verschoben und liegen insgesamt etwas höher. Mit zunehmender Myonzahl liegen die Meßwerte nicht mehr im von DPMJET vorgegeben Bereich. Das Modell kann daher keine zufriedenstellende Beschreibung der Daten liefern.

Betrachtet man dagegen die Verteilungen der Hadronenergiebruchteile in Abhängigkeit von der Elektronzahl (Abbildung 5.21), so ergibt sich ein anderes Bild. Während die Modelle DPMJET und QGSJET die gemessenen Verteilungen relativ gut reproduzieren können, treten bei NEXUS Abweichungen auf. Insbesondere kann NEXUS die linke Flanke der Verteilung nicht beschreiben. Die simulierten Werte fallen zu kleinen Energiebruchteilen hin zu schnell ab, um mit der Messung verträglich zu sein. Ursache dieser Abweichung ist



**Abbildung 5.22: Energiebruchteile der Hadronen in Intervallen hadronischer Schauergößen.** Teilbild (a) zeigt die Hadronenergien  $E_h$  normiert auf die hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$ . Das Hadronzahlintervall entspricht Primärenergien  $E_0 \approx 6 \cdot 10^{14}$  eV (Protonenschauer) bzw.  $E_0 \approx 2 \cdot 10^{15}$  eV (Eisenschauer). In (b) sind die Hadronenergien auf das höchstenergetische Hadron  $E_h^{\max}$  normiert. Das gezeigte Intervall der hadronischen Energiesumme entspricht  $E_0 \approx 2 \cdot 10^{15}$  eV bzw.  $E_0 \approx 9 \cdot 10^{15}$  eV.

die Tatsache, daß NEXUS bei gegebener Elektronzahl zu wenige und zu niederenergetische Hadronen vorhersagt. Da die besonders hochenergetischen Hadronen fehlen, verschieben sich die Energiebruchteile zu größeren Werten hin. Die in Abschnitt 5.2.2 diskutierten Schwierigkeiten von NEXUS bei der Korrelation zwischen Hadronen und Elektronen werden dadurch bestätigt.

In Abschnitt 5.2.3 wurde gezeigt, daß sich die Modelle bei der Korrelation der hadronischen Schauergößen  $N_h$ ,  $\Sigma E_h$  und  $E_h^{\max}$  nur wenig unterscheiden und die gemessenen Werte gut beschreiben können. Dies zeigt sich auch bei Betrachtung der Hadronenergiebruchteile in Intervallen hadronischer Schauergößen (Abbildung 5.22). Die Vorhersagen der Modelle unterscheiden sich auch hier nur wenig und geben die gemessenen Verteilungen gut wieder.

Insgesamt gesehen ergibt sich der Befund, daß alle drei betrachteten Wechselwirkungsmodelle die Form der Energiespektren der Hadronen gut beschreiben können. Dies gilt sowohl für die globalen als auch für die abstandsabhängigen Verteilungen. Es treten lediglich Modellunterschiede in der absoluten Normierung der Spektren auf – entsprechend den unterschiedlichen Vorhersagen der Modelle für die totale Hadronzahl, die in Abschnitt 5.2 diskutiert wurden. Die bei den Verteilungen der Hadronenergiebruchteile festgestellten Modellunterschiede und Diskrepanzen zu den gemessenen Verteilungen lassen sich auf unterschiedliche Vorhersagen der Modelle für die hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$  und das höchstenergetische Hadron  $E_h^{\max}$  zurückführen und bestätigen die in Abschnitt 5.2 aufgezeigten Unzulänglichkeiten einzelner Modelle bei der Beschreibung der Korrelationen zwischen den verschiedenen Schauergößen.

# Zusammenfassung

---

Im Rahmen des Experiments KASCADE zur Messung der kosmischen Strahlung mittels der durch diese ausgelösten ausgedehnten Luftschauer wurden die hadronischen Wechselwirkungsmodelle NEXUS, DPMJET und QGSJET untereinander und mit den Meßdaten verglichen, um ihre Zuverlässigkeit beim Einsatz in Luftschauersimulationen zu überprüfen. Dazu wurden die gegenseitigen Abhängigkeiten der Schauergrößen Hadronzahl  $N_h$ , hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$ , Energie des höchstenergetischen Hadrons  $E_h^{\max}$ , Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  und Elektronzahl  $N_e$  betrachtet. Weiterhin wurden Lateralverteilungen der Hadrondichte und der hadronischen Energiedichte sowie die Energiespektren der Hadronen und die relative Aufteilung der Hadronenergien in einzelnen Schauergrößenintervallen untersucht. Für die Hadronenergien wurden mehrere Energieschwellen verwendet. Da im betrachteten Energiebereich die Elementzusammensetzung der primären kosmischen Strahlung nicht bekannt ist, wurden die Meßdaten relativ zu den Vorhersagen der Modelle für proton- bzw. eiseninduzierte Luftschauer beurteilt.

Die für die Analyse verwendeten Luftschauerdaten wurden zwischen April 1998 und Dezember 1999 aufgezeichnet. Nach der Ereignisselektion standen rund 36 000 Ereignisse für die Untersuchungen zu Verfügung. Sie überdecken einen Energiebereich von etwa  $3 \cdot 10^{14}$  eV bis  $5 \cdot 10^{16}$  eV, gegeben durch die Effizienz infolge der Selektion bzw. der zur Verfügung stehenden Datenmenge. Der Modelltest basiert im wesentlichen auf der hadronischen Komponente der Luftschauer. Das  $320 \text{ m}^2$  große Hadronkalorimeter des KASCADE-Experiments spielt daher eine zentrale Rolle. Das homogene Ansprechen und die zeitliche Stabilität des Kalorimeters wurden durch verschiedene Tests sichergestellt.

Die Luftschauersimulationen wurden mit dem Programm CORSIKA unter Verwendung der oben genannten Wechselwirkungsmodelle durchgeführt. Es wurden jeweils Schauer für primäre Protonen und Eisenkerne simuliert. Für jede Kombination aus Modell und Primärteilchen standen etwa 46 000 Ereignisse im Energiebereich von  $10^{14}$  eV bis  $10^{17}$  eV zur Verfügung. Die Simulationen decken den gesamten zu den Meßdaten beitragenden Parameterraum in Energie, Masse, Zenitwinkel und Ort ab. An die Luftschauersimulation schloß sich eine detaillierte Detektorsimulation an. Gemessene und simulierte Daten wurden anschließend mit den gleichen Algorithmen rekonstruiert, um die Vergleichbarkeit von Messung und Simulation sicherzustellen. Anhand eines zweiten, unabhängigen Simulationssatzes (nur für QGSJET) wurde gezeigt, daß weder Unsicherheiten im verwendeten Spektralindex noch systematische Effekte aufgrund der notwendigen Gewichtung die Ergebnisse signifikant beeinflussen.

Das Modell QGSJET (CORSIKA Version 5.644) liefert die insgesamt beste Beschreibung der Messungen. Alle Korrelationen zwischen den Schauergrößen werden gut wiedergegeben. Auch bei den Häufigkeitsverteilungen der Schauergrößen in Intervallen anderer Schauergrößen

ßen zeigen sich keine Abweichungen zwischen Messung und Simulation. Ebenso werden die Energiespektren der Hadronen sowie die Verteilungen der Energiebruchteile  $E_h/E_h^{\max}$  bzw.  $E_h/\Sigma E_h$  gut beschrieben. Lediglich bei den Lateralverteilungen zeigt sich der Trend, daß die simulierten Verteilungen etwas steiler abfallen als die Messung. Das Modell QGSJET wird nicht mehr weiterentwickelt. In CORSIKA Version 6 steht jedoch eine leicht veränderte Version des Modells zur Verfügung, in der die Behandlung diffraktiver Stöße verbessert wurde [Heck 01]. Ein Vergleich dieser Modellversion mit Messungen wurde aus Zeitgründen im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt.

Bei der Einteilung in Myonzahlintervalle ergeben sich für NEXUS (Version 2, CORSIKA Version 5.946) ähnliche Ergebnisse wie für QGSJET, obwohl sich NEXUS und QGSJET unterscheiden, wenn man beide Modelle in Abhängigkeit von der Primärenergie vergleicht. Die Modelle unterscheiden sich offensichtlich gleichermaßen in den hadronischen Schauergrößen und der Myonzahl, so daß deren Korrelationen erhalten bleiben. Anders sieht dies bei den Korrelationen mit der Elektronzahl aus. Hier liegen die Meßdaten in der Nähe oder sogar auf der Vorhersage des Modells NEXUS für eiseninduzierte Luftschauer. Aufgrund der erwarteten Protonanreicherung ist dies jedoch unplausibel. Die Korrelationen zwischen den hadronischen Schauergrößen Hadronzahl, hadronische Energiesumme und höchstenergetisches Hadron werden wiederum gut reproduziert. Die Hadronenergiespektren werden ebenfalls gut beschrieben. Bei den Hadronenergiebruchteilen zeigen sich vor allem bei den Elektronzahlintervallen Probleme, die sich jedoch auf die Schwierigkeiten von NEXUS in der Beschreibung der Korrelationen der hadronischen Schauergrößen mit der Elektronzahl zurückführen lassen. Die vorhergesagten Lateralverteilungen der Hadronen sind zwar ebenfalls etwas steiler als die gemessenen, fallen jedoch nicht so schnell ab wie die unter Verwendung von QGSJET oder DPMJET erhaltenen Verteilungen. NEXUS liefert hier die beste Beschreibung der drei verwendeten Modelle. Es sei angemerkt, daß sich das Modell NEXUS noch in der Entwicklung befindet. Die aufgezeigten Probleme könnten daher in der nächsten Version behoben sein.

Für das Modell DPMJET (Version II.5, CORSIKA Version 6.001) konnte gezeigt werden, daß mit diesem Modell simulierte Schauer zu tief in die Atmosphäre eindringen. Dies ergibt sich aus der Überschätzung der hadronischen Schauerkomponente, wenn man diese in Abhängigkeit von der Myonzahl betrachtet. Die Korrelation der Hadronen und Elektronen sowie der verschiedenen hadronischen Schauergrößen untereinander wird dagegen weitgehend gut beschrieben. Die Hadronenergiespektren werden – abgesehen von der absoluten Normierung im Fall der Myonzahlabhängigkeit – ebenfalls gut wiedergegeben. Die bei den Verteilungen der Hadronenergiebruchteile auftretenden Abweichungen lassen sich durch die Überschätzung der Hadronen erklären. Die Form der Lateralverteilung entspricht der von QGSJET vorhergesagten Form und ist damit ebenfalls tendenziell steiler als die gemessenen Verteilungen. Das Modell DPMJET wird ebenfalls noch weiterentwickelt. Mittlerweile ist die Nachfolgeversion II.55 verfügbar, die eine frühere Schauerentwicklung in der Atmosphäre – vergleichbar mit anderen Modellen – ergibt [Heck 02]. Genauere Aussagen sind jedoch erst nach detaillierten Vergleichen mit Messungen möglich, die im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt wurden.

Die Realisierung eines Projekts von der Größe des KASCADE-Experiments ist nur durch die Zusammenarbeit zahlreicher Kollaboranten möglich. Ich möchte daher an dieser Stelle allen danken, die bei KASCADE zur Entwicklung, zum Aufbau und zur Datenanalyse Beiträge geleistet haben.

Besonderer Dank geht an Herrn Prof. Dr. K.-H. Kampert für die Ermöglichung dieser Arbeit und sein Interesse an deren Fortgang. Herrn Prof. Dr. H. Blümer danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Herrn Dr. J. Engler gebührt mein Dank dafür, daß ich diese Arbeit in seiner Gruppe anfertigen durfte. Er begleitete diese stets mit großem Interesse – auch noch nach seiner Versetzung in den Ruhestand.

Herrn Dr. J.R. Hörandel danke ich für die stete Bereitschaft zur Diskussion über physikalische und technische Fragen aller Art. Er unterstützte meine Arbeit in jeder Hinsicht.

Ein Dankeschön auch an Herrn Dr. J. Wochele für die gewissenhafte Erstellung einer Liste der „fehlerbehafteten“ Meßläufe, sowie die Durchsicht der Dissertation. Herrn Dr. D. Apel sei für die Weiterentwicklung der Rekonstruktions- und Detektorsimulationsprogramme sowie die Durchführung der DST-Produktion gedankt.

Herrn Dr. M. Risse danke ich für Diskussionen über verschiedenste physikalische Themen. Herrn Dipl.-Phys. M. Müller schulde ich Dank für die Durchsicht dieser Arbeit.

Mein Dank geht auch an Herrn Ing. H. Keim (†) für die gute Zusammenarbeit beim Betrieb des Kalorimeters.

Nicht zuletzt möchte ich allen Kollegen der „Kalorimeter-Gruppe“ für die gute Zusammenarbeit und ihr Engagement beim Aufbau und Betrieb des Kalorimeters danken.

# Abbildungsverzeichnis

---

1.1	Flußspektrum der kosmischen Strahlung. . . . .	4
1.2	Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung. . . . .	6
1.3	Schematische Darstellung eines Luftschauers. . . . .	9
2.1	Grundriß des Experiments KASCADE. . . . .	20
2.2	KASCADE-Zentraldetektor. . . . .	21
2.3	Aufbau einer Flüssigkeitsionisationskammer. . . . .	22
2.4	Ionisationsflüssigkeiten. . . . .	23
2.5	Verstärkerkette und -kennlinie. . . . .	27
2.6	Schematische Darstellung einer Detektorstation des Arrays. . . . .	29
2.7	Schematischer Querschnitt durch den KASCADE-Myontunnel. . . . .	31
3.1	Schema der Datenanalyse. . . . .	33
3.2	Detektorüberwachung. . . . .	35
3.3	Stabilität der Verstärkerelektronik. . . . .	37
3.4	Hadronrate. . . . .	38
3.5	Räumliche Homogenität. . . . .	39
3.6	Simuliertes Energiespektrum. . . . .	43
3.7	Einfluß von Gewichtung und Spektralindizes. . . . .	44
3.8	Energieauflösung und Rekonstruktionseffizienz. . . . .	48
3.9	Integrierte Hadronzahl und -energiesumme. . . . .	49
3.10	Rekonstruktionsgenauigkeit von Hadronzahl und Hadronenergiesumme. . . . .	50
3.11	Auflösung und Effizienz der Ortsrekonstruktion. . . . .	51
3.12	Nachweiseffizienz für Luftschauer nach Selektion. . . . .	54
4.1	Vergleich der Schauergrößen für NEXUS – QGSJET. . . . .	59
4.2	Vergleich der Schauergrößen für DPMJET – QGSJET. . . . .	60
4.3	Schaueralter abhängig von der Primärenergie. . . . .	61

4.4	Normierung der Lateralverteilungen. . . . .	63
4.5	Vergleich der Lateralverteilungen für NEXUS – QGSJET. . . . .	64
4.6	Vergleich der Lateralverteilungen für DPMJET – QGSJET. . . . .	64
4.7	Vergleich der Hadronenergiespektren. . . . .	66
4.8	Vergleich der Hadronenergiebruchteile. . . . .	67
5.1	Energieeichung der Schauergrößenintervalle. . . . .	70
5.2	Myonzahlabhängigkeit der hadronischen Energiesumme. . . . .	72
5.3	Hadronzahl in Abhängigkeit von der Myonzahl. . . . .	73
5.4	Myonzahlabhängigkeit des höchstenergetischen Hadrons. . . . .	73
5.5	Korrelation zwischen Elektron- und Myonzahl. . . . .	74
5.6	Elektronzahlabhängigkeit der Hadronzahl. . . . .	76
5.7	Hadronische Energiesumme als Funktion der Elektronzahl. . . . .	77
5.8	Korrelation von Elektronzahl und höchstenergetischem Hadron. . . . .	78
5.9	Korrelation zwischen Energiesumme und Anzahl der Hadronen. . . . .	79
5.10	Höchstenergetisches Hadron als Funktion der Hadronzahl bzw. der hadronischen Energiesumme. . . . .	80
5.11	Häufigkeitsverteilungen der Hadronzahl. . . . .	82
5.12	Häufigkeitsverteilungen der hadronischen Energiesumme. . . . .	83
5.13	Häufigkeitsverteilungen von Schauergrößen in Hadronzahlintervallen. . . . .	84
5.14	Hadronlateralverteilungen für Myonzahlintervalle. . . . .	87
5.15	Hadronlateralverteilungen für verschiedene Hadronenergieschwellen. . . . .	88
5.16	Hadronlateralverteilungen in Elektronzahlintervallen. . . . .	89
5.17	Hadronlateralverteilungen in Hadronzahlintervallen. . . . .	90
5.18	Energiespektren der Hadronen. . . . .	92
5.19	Radiale Abhängigkeit der Hadronenergiespektren. . . . .	93
5.20	Hadronenergiebruchteile in Myonzahlintervallen. . . . .	94
5.21	Hadronenergiebruchteile abhängig von der Elektronzahl. . . . .	95
5.22	Energiebruchteile der Hadronen in Intervallen hadronischer Schauergrößen. . . . .	96

# Literaturverzeichnis

---

- [Aarnio 87] P.A. Aarnio et al., *FLUKA user's guide*, Technical Report TIS-RP-190, CERN (1987,1990)
- [Abe 94] F. Abe et al. (CDF Kollaboration), *Phys. Rev. D* **50**, 5550 (1994)
- [Aglietta 89] M. Aglietta et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **277**, 23 (1989)
- [Alessandro 01] B. Alessandro et al., *Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg*, **1**, 124 (2001)
- [Amos 92] N.A. Amos et al. (E-710 Kollaboration), *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2433 (1992)
- [Antoni 99] T. Antoni et al., *J. Phys. G* **25**, 2161 (1999)
- [Antoni 01] T. Antoni et al., *Astroparticle Physics* **14**, 245 (2001)
- [Antoni 01a] T. Antoni et al., *Astroparticle Physics* **15**, 149 (2001)
- [Antoni 01b] T. Antoni et al., *Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg*, **2**, 806 (2001)
- [Antoni 01c] T. Antoni et al., *J. Phys. G* **27**, 1785 (2001)
- [Antoni 02] T. Antoni et al., *Astroparticle Physics* **16**, 373 (2002)
- [Antoni 02a] T. Antoni et al., *Astroparticle Physics* **16**, 245 (2002)
- [Asakimori 93] K. Asakimori et al. (JACEE-Kollaboration), *Proceedings of the 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary*, **2**, 21 (1993)
- [Asakimori 93a] K. Asakimori et al. (JACEE-Kollaboration), *Proceedings of the 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary*, **2**, 25 (1993)
- [Atanasov 00] I. Atanasov et al., *Large Muon Tracking Detector in the Air Shower Experiment KASCADE*, FZKA 6474, Forschungszentrum Karlsruhe (2000)
- [Avila 99] C. Avila et al. (E-811 Kollaboration), *Phys. Lett. B* **445**, 419 (1999)
- [Bass 98] S.A. Bass et al., *Prog. Part. Nucl. Phys.* **41**, 255 (1998)
- [Bell 78] A.R. Bell, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **182**, 147 und 443 (1978)
- [Bertaina 01] M. Bertaina et al., *Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg*, **2**, 792 (2001)

- [Bird 93] D.J. Bird et al. (Fly's Eye-Kollaboration), Phys. Rev. Lett. **71**, 3401 (1993)
- [Bleicher 99] M. Bleicher et al., J. Phys. G **25**, 1859 (1999)
- [Bossard 01] G. Bossard et al., Phys. Rev. D **63**, 054030 (2001)
- [Bozdog 01] H. Bozdog et al., Nucl. Instr. and Meth. A **465**, 455 (2001)
- [Chiba 92] N. Chiba et al., Nucl. Instr. and Meth. A **311**, 338 (1992)
- [Drescher 01] H.J. Drescher et al., Phys. Rep. **350**, 93 (2001)
- [Engelmann 90] J.J. Engelmann et al., Astron. Astrophys. **233**, 96 (1990)
- [Engler 92] J. Engler et al., Nucl. Instr. and Meth. A **311**, 479 (1992)
- [Engler 93] J. Engler, J. Knapp, G. Vater, Nucl. Instr. and Meth. A **327**, 102 (1993)
- [Engler 93a] J. Engler et al., Nucl. Instr. and Meth. A **327**, 128 (1993)
- [Engler 95] J. Engler, D. Moucka, J. Wochele, Nucl. Instr. and Meth. B **100**, 183 (1995)
- [Engler 96] J. Engler, J. Phys. G **22**, 1 (1996)
- [Engler 99] J. Engler et al., Nucl. Instr. and Meth. A **427**, 528 (1999)
- [Fermi 49] E. Fermi, Phys. Rev. **75**, 1169 (1949)
- [Fesefeldt 85] H. Fesefeldt, Report PITHA-85/02, RWTH Aachen (1985)
- [Fletcher 94] R.S. Fletcher, Phys. Rev. D **50**, 5710 (1994)
- [Gaisser 90] T.K. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press, Cambridge (1990)
- [Garcia 77] M. Garcia-Munoz et al., Astrophys. J. **217**, 859 (1977)
- [GEANT 93] *GEANT – Detektor Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, Application Software Group, CERN (1993)
- [Gettert 88] M. Gettert, *Eine Gitterionisationskammer als Monitorsystem für die Reinheit von TMS*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1988)
- [Glasmacher 99] M.A.K. Glasmacher, Astroparticle Physics **12**, 1 (1999)
- [Glasstetter 97] R. Glasstetter et al., Proceedings of the 25<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Durban, **6**, 157 (1997)
- [Ginzburg 64] V.L. Ginzburg, S.I. Syrovatskii, The Origin of Cosmic Rays, Pergamon Press (1964)

- [Greisen 56] K. Greisen, Prog. Cosmic Ray Physics **3**, 1 (1956)
- [Greisen 66] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966)
- [Groom 00] D.E. Groom et al. (Particle Data Group), Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. C **15**, 1 (2000)
- [Gupta 89] M. Gupta, W.R. Webber, Astrophys. J. **340**, 1124 (1989)
- [Heck 98] D. Heck et al., *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*, FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Heck 01] D. Heck et al., Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg, **1**, 233 (2001)
- [Heck 02] D. Heck, persönliche Mitteilung (2002)
- [HEPDB 94] Application Software Group, Computers and Network Division, *HEPDB, Database Management Package, Reference Manual*, CERN Program Library Long Writeup Q180, CERN, Genf (1994)
- [Hess 12] V. Hess, Physikalische Zeitschrift **13**, 1084 (1912)
- [Hillas 84] A.M. Hillas, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **22**, 425 (1984)
- [Holst 98] T. Holst, *Untersuchung der Lateralverteilung der hadronischen Komponente in ausgedehnten Luftschauern*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH) (1998)
- [Hörandel 94] J.R. Hörandel, *Kalibration von TMS-Ionisationskammern mit Myonen der Höhenstrahlung und Messung des Myonflusses*, KfK-Bericht 5320, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994)
- [Hörandel 96] J.R. Hörandel, unveröffentlichter Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Hörandel 97] J.R. Hörandel, *Untersuchung der hadronischen Komponente ausgedehnter Luftschauer und Messung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung*, FZKA 6015, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Hörandel 98] J.R. Hörandel, Proceedings of the 16<sup>th</sup> European Cosmic-Ray Symposium, Alcala de Henares, Spanien, 579 (1998)
- [Ivanenko 93] I.P. Ivanenko et al., Proceedings of the 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, **2**, 17 (1993)
- [Kalmykov 93] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, Yad. Fiz. **56**, 105 (1993); Phys. At. Nucl. **56**(3), 346 (1993)
- [Kamata 58] K. Kamata, J. Nishimura, Prog. Theor. Phys. Suppl. **6**, 93 (1958)

- [Klages 97] H.O. Klages et al., Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **52B**, 92 (1997)
- [Knapp 97] J. Knapp, *Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle zur Simulation ausgedehnter Luftschauer der kosmischen Strahlung*, FZKA 5970, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Kriegleder 92] W. Kriegleder, *Ein Detektorsystem zum Nachweis von Myonen in ausgedehnten Luftschauern für das KASCADE-Projekt*, KfK-Bericht 5023, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Lagage 83] P.O. Lagage, C.J. Cesarsky, Astron. Astrophys. **125**, 249 (1983)
- [Longair 92,94] M.S. Longair, High Energy Astrophysics, Volume 1+2, Cambridge University Press, Cambridge (1992+1994)
- [Mielke 96] H.H. Mielke, unveröffentlichter Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Milke 98] J. Milke, *Untersuchung der longitudinalen und lateralen Entwicklung von Hadronschauern bis 10 TeV*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH) (1998)
- [Müller 91] D. Müller et al., Astrophys. J. **374**, 356 (1991)
- [Nagano 92] M. Nagano et al., J. Phys. G **18**, 423 (1992)
- [Nelson 85] W.R. Nelson et al., *The EGS4 Code System*, SLAC Report 265, Stanford Linear Accelerator Center (1985)
- [Obenland 01] R. Obenland et al., Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg, **2**, 814 (2001)
- [Ormes 83] J.F. Ormes, R.J. Protheroe, Astrophys. J. **272**, 756 (1983)
- [Raidt 97] U. Raidt, *Aufbau des Trigger- und Zeitmessungssystems im Zentraldetektor von KASCADE und Untersuchung von Myonankunftszeitverteilungen in ausgedehnten Luftschauern*, FZKA 5917, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Ranft 95] J. Ranft, Phys. Rev. D **51**, 64 (1995)
- [Ranft 99] J. Ranft, *New features in DPMJET version II.5*, Preprint Siegen preprint SI-99-5, hep-ph/9911213 (1999)
- [Risse 00] M. Risse, *Test und Analyse hadronischer Wechselwirkungsmodelle mit KASCADE-Ereignisraten*, FZKA 6493, Forschungszentrum Karlsruhe (2000)
- [Ruh 96] W. Ruh, *Verstärkertechnik und elektronische Kalibration des KASCADE-Kalorimeters*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1996)

- [Ryan 72] M.J. Ryan et al., Phys. Rev. Lett. **28**, 985 (1972)
- [Sigl 94] G. Sigl, Astropart. Phys. **2**, 401 (1994)
- [Teshima 93] M. Teshima, Proceedings of the 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, Invited Papers, eds. D.A. Leahy et al., World Scientific, 257 (1993)
- [Ulrich 01] H. Ulrich et al., Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg, **1**, 97 (2001)
- [Unger 97] J. Unger, *Messung der Energie- und Lateralverteilung der Hadronen im Kern ausgedehnter Luftschauer*, FZKA 5896, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Völk 88] H.J. Völk, P.L. Biermann, Astrophys. J. Lett. **333**, L65 (1988)
- [Völker 92] G. Völker, *Ein Detektorsystem zum Nachweis der e/ $\gamma$ -Komponente großer Luftschauer im UHE-Bereich*, KfK-Bericht 4983, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Weber 99] J.H. Weber, *Untersuchung der elektromagnetischen und myonischen Komponente ausgedehnter Luftschauer und Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung*, FZKA 6339, Forschungszentrum Karlsruhe (1999)
- [Weber 99a] J.H. Weber et al., Proceedings of the 26<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Salt Lake City, **1**, 341 (1999)
- [Wefel 91] J.P. Wefel, Cosmic Rays, Supernovae and the Interstellar Medium, eds. M.M. Shapiro et al., NATO ASI Series C **337**, 29 (1991)
- [Werner 93] K. Werner, Phys. Rep. **232**, 87 (1993)
- [Yoshida 95] S. Yoshida et al., Astroparticle Physics **3**, 105 (1995)
- [Zabierowski 01] J. Zabierowski et al., Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg, **2**, 810 (2001)
- [Zatsepin 66] V.I. Zatsepin, V.A. Kuz'min, JETP Lett. **4**, 78 (1966)
- [Zatsepin 93] V.I. Zatsepin et al., Proceedings of the 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, **2**, 13 (1993)