

Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

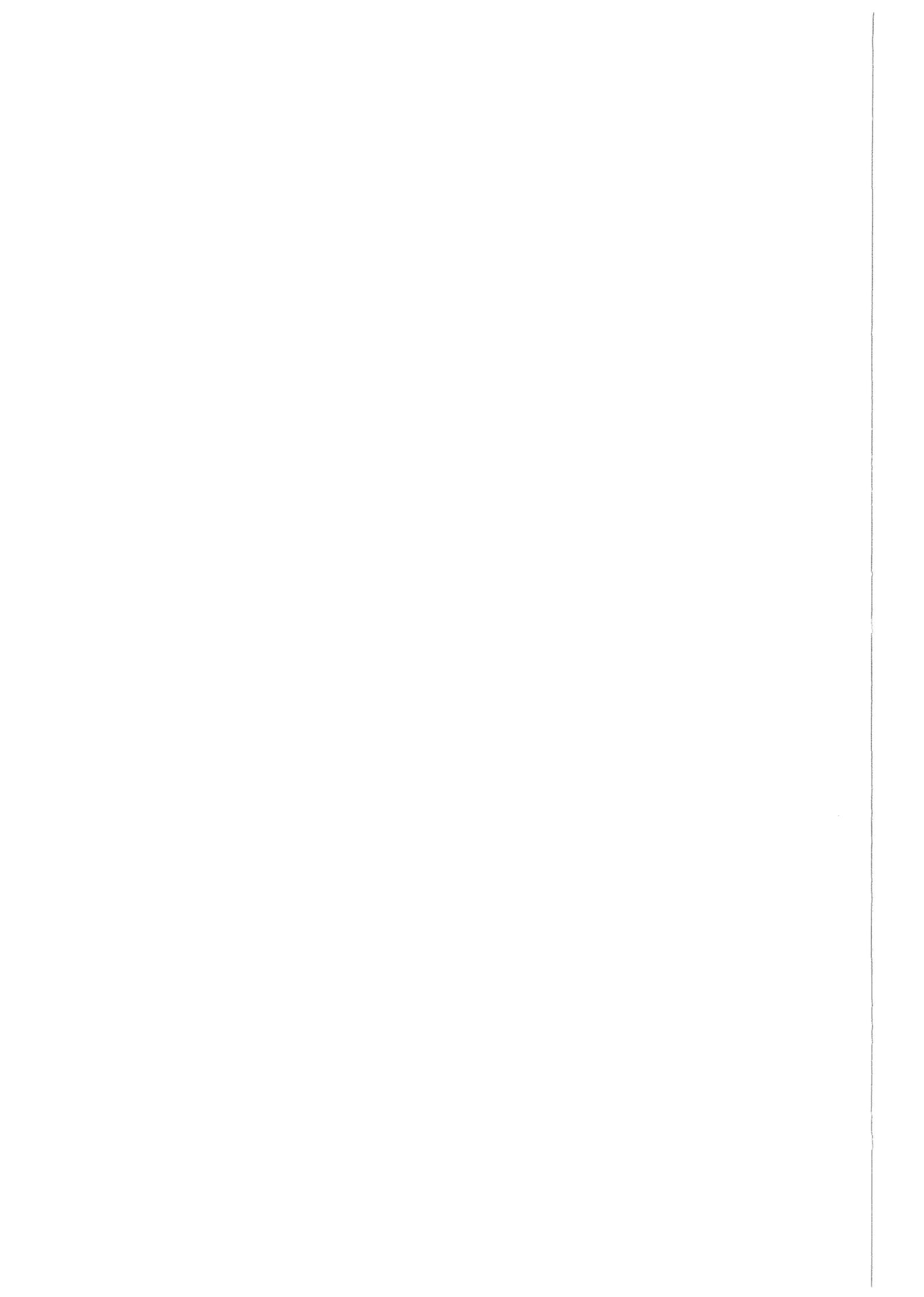
Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6339

**Untersuchung der
elektromagnetischen und
myonischen Komponente
ausgedehnter Luftschauer
und Bestimmung der
Elementzusammensetzung
der kosmischen Strahlung**

J. H. Weber

Institut für Kernphysik

August 1999



Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6339

Untersuchung der elektromagnetischen und myonischen
Komponente ausgedehnter Luftschauer und Bestimmung der
Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung

Jennifer Helen Weber

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
1999

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

Überblick

Untersuchung der elektromagnetischen und myonischen Komponente ausgedehnter Luftschauer und Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Höhenstrahlung

Das Detektorarray des KASCADE-Experimentes erlaubt die Messung der elektromagnetischen und myonischen Komponente der kosmischen Höhenstrahlung. Untersucht wurden in dieser Arbeit Luftschauer mit einer Primärenergie von 10^{15} eV bis 10^{16} eV. Dazu wurden anhand von Simulationen zunächst Verfahren entwickelt, um aus den in den Detektorstationen gemessenen Energieverlusten Teilchenzahlen zu erhalten. Rekonstruktionsverfahren, um aus diesen Teilchenzahlen massenabhängige Schauerparameter zu gewinnen, wurden optimiert und getestet. Verfahren zur Energiebestimmung und Massentrennung wurden entwickelt. Aus den Ergebnissen wurde ein massenabhängiges Flußspektrum bestimmt.

Abstract

Investigation of the electromagnetic and muonic component of extensive air showers and determination of the cosmic ray mass composition

The detector array of the KASCADE-Experiment allows the measurement of the electromagnetic and muonic component of extensive air showers. Air showers within an energy range from 10^{15} eV to 10^{16} eV have been analyzed. Methods to convert the measured energy deposits into particle numbers have been developed. Reconstruction methods to obtain mass dependent shower parameters from particle numbers have been tested and optimized. With these shower parameters a method was developed to obtain primary energy and mass composition resulting in a mass dependent flux spectrum.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die kosmische Höhenstrahlung	4
2.1	Eigenschaften der kosmischen Höhenstrahlung	4
2.1.1	Das Energiespektrum	6
2.1.2	Die Elementzusammensetzung	6
2.1.3	Quellen, Beschleunigung und Transport	8
2.2	Entwicklung eines Luftschauers	11
3	Das KASCADE-Experiment	14
4	Simulationsrechnungen	22
4.1	Die hadronischen Wechselwirkungsmodelle	23
4.2	Die simulierten Datensätze	24
5	Die Konvertierung von Energieverlusten zu Teilchenzahlen	27
5.1	Die Lateralen Energie-Korrektur-Funktionen	28
5.2	Die Teilchendiskretisierung nach Anwendung der LECF	34
5.3	Das Konvertierungs-Verfahren	36
5.4	Modellabhängigkeit und Qualität der LECF	39
6	Rekonstruktion der Schauerparameter	42
6.1	Allgemeine Spike-Reduktion	42
6.2	Sonstige Cuts	43

6.3	Die Bestimmung des Schauerzentrums	43
6.4	Die Bestimmung der Schauerwinkel	45
6.5	Die Bestimmung der Elektronenzahl	46
6.6	Die Bestimmung der Myonenzahl	50
6.7	Die laterale Verteilung der elektromagnetischen und myonischen Komponente	54
7	Die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung	62
7.1	Der verwendete Datensatz	62
7.2	Die Energiebestimmung	63
7.3	Mögliche Trennungparameter	67
7.4	Grundsätzliches Verfahren zur Bestimmung der Komposition	71
7.5	Die Parametrisierung der Schauerparameter	71
7.5.1	Die Schauergröße $\log N_e$	72
7.5.2	Die Form der lateralen Verteilung der Elektronen (Age_e)	74
7.5.3	Das Verhältnis der Myonen- zur Elektronenzahl	76
7.6	Die chemische Komposition	77
7.7	Fehlerbetrachtung	85
7.8	Die mittlere effektive Masse	86
7.8.1	Vergleich mit anderen Experimenten	86
7.9	Das massenabhängige Energiespektrum	88
7.9.1	Interpretation des Knies	91
8	Zusammenfassung und Ausblick	93
	Anhang	I
	Abbildungsverzeichnis	III
	Tabellenverzeichnis	IV

1 Einleitung

Seit Urzeiten hat der Blick auf den Sternenhimmel die Menschen zu Fragen nach Ursprung und Sinn des Universums bewegt.

Die technischen Möglichkeiten erlaubten zunächst nur die Erforschung der sichtbaren Erscheinungen. In der frühesten Zeit war man noch auf Beobachtungen mit dem bloßen Auge angewiesen. Die Entwicklung und ständige Verbesserung von Fernrohren und Teleskopen führte zu einem wachsenden Erstaunen über die unglaubliche Größe des Universums und die Vielfalt der darin enthaltenen Objekte.

Nicht nur die wissenschaftliche Neugier trieb die Astronomen voran. Aus der Beobachtung der Sterne wurden die ersten Kalender (Mondtafeln) abgeleitet. Ein weiteres Beispiel für eine praktische Nutzung solcher Beobachtungen ist durch ägyptische Astronomen gegeben, die versuchten, anhand ihrer Auswertungen die alljährlichen Nilüberschwemmungen vorherzusagen. Eine religiöse Motivation führte zu dem Versuch, aus den Stellungen der Gestirne den Willen der Götter zu ergründen oder gar die Zukunft vorherzusagen.

Die Frage nach dem Sinn des Universums wird sich wohl jeder Mensch alleine beantworten müssen, zur Untersuchung der Physik des Universums stehen heute jedoch vielfältige Instrumente zur Verfügung, wie zum Beispiel die Radioastronomie und die Raumfahrt. Die Information über die Himmels-Objekte beziehen Astrophysiker zum großen Teil aus der Untersuchung der von diesen Objekten ausgesandten elektromagnetischen Strahlung. Dabei können nicht nur sichtbare Objekte erfaßt werden. So wurde das interstellare Gas, das den gesamten Raum zwischen den Sternen ausfüllt, durch eine spezielle, von Theoretikern vorhergesagte, Linienstrahlung des interstellaren Wasserstoffs einer Beobachtung zugänglich. Ein Meilenstein der astronomischen Bemühungen war die Entdeckung der Mikrowellen-Hintergrund-Strahlung, die als Reststrahlung von der Entstehung des Universums, dem Urknall, gedeutet wird. Durch die ständige Ausdehnung des Universums ist diese Wärme-Strahlung inzwischen auf einen Wert von 2.7 K abgekühlt. Auch diese Strahlung wurde von Theoretikern vorhergesagt.

Mittlerweile ist das gesamte elektromagnetische Spektrum vom Radiobereich mit Wellenlängen im Meter-Bereich, über den Infrarot-, den optischen und den Ultraviolett-Bereich bis zu Gamma-Strahlung mit Wellenlängen von 10^{-16} m einer Messung und Untersuchung zugänglich.

Anfang dieses Jahrhunderts ergab sich durch die Entdeckung der kosmischen Höhen-

strahlung eine weitere Möglichkeit, etwas über das Universum zu lernen. Die Zusammensetzung der kosmischen Teilchenstrahlung kann bei relativ niedrigen Energien im GeV-Bereich direkt gemessen werden und zeigt auffallende Ähnlichkeiten mit der Materie des Sonnensystems, bzw. mit Sternmaterie. Dies legt den Schluß nahe, daß diese Strahlung ursprünglich aus Sternen entstanden sein muß. Dies ist nicht weiter verwunderlich. Letztlich ist alle Materie, die wir sehen -und wir selbst- aus demselben Urbestand an Materie entstanden.

Das Rätselhafte an der kosmischen Strahlung ist ihre Energieverteilung, die sich bis zu Energien von 10^{20} eV erstreckt. Es müssen Mechanismen existieren, die die Materie auf diese großen Energien beschleunigen. Die Form der Energieverteilung der kosmischen Strahlung zeigt ein abfallendes Potenzgesetz, das bei einer Energie von etwa $4 \cdot 10^{15}$ eV einen etwas steileren Verlauf zeigt. Dieser Knick, das sogenannte Knie, kann verschiedene Ursachen haben. Die direkten Quellen der kosmischen Strahlung sind bisher nicht geklärt. Eine Änderung der Quellen bei hohen Energien kann einen solchen Knick genauso verursachen wie eine Änderung der Beschleunigungsmechanismen, die den Teilchen nach ihrer Entstehung zu den hohen Energien verhelfen. Bei gleicher Quellstärke kann auch eine Massenabhängigkeit von Beschleunigungs- oder Transportmechanismen einen Knick produzieren.

Hinweise über die Entstehung des Knies kann die Messung der Elementzusammensetzung im Bereich des Knies liefern. Zum Beispiel kann geklärt werden, ob das Knie durch einen gleichmäßigen Abfall im Fluß aller Elemente zustande kommt, oder ob das Knie durch eine kontinuierliche oder plötzliche Änderung der Elementzusammensetzung entsteht.

Da die Elementzusammensetzung der kosmischen Höhenstrahlung aufgrund des sehr steilen Abfalls des Energiespektrums bzw. der zu geringen Zählraten pro Fläche nicht direkt oberhalb der Atmosphäre meßbar ist, ist man auf die Hilfe erdgebundener Experimente, wie z.B. das KASCADE-Experiment, angewiesen.

Das KASCADE-Experiment mißt die Wechselwirkungsprodukte der primären Strahlung mit der Erdatmosphäre. Nachdem ein primäres Teilchen auf die Erdatmosphäre trifft, bilden sich Kaskaden von Sekundärteilchen aus, sogenannte ausgedehnte Luftschauer. Diese Luftschauer können am Erdboden aus vielen Millionen Sekundärteilchen bestehen, die auf sehr große Flächen verteilt sind, und damit die Nachweiswahrscheinlichkeit erhöhen. Aus den Observablen dieser Luftschauer können dann Rückschlüsse auf die Eigenschaften der auslösenden Teilchen gewonnen werden.

In dieser Arbeit wird die Elementzusammensetzung der kosmischen Höhenstrahlung in dem Bereich der Knie- Energie (10^{15} eV bis 10^{16} eV) bestimmt.

Nach einer Einführung in die Historie und Physik der kosmischen Höhenstrahlung (Kapitel 2) wird das Experiment KASCADE mit seinen einzelnen Komponenten beschrieben (Kapitel 3).

Zur Analyse der Schauerparameter sind Luftschauer-Simulationen von übergeordneter

Bedeutung. In Kapitel 4 werden deshalb die verwendeten Wechselwirkungsmodelle beschrieben und der Simulations-Datensatz erläutert.

Im darauffolgenden Kapitel werden die Lateralen Energie-Korrektur-Funktionen (LECF) eingeführt und diskutiert. Diese Funktionen sind notwendig, um die Signale der Teilchendetektoren im KASCADE-Array in die entsprechenden Elektronen- und Myonendichten umzurechnen. Die Umrechnung ist nicht trivial und erfordert ein iteratives Vorgehen, das ebenfalls in diesem Kapitel erläutert wird.

Die Methode, um aus den Teilchendichten die für die Massenbestimmung relevanten Schauerparameter Elektronenzahl N_e und reduzierte Myonenzahl N_μ^{tr} zu gewinnen, wird in Kapitel 6 erklärt. In diesem Kapitel wird auch die dafür notwendige Rekonstruktion der allgemeinen Schauerparameter Schauerzentrum und Zenitwinkel dargestellt. Die Qualität der Rekonstruktion, die anhand von Simulationen getestet wurde, ist jeweils angeführt. Die experimentell erhaltenen lateralen Elektronen- und Myonverteilungen werden mit den Vorhersagen von Wechselwirkungsmodellen verglichen. Schließlich wird im letzten Kapitel das Verfahren zur Bestimmung der Komposition erläutert. Dazu wird zunächst auf die möglichen Trennungparameter (Elektronenzahl N_e , die Form der Elektronenverteilung Age_e und R_{LS} , das Verhältnis der logarithmisierten Schauerparameter N_μ^{tr} und N_e), eingegangen und ein Kompatibilitätstest zwischen Daten und Simulation durchgeführt. Die Qualität der Teilchentrennung, die auf einer Parametrisierung der Verteilungen der Trennungparameter in Energie-Intervallen beruht, wird anhand von Simulationen überprüft. Eine allgemeine Fehlerbetrachtung zeigt die systematischen Unsicherheiten, die aus einer fehlerhaften Parametrisierung entstehen können. Das Ergebnis der energieabhängigen Elementzusammensetzung wird dargestellt und die spektralen Indizes werden für eine zusammengefaßte leichte Elementgruppe (Protonen und Helium) und eine zusammengefaßte schwere Elementgruppe (Sauerstoff, Silizium und Eisen) berechnet. Das Endergebnis wird schließlich mit theoretischen Vorhersagen und den Ergebnissen anderer Experimente verglichen.

2 Die kosmische Höhenstrahlung

2.1 Eigenschaften der kosmischen Höhenstrahlung

Mit der kosmischen Höhenstrahlung beschäftigen sich schon Generationen von Wissenschaftlern. Bereits um die Jahrhundertwende ergaben sich erste Hinweise auf deren Existenz. Damals wunderten sich Forscher darüber, daß sich Elektrometer durch die Ionisation der sie umgebenden Luft entluden, selbst wenn sie mit Blei abgeschirmt wurden. Da die Ionisation der Luft mit steigender Entfernung vom Erdboden abnahm, ging man zunächst von γ -Strahlung der natürlichen Radioaktivität aus. Allerdings zeigte sich 1910 durch den Transport eines Elektrometers bis an die Spitze des Eiffelturms, daß die Abnahme der Ionisationsrate erheblich kleiner ausfiel als erwartet. Dieses Ergebnis wurde von Victor Hess 1912 [Hess12] bestätigt und erweitert, indem er insgesamt zehn Heißluftballons in eine Höhe bis zu 5 km aufsteigen ließ und Messungen durchführte. Er fand, daß die Ionisationsrate bis zu einer Höhe von 1 km abnahm und daraufhin wieder anstieg. Aus diesem Verhalten schloß er auf die Existenz einer außerirdischen Strahlungsquelle, deren Intensität in der Luft abgeschwächt wird.

Zunächst glaubte man an eine ungeladene Strahlung, allerdings ließ der Umstand, daß die Ionisation von der geographischen Breite abhing, auf eine geladene Komponente schließen. Versuche mit Zählerteleskopen zeigten innerhalb dieser geladenen Komponente weiche und harte Anteile, die sich als Elektronen und Myonen herausstellen sollten. Der Ausbau dieser Versuche führte schließlich zur Idee eines ausgedehnten Luftschauers, nachdem sich auch mit sehr weit entfernten Zählerteleskopen noch koinzidente Signale nachweisen ließen. In den Jahren 1932-1953 galt das Interesse an der kosmischen Höhenstrahlung aufgrund der hohen Teilchenenergien vor allem der Entdeckung neuer Teilchen.

Seit 1949 versteht man die kosmische Strahlung als relativistisches Teilchengas, das mit dem interstellaren Magnetfeld wechselwirkt ([Fermi49]). Dieses Magnetfeld setzt sich aus Gebieten einheitlicher Orientierung zusammen, die zueinander zufällig verteilt sind. Ein geladenes Teilchen wird deshalb auf seinem Weg durch die Galaxis vielfach diffus abgelenkt. Die Aufenthaltsdauer eines Teilchens in der Galaxis läßt sich durch Vergleich der beobachteten Elementhäufigkeiten, zum Beispiel von Beryllium und Bor, im Vergleich zu den mittleren kosmischen Häufigkeiten oder aus den Häufigkeiten in-

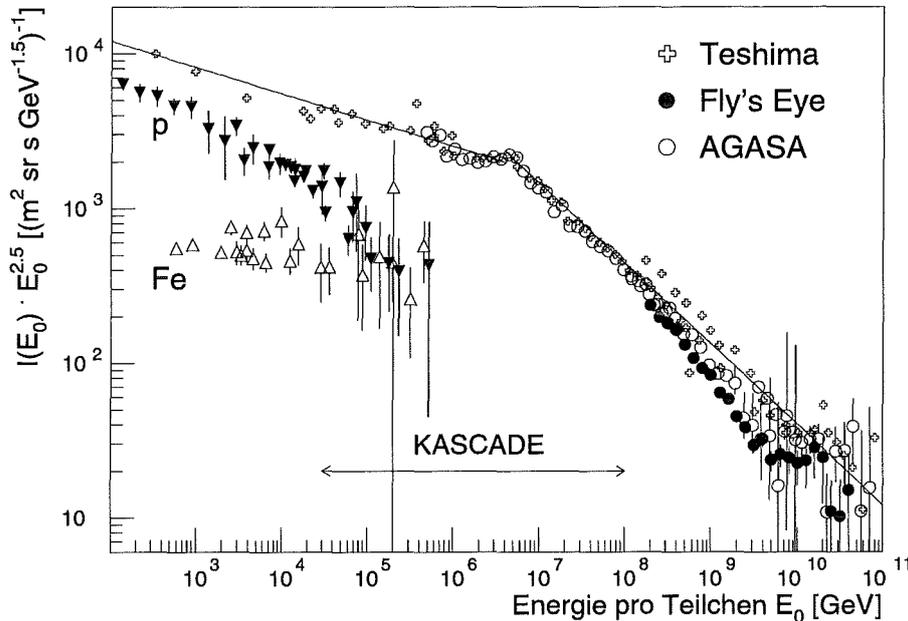


Abbildung 2.1: Das differentielle Energiespektrum der kosmischen Höhenstrahlung. Aufgrund des sehr steilen Abfalls ist die Ordinate zur Verdeutlichung des 'Knies' mit $E_0^{2.5}$ multipliziert [Teshima93, Bird93, Chiba92, Müller91, Engelman90, Ivanenko93, Asakimori93].

stabiler sekundärer Kerne (z.B. $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$) abschätzen. Die ursprünglichen Teilchen der kosmischen Strahlung müssen zwischen ihrer Entstehung und ihrer Beobachtung in Erdnähe im Mittel eine Materiesäule von 1 cm^2 Querschnitt mit 2-7 g interstellarer Materie durchlaufen. Die Dichte der interstellaren Materie beträgt etwa $1.6 \cdot 10^{-24}\text{ g/cm}^2$, was etwa einem Wasserstoff-Atom pro m^3 entspricht. Da diese Materiesäule etwa mit Lichtgeschwindigkeit durchlaufen wird, kann die mittlere Existenzdauer der kosmischen Strahlung auf 10^6 bis 10^7 Jahre geschätzt werden.

Die Entkommwahrscheinlichkeit aus der Galaxis ist eine Funktion der magnetischen Steifigkeit ($R = \frac{pc}{Ze}$), so daß vor allem für die niederenergetischen Teilchen eine Isotropie resultiert, die keinen Hinweis mehr auf Art und Ort der Quelle zuläßt. Die Anisotropie beträgt für Teilchenenergien $E_0 < 10^{14}$ eV weniger als 0.1 %, erst bei Energien $E_0 > 10^{17}$ eV bleibt ein Teil der Richtungsinformation (Anisotropie etwa 1 %) theoretisch erhalten [Hillas84]. Eine signifikante Anisotropie konnte bei Energien $E_0 > 10^{19}$ bisher nicht gefunden werden [Takeda99]. In diesem höchsten Energiebereich ist allerdings nur mit einem Teilchen pro Jahrhundert und km^2 auf der Erde zu rechnen, so daß sich ein Großteil der Information, die man aus der kosmischen Höhenstrahlung gewinnen kann, vorerst auf ihre Energieverteilung und ihre Elementzusammensetzung beschränkt.

2.1.1 Das Energiespektrum

Abbildung 2.1 zeigt die Ergebnisse einiger Experimente, die den energieabhängigen Fluß der kosmischen Höhenstrahlung ermittelt haben. Außerdem sind bis zu dem Energiebereich, in dem eine direkte Messung der Elementzusammensetzung noch möglich ist, die Flüsse für Proton- und Eisen-Kerne dargestellt. Man erkennt ein zunächst konstant abfallendes Potenzspektrum ($\frac{dN}{dE_o} \propto E_o^{-\gamma}$). Bei einer Energie von $\sim 4 \cdot 10^{15}$ eV, dem sogenannten Knie, knickt dieses Spektrum etwas ab. Im niederenergetischen Bereich beträgt $\gamma \sim 2.7$ und ändert sich nach dem Knie auf $\gamma \sim 3$.

Die Ursache dieses 'Knies' ist bisher ungeklärt, kann aber durch die Anwendung verschiedener Modelle abgeleitet werden. So reichen die Erklärungsmöglichkeiten z.B. von einer Änderung der chemischen Zusammensetzung (dies deutet sich aus Extrapolationen direkter Messungen an) über eine Änderung der Beschleunigungsmechanismen oder der Quellen selbst (z.B. der Übergang von galaktischer in extragalaktische Strahlung).

Bei sehr hohen Energien ($E_o \sim 5 \cdot 10^{19}$ eV) zeigt sich eine weitere Struktur im Spektrum, der sogenannte 'Knöchel', der sich in einem Abfall und nachfolgenden Anstieg des spektralen Index äußert. Bei diesen Energien erreicht die Schwerpunktsenergie der Photonen der 2.7 K Hintergrundstrahlung durch Stöße mit Protonen die Energieschwelle für inelastische Pionproduktion ($E \sim 300$ MeV).

Dieser Umstand, der den sogenannten GZK (= Greisen-Zatsepin-Kuz'min)-Cutoff bewirkt ([Greisen66,Zatsepin66]), führt zu einer Verschiebung der extragalaktischen Protonen in den niederen Energiebereich und zu einem Abfall der Rate bei höheren Energien. Die beobachteten Teilchen mit Energien $E_o > 10^{20}$ eV müßten sich aufgrund der daraus resultierenden geringeren Reichweite in relativer Nähe zu uns (~ 20 Mpc) befinden, z.B. könnten sie aus dem VIRGO-Galaxienhaufen stammen.

Zur Untersuchung der Teilchen mit Energien $E_o > 10^{19}$ eV befindet sich derzeit das AUGER-Experiment [Cronin95] in Planung, das jeweils mit 3000 km² Detektorfläche auf der Nord- und Südhalbkugel ausgestattet werden soll.

2.1.2 Die Elementzusammensetzung

Abbildung 2.2 zeigt die Elementzusammensetzung der kosmischen Höhenstrahlung im Vergleich zu der des Sonnensystems aus Messungen im GeV-Bereich. Die deutlichen Ähnlichkeiten könnten damit erklärt werden, daß Teile der kosmischen Strahlung aus Sternenmaterie bestehen. In der kosmischen Strahlung kommen Protonen und Helium seltener vor, dafür sind Lithium, Beryllium und Bor um 6 Größenordnungen häufiger vertreten. Elemente der Kernladungszahl $Z=21-25$ sind ebenfalls häufiger vorhanden. Eine anschauliche Erklärung dafür ist die Wechselwirkung von Vertretern der CNO-

Gruppe (Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff) und Eisen bzw. Nickel mit Protonen des interstellaren Mediums. Aus den Spallationsprozessen entstehen hierbei aus der CNO-Gruppe Lithium, Beryllium und Bor, aus Eisen und Nickel die Elemente Skandium, Titan, Vanadium, Chrom und Mangan ($Z=21-25$). Reduzierte Häufigkeiten ergeben sich für die Elemente, die eine große Ionisationsenergie für das erste Elektron haben; diese könnten theoretisch an der Quelle länger neutral bleiben und somit mit geringerer Effizienz beschleunigt werden.

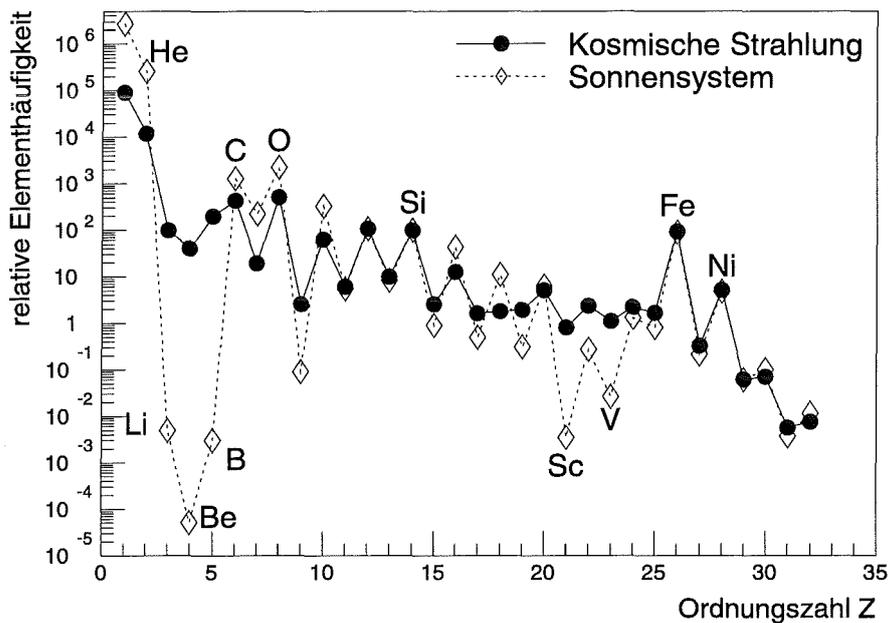


Abbildung 2.2: Die relativen Elementhäufigkeiten der kosmischen Höhenstrahlung im Vergleich zu denen des Sonnensystems [Wefel91].

Wie in Abbildung 2.1 angedeutet wird, ist die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung bis zu einem Energiebereich von etwa $1 \cdot 10^{14}$ eV einer direkten Messung zugänglich, da bis zu diesem Energiebereich der Teilchenfluß ausreichend groß ist, um mit Satelliten oder Ballon-Experimenten direkt gemessen werden zu können. Dieser untere Energiebereich läßt sich in zwei Untergruppen unterteilen: der HE-Bereich (High Energy) mit Energien von 10-100 GeV und den VHE-Bereich (Very High Energy) von 100 GeV bis 100 TeV ($= 10^{14}$ eV). Für Teilchen aus dem HE-Bereich gilt eine starke Beeinflussung durch das Erdmagnetfeld (~ 300 mG) und den Sonnenwind ($\sim 50 \mu\text{G}$). Direkte Messungen der Elementzusammensetzung an der unteren Grenze des HE-Bereichs (vergleiche Abbildung 2.2) ergeben einen Anteil von etwa 90% Protonen, 9 % α -Teilchen und 1 % schwere Kerne bis Eisen. Das Verhältnis von Photonen zu Protonen beträgt etwa 0.1 %, das Verhältnis von Elektronen zu Protonen 1 %. Für Teilchen aus dem VHE-Bereich ist die magnetische Steifigkeit, die die Flugbahn im Magnetfeld bestimmt, groß genug, um diese Einflüsse auf ein vernachlässigbares Niveau zu senken. Oberhalb dieser Energien ist der Fluß mit etwa 10 Teilchen pro

m^2 und Tag jedoch derart gering, daß mehrere hundert m^2 Nachweisfläche notwendig wären, um eine aussagekräftige Statistik zu erhalten. Technische Gründe verhindern bisher, einen solch großen Detektor an den Rand der Atmosphäre zu transportieren und dort zu halten. Deshalb ist man auf bodengestützte Experimente angewiesen, die nicht mehr die direkte Strahlung nachweisen, sondern die Wechselwirkungsprodukte dieser Strahlung mit der Erdatmosphäre. Im UHE-Bereich (Ultra-High-Energy) von 10^{14} eV bis 10^{18} eV reichen die Teilchenenergien aus, um Luftschauer zu erzeugen, die nicht bereits in der Atmosphäre gestoppt werden, sondern den Erdboden erreichen können. Die Möglichkeiten, um Luftschauer nachzuweisen, sind vielfältig:

- Zum einen kann die Atmosphäre als Detektor genutzt werden, indem man mit Spiegel-Teleskopen das in größeren Höhen entstehende Cerenkov-Licht nachweist. Dieses Licht entsteht immer dann, wenn die Geschwindigkeit von Teilchen größer als die Lichtgeschwindigkeit im betreffenden Medium ist. Mit dieser Technik werden zum Beispiel γ -Quellen am Himmel gesucht. Da diese hochenergetischen Photonen vorwiegend im TeV-Bereich liegen, erreichen die von ihnen ausgelösten Schauer den Erdboden nicht.
- Für sehr hohe Energien und die daraus resultierenden großen Teilchenzahlen läßt sich auch das Fluoreszenzlicht nachweisen, das an den Stickstoffmolekülen der Luft von diesen Teilchen erzeugt wird.
- Die klassische Alternative bieten Detektor-Arrays, die die geladenen Teilchen eines Luftschauers registrieren. Ein Beispiel dafür ist das Experiment KASCADE mit seinen verschiedenen Komponenten (siehe Kapitel 3). Teilchen mit Energien größer als 10^{18} eV werden dem EHE-Bereich (Extreme High-Energy) zugeordnet. Diese Teilchen produzieren Luftschauer mit sehr weiten lateralen Ausdehnungen, die mit Nachweisflächen von vielen km^2 Fläche nachgewiesen werden. (Beispiele dafür sind z.B. das AGASA-Experiment in Japan [Hayashida96] oder das in Planung befindliche Auger-Projekt [Cronin95].)

2.1.3 Quellen, Beschleunigung und Transport

Die Quellen der kosmischen Strahlung sind noch nicht geklärt. Aufgrund der Ähnlichkeit in der Zusammensetzung von Sternmaterie bzw. Supernova-Vorläufersternen und kosmischer Strahlung (vergleiche Abbildung 2.2) sind z.B. Supernovae mögliche Kandidaten. Dafür spricht auch eine Abschätzung der Luminosität [Ginzburg64], die für die kosmische Strahlung ($L \sim 10^{41}$ erg/s) in einer vergleichbaren Größenordnung liegt wie die von Supernovae ($L \sim 10^{40}$ erg/s).

Unter der Annahme, daß die Quellen der kosmischen Strahlung in Supernova-Explosionen zu suchen sind, kann das Knie aus den Mechanismen der Beschleunigung abge-

leitet werden. Diese werden durch die sogenannte Fermi-Beschleunigung 1.Ordnung [Axford77,Blandford78,Bell78,Krymsky77] beschrieben. Dabei wird angenommen, daß relativistische Teilchen durch wiederholte Reflektion an Schockfronten im Mittel eine Energie $\Delta E \propto \frac{V}{c}$ gewinnen. Die Schockfront entsteht dabei durch das Aufeinanderstoßen zweier Gebiete mit Magnetfeldern mit großer Geschwindigkeit. V bezeichnet die Relativgeschwindigkeit der beiden Gebiete vor und nach der Stoßfront. Die Wahrscheinlichkeit einer erneuten Beschleunigung, wie auch der jeweilige Energiegewinn $\eta = \frac{\Delta E}{E}$, sind energieunabhängig. Damit kann für den Fluß ein Potenzgesetz $N \propto E^{-\alpha}$ vorhergesagt werden. Der differentielle Index, der unter realistischen Vorhersagen für die Schockfronten und das interstellare Medium ermittelt wurde, liegt bei $\gamma \sim 2$ und entspricht damit etwa dem gemessenen Wert. Diese Art der Beschleunigung ist allerdings durch die Lebensdauer der Schockfronten begrenzt ($T < 10^5$ a) und reicht nur zu einer Beschleunigung der Teilchen bis zu einer Energie $E_{max} \sim 100 \cdot \frac{Z}{A} \frac{TeV}{n}$ [Lagage 83].

Dies entspricht sehr grob der Knie-Energie. Energien oberhalb des Knies könnten z.B. durch Supernova-Explosionen in den Wind des Vorgängersterns entstehen [Biermann94]. Dabei wäre durch kurze Stoßfronten in hohen Magnetfeldern, wie sie etwa bei Präsupernovaexplosionen entstehen, eine Beschleunigung bis 10^{16} eV möglich.

Anhand des Nachweises von Synchrotronstrahlung, die entsteht, wenn hochenergetische Elektronen sich innerhalb eines Magnetfeldes bewegen, kann zumindest nachgewiesen werden, daß in Supernovae beschleunigende Prozesse ablaufen. Ein Beispiel dafür ist durch den Krebs-Nebel gegeben, der den gasförmigen Rest der Supernova aus dem Jahre 1054 darstellt. Die von diesem Objekt nachgewiesene Strahlung zeigt ein kontinuierliches Spektrum und ist stark linear polarisiert. Dies ist ein ganz deutlicher Hinweis auf Synchrotronstrahlung. Die Elektronen stammen dabei aus einem Pulsar im Inneren des Krebsnebels, der den stellaren Überrest der Supernova darstellt. Ein zweites Beispiel ist durch den Überrest der Supernova 1006 gegeben. Dort wurde ein Überschuß nichtthermischer Röntgenstrahlung an den nordöstlichen und südwestlichen Rändern nachgewiesen. Dies weist ebenfalls auf Synchrotronstrahlung hin. Mit diesen beiden Beispielen ist aber nur gezeigt, daß Supernova-Überreste Elektronen beschleunigen. Die Beschleunigung geladener Kerne sollte sich zusätzlich in γ -Strahlung äußern, die aus der Wechselwirkung der hochenergetischen Kerne mit dem interstellaren Medium, beziehungsweise aus Produktion und dem Zerfall ungeladener Pionen entsteht.

Eine weitere Unklarheit ist durch den Umstand gegeben, daß die Beschleunigung an den Stoßfronten der Supernovae nur mit bereits relativistischen Teilchen effektiv funktioniert. Ein Injektionsmechanismus muß die Teilchen in den MeV-Bereich beschleunigen, bevor sie an den Stoßfronten auf höhere Energien beschleunigt werden können.

Neben Supernovae werden noch andere mögliche Quellen diskutiert. Pulsare könnten durch Wechselwirkung mit ihren Magnetfeldern theoretisch bis 10^{20} eV beschleunigen. Von diesen rotierenden Neutronensternen würden lediglich 10-100 benötigt, um die erforderliche Luminosität zu erreichen. Allerdings ist noch kein Mechanismus bekannt, mit denen diese größere Materiemassen emittieren könnten.

Als Mechanismus der über den Beschleunigungsbereich der Supernovae hinausreichenden Energien wird zum Beispiel die Stoßfront diskutiert, die entsteht, wenn der galaktische Wind auf das intergalaktische Medium trifft. Diese Stoßfront weist eine Lebensdauer auf, die in der Größenordnung des Alters der Galaxis liegt und deshalb zu viel höheren Energien beschleunigen kann als die Schockfronten der Supernovae. Aus einem vergleichbaren Grund könnten die langlebigen Stoßfronten von den Jets aktiver Galaxien zum intergalaktischen Medium die Teilchen extragalaktisch beschleunigen. Die Hauptquellen der kosmischen Strahlung im niederenergetischen Bereich dürften vorwiegend in unserer Galaxis liegen, da die Energiedichte der kosmischen Strahlung im intergalaktischen Raum unter der Annahme alleiniger extragalaktischer Quellen unverhältnismäßig hoch wäre.

Eine weitere Möglichkeit, das Knie herzuleiten, besteht aus einer Betrachtung der Transportmechanismen durch die Galaxis. Die genaue Beschreibung des Transportes durch das interstellare Medium kann theoretisch sehr genau mit Diffusionsgleichungen beschrieben werden, die alle Mechanismen, wie Diffusion, sämtliche Wechselwirkungen und Zerfälle als Funktion von Ort, Zeit und Energie teilchenabhängig berücksichtigen. Dazu ist allerdings die Kenntnis aller Elementhäufigkeiten, Wechselwirkungsquerschnitte und Lebensdauern, und vieler galaktischer Größen, wie zum Beispiel die Verteilungen der Magnetfelder des interstellaren Gases, notwendig. Da diese Größen nur sehr unsicher zu bestimmen sind, behilft man sich mit Mittelwerten dieser Größen, die ein stark vereinfachtes Modell bilden. Die Diffusion wird durch eine freie Bewegung der Teilchen ersetzt. Mit einem solchen Modell (**Leaky-Box-Modell**) ist die Bewegung der Teilchen durch die Galaxis phänomenologisch beschreibbar.

Dieses Modell beschreibt die Ausbreitung der Teilchen und ihr energieabhängiges Verbleiben in einem definierten Volumen bzw. in der Galaxis. Es wird die Annahme gemacht, daß sich die Teilchen frei in dem Volumen bewegen und am Rand reflektiert werden. Eine Entkommwahrscheinlichkeit aus diesem Volumen wurde durch [Gupta89, Gaisser92] mit folgenden Beziehungen abgeschätzt:

$$\lambda_{esc} \sim 11 \frac{g}{cm^2} \quad R > 4GV \quad (2.1)$$

$$\lambda_{esc} \sim 11 \frac{g}{cm^2} \left(\frac{4}{R}\right)^\delta \quad R \leq 4GV \quad (2.2)$$

$R = \frac{pc}{Z_e}$ beschreibt die magnetische Steifigkeit, δ wurde zu 0.6 ermittelt. λ_{esc} bezeichnet die Weglänge, die ein Teilchen innerhalb des Volumens zurücklegt.

Relativistische Protonen weisen eine mittlere freie Weglänge von $\lambda_p = 55 \text{ g/cm}^2$ auf, die größer als λ_{esc} ist. Für Eisenkerne gilt $\lambda_{fe} = 2.69 \text{ g/cm}^2 < \lambda_{esc}$. Unter Verwendung der Modellannahmen für $E > 4 \text{ GeV}$ und dem gemessenen Protonfluß mit $\gamma \sim 2.7$ resultiert eine Vorhersage für das Proton-Quellspektrum :

$$N_p(E) \propto Q_p(E) \cdot E^{-\delta} \quad (2.3)$$

$$Q_p(E) \propto E^{-\gamma+\delta} \sim E^{-2,1} \quad (2.4)$$

Für das Eisen-Quellspektrum mit dem gemessenen Index von $\gamma \sim -2$ ergibt sich

$$N_{fe}(E) \propto Q_{fe}(E) \propto E^{-\gamma_{fe}} \sim E^{-2} \quad (2.5)$$

Daraus folgt, daß die Quellspektren zwar massenunabhängig, die Spektralindizes am Nachweisort aber massenabhängig sind. Das Knie kann damit aus der mit zunehmenden Energien ansteigenden Entkommwahrscheinlichkeit bei massenabhängigen spektralen Indizes als Änderung der Zusammensetzung gedeutet werden.

Ein weiterer Erklärungsansatz für das Knie wäre die Änderung der hadronischen Wechselwirkungsquerschnitte in der Atmosphäre.

Ein indirekter Hinweis über die Herkunft des Knies beziehungsweise die Quellen der kosmischen Strahlung ergibt sich vor allem durch die Kenntnis der energieabhängigen Elementzusammensetzung, die in dieser Arbeit in einem Energiebereich um das Knie herum bestimmt wird. Damit kann geklärt werden, ob sich zum Beispiel die Quellen nach dem Knie ändern, was sich in einer deutlichen Änderung der Elementzusammensetzung äußern könnte. Ein massenunabhängiger Beschleunigungsprozeß könnte den Fluß aller Teilchen bei derselben Energie gleichmäßig herabsetzen. Massenabhängige Spektralindizes und Knie-Positionen würden beispielsweise die Berechnungen mit dem Leaky-Box-Modell bestätigen.

2.2 Entwicklung eines Luftschauers

Ein Luftschauer entsteht durch die Wechselwirkung eines Teilchens der kosmischen Höhenstrahlung mit der Erdatmosphäre. Dabei entstehen Mesonen (vor allem π^0, π^+ und π^-), Baryonen und Leptonen. Die geladenen Mesonen zerfallen über die schwache Wechselwirkung und bilden die **myonische Komponente** aus:

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad \tau = 2.6 \cdot 10^{-8} s \quad (2.6)$$

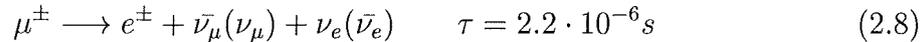
$$K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad \tau = 1.24 \cdot 10^{-8} s \quad (2.7)$$

Myonen weisen in Luft eine sehr große kritische Energie¹ ($E_{krit} = 3.6$ TeV) auf, d.h. die Energieverluste resultieren fast nur aus Ionisationsprozessen. Dieser Energieverlust beträgt in Luft für minimal ionisierende Teilchen nur 1.8 MeV pro g/cm². Daraus folgt eine sehr große Reichweite der Myonen und eine Lateralverteilung, die mehrere 100 m weit reichen kann. Die Anzahl der Myonen, von denen im Mittel 50 % den Erdboden erreichen, ist eine gute Meßgröße für die Primärenergie E_0 und in grober Näherung

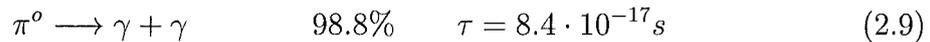
¹Das ist die Energie, bei der die Energieverluste durch Ionisation und Bremstrahlung gleich groß sind.

2 Die kosmische Höhenstrahlung

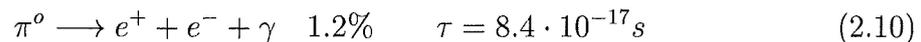
massenunabhängig. Ein Zerfall der Myonen geschieht nach folgendem Modus:



Dieser Zerfall liefert einen kleinen Beitrag zur **elektromagnetischen Komponente**, die bei höheren Energien vor allem durch den Zerfall ungeladener Pionen entsteht:



oder



Ein alternierender teilchenvervielfachender Prozeß von Bremsstrahlung und Paarbildung findet solange statt, bis die Energie der Elektronen die kritische Energie in Luft $E_{krit} = 81 \text{ MeV}$ unterschreitet. Danach überwiegen die Energieverluste durch Ionisation und die Teilchenzahlen sinken. Im Mittel entstehen so am Erdboden für Energien von 10^{15} eV etwa 10^5 Elektronen, für niedrigere Energien von 10^{14} eV etwa 10^4 Elektronen. Die Breite der Lateralverteilung der Elektronen, die im Bereich von 150 m liegt, ist vor allem durch die Coulombstreuung bestimmt.

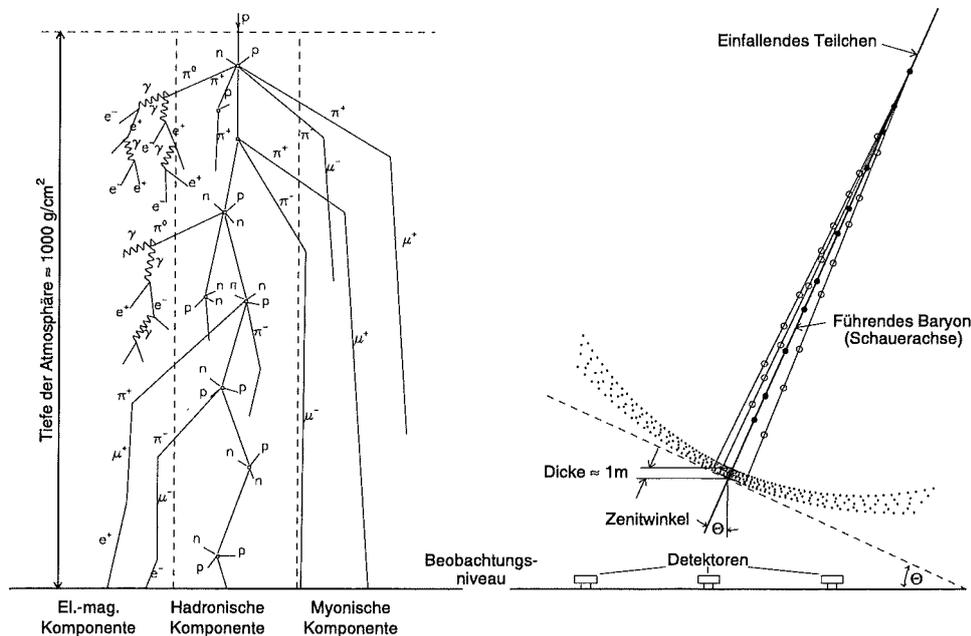


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers. Die Vielfalt und Multiplizität der Prozesse, die zur Luftschauerentwicklung führen, können nur angedeutet werden. Bei einem Schauer, der durch ein Primärteilchen mittlerer Energie ($E_0 \sim 10^{15} \text{ eV}$) ausgelöst wurde, erreichen z.B. $\sim 10^5 - 10^6$ Teilchen den Erdboden.

Die elektromagnetische und die myonische Komponente werden durch den Zerfall von geladenen und ungeladenen Mesonen aus der **hadronischen Komponente** unterstützt. In der oberen Atmosphäre findet ein konkurrierender Prozeß von Teilchenzerfall aufgrund des höheren γ - Faktors und Wechselwirkungen aufgrund der niedrigeren Dichte der Luft statt. In tieferen Regionen finden vorwiegend hadronische Wechselwirkungen statt. Dabei entstehen Kernbruchstücke, Protonen und Neutronen, die wiederum hadronisch wechselwirken. Hochenergetische Hadronen bleiben vorwiegend in einem Radius von etwa 10 m um die Schauerachse verteilt.

Die Energie des primären Teilchens spiegelt sich in der Größe der 3 Komponenten wider. Auf Meereshöhe ergibt sich für die Hadronzahl ein Anstieg mit $E^{1.6}$, die Myonenzahl steigt mit $E^{0.95}$ und die Elektronenzahl mit $E^{1.25}$.

Im Mittel findet die erste Wechselwirkung in einer Höhe von ungefähr 20 km statt. Die Höhe der ersten Wechselwirkung hängt dabei bei gleicher Energie von der Masse des primären Teilchens ab. Ein Schauer, der durch einen Kern der Masse A ausgelöst wurde, kann vereinfacht als Überlagerung von A protoninduzierten Schauern der Energie E_0/A betrachtet werden. Der geometrische Querschnitt ist für schwere Kerne vergrößert. Eiseninduzierte Schauer entstehen aufgrund höherer inelastischer Wechselwirkungsquerschnitte demnach früher in der Atmosphäre als protoninduzierte Schauer. Die Behandlung bzw. Modellierung der hadronischen Wechselwirkungen wird in Kapitel 4 etwas ausführlicher erläutert.

Alle drei Schauerkomponenten bzw. deren Entwicklung sind in Abbildung 2.3 noch einmal schematisch dargestellt.

Mit diesem Experiment können alle drei Komponenten eines ausgedehnten Luftschauers analysiert werden. Ein großer Vorteil ist die gleichzeitige Aufnahme und die Möglichkeit der gleichzeitigen Auswertung vieler Schauerkomponenten. So können Schauerfluktuationen durch Multiparameter-Analysen besser berücksichtigt werden. Hauptziel des Experimentes ist die Messung des Energiespektrums und die Bestimmung der chemischen Komposition. Außerdem können mit den gemessenen Daten hadronische Wechselwirkungsmodelle getestet werden. Diese stellen die Grundlage aller Schauersimulationen (siehe auch Kapitel 4) dar und ermöglichen erst eine physikalische Interpretation der KASCADE-Daten.

Abbildung 3.1 zeigt einen Lageplan des KASCADE-Experimentes mit dem in der Mitte gelegenen Zentraldetektor zur Messung der hadronischen Komponente und zur Messung hochenergetischer Myonen im Schauerkern. Über eine Fläche von 200 m x 200 m befindet sich das Detektor-Array zum Nachweis der im Gegensatz zu den Hadronen sehr weit lateral ausgedehnten elektromagnetischen und myonischen Komponente. Zusätzlich befindet sich ein Tunnel mit Detektorsystemen zur Rekonstruktion von Myonenspuren im Aufbau.

Tabelle 3.1 gibt Charakteristika der verschiedenen Elemente des KASCADE-Experimentes an.

Das KASCADE-Experiment			
	nachzuweisende Teilchen	Nachweisfläche m^2	Schwelle
Kalorimeter	Hadronen	320 x 8	20 GeV
Triggerebene	Myonen	200	470 MeV
Topcluster	Elektronen/ γ 's	23	
Myonkammern	Myonen	131 x 2	2 GeV
Myontunnel	Myonen	144 x 3	0.8 GeV
Array	Elektronen/ γ 's	490	10 MeV
Array	Myonen	622	250 MeV

Tabelle 3.1: Schwelle und Nachweisfläche der verschiedenen Detektor-Komponenten im Überblick.

In der Mitte des KASCADE-Experimentes befindet sich der Zentraldetektor (Abbildung 3.2), der sich in verschiedene Komponenten unterteilt:

Das Hadronkalorimeter mit einer Fläche von 16 m x 20 m und einer Tiefe von 2.2 m besteht aus 8 Detektorlagen, zwischen denen sich Absorberschichten aus Eisen befinden, deren Dicke mit zunehmender Tiefe zunimmt. Insgesamt beträgt die Dicke der Absorberschicht etwa 11 hadronische Wechselwirkungslängen. Die Detektorlagen sind aus 10000 Ionisationskammern, die mit TMS (= Tetramethylsilan) gefüllt sind, zusammengesetzt. Eine einzelne Ionisationskammer hat eine Fläche von 50 cm x 50 cm und ist 1 cm dick. Jede Kammer ist in 4 Segmente unterteilt, die getrennt ausgelesen werden.

Unterhalb der dritten Absorberlage befindet sich eine Lage aus 456 Plastikszintillatoren mit jeweils 0.45 m² Fläche, die Triggerebene, die für zwei Aufgabenbereiche zuständig ist. Zum einen triggert sie die gesamte Datenaufnahme des Zentralkalorimeters und zum anderen dient sie zur Messung von Ankunftszeiten einzelner Hadronen und Myonen sowie zur Messung von Myonen außerhalb des Schauerkerne. Unterhalb des Kalorimeters befinden sich unter einer 1m dicken Betonschicht zusätzliche 131 m² Nachweisfläche für Myonen, die durch 2 Lagen von jeweils 32 Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) repräsentiert werden. Diese werden mit einer Mischung aus Argon und Isobutan betrieben. Ein Myonnachweis erfolgt mit einer Ortsauflösung < 1 cm. Auf dem Dach des Zentralkalorimeters ist das Top-Cluster aufgebaut, das aus 50 Plastikszintillatoren mit jeweils 0.45 m² Fläche besteht. Aufgrund der im Vergleich zum KASCADE-Array sehr kleinen Gitteranordnung können damit bereits sehr kleine Luftschauer ($E_0 > 10^{13}$ eV) nachgewiesen werden.

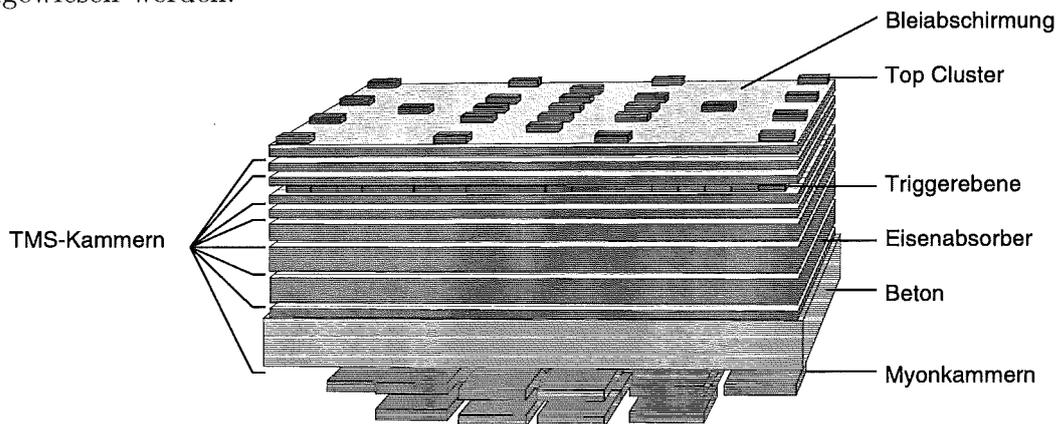


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Zentralkalorimeters. Die Darstellung zeigt eine Gesamtansicht des Kalorimeters mit Top-Cluster, Ionisationskammern, der Triggerebene und den Myonkammern.

Zum zusätzlichen Myonennachweis befindet sich derzeit ein Myonentunnel im Aufbau (Abbildung 3.3). Dieser befindet sich unter einer Abschirmung aus Erde, Beton und Eisen, die etwa 18 elektromagnetischen Strahlungslängen entspricht. Der Tunnel ist 48 m lang, 5.4 m breit und 2.4 m hoch. Im ausgebauten Zustand sollen sich in diesem Tunnel 18 Detektortürme befinden, die aus je vier Lagen Streamertubes bestehen. Die Elemente sind 4 m lang und 2 m breit. Zur Verbesserung der Nachweiseffizienz für schräg einfallende Myonen werden auch an den Tunnelwänden Detektorebenen angebracht. Die Streamertubes selbst bestehen aus 9 mm x 9 mm leitenden PVC-Profilen, die mit einem Gemisch aus Argon- und Isobutan gefüllt sind. Im Moment sind 50% der Module meßbereit und wurden bereits in die allgemeine Datennahme integriert. Die Aufgabe des Myonentunnels soll in der Myonenspurrekonstruktion liegen, aus der die Ankunftsrichtung der Myonen bestimmt werden kann. Daraus kann zusammen mit der Schauerrichtung, die aus dem KASCADE-Array ermittelt worden ist, auf die mittlere Produktionshöhe der Myonen geschlossen werden, die ein Hinweis auf die Masse des Primärteilchens liefert. Zusätzlich kann mit dem Myonentunnel die laterale Verteilung der Myonen auch in der Nähe des Schauerkerns erschlossen werden.

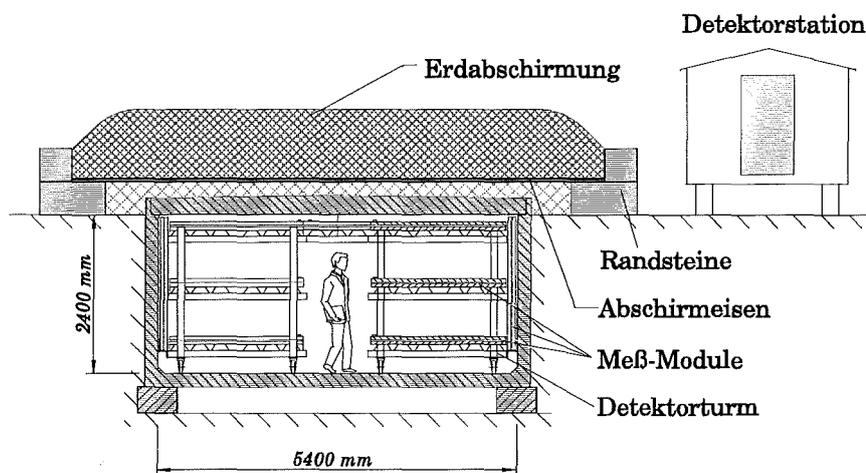


Abbildung 3.3: Der Myonentunnel. Unterhalb einer Abschirmung aus Erde, Beton und Eisen sollen sich nach Fertigstellung 3 horizontale Lagen sowie eine Detektorwand mit jeweils 144² Streamertubes zum Myonennachweis in diesem Tunnel befinden.

Das KASCADE-Array besteht aus einer Matrix von 16 x 16 Detektorstationen, die jeweils in einem Abstand von 13 m zueinander angeordnet sind. Diese Stationen enthalten Myon- und Elektron-Detektoren. Die vier inneren Stationen an der Position des Zentraldetektors entfallen, es stehen also nur 252 Stationen zur Verfügung.

Abbildung 3.4 zeigt die Anordnung von Elektron- und Myon-Detektor in einer der 252 Detektorstationen. In den inneren vier Clustern (um den Zentraldetektor, siehe Abb.3.1) befinden sich keine Myon-Detektoren, dafür jeweils vier Elektron-Detektoren. In den übrigen Stationen befinden sich jeweils ein Myon- und zwei Elektron-Detektoren. Die segmentierten Myon-Detektoren befinden sich unterhalb einer Blei-Eisen-Abschirmung, die die elektromagnetische Komponente absorbieren soll. Trotz der Abschirmung, die etwa 20 elektromagnetische Strahlungslängen beträgt, stammt ein keineswegs vernachlässigbarer Anteil an Energieverlust im Myondetektor von der elektromagnetischen Komponente. So können z.B. hochenergetische Photonen in der Abschirmung aufschauern und im Myon-Detektor ein Myon-Signal vortäuschen. Auch der myonische Energieverlust im Elektron-Detektor muß berücksichtigt werden. Für beide Detektoren gilt, daß auch der hadronische Energieverlust korrigiert werden muß.

Für die gegenseitige Korrektur der Energieverluste in den Detektoren wurde ein iteratives Verfahren entwickelt, das in Kapitel 5 beschrieben wird.

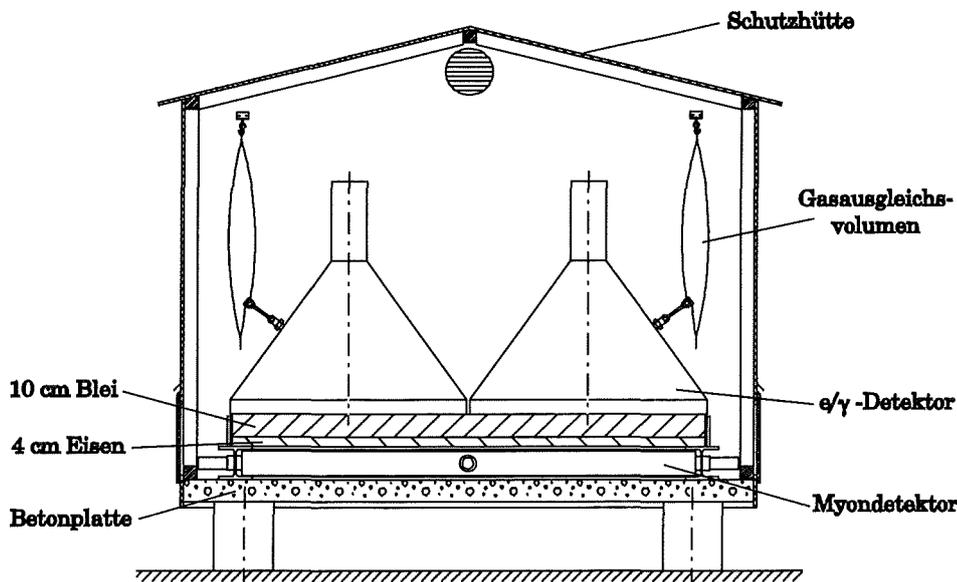


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau einer Meßstation des KASCADE-Arrays. Eine Station beinhaltet jeweils Elektron-Detektoren zum Nachweis der elektromagnetischen Komponente und Myon-Detektoren zur Messung der myonischen Komponente.

Abbildung 3.5 zeigt schematisch den Aufbau des Elektron-Detektors: Der Detektor zur Messung der elektromagnetischen Komponente besteht im wesentlichen aus einem Edelstahlkegel, der mit 33 kg Flüssigszintillator (Paraffinöl mit Pseudo-

cumol als Szintillatorgrundstoff) gefüllt ist. Der Durchmesser des Kegels beträgt einen Meter, die Füllhöhe des Szintillators nur etwa 5 cm. Die Innenwände des Kegels sind mit weißer Reflektorfarbe gestrichen. Um den Szintillator vor Oxidationsprozessen zu schützen, wird der Detektor direkt nach dem Füllen mit Argon gespült. Zum Ausgleich von Temperatur- und Luftdruckschwankungen ist ein Gasausgleichssack aus Nylon am Kegel angebracht. Am Oberrand des Kegels befindet sich ein Plexiglaskegel, der als Lichtsammler dient. Darauf ist auf Silikonöl ein 3“ Photomultiplier angebracht, dessen Signale nicht nur über die Anode ausgelesen werden, sondern auch über eine Dynode ausgekoppelt werden können. Dies gewährleistet den für das KASCADE-Experiment angestrebten hohen dynamischen Bereich von bis zu 2000 nachweisbaren Teilchen pro Detektor. Am Plexiglaskegel befindet sich ein Lichtleitkabel, um mit Lasermessungen die Signallaufzeiten der einzelnen Detektoren eines Clusters zueinander eichen zu können. Ursprünglich sollte ein Bleimantel Photonen in Elektronen konvertieren, um die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen zu erhöhen. Damit sollte vor allem die Winkelauflösung optimiert werden, da KASCADE ursprünglich auch für die Suche nach Punktquellen konzipiert worden ist. Diese Konversion erschwert die Umrechnung der Signale des Elektron-Detektors in Elektronen erheblich, so daß Bleikonverter im momentanen Aufbau keine Verwendung finden.

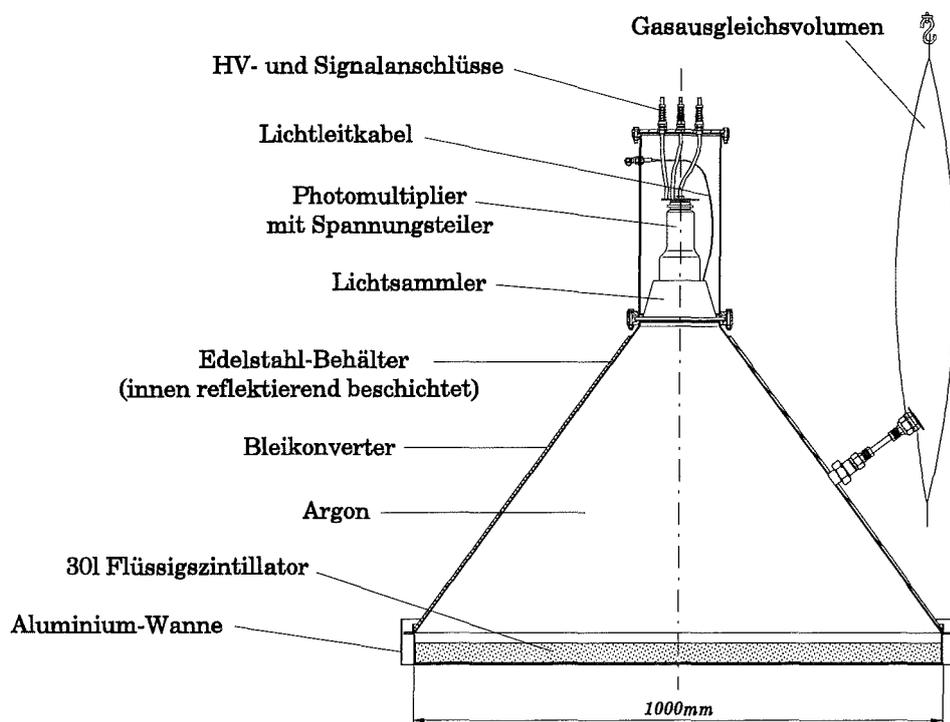


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des Elektron-Detektors.

Der Myondetektor (Abbildung 3.6) ist aus vier einzelnen Feststoffsintillatorplatten zusammengesetzt. Das Maß der Platten beträgt 90 cm x 90 cm, die Dicke 3 cm. Die einzelnen Platten sind mit Wellenlängenschiebern umgeben bzw. verbunden. Diese wandeln das blaue Licht des Szintillators ($\lambda_{max} = 420 \text{ nm}$) in grünes Licht um ($\lambda_{max} = 520 \text{ nm}$) und leiten es über Totalreflektion weiter. Vier mit Silikonkissen angekoppelte 1.5“ Photomultiplier befinden sich an der Stirnseite des Detektors und lesen dort jeweils drei Wellenlängenschieber aus. Jeder Photomultiplier liest also 2 Platten aus, die selbst von je zwei Photomultipliern gesehen wird. Dadurch erzeugt ein durchfliegendes Teilchen ein koinzidentes Signal in mindestens zwei benachbarten Photomultipliern. Diese Anordnung wird vor allem genutzt, um den Untergrund, der durch das Rauschen der Photomultiplier entsteht, wirksam zu unterdrücken. Die Anzahl der beteiligten Photomultiplier (=Hitbit 2, 3 oder 4) eines Ereignisses wird zusätzlich verwendet, um aus den deponierten Energien im Myon-Detektor die Anzahl der beteiligten Myonen auszurechnen (Siehe Kapitel 5.3).

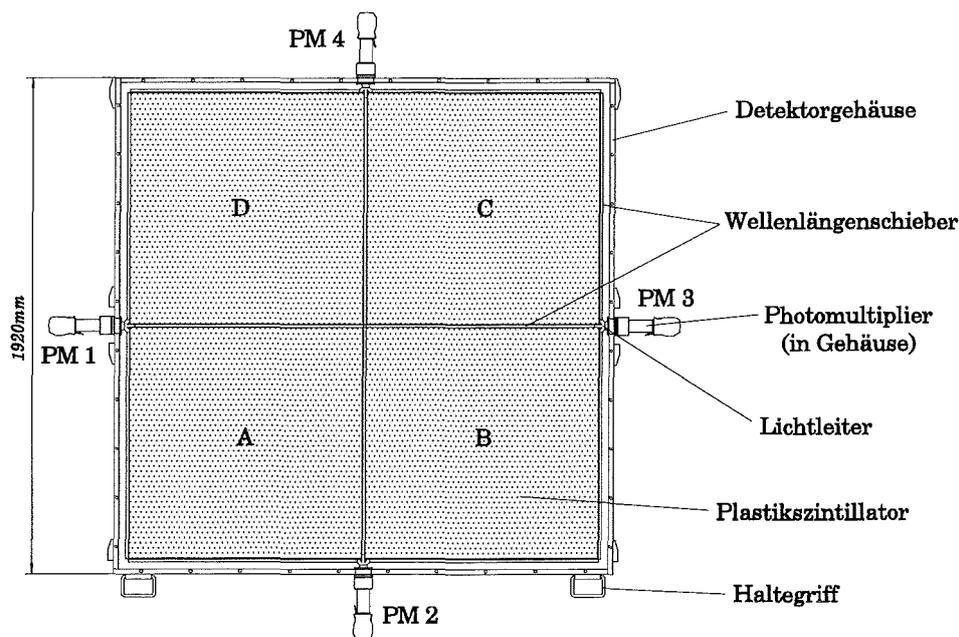


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau des Myon-Detektors.

Abbildung 3.7 zeigt zur Veranschaulichung Energie- und Zeit-Verteilungen, die von den Elektron- und Myon-Detektoren gemessen werden.

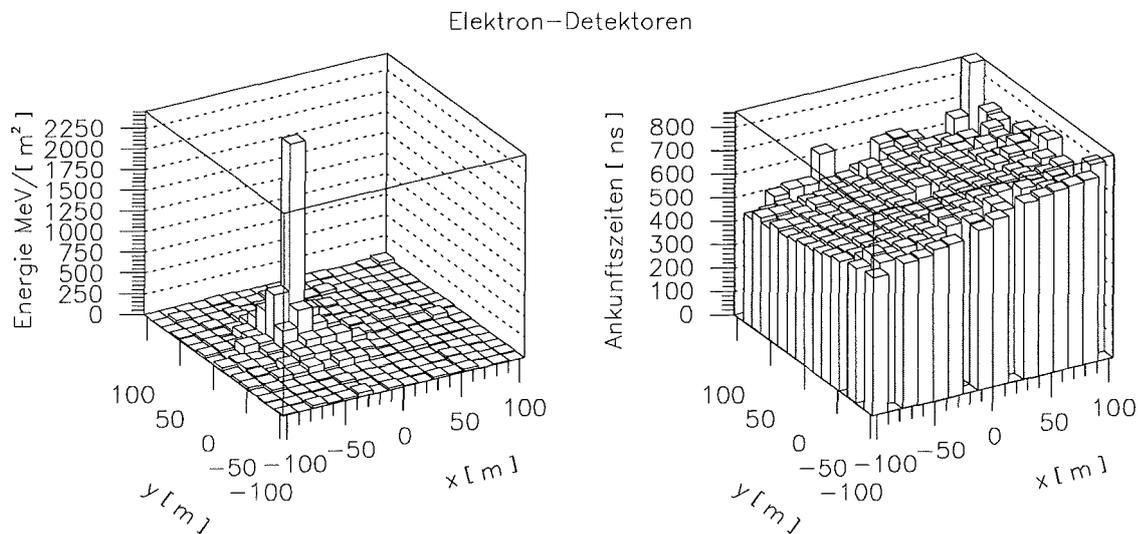
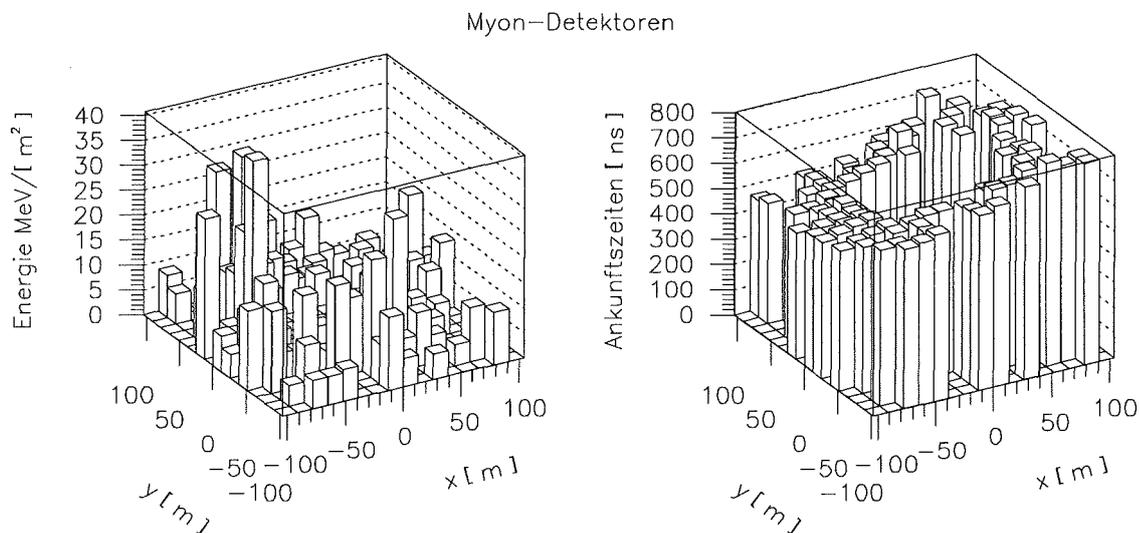


Abbildung 3.7: Ein Luftschauer-Ereignis, wie es von den Detektoren des KASCADE-Arrays registriert wird. Die Energie des hier dargestellten Luftschauers beträgt etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV, der rekonstruierte Zenitwinkel liegt bei $\theta = 20^\circ$. Die beiden oberen Bilder zeigen die Detektorantwort des Elektron-Detektors, die beiden unteren die des Myon-Detektors. Man erkennt die steile Verteilung der Energiedichten im Elektron-Detektor mit einem Maximum an deponierter Energie im Schauerzentrum. Aus der Verteilung und Steigung der Ankunftszeiten läßt sich die Richtung des Schauers bestimmen. Die Struktur dieses Ereignisses findet sich auch in den Myon-Detektoren wieder. Die Energien zeigen aufgrund der noch nicht korrigierten Beiträge von Photonen, Elektronen und Hadronen eine weniger deutliche Verteilung, während die Schauerrichtung sehr deutlich zu erkennen ist.



4 Simulationsrechnungen

Die grundlegende Methode bei der Analyse von Luftschauerdaten ist der Vergleich der gemessenen Daten mit Vorhersagen von möglichst vollständigen Monte-Carlo-Simulationen. Zur Luftschauersimulation steht das Programm CORSIKA (= COsmic Ray Simulation for KAscade) [Heck98,Knapp97] zur Verfügung. Eine solche Simulation berechnet sukzessive sämtliche Prozesse, die zur Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers führen (Vergleiche Kapitel 2.2). Dabei werden die Wechselwirkungen eines Teilchens mit wählbarer Primärenergie und Masse (Photonen, Kerne von Wasserstoff bis Eisen) von ihrer ersten Wechselwirkung in der Atmosphäre bis zum Erdboden verfolgt. Dies beinhaltet Prozesse, die durch die Quantenelektrodynamik beschreibbar sind, wie etwa der Transport der Teilchen durch die Atmosphäre, Ionisationsverluste und Vielfachstreuung, die Ablenkung im Erdmagnetfeld, sowie grundsätzlich alle elektromagnetischen Prozesse. Dieser Teil der Simulation ist gut definiert, da die QED eine Berechnung aller zugrundeliegenden Prozesse auch bei höchsten Energien gestattet. Zur Beschreibung der elektromagnetischen Komponente sind zwei Möglichkeiten implementiert: die Option EGS4 [Nelson85], die ein explizites Tracking der Teilchen durch die Atmosphäre bewirkt, und die Option NKG, die die laterale Verteilung der Elektronen am Erdboden analytisch mit der NKG-Funktion (siehe Kapitel 6.5) ausrechnet. Die Verwendung der NKG-Option spart sehr viel Rechenzeit, liefert aber nicht so detaillierte Ergebnisse und ist deshalb nur für eher allgemeine Abschätzungen von Interesse. Die niederenergetischen hadronischen Wechselwirkungen wurden mit dem GEISHA-Modell [Fesefeld85] gerechnet. Problematischer ist die Simulation von hadronischen Wechselwirkungen bei sehr hohen Energien, bei denen die Wirkungsquerschnitte nicht bekannt sind, und die nicht aus niederen Energien extrapoliert werden können. Bei niederen Energien wird auch mit teilphänomenologischen Modellen gerechnet, dort können die Modelle aber direkt an Beschleunigerdaten getestet und angepaßt werden. Der Energiebereich, der dem KASCADE-Experiment zugänglich ist, liegt bei 10^{14} eV bis 10^{17} eV, die mit Teilchenbeschleunigern maximal erreichbare Schwerpunktsenergie liegt dagegen derzeit bei $1.8 \cdot 10^{12}$ eV (Fermilab, Chicago, $p\bar{p}$ wird $\sim 10^{14}$ eV) erreichen. Allerdings ist für die Beschreibung der Luftschauerphysik eher die Vorwärtsstreuung (fixed target) von Interesse. Um die oben angegebenen Energien für diesen Prozeß zu erreichen, ist noch mehr Beschleunigerleistung notwendig. Der geplante LHC¹ wird

¹=Large Hadron Collider, CERN

$\sim 1.5 \cdot 10^{13}$ eV erreichen.

Prozesse der Quantenchromodynamik, die die starke Wechselwirkung beschreiben, werden unter anderem durch die Kopplungskonstante α beschrieben. Die energieabhängige Berechnung dieser Konstanten ist störungstheoretisch jedoch nur für große Impulsüberträge möglich. Viele Mechanismen der Luftschauerphysik gehören jedoch zu den sogenannten weichen Prozessen, die durch kleine Impulsüberträge gekennzeichnet sind. Genauso sind die Teilchenproduktion bzw. die Mechanismen der hadronischen Wechselwirkung bei den höheren Energien unklar und werden in der Simulation durch verschiedene phänomenologische Ansätze modelliert. Dies führt dazu, daß vor einer definitiven Aussage über die Ergebnisse der Analyse die verwendeten hadronischen Wechselwirkungsmodelle zunächst anhand der Daten überprüft werden müssen.

Im folgenden Abschnitt wird etwas näher auf die in dieser Arbeit verwendeten Wechselwirkungsmodelle eingegangen.

4.1 Die hadronischen Wechselwirkungsmodelle

Grundsätzlich ist die Behandlung der hadronischen Wechselwirkung in CORSIKA durch 5 verschiedene Modelle möglich. [Knapp96, Knapp 97] Die Modelle HDPM(= Hadronic interactions inspired by the Dual Parton model) [Capdevielle92], DPMJET (= Dual Parton Model with JET production) [Ranft95], sowie SYBILL [Fletcher94] wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendet. SYBILL wurde für Luftschauersimulationen in höchsten Energiebereichen (bis 10^{20} eV) optimiert, zeigt aber im Vergleich zu gemessenen hadronischen Schauergrößen über der myonischen Komponente deutliche Abweichungen von der Vorhersage [Hörandel98]. Zusätzlich deuten sich Inkonsistenzen in der Beschreibung der elektromagnetischen Komponente [Glasstetter 98] an. Deshalb wurde auf die Verwendung dieses Modells von vorneherein verzichtet. Die beiden Modelle VENUS (= Very Energetic Nuclear Scattering) [Werner93] und QGSJET (= Quark-Gluon-String model with JET production) [Kalmykov95] basieren beide auf der Anwendung phänomenologischer Modelle im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie. Diese Theorie proklamiert die beiden hypothetischen Austauscheteilchen Reggeon und Pomeron. Während das Reggeon die Quantenzahlen eines Hadrons aufweist, werden dem Pomeron die Quantenzahlen des Vakuums zugeschrieben. Aus dem energieabhängigen Austausch der beiden Teilchen können die Wirkungsquerschnitte abgeleitet werden. (Für eine detailliertere Beschreibung aller in CORSIKA implementierten Modelle sei auf [Knapp97] hingewiesen.)

Während das VENUS-Modell sämtliche Wechselwirkungen wie Nukleon-Nukleon-, Nukleon-Kern-, Kern-Kern-Reaktionen, diffraktive und nichtdiffraktive Prozesse und Hadron-Kern und Kern-Kern-Stöße einheitlich im Rahme der Gribov-Regge-Theorie behandelt, werden unter Verwendung des QGSJET-Modells die Hadron-Kern- und die

Kern-Kern-Stöße nach dem Glauber-Formalismus²[Glauber70] berechnet.

Ein weiterer Unterschied zwischen der VENUS- und QGSJET-Modellierung liegt in der Behandlung sekundärer Wechselwirkungen, die vor allem bei höheren Energien und schweren Kernen eine Rolle spielen. Diese können mit der Gribov-Regge-Theorie nicht erfaßt werden und werden ausschließlich im VENUS-Modell durch einen klassischen Ansatz behandelt. Dafür erlaubt das QGSJET-Modell die Beschreibung semiharter Prozesse mittels Minijets, die wiederum bei höheren Energien eine zunehmende Bedeutung erlangen. Als semiharter Prozeß wird ein Prozeß verstanden, der zwischen harten, mit der QCD aufgrund hoher Energie- und Impulsüberträge störungstheoretisch gut behandelbaren, Prozessen und weichen Prozessen liegt. Solche Prozesse führen zur Produktion von sogenannten Minijets, deren Energien, im Gegensatz zu den bei sehr harten Prozessen entstehenden Teilchenjets, im Bereich von nur einigen GeV liegen.

Ein praktischer Unterschied beider Modelle liegt vor allem bei hohen Energien in der bei Nutzung des VENUS-Modells durch die Behandlung sekundärer Wechselwirkungen enorm steigenden Rechenzeit. Das Fehlen der Minijets limitiert den Einsatz des VENUS-Modells auf einen Energiebereich $E_0 < 2 \cdot 10^{16}$ eV, während sich der mit dem QGSJET-Modell erschließbare Energiebereich bis $E_0 \sim 10^{20}$ eV erstreckt.

4.2 Die simulierten Datensätze

Im Anschluß an die reine Luftschauersimulation ist eine Simulation der Detektorantwort notwendig. Dazu steht das Detektorsimulationsprogramm CRES (= Cosmic Ray Event Simulation) zur Verfügung. CRES basiert auf dem GEANT-Paket (Vers. 3.21.04) [GEANT93] und verwendet zur internen Modellierung hadronischer Wechselwirkungen das FLUKA-Paket [Ranft83]. Mit CRES werden Ort, Zeit- und Energie-Einträge der einzelnen Luftschauerkomponenten in den einzelnen (wählbaren) Detektorsystemen des KASCADE-Experimentes simuliert. Die so erhaltenen Daten werden in einem Format [ZEBRA93] abgespeichert, das dem der experimentell erhaltenen Rohdaten entspricht. Daten und Simulationen können damit gleichermaßen als Input für das Schaueranalyse-Programm KRETA (= Cascade Reconstruction for ExTensive Airshowers, Vers. 1.14.01) verwendet werden. Die Information über die primären Schauerparameter bleibt innerhalb der Anwendung von KRETA verfügbar. Dieses System ermöglicht einerseits einen optimalen Vergleich der Daten mit der Simulation und an-

²Mit dem Glauber-Formalismus wird versucht, die bei höheren Energien experimentell besser zugänglichen Querschnitte der Nukleon-Nukleon-Stöße auf Hadron-Kern- und Kern-Kern-Stöße zu übertragen. Dabei werden die Reaktionswahrscheinlichkeiten der innerhalb eines Kerns als unabhängig betrachteten Nukleonen mit den einzelnen Nukleonen des Reaktionspartners berechnet. Entscheidende Berechnungsparameter sind dabei die Nukleon-Nukleon-Querschnitte und die Verteilung der Nukleonen, die hier durch die Ladungsverteilung angenähert wird.

dererseits die Berechnung und Analyse systematischer Fehler in der Rekonstruktion. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche Datensätze erzeugt: Für die Konstruktion Lateraler Energie-Korrektur-Funktionen (Siehe Kapitel 5.1) zur Anwendung in KRETA wurde ein spezieller Datensatz mit CRES Vers. 1.13.11 produziert, der nur die Wechselwirkungen beziehungsweise Signale jeweils einzelner Schauerkomponenten innerhalb des KASCADE-Array beinhaltet. Der zugrundeliegende CORSIKA-Datensatz (Vers. 4.6) wurde ausschließlich mit dem VENUS-Modell gerechnet.

Ein zweiter Datensatz beinhaltet die komplette Schauersimulation. Dieser Datensatz wurde für das VENUS- und das QGSJET-Modell erzeugt. Damit wurden die Rekonstruktionsergebnisse aus den experimentell erhaltenen Schauerdaten analysiert. Dafür wurden für 5 Elemente (Protonen, Helium, Sauerstoff, Silizium und Eisen) jeweils ~ 1000 CORSIKA-Schauer (Vers. 5.2) in einem Energiebereich von 10^{14} eV bis 10^{16} eV produziert. Die Schauer wurden mit einer abfallenden Energieverteilung (E_0^{-1}) erzeugt, so daß man in logarithmischen Energie-Intervallen etwa die gleiche Anzahl von Einträgen erhält. Zur besseren Vergleichbarkeit mit den Daten wurden die Schauer nachträglich (in KRETA) mit dem bisher gemessenen Energieverlauf gewichtet ($E_0^{-1.7}$ vor dem Knie, das bei $3.5 \cdot 10^{15}$ eV angenommen wurde, und $E_0^{-2.0}$ nach dem Knie).

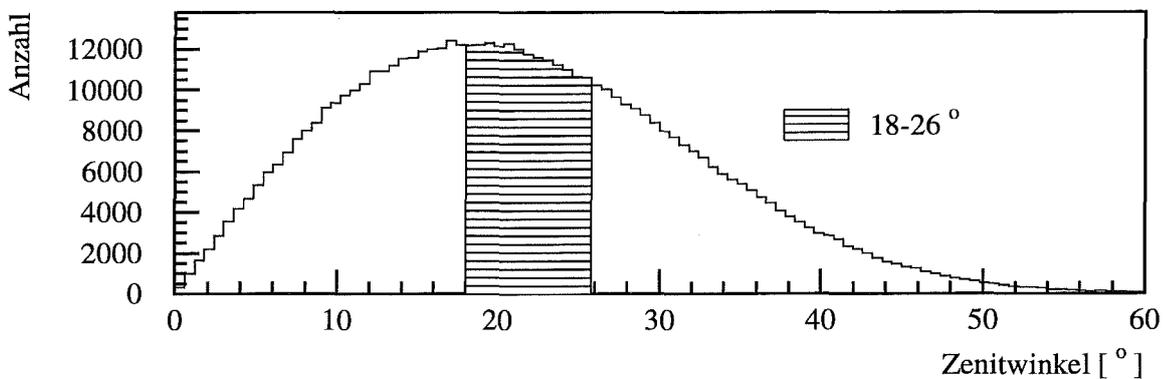


Abbildung 4.1: Die gemessene Zenitwinkel-Verteilung. Diese Verteilung entsteht aus dem mit größeren Winkeln zunehmendem Raumwinkel und einer abnehmenden (effektiven) Nachweisfläche und der gleichzeitigen Verlängerung des Weges durch die Atmosphäre, was bei größeren Winkeln zu einer starken Abnahme des Teilchenflusses oberhalb der Nachweisschwelle führt.

Die CORSIKA-Schauer wurden in CRES jeweils 10 mal an unterschiedlichen Positionen im KASCADE-Array verwendet. Das heißt, derselbe Schauer wurde 10 mal an verschiedenen Stellen (bildlich gesprochen) auf das Experiment geworfen. Damit wurde eine bessere Grundlage geschaffen, um auch die Fluktuationen in den Schauergrößen, die aus der Rekonstruktion entstehen, zu berücksichtigen. Sämtliche Schauer aus diesem Datensatz wurden mit einem Zenitwinkel von 22° erzeugt. Dieser Winkel liegt etwa im Maximum der Winkelverteilung, wie sie mit dem KASCADE-Experiment gemessen

4 Simulationsrechnungen

wird (Siehe Abbildung 4.1). Da der Zenitwinkel einen erheblichen Einfluß vor allem auf die Entwicklung der elektromagnetischen Komponente hat, sind Simulationen für andere Winkel erstrebenswert, konnten aber im Rahmen dieser Arbeit bzw. mit der verfügbaren Rechenzeit noch nicht erzeugt werden.³

³Die kontinuierliche Produktion dieses Datensatzes hat knapp 2 Jahre in Anspruch genommen. Im selben Zeitraum hat das KASCADE-Experiment etwa 104 Mio Schauer aufgenommen!

5 Die Konvertierung von Energieverlusten zu Teilchenzahlen

Die Aufgabe des KASCADE-Arrays ist die Messung der elektromagnetischen und myonischen Komponente ausgedehnter Luftschauer. Dafür stehen Myon- und Elektronendetektoren zur Verfügung (Vergleiche Kapitel 3). Allerdings deponieren alle Teilchen eines ausgedehnten Luftschauers (Elektronen, γ -Quanten, Myonen und Hadronen) Energie in beiden Detektortypen, so daß nicht ohne weiteres von der jeweils gemessenen Energie auf die Zahl der beteiligten Elektronen oder Myonen geschlossen werden kann. Zudem zeigt der Energieverlust pro Teilchen in der Simulation verschiedene Abhängigkeiten von einigen Schauerparametern, die aus den Abhängigkeiten von der Energie und dem Winkel der deponierenden Teilchen resultieren. Eine Zählung von Elektronen und Myonen ist deshalb von vorneherein nicht trivial und erfordert die Verwendung zusätzlicher Schauerparameter. Diese Parameter sind die primäre Energie, der Abstand zum Schauerzentrum, der Zenitwinkel und die Masse des Primärteilchens. Abbildung 5.1 zeigt beispielhaft eine Simulation des mittleren Energieverlustes der verschiedenen Luftschauerkomponenten in beiden Detektoren in Abhängigkeit von der Entfernung zum Schauerzentrum.

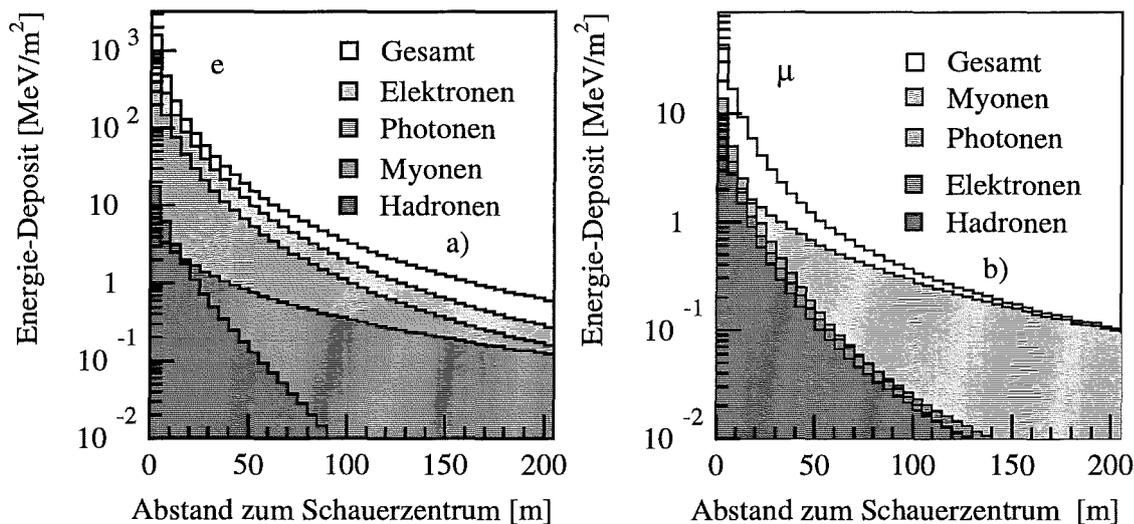


Abbildung 5.1: Der mittlere Energieverlust der Komponenten eines protoninduzierten Luftschauers. Für Schauer mittlerer Energie ($E_0 = 10^{15}$ eV, $\theta = 22^\circ$) sind beispielhaft die Energieverluste der einzelnen Komponenten in Elektron- und Myon-Detektor dargestellt.

Gemittelt wurden dafür 100 Schauer mit einer Primärenergie von 10^{15} eV und einem Zenitwinkel von 22° . Abbildung 5.1 links zeigt die Energieverluste im Elektron-Detektor. Man sieht, daß (für diesen Energiebereich) in der Nähe des Schauerzentrums bis zu 1 GeV Energie deponiert werden kann. Der Energieverlust nimmt sehr schnell mit zunehmenden Abstand zum Schauerzentrum auf wenige MeV ab. Man erkennt, daß der Hauptanteil der deponierten Energie von Elektronen stammt, die Photonen aber fast genausoviel (etwa 60 %) beitragen wie die Elektronen. In der Nähe des Schauerzentrums beläuft sich der Anteil des myonischen Energieverlustes nur auf einen kleinen Bruchteil der gesamten deponierten Energie. Dieser Anteil nimmt mit größeren Abständen aufgrund der im Verhältnis zu den Elektronen wesentlich flacheren Lateralverteilung aber stetig zu und erreicht bei sehr großen Abständen die Größenordnung des elektromagnetischen Energieverlustes. Der Anteil der Hadronen spielt nur in unmittelbarer Nähe zum Schauerzentrum eine Rolle.

Im Myon-Detektor (Abbildung 5.1 rechts) wird nur etwa 10 % der im Elektron-Detektor gemessenen Energie nachgewiesen. Bei sehr großen Abständen zum Schauerzentrum stammt diese Energie fast ausschließlich von den Myonen selbst. In der Nähe des Schauerzentrums aber tragen Hadronen, Photonen und Elektronen mehr bei als die Myonen. Das liegt daran, daß die dort sehr hochenergetischen und zahlreichen Teilchen vor allem durch Sekundärprozesse in der Blei-Eisen-Abschirmung über den Myon-Detektoren (Vergleiche Kapitel 3) beträchtliche Energieeinträge in den Myon-Detektoren verursachen können.

5.1 Die Lateralen Energie-Korrektur-Funktionen

Zur Korrektur des gesamten Energieverlustes auf die Energieverluste der jeweils gewünschten Komponente (Elektronen und Myonen) wurden sogenannte Laterale Energie-Korrektur-Funktionen (Lateral Energy Correction Functions = LECF) entwickelt. Der dazu verwendete Simulations-Datensatz umfaßt insgesamt 10000 Schauer mit Energien von $5 \cdot 10^{14}$ eV bis $4 \cdot 10^{15}$ eV, drei Zenitwinkeln (0° , 22° und 30°) und den Primärteilchen Proton und Eisen.

Das Detektorsimulationsprogramm CRES erlaubt das Tracking einzelner Komponenten eines Luftschauers durch das gesamte KASCADE-Array. So kann z.B. der separate Energieverlust von Myonen in beiden Detektoren ermittelt werden. Gleichzeitig kann mit dem CRES-Code die CORSIKA-Information über die Zahl der Teilchen, die an dem Energieverlust beteiligt waren, ausgelesen werden. Dies ermöglicht die Bestimmung der Detektorantwort der verschiedenen Teilchen eines Luftschauers und die frei wählbare Normierung auf auslösende oder begleitende Teilchen. Dabei sollte sich für die spätere Anwendung auf die Schauerdaten die Normierung der Detektorantwort auf gut meß- bzw. zählbare Teilchen beziehen.

Zur Bestimmung der LECF wurden alle Detektoren nach ihrem radialen Abstand zum Schauerzentrum eingeteilt. Dies ergab 60 Intervalle mit einer Breite von 5 m. Intervalle, in die (je nach Lage des Schauerzentrums) kein Detektor gefallen ist, wurden von der Analyse ausgeschlossen. Für jeden einzelnen Schauer wurden die LECF zunächst über die verschiedenen Einträge innerhalb der Radius-Intervalle gemittelt. Die Werte dieser einzelnen LECF wurden dann radiusabhängig über alle Schauer in einem Spektrum gesammelt. Dies ist beispielhaft in Abbildung 5.2 dargestellt. Der Median aus diesen Verteilungen ergab dann den endgültigen LECF-Wert. Auf den Mittelwert wurde verzichtet, da diese Verteilungen teilweise etwas asymmetrisch sind.

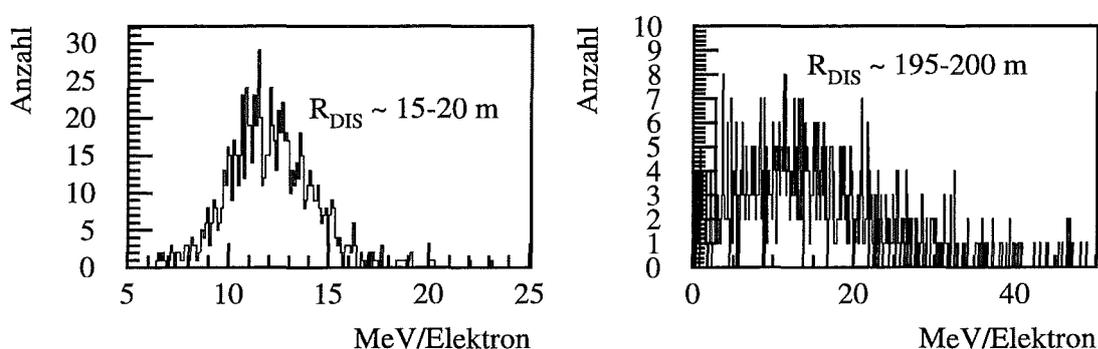


Abbildung 5.2: Der Energieverlust pro Elektron für zwei Entfernungen zum Schauerzentrum. Dargestellt sind protoninduzierte Schauer mit $E_0 = 10^{15}$ eV.

In den folgenden Abschnitten werden die Form und die Funktionalität von insgesamt vier Korrekturfunktionen erklärt. Zusätzlich werden Abhängigkeiten von Schauerparametern wie Zenitwinkel, Primärenergie und Primärteilchenmasse diskutiert.

Der Energieverlust von Elektronen, γ -Quanten und Hadronen im Elektron-Detektor (= LECF A)

Die erste Korrektur-Funktion (LECF A) beschreibt die summierte Detektorantwort von Elektronen und γ -Quanten pro Elektron in Abhängigkeit vom Radius. Abbildung 5.3 zeigt diese Funktion bei einem festem Zenitwinkel (22°) für jeweils proton- und eiseninduzierte Schauer und für verschiedene Energien. Die Form dieser Funktion lässt sich durch die Summe einer abfallenden Exponentialfunktion und einer Geraden beschreiben [Heck96]. Der Anstieg der Funktion bei großen Abständen zum Schauerzentrum ist durch das stark steigende Photon/Elektron-Verhältnis gegeben. In der Nähe des Schauerzentrums spielen vor allem hochenergetische Paarbildungsprozesse eine große Rolle. Eiseninduzierte Schauer deponieren im Mittel etwas mehr Energie pro Elektron, da diese in der Atmosphäre früher wechselwirken als protoninduzierte Schauer. Der niederenergetische Anteil der Schauerkomponente stirbt dadurch früher aus. Dies hat ein härteres Spektrum sowie ein etwas höheres Photon/Elektron-Verhältnis zur Folge.

Grundsätzlich zeigt sich, daß bei höherenergetischen Schauern im Mittel etwas weniger Energie pro Elektron deponiert wird. Diese Schauer dringen tiefer in die Atmosphäre ein und haben demnach noch mehr niederenergetische Anteile. Diese Energieabhängigkeit, wie auch die Primärteilchenabhängigkeit, machen sich aber vor allem bei großen Abständen zum Schauerzentrum bemerkbar, in denen die ermittelten Teilchenzahlen nicht mehr viel zum Gesamtergebnis beitragen. Im Integral über die rekonstruierte Teilchenverteilung beträgt dieser Effekt maximal 5 %. Das liegt daran, daß die Anwendung der Korrekturfunktion keine ganzzahligen Ergebnisse liefert. Grundsätzlich produzieren Elektronen und Myonen im Szintillator eine Energie-Verteilung. Die Festlegung auf diskrete Teilchenzahlen erfolgt erst in einem weiteren Schritt, wie in Abschnitt 5.3 erläutert wird. Die energie- und primärteilchenabhängigen Effekte können dadurch in der Analyse weitgehend vernachlässigt werden.

Eine weitere Abhängigkeit ist durch den Zenitwinkel θ gegeben. Größere Winkel erzeugen einen längeren Weg durch den Szintillator. Die Abhängigkeiten durch den Zenitwinkel lassen sich sehr gut mit dem Faktor $\cos\theta$ an den gemessenen Energieverlust korrigieren, wie in Abbildung 5.3 für protoneninduzierte Schauer bei einer Energie von $1 \cdot 10^{15}$ eV dargestellt ist. Damit ergibt sich LECF A zunächst als folgende Funktion:

$$\frac{\text{Energie}_{\gamma+el}}{el} = e^{2.139 - (0.1898 \cdot R_{dis})} + 10.72 + 0.0147 \cdot R_{dis} \quad (5.1)$$

mit R_{dis} = Abstand zum Schauerzentrum [m] und Energie [MeV].

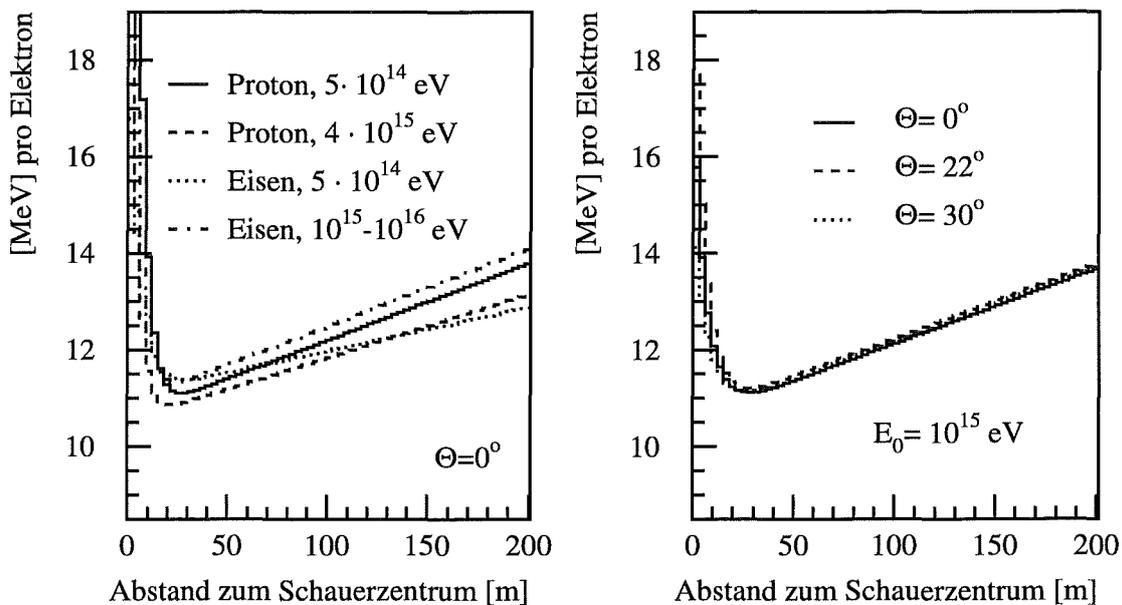


Abbildung 5.3: Der Energieverlust von γ -Quanten und Elektronen pro Elektron als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum für verschiedene Energien, Primärteilchen und Winkel. In der Darstellung der Winkelabhängigkeit wurde an die Energieverluste bereits der Faktor $\cos\theta$ angebracht.

Der Energieverlust von Hadronen im Elektron-Detektor pro Elektron erweist sich als weitgehend unabhängig von Energie und Primärteilchenmasse und wird für die Analyse im Mittel als

$$\frac{\text{Energie}_{ha}}{el} = 0.19 - 0.00078 \cdot R_{dis} \quad (5.2)$$

angenommen. Der Beitrag der Hadronen wird für die Analyse dem von Elektronen und Photonen aufaddiert. Damit erhält man insgesamt die folgende Korrekturfunktion:

$$\frac{\text{Energie}_{\gamma+el+ha}}{el} = e^{2.139 - (0.1898 \cdot R_{dis})} + 10.91 + 0.01392 \cdot R_{dis} \quad (5.3)$$

Der Energieverlust von Myonen im Elektron-Detektor (= LECF B)

Myonen deponieren im Mittel radiusunabhängig 9.08 MeV pro Myon im Elektron-Detektor. Eine nennenswerte Abhängigkeit von der Primärenergie konnte nicht festgestellt werden. Eiseninduzierte Schauer deponieren aufgrund der im Mittel höheren kinetischen Energie der Myonen etwas mehr Energie pro Myon als protoninduzierte Schauer, wie in Abbildung 5.4 dargestellt ist. Dieser Effekt ist aber sehr klein und kann vernachlässigt werden.

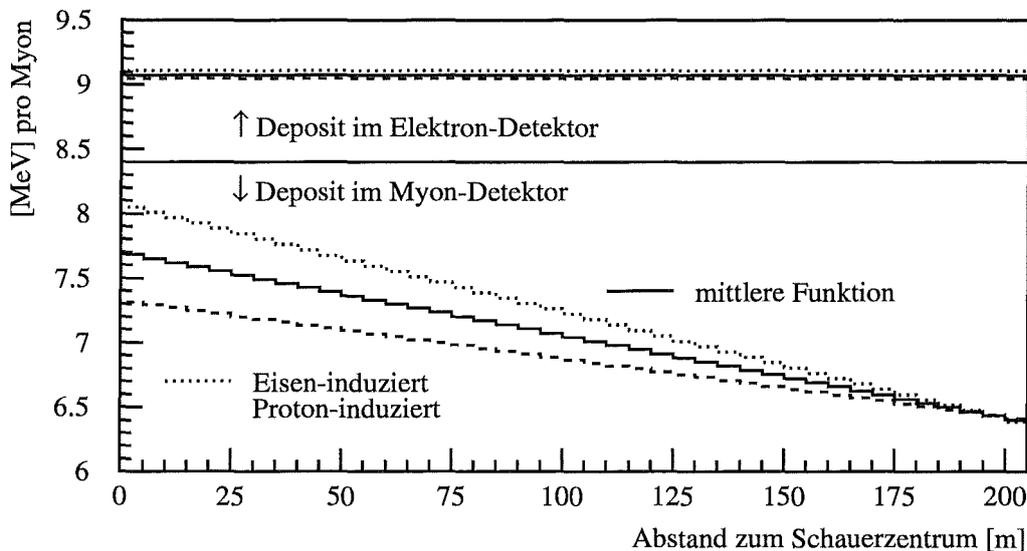


Abbildung 5.4: Der Energieverlust von Myonen in Myon- und Elektron-Detektor pro Myon als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum. Der obere Teil des Bildes beschreibt den Energieverlust im Elektron-Detektor, der als konstant betrachtet werden kann. Der Energieverlust im Myon-Detektor ist aufgrund der darüberliegenden Abschirmung, die zu begleitenden Teilchen führen kann, leicht von Primärteilchen und Radius abhängig.

Der Energieverlust von Myonen im Myon-Detektor (= LECF C)

Der Energieverlust der Myonen pro Myon im Myon-Detektor zeigt mit zunehmendem Abstand zum Schauerzentrum eine leicht abnehmende Tendenz (siehe Abbildung 5.4 unten). Dies ist darauf zurückzuführen, daß in der Nähe des Schauerzentrums sehr hochenergetische Myonen in der Blei/Eisen-Abschirmung oberhalb des Myon-Detektors begleitende Teilchen produzieren, die zusätzlich Energie deponieren. Der mittlere Energieverlust pro Myon im Myon-Detektor kann durch folgende Formel beschrieben werden:

$$\frac{\text{Energie}_\mu}{\mu} = (7.398 - 0.003749 \cdot R_{dis}) \quad (5.4)$$

Eine nennenswerte Abhängigkeit von der primären Schauerenergie konnte nicht festgestellt werden. Die Unterschiede zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern verkleinern sich mit zunehmender Entfernung von dem Schauerzentrum. Wie bereits anhand von Abbildung 5.1 demonstriert worden ist, kann der Energieverlust im Myon-Detektor in der Nähe des Schauerzentrums durch den elektromagnetischen Beitrag und den Beitrag der Hadronen größer sein als der Energieverlust durch die Myonen selbst. Deshalb wird bei der Myon-Analyse auf die Auswertung der Myonaten innerhalb eines Radius von 40 m verzichtet. Der Unterschied in der LECF zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern beläuft sich oberhalb dieses Radius-Cuts auf maximal 10 %. Zur Diskriminierung der Myonzahlen wird zusätzlich zu der deponierten Energie auch die Anzahl der an einem Signal beteiligten Photomultiplier verwendet (vergl. Kap. 3), deshalb kann dieser Effekt, wie bei LECF A, vernachlässigt werden.

Der Energieverlust von Hadronen, Elektronen und γ -Quanten im Myon-Detektor (= LECF D)

Der nichtmyonische Energieverlust im Myon-Detektor stellt vor allem wegen der relativ geringen Myondichten in den Schauern das schwierigste Problem dar. Die Größe des elektromagnetischen punch-through¹ hängt stark von der Elektronenzahl insgesamt ab. Diese hängt (bei gleicher Myonzahl) stark von der Primärteilchenmasse ab. LECF D wird deshalb nicht auf die Myonzahl bezogen, sondern als Funktion der Elektronenzahl konstruiert, die sicher zu bestimmen ist.

Ab 40 m Abstand zum Schauerzentrum kann der elektromagnetische punch-through als eine vom Radius unabhängige Funktion angenommen werden. Die von den Hadronen deponierte Energie sinkt etwas mit zunehmender Entfernung zum Schauerzentrum (siehe Abbildung 5.5). Dabei treten vor allem für den elektromagnetischen punch-through Energieabhängigkeiten auf. Dabei sinkt der punch-through innerhalb einer Dekade der

¹Mit punch-through ist der Beitrag nichtmyonischer Komponenten im Myon-Detektor gemeint

Energie um etwa 10.5 %. Dies liegt daran, daß die Spektren der Sekundärteilchen mit zunehmender Primärenergie weicher werden, da der niederenergetische Anteil nicht ausgestorben ist.

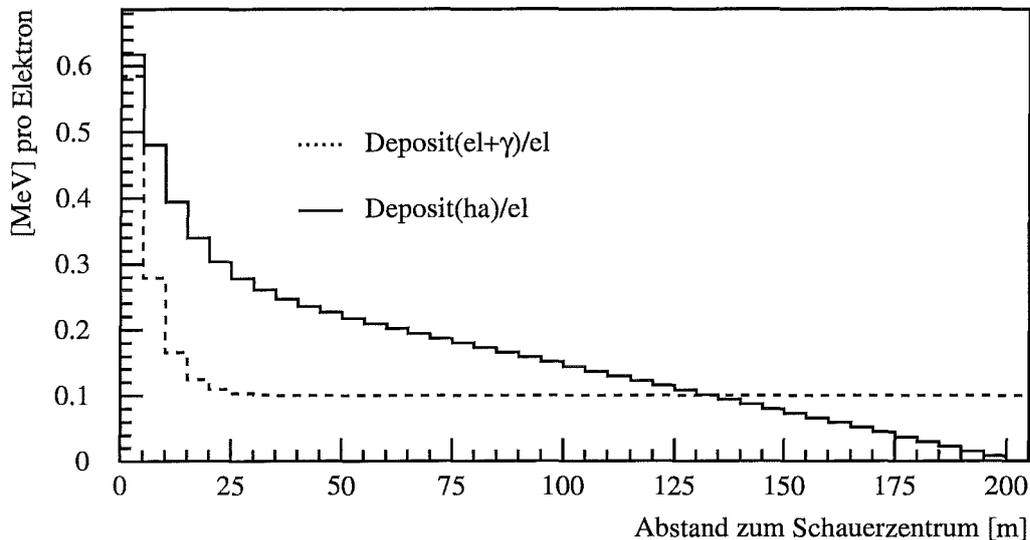


Abbildung 5.5: Die Anteile des hadronischen und elektromagnetischen punch throughs im Myon-Detektor pro Elektron als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum. ($E_o = 1 \cdot 10^{15} \text{eV}$, $\theta = 22^\circ$) Diese Korrekturfunktionen wurden auf Elektronen normiert, da diese zum einen die Größe des punch through bestimmen und zum anderen durch die Analyse der Elektron-Detektoren sicher zu bestimmen sind. Der mittlere punch-through der Hadronen ist in Mittel etwas größer als der elektromagnetische punch-through.

Diese Energieabhängigkeit muß in der Analyse berücksichtigt werden, um z.B die größeren Schauer nicht durch zuviel Korrektur künstlich zu verkleinern. Vor allem bei der Analyse der Myonen, deren Dichten oberhalb des Radiuscuts von 40 m selten mehr als ein Teilchen pro m^2 betragen, kann durch eine Überkorrektur schnell ein negativer Energiebetrag produziert werden. Bei den Elektronen, deren Dichten im allgemeinen wesentlich höher sind als die der Myonen, fallen Prozenteffekte nicht so stark ins Gewicht (s. oben).

Bei den punch-through-Effekten ist zu berücksichtigen, daß die mittlere Energie pro Elektron sehr klein ist, sich aber im Mittel aus einigen sehr großen und sonst fast vernachlässigbaren Energien zusammensetzt. Der elektromagnetische und hadronische punch-through pro Elektron (Abbildung 5.5) kann für Abstände größer als 40 m zum Schauerzentrum durch folgende Funktion beschrieben werden:

$$\frac{\text{Energie}_{\gamma+el+ha}}{el} = 0.23 - (0.032 \cdot \log(N_e)) \quad (5.5)$$

Die für den jeweiligen Schauer ermittelte Elektronenzahl N_e (siehe Kapitel 6.5) dient hier als Energie-Abschätzung.

5.2 Die Teilchendiskretisierung nach Anwendung der LECF

Zunächst können nach der Bestimmung von Schauerzentrum und Zenitwinkel aus den gemessenen Energien in Elektron- und Myon-Detektor mit folgenden Beziehungen Teilchenzahlen erhalten werden:

$$I'_e = \frac{\text{Energie}_{mess} \cdot \cos\theta}{LECFA(R_{dis})} \quad (5.6)$$

für die Elektron-Detektoren bzw.

$$I'_\mu = \frac{\text{Energie}_{mess} \cdot \cos\theta}{LEFC(R_{dis})} \quad (5.7)$$

für die Myon-Detektoren.

Damit werden vorläufige Teilchenzahlen I'_e bzw. I'_μ erhalten, die dann mit folgenden Verfahren diskretisiert werden:

Die Elektronenzahlen werden über eine Parametrisierung von Landauverteilungen und anschließende Wahrscheinlichkeitsklassifikation [Mayer 91] ermittelt, falls I'_e weniger als 9 Teilchen vermuteten läßt. Ansonsten gilt die einfache Formel

$$I_e = INT(I'_e + 0.5)$$

Zur Diskretisierung der Myonzahl wird neben I'_μ die Information über die Anzahl der an einem Ereignis beteiligten Photomultiplier verwendet (vergleiche Kapitel 3).

Abbildung 5.6 zeigt die unter Verwendung der Myon-LECF erhaltenen vorläufigen Myonzahlen für verschiedene Kombinationen von Hitbits und deponierenden Myonen. Hierzu wurden nur die Wechselwirkung der Myonen im Detektor berücksichtigt. Damit ergab sich folgende Klassifikation:

Grundsätzlich gilt eine untere Schwelle von $I'_\mu=0.5$, um allgemeinen Untergrund durch unkorrelierte Ereignisse oder nicht erfaßten punch through zu unterdrücken.

Bei nur zwei (benachbarten) angesprochenen Photomultipliern (Hitbit=2) gilt:

$$I_\mu=1.$$

Haben drei Röhren (Hitbit=3) angesprochen gilt:

$$I_\mu=1, \text{ falls } I'_\mu \text{ kleiner } 1.5 \text{ ist, sonst ist } I_\mu=2$$

Haben alle vier Röhren (Hitbit=4) ein Signal gesehen, gilt:

$$I_\mu=INT(I'_\mu+0.5)$$

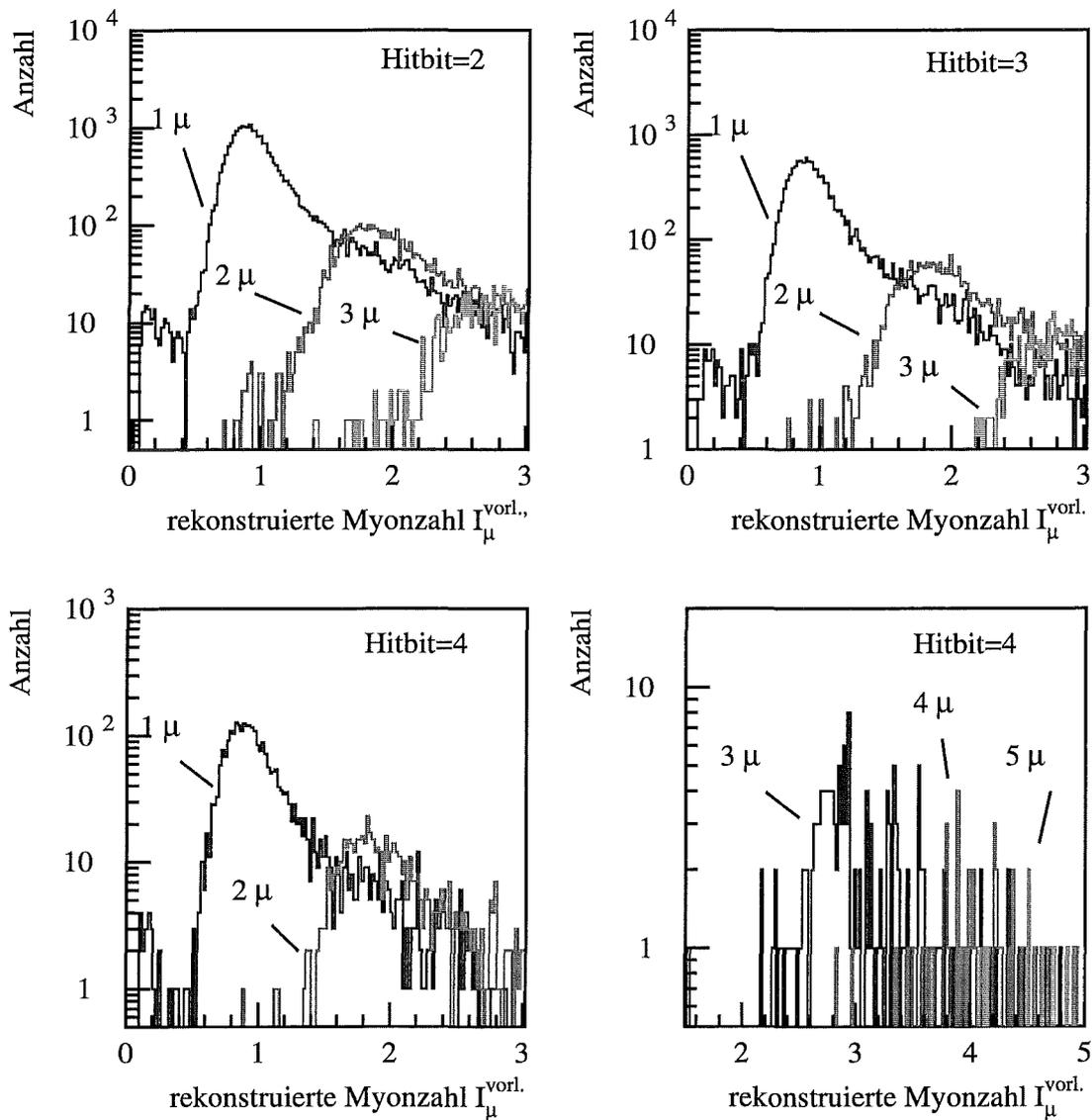


Abbildung 5.6: Rekonstruierte Myonzahlen aus dem Energieverlust von 1-5 Myonen.

Oben sind die aus LECF B erhaltenen vorläufigen Myonzahlen aus dem Energieverlust von 1, 2 und 3 Myonen für Hitbit=2 und 3 dargestellt, unten die vorläufigen Myonzahlen aus dem Energieverlust von 1-5 Myonen für Hitbit=4. Verwendet wurden für diese Darstellung CRES-Simulationen, in denen nur die Wechselwirkung der Myonen im Detektor berücksichtigt worden sind.

Zum Test wurde diese Klassifikation noch mit dem kompletten Energieverlusten aller Luftschauerteilchen nach allen Korrekturen ermittelt. Im Mittel ergibt sich ein vergleichbares Resultat, wie beispielhaft für Hitbit=2 und Hitbit=3 in Abbildung 5.7 dargestellt ist.

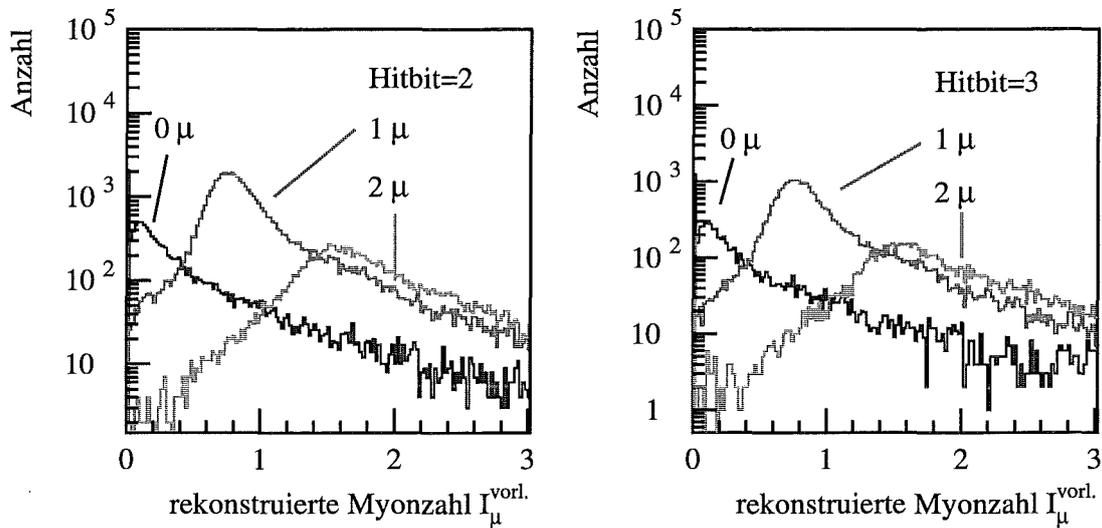


Abbildung 5.7: Die rekonstruierten Myonzahlen aus der gesamten deponierten Energie. Die aus LECF B erhaltenen vorläufigen Myonzahlen aus dem Energieverlust von 0-2 Myonen nach punch-through- und Spike-Korrekturen für Hitbit=2 und Hitbit=3. Hier wurde im Gegensatz zu Abb.5.6 die vollständige Schauersimulation verwendet.

Allerdings kommt hier vor allem im niederenergetischen Bereich ein zusätzlicher Energieverlust zustande, an dem keine Myonen beteiligt waren. Dieser ist vor allem auf nicht vollständig korrigierten punch-through zurückzuführen.

5.3 Das Konvertierungs-Verfahren

Wie in den vorhergehenden Abschnitten ausführlich beschrieben wurde, setzt sich die deponierte Energie in Myon- und Elektron-Detektoren aus der Summe der Energieverluste vieler verschiedener Teilchen zusammen. Um die deponierte Energie in die entsprechenden Teilchenzahlen konvertieren zu können, ist es nicht nur notwendig, die Detektorantwort der einzelnen Teilchen zu kennen, sondern diese auch auf eine meßbare Größe zu beziehen. Diese meßbaren Größen (Elektronzahl und Myonzahl pro Detektorstation) stehen zunächst nicht zur Verfügung, sondern müssen unter Verwendung der LECF erst ermittelt werden. Im folgenden wird das dafür entwickelte iterative Verfahren beschrieben.

Die Rekonstruktion der Schauerparameter findet grundsätzlich in drei Ebenen statt. Vorneweg werden die gemessenen Daten von Zeit- und Energie-Spikes² gesäubert. In

²Als Spike werden für eine kontinuierliche Dichte- bzw. Zeit-Verteilung offensichtlich unsinnige (zu hohe) Werte bezeichnet.

einem ersten Level werden aus den erhaltenen Teilchendichten und Zeiten die Schauerparameter (Schauerzentrum, Zenitwinkel, Elektronenzahl und Myonenzahl) grob abgeschätzt.

Mit diesen ersten Näherungen können die LECF in einem zweiten Level sinnvoll angewendet werden. Aus den dann erhaltenen Teilchendichten werden durch einen Fit Schauerzentrum und N_e bestimmt. Diese Ergebnisse werden für eine Korrektur der Myondaten verwendet:

Dazu wird der erwartete punch-through (LECF D) von dem gemessenen Energieverlust in den Myon-Detektoren abgezogen. Die jeweilige Elektronenzahl über dem entsprechenden Myon-Detektor wird aus den Ergebnissen des Fits an die Elektronenzahlen abgeleitet.

$$I''_{\mu} = \frac{\text{Energie}_{mess} \cdot \cos\theta - \text{Energie}_{punch}}{LECFB(R_{dis})} \quad (5.8)$$

Mit diesen Ergebnissen können die Myonzahlen I_{μ} ermittelt werden. Da die Elektronenzahlen zu diesem Zeitpunkt noch nicht myonkorrigiert sind, d.h. leicht überschätzt sind, werden die Myonen etwas überkorrigiert. Mit der erhaltenen Myonzahl I''_{μ} wird deshalb in diesem Level der Beitrag des punch-through anschließend rückkorrigiert:

$$I'_{\mu} = \frac{\text{Energie}_{mess} \cdot \cos\theta - \text{Energie}_{punch} + I''_{\mu} \cdot \text{Energie}_{punch}}{LECFB(R_{dis})} \quad (5.9)$$

Nach der Teilchendiskretisierung von I'_{μ} nach I_{μ} liefert ein Fit an diese Daten die Gesamtmyonenzahl N_{μ} . Die Ergebnisse dieses Levels erlauben dann eine optimierte Anwendung der LECF in einem dritten Level, in dem dann die endgültigen Schauerparameter bestimmt werden. Die gut definierte Beschreibung der Myondichte erlaubt, diese bei dem Fit der Elektronenzahlen als Untergrund zu berücksichtigen. Die dann sehr gut bestimmten Elektronenzahlen werden wiederum für die Korrektur der Myondaten verwendet. Die Rekonstruktionsverfahren für die Schauerparameter selbst sind Gegenstand von Kapitel 6.

Der Ablauf des Rekonstruktionsverfahrens ist in Abbildung 5.8 noch einmal schematisch dargestellt.

<u>Elektron-Detektor</u>	<u>Myon-Detektor</u>
<p>1.LEVEL</p> <p style="text-align: center;">Energie-Deposits, Zeiten</p> <p>→ Schauerzentrum, Winkel</p> <p style="text-align: center;">LECF(Schauerzentrum, Zenit)</p> <p>→ Elektrondichten I_e</p> <p>→ Elektronzahl (N_e) →</p>	<p>Energie-Deposits</p> <p style="text-align: center;">LECF(Schauerzentrum)</p> <p>→ Myondichten I_μ</p> <p>→ Myonzahl (N_μ)</p>
<p>2.LEVEL</p> <p>→ Winkel</p> <p style="text-align: center;">LECF(Schauerzentrum, Zenit)</p> <p>→ Elektrondichten I_e</p> <p style="text-align: center;">NKG-Fit (I_e)</p> <p>→ N_e, <u>Schauerzentrum</u>, Age_e</p>	<p>punch-through(N_e) + LECF(Schauerzentrum)</p> <p>→ Myondichten I_μ</p> <p style="text-align: center;">NKG-Fit(I_μ, Schauerzentrum, $Age_\mu(N_e)$)</p> <p>→ N_μ</p>
<p>3.LEVEL</p> <p>→ <u>Winkel</u></p> <p style="text-align: center;">LECF(Schauerzentrum, Zenit)</p> <p>→ Elektrondichten I_e</p> <p style="text-align: center;">kombinierter NKG-Fit(I_e, I_μ)</p> <p>→ N_e, <u>Age_e</u></p>	<p>→</p> <p>punch-through(N_e) LECF(Schauerzentrum)</p> <p>→ Myondichten I_μ</p> <p style="text-align: center;">NKG-Fit(I_μ, Schauerzentrum, $Age_\mu(N_e)$)</p> <p>→ N_μ, N_μ^{tr}</p>

Abbildung 5.8: Schematischer Ablauf der Rekonstruktion. Die Analyse verläuft in 3 Leveln. Die einzelnen Level werden nacheinander durchlaufen, wobei erst die elektromagnetische Komponente ausgewertet wird und dann die myonische (entsprechend der grau eingezeichneten Linie). Die Pfeile markieren jeweils das Ergebnis der Rekonstruktionsverfahren. Die Festlegung auf das Schauerzentrum geschieht bereits im zweiten Level, da in dem folgenden Level keine Verbesserung diese Größe mehr zu erwarten ist. Im dritten Level werden mit dem Fit an die Elektrondichten nur noch die Elektronenzahl N_e und der Formparameter Age_e unter Berücksichtigung des Myonen-Untergrundes variiert.

5.4 Modellabhängigkeit und Qualität der LECF

In den vorhergehenden Abschnitten wurden Verfahren vorgestellt, mit denen die im Experiment gemessenen Energien zu Teilchenzahlen konvertiert werden können. Grundsätzlich birgt die Verwendung der LECF zwei mögliche Probleme:

Zunächst wird mit Mittelwerten gerechnet, die im Einzelfall den Energieverlust innerhalb eines Detektors sicher nicht perfekt beschreiben. Allerdings kann davon ausgegangen werden, daß sich solche Fehler herausmitteln. Ein größeres Problem liegt darin, daß alle Verfahren von vorneherein aus Simulationen abgeleitet wurden. Sämtliche hier beschriebene LECF und Diskretisierungs-Verfahren wurden mit dem VENUS-Modell ermittelt.

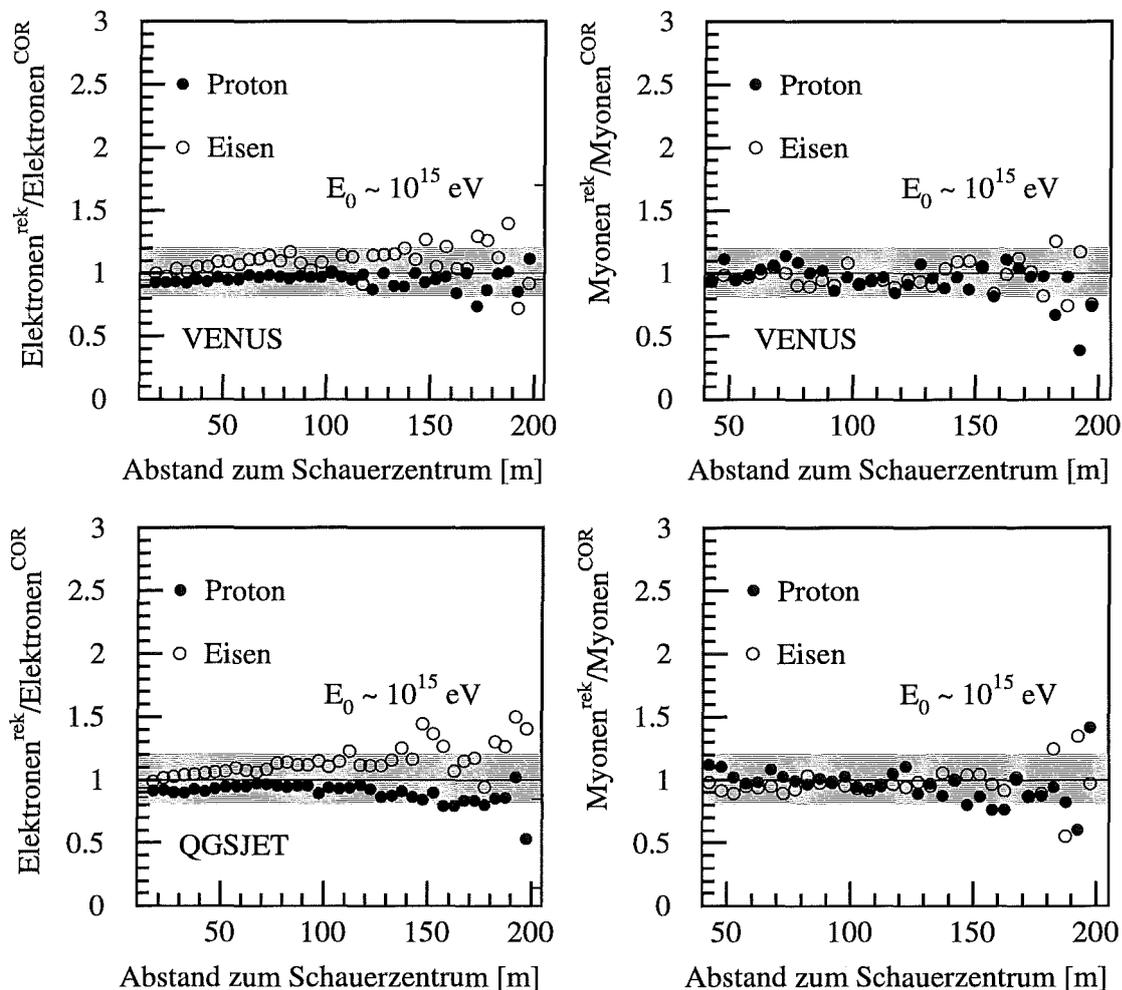


Abbildung 5.9: Die Qualität und Modellabhängigkeit der Teilchendiskriminierung für proton- und eiseninduzierte Schauer als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum. Die oberen Bilder zeigen die Qualität für Elektronen und Myonen für VENUS-Schauer, die beiden unteren Bilder die für QGSJET-Schauer.

Grundsätzlich sind Konsistenztests der Modelle mit den experimentell erhaltenen Daten notwendig. In Kapitel 6 und 7 wird mit verschiedenen Methoden gezeigt, daß sowohl das VENUS- wie auch das QGSJET-Modell eine gute Beschreibung der Daten liefert. Ergebnisse von [Hörandel98] zeigen in eine ähnliche Richtung.

Abbildung 5.9 zeigt die mittlere Qualität der Rekonstruktion der lateralen Elektronen- und Myonen-Verteilungen. Diese wurde aus dem Verhältnis der aus CORSIKA bekannten Verteilungen zu den ermittelten Verteilungen bestimmt. Man sieht, daß tatsächliche und rekonstruierte Verteilungen unabhängig von ihrer Lage zum Schauerzentrum in relativ guter Übereinstimmung sind. Grundsätzlich werden bei der Rekonstruktion der Elektronen eiseninduzierte Schauer im Vergleich zu protoninduzierten Schauern systematisch leicht überschätzt, was teilweise auf die Verwendung der massegemittelten LECF zurückzuführen ist. Ein Fehlerbereich vom $\pm 20\%$ wurde als graues Band dargestellt. Dabei offenbaren sich keine nennenswerten Unterschiede zwischen QGSJET- und VENUS-Simulationen, d.h. die mit VENUS ermittelten LECF können sehr gut für QGSJET-Simulationen verwendet werden.

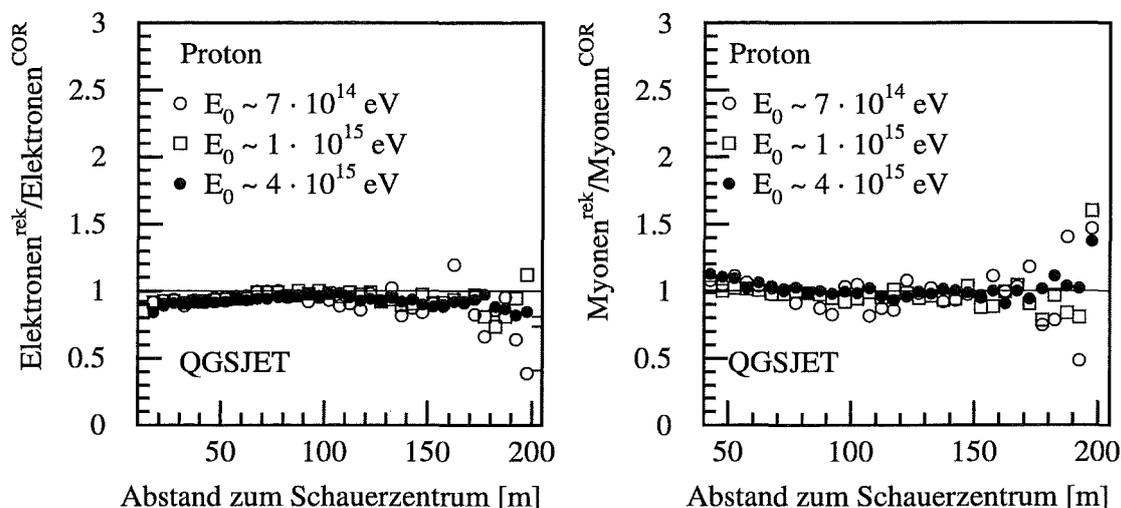


Abbildung 5.10: Die Energieabhängigkeit der Teilchendiskriminierung für protoninduzierte Schauer (QGSJET).

Abbildung 5.10 zeigt die Energieabhängigkeit der Rekonstruktion der lateralen Elektronen- und Myonen-Verteilungen für protoninduzierte Schauer (QGSJET). Man sieht einen leichten Trend zur Unterschätzung der Elektronenzahlen bei höheren Energien in der Nähe des Schauerzentrums. Die Verwendung der Elektronenzahl zur Korrektur der Energieverluste im Myondetektor führt zu einer leichten Überschätzung der Myonenzahl im entsprechenden Bereich. Die Rekonstruktionsqualität der Schauerparameter

Gesamt-Elektronenzahl N_e und N_μ zeigt allerdings keine signifikante Abhängigkeit von der Energie (Siehe Kapitel 6.5 und 6.6). Die Energieabhängigkeit der Teilchendiskriminierung für eiseninduzierte Schauer ist vernachlässigbar.

Zu Testzwecken wurden alle in den folgenden Kapiteln dargestellten Analysen mit den unkorrigierten Energieverlusten durchgeführt, d.h. es wurde auf die Verwendung der LECF verzichtet. Dabei konnten keine gravierenden systematischen Abweichungen im Endergebnis festgestellt werden. Allerdings wurden Rekonstruktionsfehler und systematische Fehler um zusätzliche $\sim 10\%$ vergrößert.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß die Rekonstruktion der Teilchendichten in guter Qualität modellunabhängig mit den angegebenen Verfahren möglich ist.

6 Rekonstruktion der Schauerparameter

In diesem Kapitel werden die Verfahren erläutert, mit denen aus den lateralen Teilchendichten die Schauerparameter rekonstruiert werden. Diese Verfahren benutzen die Energie- und Zeit-Einträge in den Detektortypen. Diese Werte müssen erst aus den ADC- und TDC-Werten der Aufnahme-Elektronik in MeV und ns konvertiert werden. Die Elektronik und das Verfahren der Eichung wurde von [Schieler96] konzipiert. Zunächst wurden die aufgenommenen Roh-Daten mit einem externen Programm geeicht, um mit dem Auswerte-Program KRETA analysiert werden zu können. Der Einbau der Eich-Routinen in das Auswerteprogramm, der diesen Verarbeitungsschritt spart, sowie die Programmierung der graphischen Darstellung von offensichtlichen Datenfehlern, die in der Eichung auftauchten¹, war auch ein Teil der vorliegenden Arbeit.

6.1 Allgemeine Spike-Reduktion

Bevor die aufgenommenen Daten, d.h. die gemessenen Zeit- und Energie-Einträge in den Detektoren, zur Analyse verwendet werden, findet eine Eliminierung von unplausibeln Einträgen (Spikes) statt. Solche Einträge entstehen zum Beispiel durch unkorrelierte Myonen oder aus der natürlichen Radioaktivität. Hadronen (vor allem langsame Neutronen) können zeitlich verzögert große Einträge verursachen. Genauso ist es möglich, daß Elektronen oder Photonen am Detektorgehäuse aufschauern, und damit zu große Einträge verursachen. Die Detektoren, deren Einträge als Spikes erkannt worden sind, werden für die Analyse als nicht existent gewertet. Genauso wird mit Detektoren verfahren, die zum Zeitpunkt der Messung nicht betriebsbereit gewesen sind. Als Spike wird gewertet, wenn der Eintrag einer Station den des Mittelwertes seiner 8 nächsten Nachbarn um einen bestimmten Faktor (= relativer Cut) übersteigt. Weist keiner der Nachbarn einen Eintrag auf, wird mit einem absoluten Cut-Wert verglichen. Die Spike-Reduktion bezieht sich sowohl auf Energie-, wie auch auf Zeiteinträge. Der relative Energie-Cut liegt für die Elektron-Detektoren bei dem Wert 10, der absolute Energie-Cut liegt bei 40 MeV/m². Die Normierung auf Energiedichten trägt dem Umstand Rechnung, daß die Belegung der Stationen mit Elektron-Detektoren in den 4

¹Zum Beispiel Signale aus 'Myondetektoren' der inneren Cluster, in denen keine Myondetektoren vorhanden sind, fehlende Dynodensignale der Elektronendetektoren, oder allgemein fehlende Datenwerte.

inneren Clustern doppelt so groß ist, der Energieeintrag pro Station aber als Summensignal aller Detektoren weggeschrieben wird. Für die Myon-Detektoren gilt ein relativer Energie-Cut von 5 und ein absoluter Energie-Cut von 10 MeV/m^2 . Als Zeit-Cut gilt für die Elektron- und Myon-Detektoren eine maximale Differenz zu dem Median aller Zeiten von 200 ns.

6.2 Sonstige Cuts

Detektoren, deren Energie-Einträge am Maximum des dynamischen Bereichs liegen, werden als Overflows gekennzeichnet und aus der Energie-Analyse ausgeschlossen. Für die Zeitanalyse der Elektron-Detektoren wird ein Energieeintrag vom mindestens 2.5 MeV/m^2 gefordert. Außerdem werden nur Detektoren mit einem Abstand kleiner als 70 m zum Schauerzentrum zugelassen.

Grundsätzlich gilt, daß für die Auswertung der elektromagnetischen Komponente mindestens 5 Elektron-Detektoren angesprochen haben müssen, zur Auswertung der myonischen Komponente werden mindestens 2 Myon-Detektoren gefordert. Diese untere Limitierung ist in den Fits an die jeweiligen Verteilungen begründet, die für die elektromagnetische Komponente einen 4-Parameter- und für die myonische Komponente einen 1-Parameter-Fit darstellen.

6.3 Die Bestimmung des Schauerzentrums

Der Bestimmung des Schauerzentrums kommt bei der Rekonstruktion aller weiteren Schauerparameter eine zentrale Bedeutung zu. So hängen fast alle Korrekturfunktionen, die zur Konvertierung der deponierten Energien in Teilchenzahlen benötigt werden (siehe Kapitel 5.1), von dem radialen Abstand zum Schauerzentrum ab.

Grundsätzlich kann die Position des Schauerzentrums direkt aus einem Fit an die Verteilung der Elektronen ermittelt werden. Dies gilt aber **nur** für Schauer, deren Mittelpunkt wirklich innerhalb des KASCADE-Arrays gelegen ist. Außerhalb des Arrays liegende Schauer deponieren nur einen Ausläufer ihrer lateralen Verteilung innerhalb des Arrays und können aufgrund der dort geringen Dichten und einzelner Fluktuationen gravierend falsch rekonstruiert werden. So kann nicht entschieden werden, ob der Schauer grundsätzlich nur sehr niederenergetisch war, oder ob er hochenergetisch und sehr weit entfernt gelegen war. In beiden Fällen ist die laterale Verteilung sehr flach. Dies kann dazu führen, daß in der Rekonstruktion der Elektronenzahl, die die Gesamtzahl der Elektronen eines Schauers wiedergeben soll, eine sehr flache Funktion bis ins Unendliche integriert wird, und daraus viel zu hohe Elektronenzahlen resultieren. Deshalb besteht die Analyse des Schauerzentrums zunächst in der Aufgabe, zu klären, ob

das Schauerzentrum innerhalb oder außerhalb der Grenzen des Arrays gelegen ist. Ein von [Mayer92] dafür entwickeltes neuronales Netzwerk zeigte energieabhängige Effizienzprobleme und wird deshalb vom Autor überarbeitet. Als Übergangslösung wurde folgendes Entscheidungskriterium entwickelt:

Grundlage ist die aus 16x16 Hütten gebildete Matrix des KASCADE-Arrays. Matrix-Elemente sind die in den Hütten gemessenen Teilchenzahlen. Einträge in den Hütten, die aufgrund von Overflows oder Spike-Reduktionen verworfen worden sind, oder Detektoren, die zum Zeitpunkt der Messung nicht meßbereit waren, werden durch Interpolation mit den 8 nächsten Nachbar-Hütten (soweit vorhanden) aufgefüllt. Das Loch in der Matrix, das durch den Zentraldetektor entsteht, wird ebenso beseitigt. Meßbereite Detektoren, die keinen Energie-Eintrag hatten, werden nicht verworfen.

Die Einträge werden über alle Spalten und Reihen der Matrix aufsummiert. Die Maxima in diesen beiden Projektionen ergeben einen ersten Anhaltspunkt für das Schauermaximum. Um dieses Maximum herum wird in einer 3x3 Matrix mit einer Center of Gravity-Methode (= COG) das Schauerzentrum bestimmt. Diese Methode wichtet die Position der Einträge mit dem Wert der jeweiligen Einträge. Das so rekonstruierte Schauerzentrum wird im Anschluß mit dem Ergebnis aus der im folgenden beschriebenen Methode verglichen. Dazu wird ein COG auf die 3x3 Matrix innerhalb des Arrays mit dem größtmöglichen Inhalt angewandt. Für einen wohldefinierten Schauer sollten beide Methoden ein vergleichbares Ergebnis zeigen. Da die zweite Methode aber erheblich sensitiver auf Fluktuationen reagiert, da sie mehr nach einem lokalen Maximum sucht, ist der Unterschied aus dem Vergleich beider Rekonstruktionsergebnisse ein gutes Maß für die generelle Rekonstruierbarkeit.

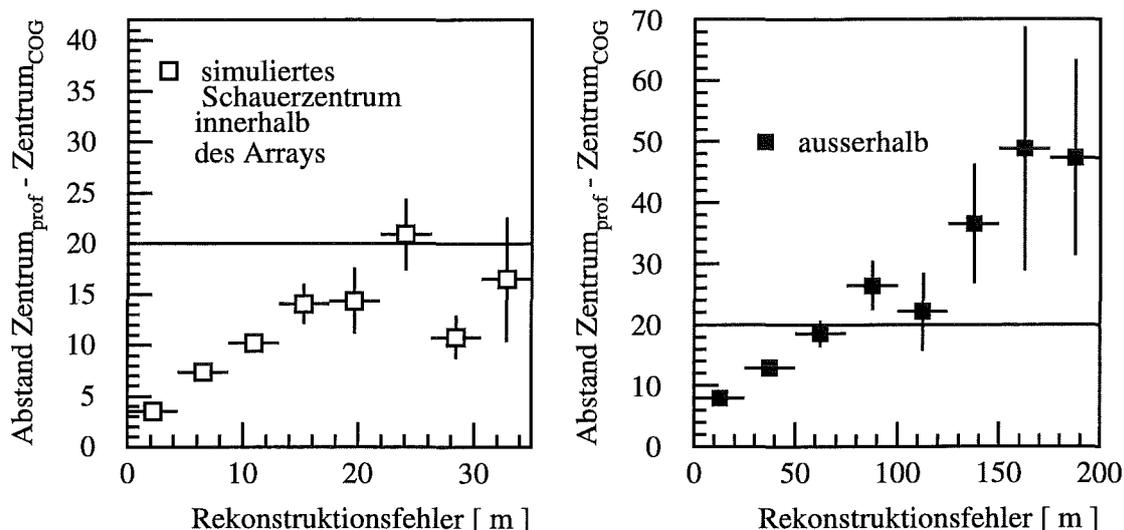


Abbildung 6.1: Vergleich der Schauerzentren aus Profil bzw. Center of Gravity Methode. Der Abstand der Schauerzentren ist als Funktion der Rekonstruktionsqualität für Schauer, deren Schauerzentrum innerhalb oder außerhalb des Arrays simuliert wurde, dargestellt.

Simulationen, in denen das Schauerzentrum außerhalb des Arrays gelegen ist, haben gezeigt, daß ein Abstand von mehr als 20 m zwischen beiden rekonstruierten Schauerzentren ein zuverlässiges Indiz für eine schlechte Rekonstruktion ist. Dies ist in Abbildung 6.1 dargestellt.

Ein außerhalb gelegener Schauer deponiert den größten Teil seiner Energie vor allem in den Randbereichen des Arrays. Deshalb wird von vorneherein in der Analyse auf Ereignisse mit einem rekonstruierten Schauerzentrum außerhalb von 91 m zum Arrayzentrum verzichtet. Die Schauerzentren aus akzeptierten Ereignissen (Methode 1) werden als Startwerte für einen NKG-Fit an die Elektronenverteilungen verwendet. Dieser Fit wird in Kapitel 6.5 näher erläutert.

Abbildung 6.2 zeigt die Qualität der rekonstruierten Schauerzentren als Funktion der Primärenergie für die Schätzmethode und den Fit an die Lateralverteilungen für jeweils proton- und eiseninduzierte Schauer. Man sieht, daß das Schauerzentrum ab einer Energie von $1 \cdot 10^{15}$ eV auf mindestens 3 m genau bestimmt werden kann.

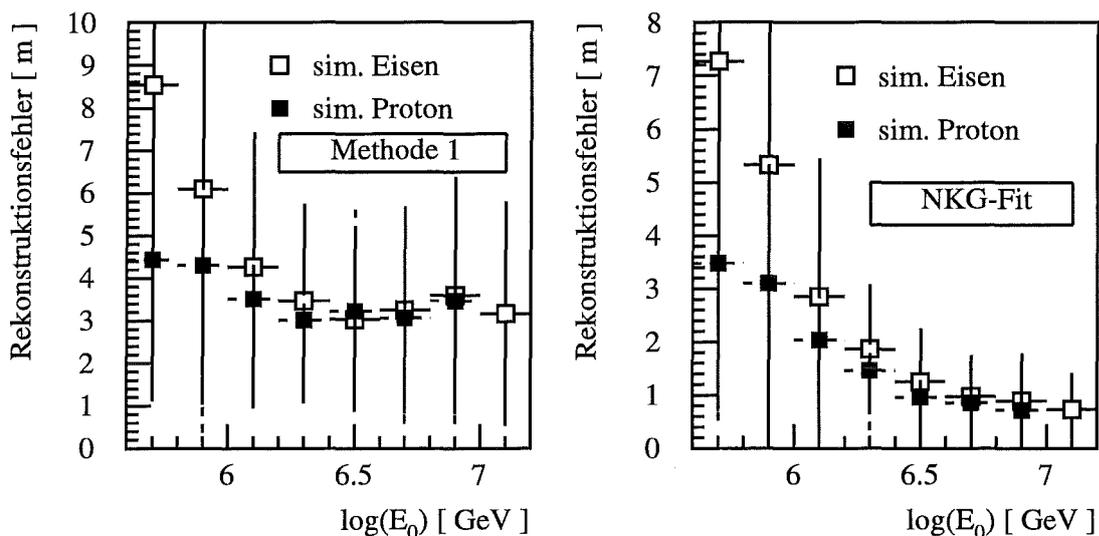


Abbildung 6.2: Qualität der Schauerzentrumsbestimmung. Die energieabhängige Rekonstruktionsqualität für die Profil-Methode (1) und für die Bestimmung aus dem Fit an die lateralen Verteilungen. Die Fehlerbalken repräsentieren die Streuung. Vor allem bei niedrigen Energien können protoninduzierte Schauer bei gleicher Primärenergie besser rekonstruiert werden als eiseninduzierte, da die Elektronenzahlen für Protonen höher sind bzw. die Statistik in den Detektoren besser wird.

6.4 Die Bestimmung der Schauerwinkel

Die Bestimmung der Schauerwinkel erfolgt in einer ersten Abschätzung mit einem Gradientenverfahren [Mayer93]. Dabei werden die Zeit-Gradienten dt/dx über dt/dy aufgetragen, wobei x und y die Positionen der Detektoren im Array bezeichnen (Für

den Fall eines senkrechten Schauers würde man im Idealfall eines ebenen Schauers in dieser Ebene nur einen einzigen Punkt erhalten). Durch den Vergleich mit dem Mittelwert aus allen Gradienten werden zunächst Ausreißer aussortiert. Die Einträge werden mit dem Energieverlust (\sqrt{E}) gewichtet und die Ebene wird in einzelne Zellen unterteilt. Aus der Zelle mit dem maximalen Eintrag wird der Gradient bestimmt, aus dem sich dann die Richtungs-Cosinus ableiten lassen.

In einem 2. Level wird eine Conus-Fläche an die relativen Ankunftszeiten gefittet. Diese Oberfläche, die eine gute Näherung an die tatsächliche Schauerfront darstellt, läßt sich durch folgende Funktion beschreiben:

$$\Psi = \sum_{i=1}^n w_i (l \cdot x_i + m \cdot y_i + n \cdot z_i + c(t_i - t_0) + k_c \cdot r_i)^2 \quad (6.1)$$

Dabei gilt:

$l^2 + m^2 + n^2 = 1$ (Richtungscosinus)

r_i = Abstand zum Schauerzentrum

k_c = Conus-Steigung

$w_i = \sqrt{E}$

t_0 = Zeit-Offset

t_i = Detektorzeiten

Die Winkelauflösung ist mit dieser Methode für Energien größer als 10^{15} eV besser als 0.4° . [Glasstetter 98]

6.5 Die Bestimmung der Elektronenzahl

Eine erste Abschätzung der Elektronenzahl N_e erfolgt mit den im KASCADE-Array ermittelten Teilchendichten $I_{i,j}$ ($1/m^2$):

Aus Simulationen konnte folgende Parametrisierung ermittelt werden, die für einen Mittelwert aus Eisen und Proton gültig ist:

$$N_e = F_{corr} \cdot 10^{(2.4 + 0.94 \cdot \log(DEN_{eg}))} \quad (6.2)$$

mit

$$DEN_{eg} = \sum_{i=1, j=1}^{16} I_{i,j} \quad (6.3)$$

und

$$F_{corr} = 1.1 + 0.0003 \cdot \sqrt{X_{Zentrum}^2 + Y_{Zentrum}^2} \quad (6.4)$$

Diese Parametrisierung läßt sich vor allem anhand der Flächenbelegungsichte des Arrays von etwa 2 % veranschaulichen, der durch den Faktor $10^{(2.4 + ..)}$ Rechnung

getragen wird.

Der Korrekturfaktor berücksichtigt, daß der gesamte Energieverlust innerhalb des Arrays von der Position des Schauerkerns abhängig ist, außen liegende Schauer also systematisch unterschätzt werden.

Diese erste Abschätzung der Elektronenzahl dient als Startwert für einen Fit an die Daten, mit dem im nächsten Level die Elektronenzahl bestimmt wird. Die Güte dieser ersten Abschätzung ($\pm 10\%$) ist in Abhängigkeit von der Primärenergie in Abbildung 6.3 (Seite 51) dargestellt. Ein signifikanter Einfluß dieses Startwertes auf das Fit-Ergebnis konnte nicht festgestellt werden. Die systematischen Unterschiede dieser ersten Abschätzung zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern bei hohen Energien können deshalb vernachlässigt werden.

Im folgenden wird die Funktion beschrieben, die in der weiteren Analyse an die Elektronen-Verteilungen gefittet wird.

Die NKG-Funktion

Die NKG (=Nishimura-Kamata-Greisen)-Funktion [Greisen56, Kamata58] stammt aus ausführlichen theoretischen Überlegungen zu elektromagnetischen Wechselwirkungen in der Atmosphäre.

Diese Wechselwirkungen sind zunächst durch

$$\gamma + A \rightarrow A + e^- + e^+ \quad (\text{Paarerzeugung}) \quad (6.5)$$

und

$$e^\pm + A \rightarrow A + e^\pm + \gamma \quad (\text{Bremsstrahlung}) \quad (6.6)$$

gegeben.

Unter Anwendung dieser beiden Prozesse lassen sich rein elektromagnetische Schauer, bzw. die Anzahl und Verteilung der am Erdboden ankommenden Teilchen, analytisch annähern: [Gaisser90]

$$\frac{dn_\gamma}{dt} = -\frac{n_\gamma(W, t)}{\lambda_{Paar}} + \int_W^\infty n_e(E', t) \frac{dn_{e \rightarrow \gamma}}{dW dt} dE' \quad (6.7)$$

mit

n_γ = Anzahl der Photonen mit der Energie $E > W$ in der atmosphärische Tiefe t

und

n_e = Anzahl der Elektronen und Positronen mit der Energie E .

Diese Gleichung beschreibt zum einen den Verlust von Photonen durch Bremsstrahlung und zum anderen deren Neuerzeugung durch die Bremsstrahlung von Elektronen.

$$\frac{dn_e}{dt} = -\frac{n_e(E, t)}{\lambda_{Brems}} + \int_E^\infty n_e(E', t) \frac{dn_{e \rightarrow e}}{dE dt} dE' + 2 \int_E^\infty n_\gamma(W', t) \frac{dn_{\gamma \rightarrow e}}{dE dt} dW' \quad (6.8)$$

mit n_e = Anzahl der Elektronen und Positronen mit Energie $> E$ in der atmosphärischen Tiefe t .

Mit dieser Gleichung wird ausgedrückt, daß einerseits Teilchen eines bestimmten Energieintervalls durch Bremsstrahlungsprozesse verloren gehen, aber gleichzeitig Teilchen durch die selben Prozesse aus höheren Energiebereichen in dieses Energieintervall hinkommen. Außerdem wird die Teilchenproduktion durch Paarbildung berücksichtigt. Dieses System von gekoppelten Differentialgleichungen berücksichtigt den Energieverlust von Teilchen durch Ionisation nicht. Deshalb ist diese Näherung nur für Teilchenenergien $E_{kin} \gg 84.3$ MeV gültig (Entsprechend der kritischen Energie E_{krit}).

Allgemein gültigere Beziehungen, die den Ionsiationsverlust hinreichend berücksichtigen, lassen sich nur numerisch lösen. Es existieren aber analytische Näherungsformeln für spezielle Bereiche der Schauerentwicklung. So wurde folgende Formel [Greisen56], die sogenannte longitudinale Entwicklungsformel, entwickelt, die die Anzahl der Elektronen in Bereichen großer Teilchenzahl beschreibt.

$$N_e(E_0, t) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} \cdot e^{t(1-1.5 \ln s)} \quad (6.9)$$

$$\text{mit } t = \frac{X}{X_0}, \quad \beta_0 = \ln \frac{E_0}{E_{krit}} \quad \text{und} \quad s = \frac{3t}{t + 2\beta_0}$$

mit

X = atmosphärische Tiefe in g/cm^2

$X_0 = \lambda_{Brems}$ (Strahlungslänge in Luft)

und

E_0 = Primärenergie des Photons

Für Elektronenergien $E > E_c$ gilt:

$$N_e(E \geq E_c) = \frac{0.135}{\sqrt{\beta_c}} \cdot e^{t(1-1.5 \ln s)} \quad (6.10)$$

$$\beta_c = \ln \frac{E_0}{E_c}$$

Der Parameter s beschreibt den Grad der Schauerentwicklung. Er wird deshalb auch als Schaueralter (Age) bezeichnet ($s=0$ bedeutet den Startpunkt der Schauerentwicklung, das Maximum der Teilchenzahl eines Schauers ist bei $s=1$ zu finden, danach nimmt die Teilchenzahl ab. Bei $s=2$ ist die Teilchenzahl kleiner als der Startwert (1 Teilchen)). Die Lage des Schauermaximums liegt in einer atmosphärischen Tiefe von $t_{max} = \ln \frac{E_0}{E_{krit}}$. Höherenergetische Schauer weisen ihr Maximum also tiefer in der Atmosphäre auf als niederenergetische.

Um nicht nur die Anzahl, sondern auch die laterale Verteilung der Elektronen beschreiben zu können, muß die Coulomb-Streuung berücksichtigt werden. Dies führt zu

3-dimensionalen Gleichungen, für die folgende Näherung, die NKG-Formel gilt [Greisen56, Kamata58]:

$$\rho_e(r, E_0, t) = C(s) \frac{N_e(E_0, t)}{2\pi R_{mol}^2} \left(\frac{r}{R_{mol}} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{R_{mol}} \right)^{s-4.5} \quad (6.11)$$

$$\text{mit dem Normierungsfaktor } C(s) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)}$$

Der Parameter R_{mol} bezeichnet den sogenannten Moliere-Radius. Dieser Begriff stammt aus der Theorie der Vielfachstreuung und bezeichnet den durch die Coulomb-Streuung zustandekommenden Beitrag zur lateralen Verteilung.

Vor der Anwendung der NKG-Funktion muß zunächst klargestellt werden, daß diese ursprünglich die Entwicklung eines photoninduzierten Schauers beschreibt. Allerdings kann ein hadronisch ausgelöster Schauer, dessen elektromagnetische Komponente vor allem durch den Zerfall neutraler Pionen in 2 γ -Quanten entsteht, als Überlagerung vieler Subschauer aufgefaßt werden. Empirisch wurde gefunden, daß die Summe dieser Überlagerungen relativ gut mit der NKG-Funktion beschrieben werden kann. Dies wurde zum einen durch Simulationen und zum anderen experimentell anhand der Schauerdaten bestätigt. (Siehe Abbildung 6.3 und Abbildung 6.7)

Die Elektronenverteilungen werden im 2.Level mit der NKG-Funktion gefittet. Dabei wird das Verfahren der Maximum-Likelihood-Funktion verwendet.

Der optimale Radiusparameter R_{mol} wurde aus Simulationen und Fits an die Verteilung der experimentellen Daten zu 89 m bestimmt. Freie Fitparameter sind in diesem Level die Position des Schauerzentrums, die Form der Verteilung (Age) und die Elektronenzahl N_e .

Aufgrund der Unbestimmbarkeit der LECF (vergleiche Kapitel 5) in großer Nähe zum Schauerzentrum und der zunehmenden Massenabhängigkeit der LECF bei großen Abständen werden die Elektronen nur in einem Radiusbereich von 10 m - 200 m gefittet. Im dritten und letzten Level werden die Elektronen wiederum mit einer NKG-Funktion gefittet. Die Position des Schauerzentrums ist im 2.Level hinreichend gut bestimmt worden, d.h. sie wird nicht mehr variiert. Dieser Fit berücksichtigt die Myonlateralverteilung, die an dieser Stelle bereits gut definiert ist, als Untergrundfunktion.

Abbildung 6.3 zeigt die Rekonstruktionsqualität der Elektronenzahl. Dargestellt ist jeweils die Abweichung in % von der wahren Elektronenzahl, die aus CORSIKA bekannt ist.

Die NKG-Funktion neigt bei der Beschreibung der Simulationen zu einer Unterschätzung der Elektronenzahl bei sehr großen Abständen zum Schauerzentrum. Die systematischen Fehler, die deshalb von vorneherein entstehen, sind in Abbildung 6.3 b) dargestellt. Für diese Darstellung wurden die CORSIKA-Verteilungen mit der vollen Teilcheninformation gefittet. Die Fehler, die aus den Fits an die rekonstruierten Verteilungen resultieren, liegen für eiseninduzierte Schauer in der gleichen Größenordnung von

etwa -8 % Unterschätzung. Protoneninduzierte Schauer zeigen im Vergleich zu den Fits an die CORSIKA-Schauer eine geringe Unterschätzung im Bereich von -5 %.

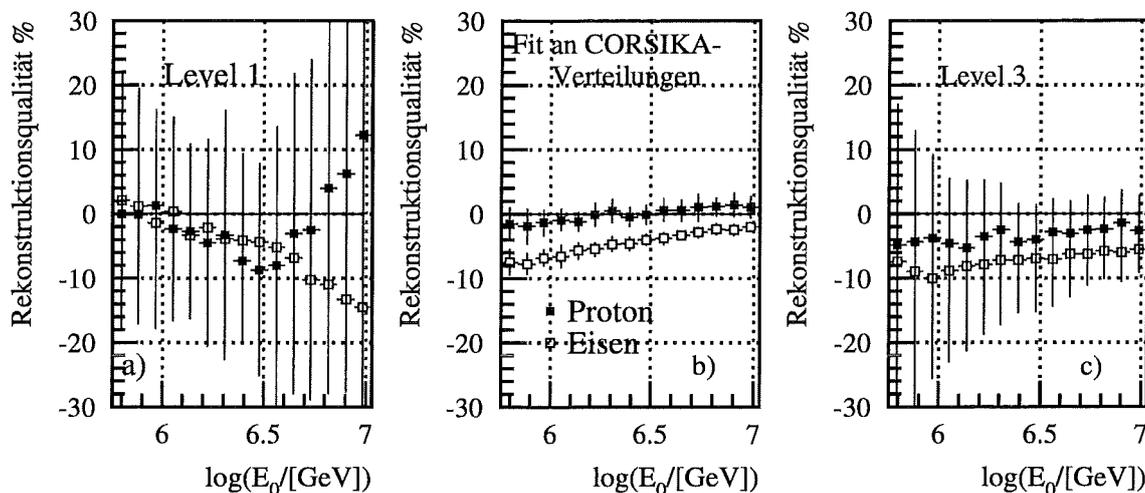


Abbildung 6.3: Rekonstruktionsqualität der Elektronenzahl N_e . Die Qualität wird in % Abweichung von der wahren Schauergröße ermittelt. Die Fehlerbalken stellen die Streuung dar. Im linken Bild ist das Ergebnis der Schätzmethode dargestellt. Das mittlere Bild zeigt den Fehler, der grundsätzlich aus der Verwendung der NKG-Funktion entsteht. Hierzu wurden die CORSIKA-Elektronverteilungen gefittet. Das rechte Bild zeigt den Fehler aus den Fits an die rekonstruierten Elektronenverteilungen.

6.6 Die Bestimmung der Myonenzahl

In einem ersten Level wird die Myonenzahl wie die Elektronenzahl mithilfe einer aus Simulationen erhaltenen Parametrisierung bestimmt. Da die Teilchendichten I_μ ($1/m^2$) in den Myon-Detektoren an dieser Stelle noch nicht auf elektromagnetische und hadronische Beiträge korrigiert sind, werden nicht alle Einträge zur Abschätzung benutzt. Verwendet werden nur Myon-Detektoren in einem Abstand von mindestens 60 m zum Schauerzentrum, da ab diesem Abstand elektromagnetischer und hadronischer punch-through nur noch eine unwesentliche Rolle spielen (Vergleiche Kapitel 5.1). Da die statistische Aussage aufgrund sehr geringer Dichten in den Myon-Detektoren mit steigendem Abstand zum Schauerzentrum unsicher wird, wurde für diese Abschätzung außerdem ein oberer Radiuscut von 100 m eingeführt. Damit ergibt sich zur Abschätzung der Myonenzahl folgende Parametrisierung:

$$N_\mu = 10^{(\log(DEN_\mu) \cdot 0.891 + 5.3089)} \quad (6.12)$$

mit

$$DEN_\mu = \sum_{r=60m}^{100m} I_r \quad (6.13)$$

Die Grösse DEN_μ erlaubt außerdem eine Abschätzung des lateralen Formparameters Age_μ . Dieser ergibt sich zu

$$Age_\mu = 1.302 - 0.045 \cdot \log(DEN_\mu) \quad (6.14)$$

Für den Fall sehr kleiner Schauer, die durch $DEN_\mu < 0.001$ definiert werden (Dies entspricht einer Energie von etwa 10^{14} eV), wird der Wert der Myonenzahl auf $N_\mu = 1000$ und der Wert des Formparameters auf $Age_\mu = 1.42$ gesetzt. Die Abschätzung dieser beiden Parameter im ersten Level dient nicht nur zur Startwert-Vorgabe für den folgenden Level, sondern wird auch zu einer verfeinerten Reduktion der Myon-Daten genutzt. Zusätzlich zur allgemeinen Spike-Reduktion wird ein Algorithmus angewendet, der die Myondichte-Verteilung mit einer angenommenen NKG-Verteilung (siehe vorhergehender Abschnitt) vergleicht. Diese NKG-Funktion enthält die Abschätzung von N_μ und Age_μ . Der Radiusparameter wurde für die Myonenverteilung zu $R_{mol} = 420$ m bestimmt. Als unglaublich werden alle Einträge gewertet, deren Poissonwahrscheinlichkeit $< 0.1\%$ beträgt. Diese Einträge werden wie bei der Spike-Reduktion aus der Analyse herausgenommen. Diese Reduktion wurde vor allem eingeführt, um den hadronischen punch-through zu reduzieren. Dieser kann vor allem bei größeren Abständen zum Schauerzentrum in der Größenordnung mehrerer Myon-Deposits liegen (z.B. durch Neutronen), und ist deshalb für die allgemeine Spike-Reduktion schwer zugänglich. Die Reduktion mit diesem Cut wird vor allen weiteren Leveln mit den jeweils aktuellen (und stetig verbesserten) Werten für N_μ und Age_μ durchgeführt.

Abbildung 6.4 zeigt den elektromagnetischen und hadronischen punch through mit und ohne diese Reduktion. Der restliche punch-through kann mit folgender Funktion beschrieben werden.

$$\frac{Energie_{\gamma+el+ha}}{el} = 0.01 + e^{3.8-1.47 \cdot \log(N_e)} \quad (6.15)$$

Hierbei dient die Elektronenzahl N_e als Energieabschätzung. In den Leveln 2 und 3 werden die Myonenverteilungen mit der NKG-Funktion gefittet.

Dieser Fit läßt sich aufgrund der im allgemeinen niedrigen Statistik nur als 1-Parameter-Fit durchführen. Gefittet wird nur die Myonzahl N_μ . Die Position des Schauerzentrums wird aus der Analyse der Elektronverteilungen entnommen. In den Leveln 2 und 3 werden die Myonenverteilungen mit der NKG-Funktion gefittet.

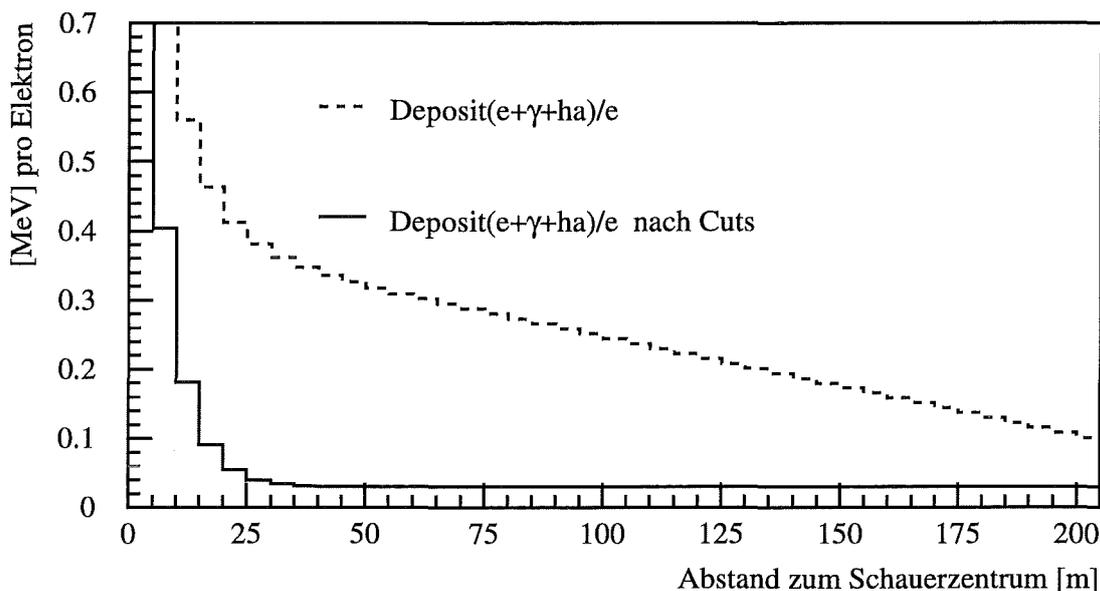


Abbildung 6.4: Reduktion des elektromagnetischen und hadronischen punch through. In dieser Darstellung wurde über alle Energien gemittelt.

Dieser Fit läßt sich aufgrund der im allgemeinen niedrigen Statistik nur als 1-Parameter-Fit durchführen. Gefittet wird nur die Myonzahl N_μ . Die Position des Schauerzentrums wird aus der Analyse der Elektronverteilungen entnommen. Als bestmöglicher Radiusparameter wurde $R_{mol,\mu} = 420$ m gefunden. Der Formparameter Age_μ wird festgehalten, aber für jeden Schauer einzeln aus folgender Beziehung bestimmt:

$$Age_\mu = 1.57 - 0.0445 \cdot \log(N_e) \quad (6.16)$$

Um die Age_μ -Werte für diese Parametrisierung zu erhalten, wurden jeweils für proton- und eiseninduzierte Schauer die CORSIKA-Myonverteilungen gefittet, und anschließend der Mittelwert gebildet.² Die Formparameter sind etwas massenabhängig. ($Age_\mu^p \sim 0.8 \cdot Age_\mu^{fe}$) Deshalb führt eine Mittelung zu einem systematischem Unterschied in der Rekonstruktion von protoninduzierten und eiseninduzierten Schauern in der Größenordnung von $\sim 5\%$, wie in Abbildung 6.5 unten dargestellt ist.

Da die Myonenverteilung nur im Fitbereich sicher bestimmt ist und die NKG-Funktion, die nicht für den Fit an die myonische Komponente konzipiert worden ist, die Daten auch nur in diesem Bereich gut beschreibt, wurde ein zusätzlicher Schauerparameter N_μ^{tr} eingeführt. Dieser Parameter ist das Integral der gefitteten Funktion innerhalb der Fitgrenzen von 40-200 m. Mit der Verwendung dieses Parameters können systematische Unsicherheiten reduziert werden, da nur die Daten aus dem tatsächlichen Meßbereich gefittet werden. Außerdem wird die Massenabhängigkeit der Myonzahl, die vor allem aus der unterschiedlichen lateralen Verteilung bei großen Abständen zum Schauerzentrum resultiert, etwas gemindert. Wie in Abbildung 6.6 deutlich wird, ist dieser Effekt

²Diese Parametrisierung sollte mit sehr guter Statistik langfristig aus den experimentell erhaltenen Daten ermittelt werden.

bei Simulationen mit dem VENUS-Modell sehr deutlich ausgeprägt, bei Simulationen mit QGSJET ist der Unterschied nicht so stark. Das VENUS-Modell sagt grundsätzlich eine weniger starke Massenabhängigkeit der Myonenzahl vorher.

Zusätzlich fallen bei der Verwendung von N_μ^{tr} die systematischen Unterschiede aus der Verwendung des gemittelten Age_μ -Parameters zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern in der Rekonstruktion nicht mehr so stark ins Gewicht. Die reduzierte Myonenzahl N_μ^{tr} wird damit zu einem sehr gutem Parameter für eine erste Energieabschätzung.

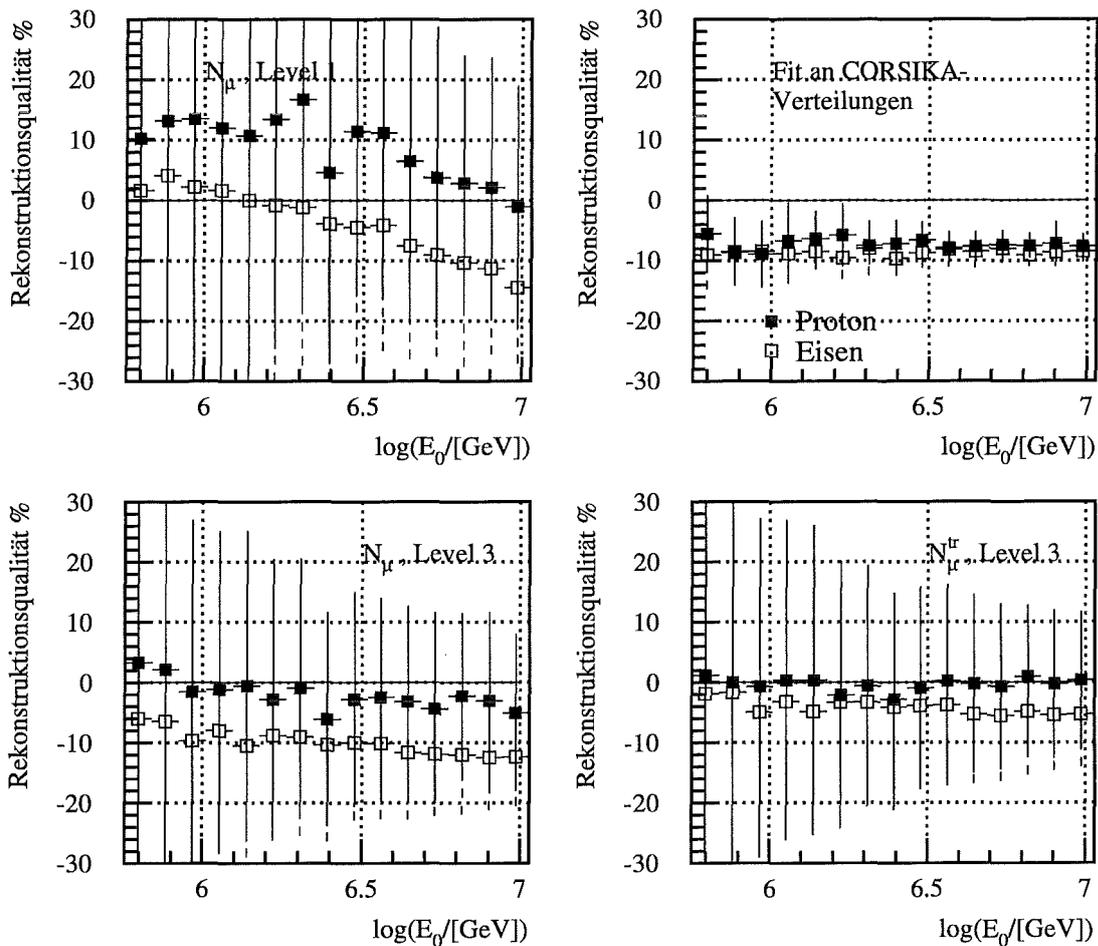


Abbildung 6.5: Rekonstruktionsqualität der Myonenzahl N_μ und N_μ^{tr} . Die Darstellung links oben zeigt die Qualität aus der Abschätzung mit der Summe der Myondichten zwischen 60 und 100 m Abstand zum Schauerzentrum. Das Bild rechts zeigt die systematischen Abweichungen aus den NKG-Fits an die CORSIKA-Verteilungen. Die Bilder unten zeigen die Abweichungen aus den Fits an die rekonstruierten Teilchenverteilungen für das Gesamtintegral N_μ und das Integral innerhalb der Fitgrenzen N_μ^{tr} . Die Fehlerbalken repräsentieren jeweils die Streuung.

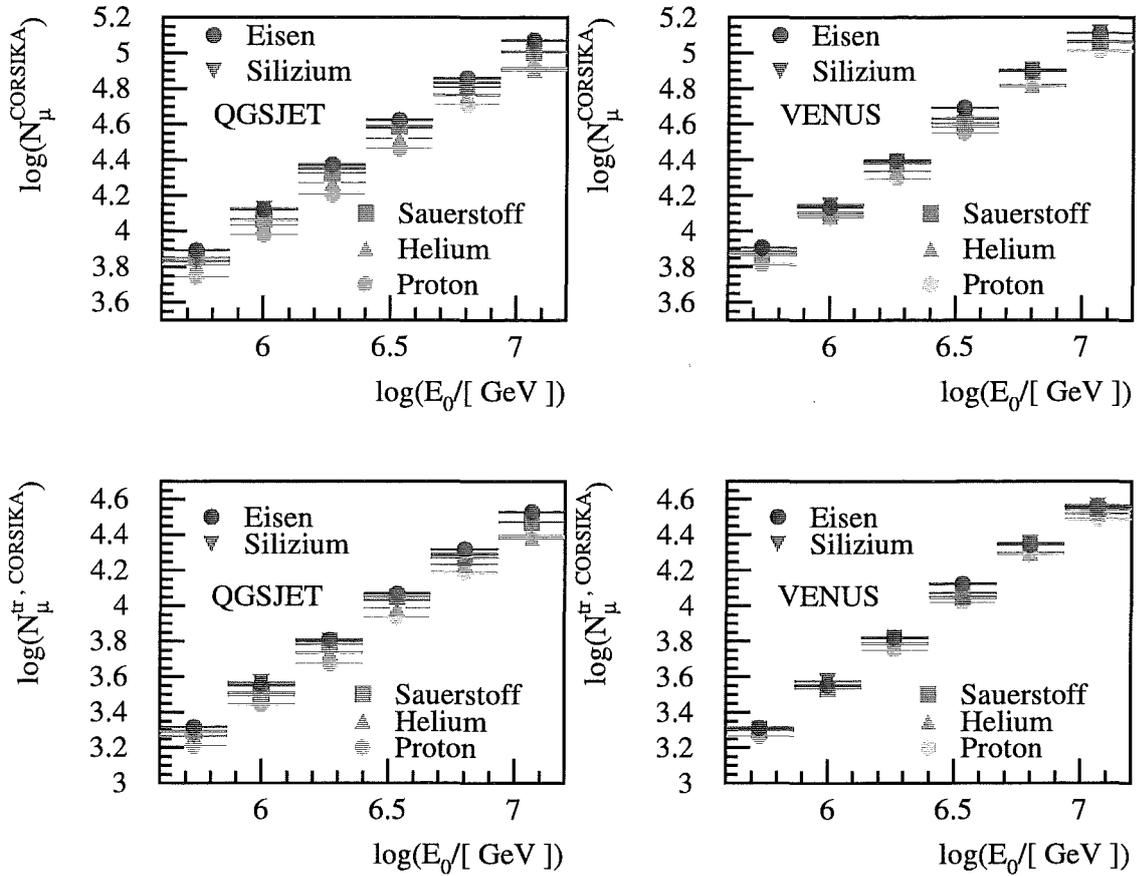


Abbildung 6.6: Die Myonenzahlen N_{μ} und N_{μ}^{tr} als Funktion der Energie. Die beiden oberen Bilder zeigen die Vorhersage der beiden Wechselwirkungsmodelle QGSJET und VENUS für die totale Myonenzahl N_{μ} für alle 5 simulierte Elementgruppen. Die unteren Bilder zeigen die reduzierte Myonenzahl N_{μ}^{tr} für die gleichen Schauer. Auf die Darstellung der Streuung wurde aus Übersichtlichkeitsgründen verzichtet. Man sieht, daß die Massenabhängigkeit der Myonenzahl vor allem für mit VENUS simulierte Schauer mit der Verwendung der reduzierten Myonenzahl verringert wird.

6.7 Die laterale Verteilung der elektromagnetischen und myonischen Komponente

In diesem Abschnitt soll zum einen gezeigt werden, daß mit der NKG-Funktion eine Möglichkeit zur Beschreibung nicht nur der simulierten, sondern auch der experimentellen Daten existiert. Zum anderen soll die Qualität der Simulationen, bzw. des verwendeten Wechselwirkungsmodells, bezüglich der Beschreibung der Daten demonstriert werden.

Dafür wurden die Elektronen- und Myonen-Verteilungen von insgesamt 3.5 Mio Schauern in einem Zenitwinkel-Intervall von $18^\circ < \theta < 26^\circ$ in verschiedenen Intervallen histogrammiert. Als Intervallgröße diente die Myonenzahl N_μ^{tr} , die, wie in Kapitel 6.6 gezeigt wurde, eine erste Energieabschätzung erlaubt. Es wurden zehn Intervalle in dem Bereich $3.5 < \log(N_\mu^{tr}) < 4.55$ konstruiert, dies entspricht nach den Vorhersagen der Simulation einem Energiebereich von etwa 10^{15} eV bis 10^{16} eV. Die Mittelwerte der Verteilungen wurden jeweils mit den in der Einzelschauer-Rekonstruktion verwendeten Funktionen gefittet. Für die Myon-Verteilung ergab sich damit zusätzlich die Möglichkeit die, aufgrund der im einzelnen Schauer wegen zu niedriger Statistik festgehaltenen, Age_μ -Werte, zu überprüfen. Abbildung 6.7 zeigt die Elektronen- und Myonverteilungen für jeweils drei Intervalle (entsprechend Energien von $1.5, 3.2$ und $7 \cdot 10^{15}$ eV).

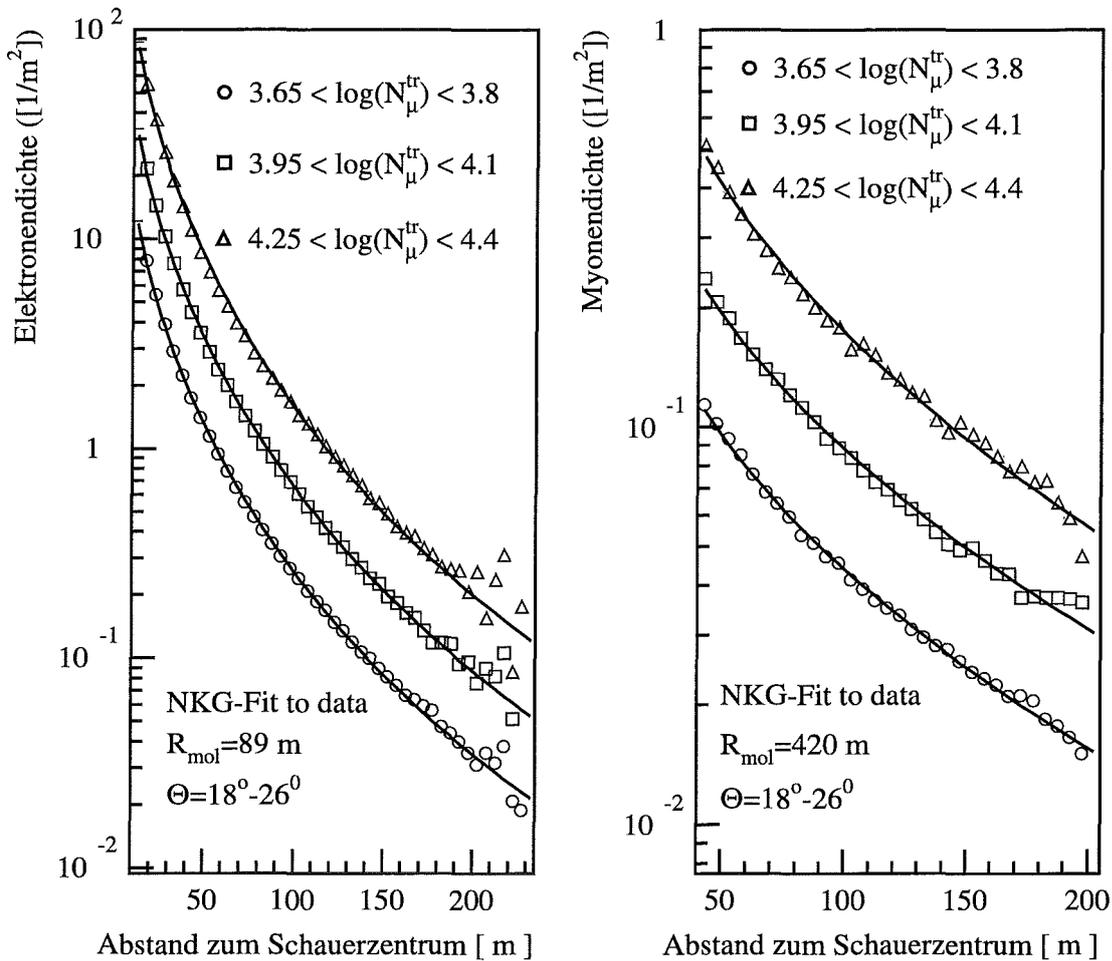


Abbildung 6.7: Die NKG-Fits an die Elektronen- und Myonverteilungen in $\log(N_\mu^{tr})$ -Intervallen. Aus Übersichtlichkeitsgründen wurden exemplarisch nur 3 Intervalle mit Energien entsprechend $\sim 1.5, 3.2$ und $7 \cdot 10^{15}$ eV dargestellt. Links sind die Fits an die Elektronverteilung in einem Fitbereich von 10-200m dargestellt. Das rechte Bild zeigt die Fits an die Myonverteilungen in einem Fitbereich von 40-200 m. Der Age_μ -Parameter wurde aus den in KRETA ermittelten Parametern entnommen.

Diese Abbildung veranschaulicht, daß die Daten innerhalb des jeweiligen Fitbereiches sehr gut durch die NKG-Funktion beschrieben werden.

Abbildung 6.8 zeigt die in dem Rekonstruktionsprogramm verwendeten bzw. erhaltenen gemittelten Formparameter Age_μ aus den Fits (in KRETA) an die Einzelverteilungen im Vergleich zu den Ergebnissen aus den Fits an die mittleren Lateralverteilungen. Zusätzlich wurden die erwarteten Werte für proton- und eiseninduzierte Schauer aufgetragen. Der Fitfehler für den Age_μ -Parameter aus den Fits an die mittleren Lateralverteilungen kann aufgrund der begrenzten Statistik bis zu 10 % betragen. Deshalb ist ein Vergleich dieser Werte mit der Vorhersage nur bedingt möglich. Die gefitteten Parameter aus KRETA zeigen eine Übereinstimmung mit der Simulationsvorhersage. Da diese über die Elektronenzahl aus Simulationen parametrisiert ist, zeigt dies nur die Kompatibilität der simulierten Elektronenzahl mit den Daten. Die gefitteten Age_μ -Parameter zeigen jedoch als Funktion von N_μ^{tr} einen größeren Abfall, als von CORSIKA vorhergesagt wurde. Die Berechnung und der Fit der Myondichten mit einem völlig unabhängigen Verfahren [Giller98] zeigt einen vergleichbaren Trend. Für die Berechnung der reduzierten Myonzahl hat dies keinen gravierenden Einfluß. Ein aus dem Age_μ -Parameter entstehender Unterschied wirkt sich aufgrund der allgemein flachen Funktion vor allem in dem totalen Integral N_μ aus.

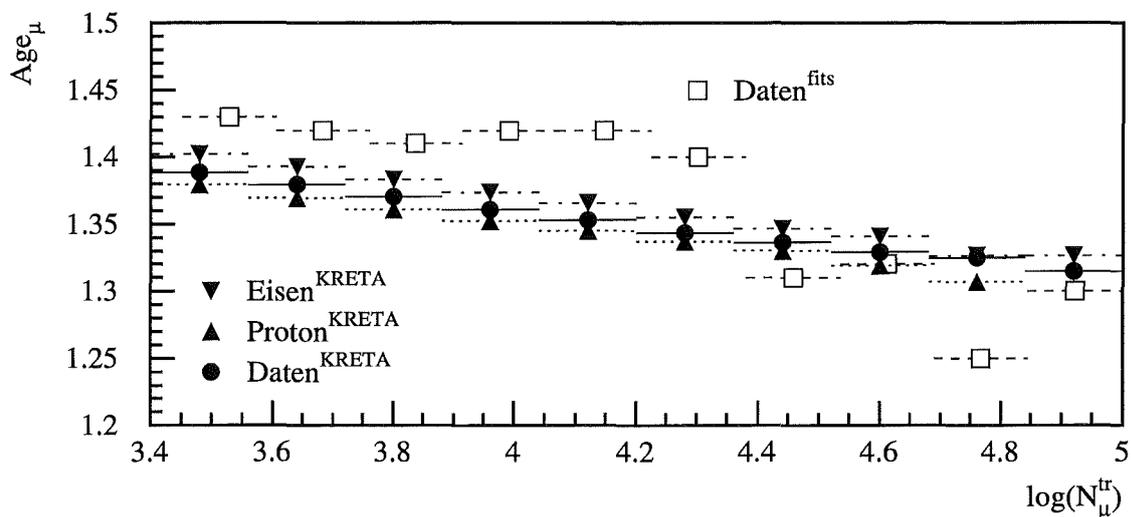


Abbildung 6.8: Vergleich der simulierten und experimentell erhaltenen Age_μ -Parameter. Diese Darstellung zeigt die Ergebnisse für die Fits an die mittleren lateralen Verteilungen. Gefittet wurden jeweils die Teilchenzahl und der Age_μ -Parameter. Zusätzlich wurden die Ergebnisse der Fits mit der Erwartung aus CORSIKA (Mittelwert aus VENUS und QGSJET) und den Mittelwerten der Fits an die Einzelverteilungen verglichen (KRETA).

Abbildung 6.9 und 6.10 zeigen die grundsätzliche Kompatibilität der Daten mit den Simulationen. Dargestellt sind jeweils die Elektronen- bzw. Myonen-Dichte-Verteilungen der Daten im Vergleich zu den Verteilungen simulierter proton- und eiseninduzierter Schauer. Eine Kompatibilität der Simulationen fordert, daß sich die Daten-Verteilungen im Rahmen der Fehler nicht oberhalb der Proton- oder unterhalb der Eisen-Verteilungen bewegen. Für die Elektronendichte-Verteilung ist dieser erlaubte Bereich als farbliches Band gekennzeichnet. Dabei ist die obere Grenze durch protoninduzierte und die untere Grenze durch eiseninduzierte Schauer gegeben. Die Daten bewegen sich grundsätzlich deutlich näher an der Proton-Vorhersage als an der Eisen-Vorhersage.

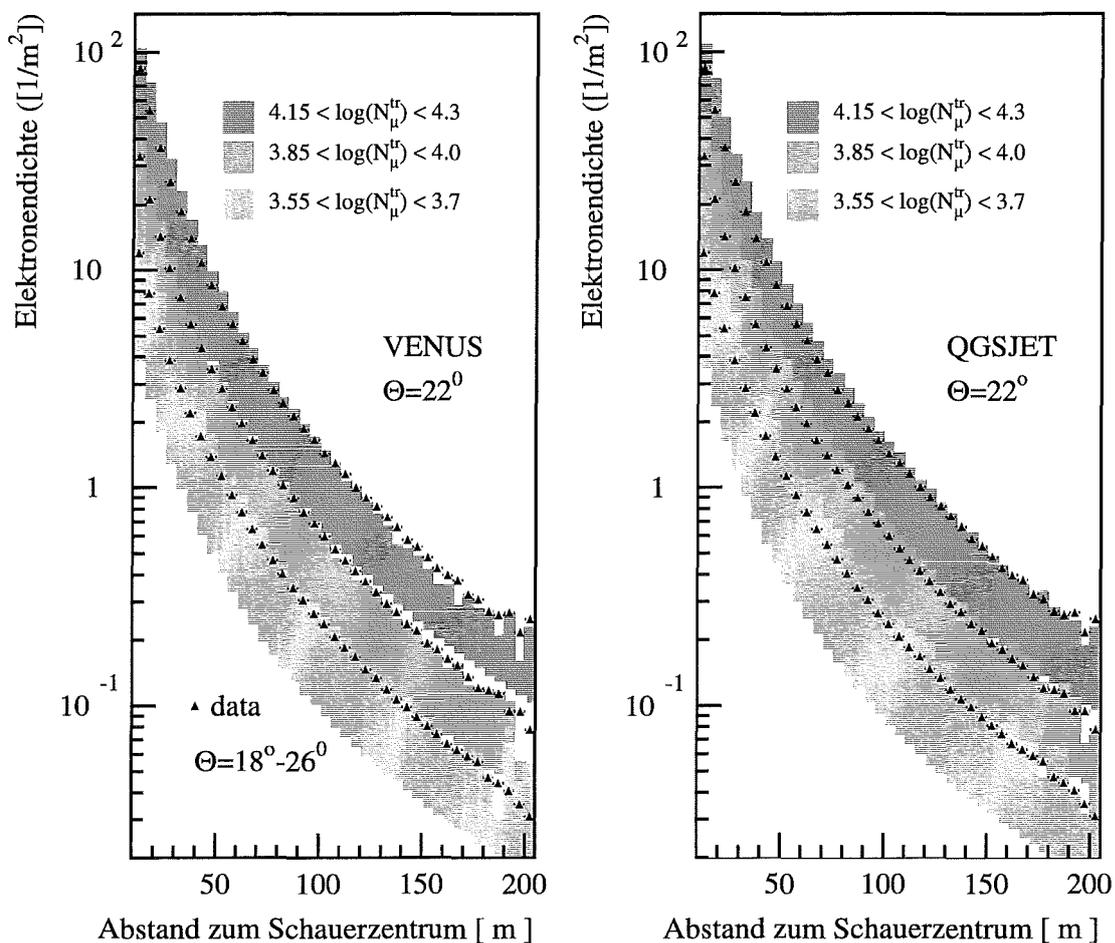


Abbildung 6.9: Die lateralen Elektronverteilungen im Vergleich zur Simulation. Auf die Darstellung der Fehler wurde aus Übersichtlichkeitsgründen verzichtet.

Dies gilt für beide Modelle, wobei sich bei Verwendung des VENUS-Modells ein Abweichen der Daten bei sehr hohen Energien und großen Abständen zum Schauerzentrum über die Proton-Vorhersage hinaus abzeichnet. Allerdings reicht der statistische Fehler der Simulation in diesem Bereich weit über die Verteilung der Daten hinaus. Dieser

Effekt ist bei Verwendung des QGSJET-Modells nicht so stark ausgeprägt. Die Myondichten werden sowohl durch VENUS- wie auch durch QGSJET-Simulationen sehr gut beschrieben. Da proton- und eiseninduzierte Schauer im Auswertebereich eine sehr ähnliche Verteilung aufweisen, wurde hier auf die Darstellung eines Kompatibilitätsbandes verzichtet, und die Protonverteilung als helles, die Eisen-Verteilung als dunkles Histogramm überlagert.

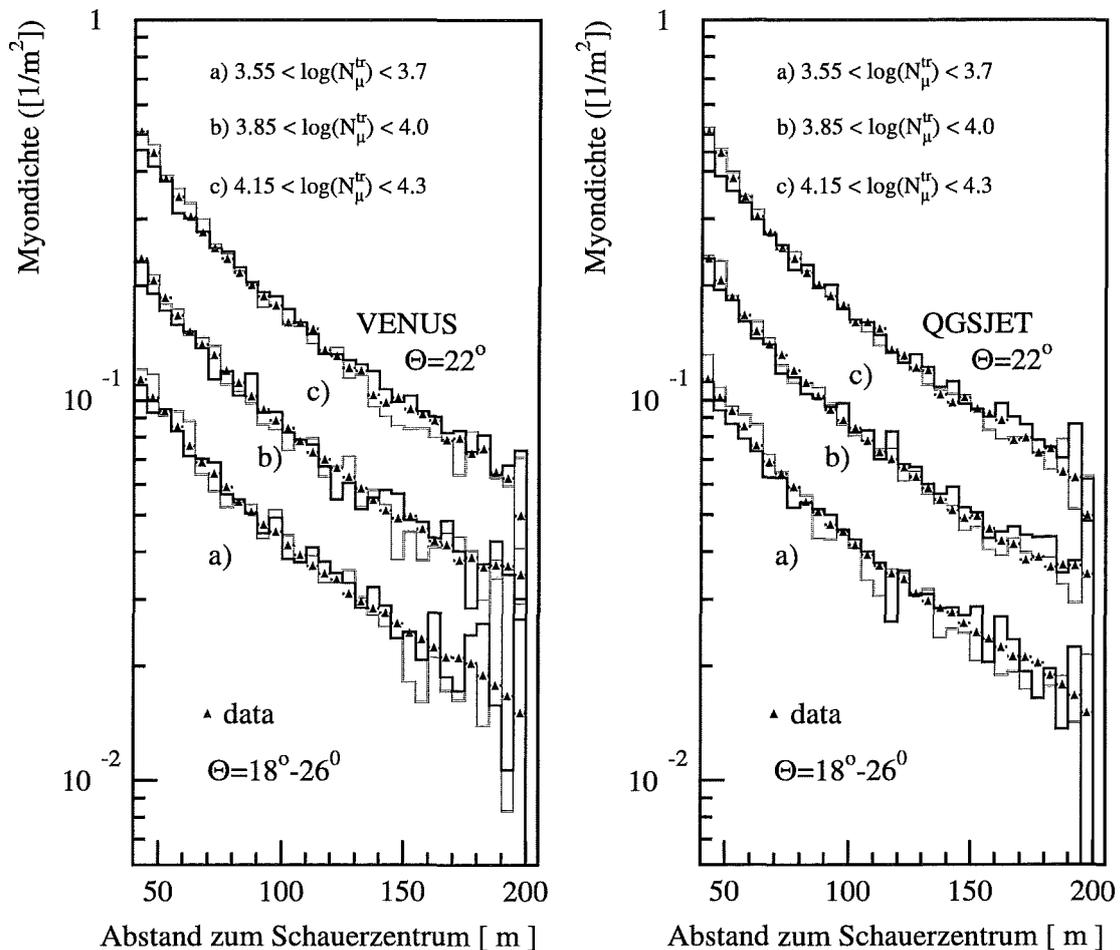


Abbildung 6.10: Die lateralen Myonverteilungen im Vergleich zur Simulation. Die Vorhersage für protoninduzierte Schauer wurde hier als helles, die für eiseninduzierte als dunkles Histogramm überlagert. Aufgrund der Daten-Aufteilung in Intervallen der Myongröße und nur schwach massenabhängigen Age_{μ} -Parametern ist hier keine große Differenz zwischen leichten und schweren Schauern zu erwarten.

Um zu untersuchen, ob die Verwendung der lateralen Energie-Korrektur-Funktionen möglicherweise zu systematischen radiusabhängigen Fehlern führt, wurde die Kompatibilität der Simulationen zu den Daten zusätzlich auf einem niederen Level überprüft. Dazu wurden nur die gemessenen Energie-Dichten in Elektron- und Myon-Detektor verwendet. Die einzige Korrektur dieser Daten bestand in der allgemeinen Spike-Reduktion.

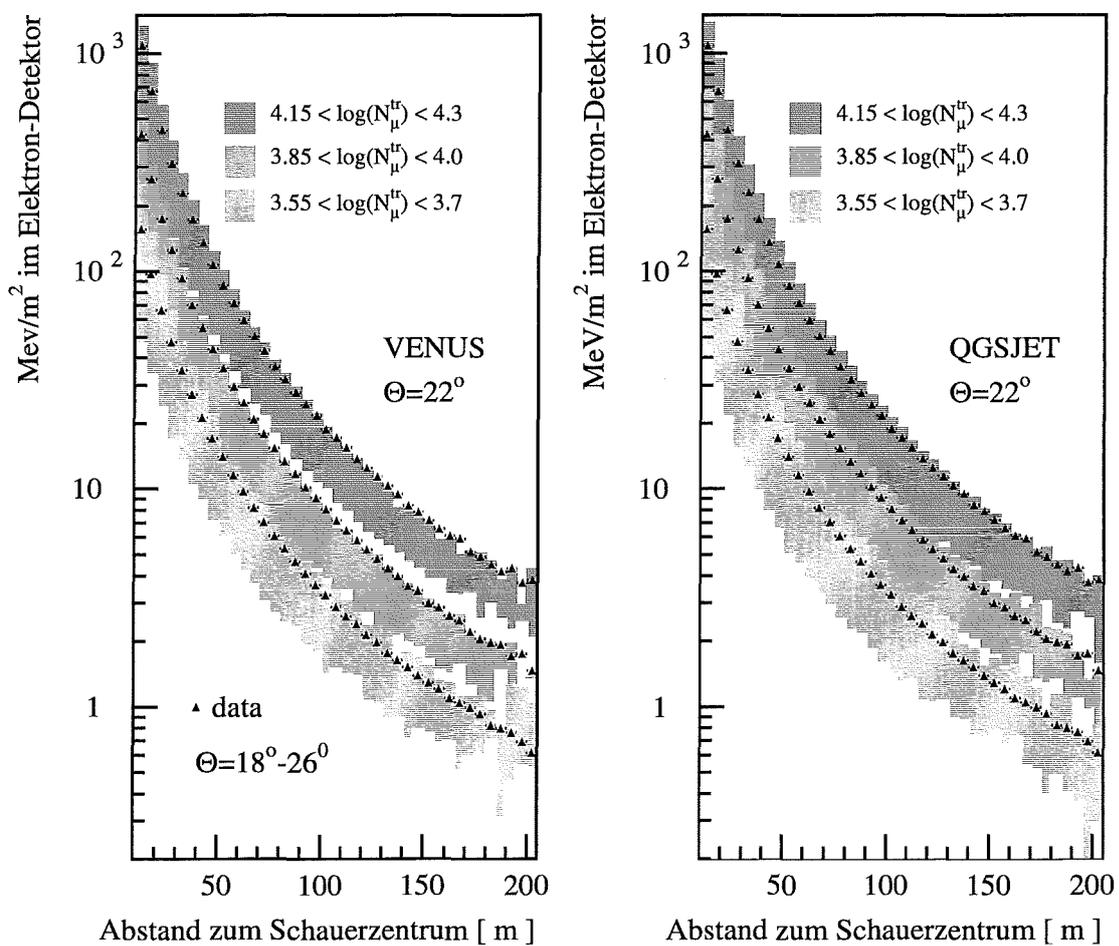


Abbildung 6.11: Die lateralen Verteilungen der im Elektron-Detektor deponierten Energie im Vergleich zur Simulation. Diese Abbildung zeigt im Vergleich zur Simulation ein ähnliches Verhalten wie die Elektrondichte-Verteilungen (Abbildung 6.9). Wieder kennzeichnen die farblichen Bänder die erlaubten Grenzen durch proton- (obere Grenze) und eiseninduzierte Schauer (untere Grenze).

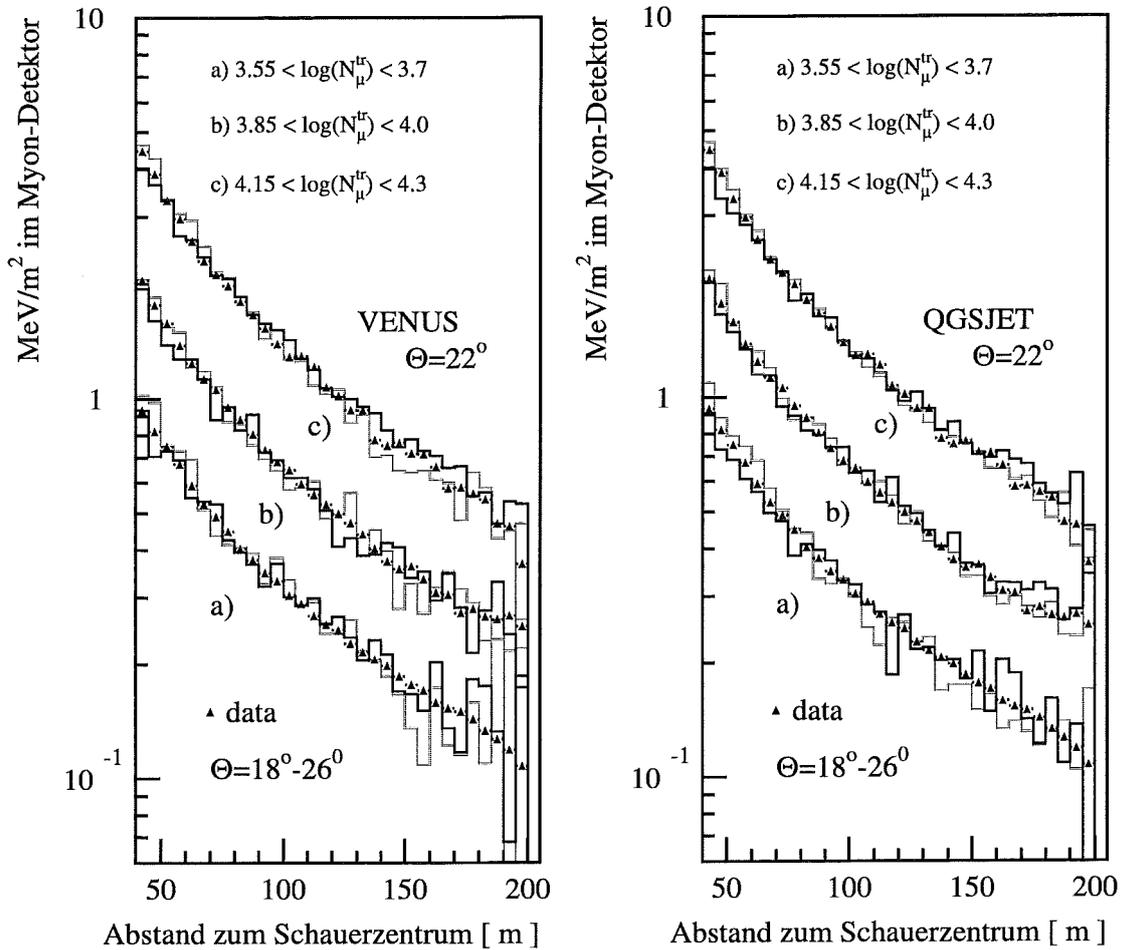


Abbildung 6.12: Die lateralen Verteilungen der im Myondetektor deponierten Energie im Vergleich zur Simulation. Proton- und eiseninduzierte Schauer sind als helles bzw. dunkles Histogramm überlagert.

Diese Analyse zeigt das gleiche Ergebnis wie zuvor bei der Rekonstruktion der Teilchendichten, wie in Abbildung 6.11 und 6.12 dargestellt ist. Die Daten bewegen sich im Kompatibilitätsbereich nahe der Proton-Verteilung. Auch hier deutet sich bei Verwendung des VENUS-Modells bei der Auswertung der Elektron-Detektoren ein mögliches Abweichen der Daten bei höheren Energien und großen Abständen zum Schauerzentrum an. Da für die Auswertung der Simulation und der Daten jeweils die selben Analyse-Schritte vorgenommen wurden, scheidet die Verwendung der LECF als Verursacher dieses Trends aus. Die Verwendung des Detektorsimulationsprogramms CRES, das aus der Verwendung der Teilcheninformation die Energieverluste in den jeweiligen

_____ 6.7 Die laterale Verteilung der elektromagnetischen und myonischen Komponente

Detektoren liefert, wurde zusätzlich überprüft. Dazu wurden die Teilchenverteilungen aus CORSIKA mit den aus CRES ermittelten verglichen. Hierbei zeigte sich aber keine nennenswerte Abweichung bei großen Abständen zum Schauerzentrum.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, daß die Beschreibung der Daten mit den verwendeten Modellen VENUS und QGSJET sinnvoll ist. Bei den Elektron-Verteilungen deutet sich unter Verwendung des VENUS-Modells eine Inkompatibilität bei hohen Energien- und in großer Entfernung zum Schauerzentrum an. Diese ist bezüglich der Rekonstruktion der Elektronenzahl aber von untergeordneter Bedeutung, da aufgrund der Steilheit der NKG-Funktion der Großteil der Elektronen (im Mittel 70% innerhalb der ersten 100 m) aus Bereichen in der Nähe des Schauerzentrums stammt.

7 Die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung

7.1 Der verwendete Datensatz

Alle im folgenden dargestellten und ausgewerteten Daten wurden aus insgesamt ~ 104 Mio Schauern (dies entspricht einem Zeitraum der Datennahme von 25. November 1996 bis 1. November 1998) mit folgenden Schnitten extrahiert:

- Es wurden nur Schauer akzeptiert, die in allen Rekonstruktionsverfahren eindeutige Ergebnisse erzielt haben. Der Grund für nichtrekonstruierbare Schauer liegt im wesentlichen in einer zu geringen Zählrate innerhalb der Detektoren bei kleinen Energien.
- Es wurde nur der Zenitwinkel-Bereich von $18^\circ < \theta < 26^\circ$ ausgewertet, da nur für diesen Winkel-Bereich genügend simulierte Schauer vorhanden sind (Vergleiche Kapitel 4.2).
- Grundsätzlich wurden nur Schauer akzeptiert, deren Schauerzentrum innerhalb 91 m vom Mittelpunkt des KASCADE-Arrays liegt. Damit sollen vor allem Schauer reduziert werden, die außerhalb des Arrays liegen, aber von der Rekonstruktion in die Ecken gezogen werden. Als zusätzlicher Schnitt wurde der in Kapitel 6.3 beschriebene Vergleich der mit Center-Of-Gravity- und Profil-Methode erhaltenen Schauerzentren verwendet:
$$\sqrt{(X_{prof} - X_{COG})^2 + (Y_{prof} - Y_{COG})^2} < 20 \text{ m.}$$
- Für die Analyse wurden nur Schauer verwendet, die eine Mindestenergie von $\sim 10^{15}$ eV aufweisen, da erst ab dieser Energie eine 100 % Trigger- und Rekonstruktionseffizienz für proton- und eiseninduzierte Schauer (für diesen Winkelbereich) gewährleistet ist [Glasstetter98]. Eiseninduzierte Schauer weisen bei gleicher Energie eine geringere Elektronenzahl auf. Da über die Anzahl der beteiligten Hüften eines Ereignisses getriggert wird¹ werden eiseninduzierte Schauer

¹Als Trigger galt die Bedingung, daß in den äußeren Clustern mindestens 15 von 32 möglichen und in den inneren Clustern mindestens 30 von 64 möglichen Elektron-Detektoren angesprochen haben müssen.

bei zu kleinen Energien unterdrückt. Genauso führen zu kleine Elektronendichten zu einer Nichtrekonstruierbarkeit der Ereignisse, die dann aus der Analyse ausgeschlossen werden.

Nach Anwendung dieser Schnitte blieben 340.000 Schauer für die weitere Analyse zur Verfügung.

7.2 Die Energiebestimmung

In diesem Abschnitt wird erklärt, wie mit der Elektronenzahl N_e und der reduzierten Myonzahl N_μ^{tr} eine weitgehend massenunabhängige Energiebestimmung vorgenommen werden kann. Die reduzierte Myonzahl ist ein guter Parameter für eine erste Energieabschätzung (vergleiche Kapitel 6.6) aber nicht völlig massenunabhängig. Deshalb wurde zusätzlich die Information aus den Elektronenzahlen berücksichtigt. Für eine Energie-Parametrisierung wurde jeweils die Verteilung der Myonzahl über der Elektronenzahl innerhalb von kleinen Energie-Intervallen analysiert. Dabei wurden alle simulierten Primärteilchen (Protonen, Helium, Sauerstoff, Silizium und Eisen) verwendet. Die N_e - N_μ^{tr} -Verteilungen aus den Simulationen wurden getrennt nach Massen und Modellvorhersage in 12 Intervallen der aus CORSIKA bekannten Primärenergie ausgewertet ($5.9 < \log(E_0^{COR})/GeV < 7.1$).

Eine solche Verteilung ist beispielhaft für zwei Intervalle und jeweils proton- und eiseninduzierte Schauer in Abbildung 7.1 dargestellt.

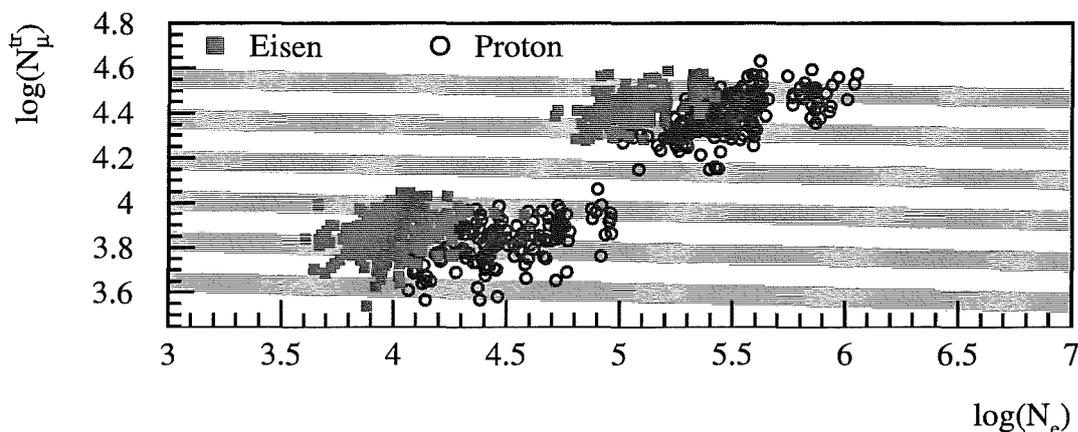


Abbildung 7.1: Die Energie-Intervalle aus der Parametrisierung von N_e und N_μ^{tr} . Das Bild zeigt die erhaltenen Energie-Intervalle (am Beispiel von VENUS) als farbige Bänder mit der Breite $\delta \log(E_0^{REK}/GeV) = 0.1$. Überlagert sind jeweils die N_e - N_μ^{tr} -Verteilungen für 2 Intervalle $\log(E_0/GeV)=6.1-6.2$ und $\log(E_0/GeV)=6.7-6.8$, die der Parametrisierung zugrunde gelegen sind.

Abbildung 7.1 verdeutlicht, daß die Streuung über den Energie-Bins nicht vernachlässigt werden kann.

Die Vorhersage von N_e und N_μ^{tr} hängt etwas von dem verwendeten Modell ab. Im Mittel sagt das QGSJET-Modell etwas mehr Elektronen voraus und die Steigung der Myonenzahl über der Energie ist im Mittel etwas flacher, als von dem VENUS-Modell vorhergesagt. Dies ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Die Parameter, die dieser Mittelung zugrunde lagen, sind in Tabelle 7.1 aufgeführt.

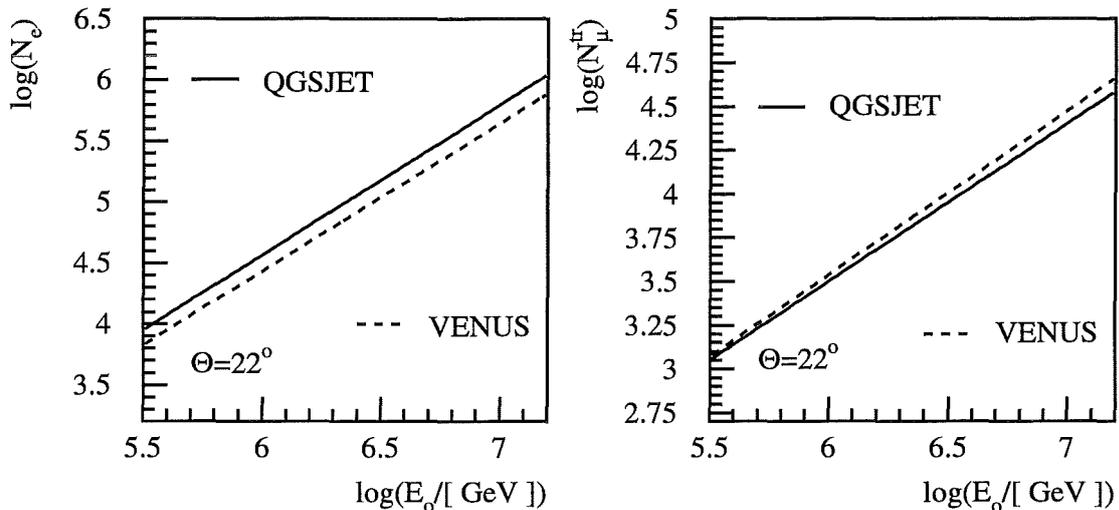


Abbildung 7.2: Die Vorhersage der Wechselwirkungsmodelle für die Parameter N_e und N_μ^{tr} als Funktion der Energie ($\log(E_0/GeV)$). Dazu wurden die Mittelwerte aus allen 5 Elementen verwendet. Das VENUS-Modells sagt weniger Elektronen vorher als das QGSJET-Modell. Der Unterschied in der Myonzahl wird durch die etwas unterschiedliche Steigung vor allem bei hohen Energien signifikant. Hier sagt das QGSJET-Modell eine kleinere Schauergröße voraus.

Die Intervalle wurden so gewählt, daß die Schwerpunkte der N_e - N_μ^{tr} -Verteilungen aller 5 Elemente innerhalb der Intervalle liegen. Die Energie-Intervalle ergeben sich danach mit folgender, fast massenunabhängiger, Parametrisierung:

$$\log(N_\mu^{tr}) = 3.642 + (0.0925 \cdot bin) - 0.022 \cdot \log(N_e) \quad (VENUS) \quad (7.1)$$

$$\log(N_\mu^{tr}) = 3.627 + (0.0910 \cdot bin) - 0.034 \cdot \log(N_e) \quad (QGSJET) \quad (7.2)$$

mit bin (=Intervall) = 1 bis 12 entsprechend 5.95 bis 7.05 $\log(E_0/GeV)$.

Da die Parametrisierung der Intervalle nicht modellunabhängig ist, existiert jeweils ein Datensatz zur Analyse mit VENUS-Simulationen und ein zweiter für die Analyse mit QGSJET-Simulationen.

N_e und N_μ^{tr}								
	VENUS				QGSJET			
	$\log(N_e)$		$\log(N_\mu^{tr})$		$\log(N_e)$		$\log(N_\mu^{tr})$	
	P0	P1	P0	P1	P0	P1	P0	P1
Proton	-2.277	1.172	-2.029	0.925	-2.285	1.164	-1.972	0.903
Helium	-2.214	1.146	-1.960	0.917	-2.253	1.147	-1.776	0.880
Sauerstoff	-3.246	1.288	-2.143	0.949	-2.916	1.231	-1.931	0.910
Silizium	-3.140	1.264	-2.086	0.942	-3.097	1.249	-1.872	0.900
Eisen	-3.430	1.292	-2.123	0.948	-3.360	1.270	-2.032	-0.921

Tabelle 7.1: Die Parameter N_e und N_μ^{tr} als Funktion der Energie ($\log(E_0/GeV)$). Die Schauerparameter werden für die 5 simulierten Elemente und die beiden Wechselwirkungsmodelle gemäß N_e bzw. $N_\mu^{tr} = P0 + P1 \cdot \log(E_0)$ angegeben.

Die Qualität der Energie-Parametrisierung ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Man sieht, daß die Energiebestimmung für das VENUS-Modell im Rahmen der Streuung massenunabhängig ist. Die geringen Unterschiede zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern zeigen keine systematische Struktur. Die Überschätzung der hochenergetischen Protonen ist auf eine geringe Statistik in diesem Bereich zurückzuführen. Bei dem QGSJET-Modell besteht eine leichte systematische Unterschätzung von proton- mit einer entsprechenden Überschätzung von eiseninduzierten-Schauern. Diese ist aber kleiner als die Intervallbreite und sehr viel kleiner als die Streuung der Verteilung über die Intervalle. Abbildung 7.3 veranschaulicht die Streubreite der Energie innerhalb der Intervalle, die bei kleineren Energien die Intervallbreite von $\log(E_0/GeV) = 0.1$ deutlich übersteigt. Dieser Effekt muß bei einer Bewertung der spektralen Indizes berücksichtigt werden, da die Zählraten bei dem steilen Spektrum signifikant abfallen. Bei einer breiten Energie-Verteilung führt dies zu einer Verschiebung der mittleren Energie innerhalb der Intervalle zu niederen Energien. Dieser Effekt macht sich vor allem bei den niederen Energien aufgrund der dort größeren Streubreiten bemerkbar. Für jedes Energie-Intervall wurde die Verschiebung in der Energie mittels der tatsächlichen Energie-Breite ausgerechnet. Diese Verschiebung beträgt im Mittel

$$bin^{korr} = -0.293 + (0.032 \cdot bin) \quad (VENUS) \quad (7.3)$$

$$bin^{korr} = -0.314 + (0.036 \cdot bin) \quad (QGSJET) \quad (7.4)$$

Diese Beziehung ist gemäß Abbildung 7.3 nicht massenunabhängig und wird für die einzelnen Primärteilchen entsprechend gewichtet.

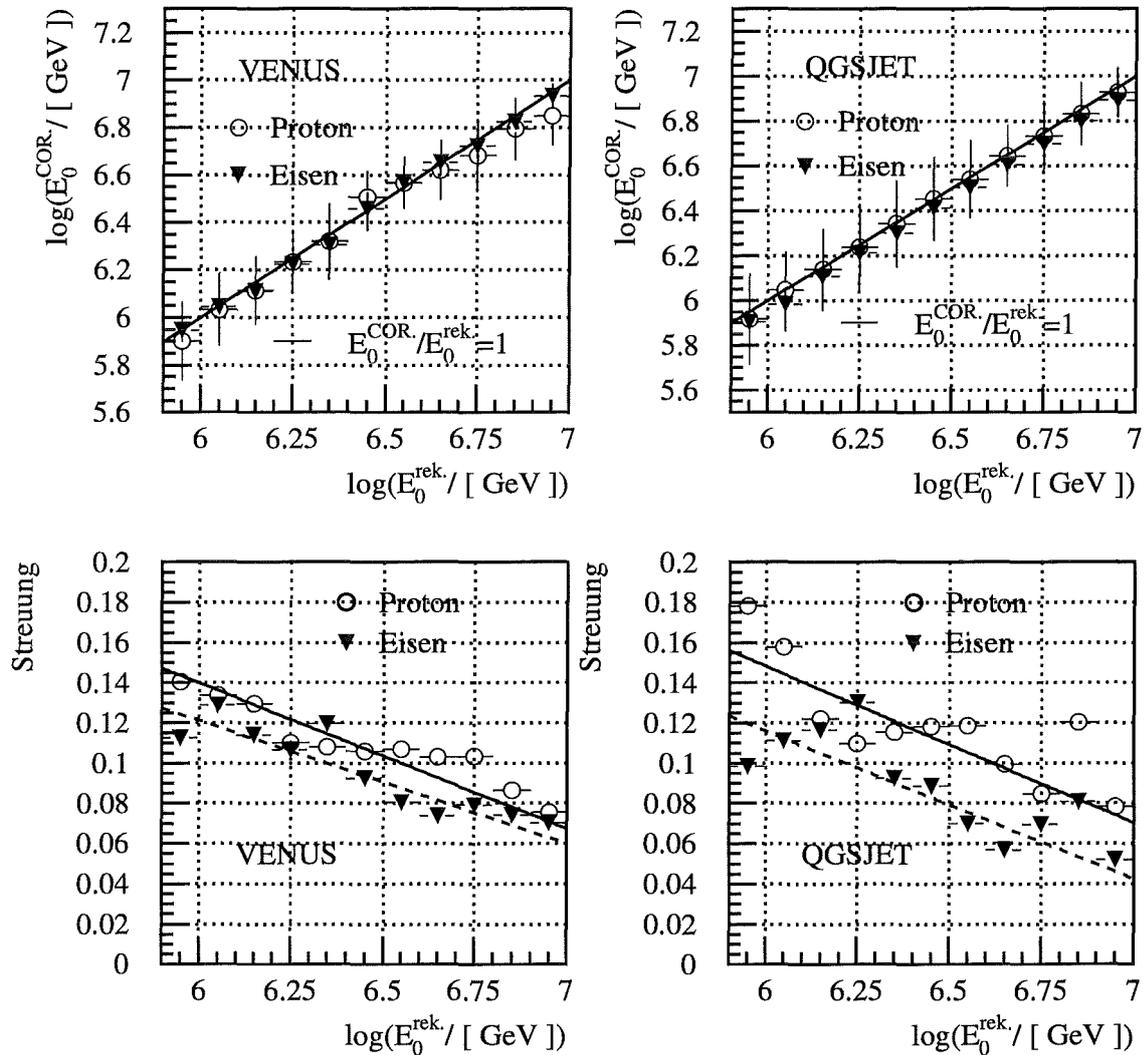


Abbildung 7.3: Die Qualität und Streubreite der Energie-Parametrisierung. Die Abbildung oben zeigt die wahre Primärenergie E_0^{COR} als Funktion der rekonstruierten Energie E_0^{REK} jeweils für proton- und eiseninduzierte Schauer für beide Wechselwirkungsmodelle. Im unteren Bild sind die entsprechenden Streubreiten der wahren Primärenergie $\log(E_0^{COR}/\text{GeV})$ als Funktion der rekonstruierten Energie $\log(E_0^{REK}/\text{GeV})$ aufgetragen. Mit diesen Verteilungen können die spektralen Indizes massenabhängig korrigiert werden.

Wichtung mit:

VENUS:

$$\begin{aligned} bin_P^{korr} &= bin^{korr} \cdot 1.07 \\ bin_{He}^{korr} &= bin^{korr} \cdot 1.03 \\ bin_O^{korr} &= bin^{korr} \cdot 0.98 \\ bin_{Si}^{korr} &= bin^{korr} \cdot 0.96 \\ bin_{Fe}^{korr} &= bin^{korr} \cdot 0.93 \end{aligned}$$

QGSJET:

$$\begin{aligned} bin_P^{korr} &= bin^{korr} \cdot 1.15 \\ bin_{He}^{korr} &= bin^{korr} \cdot 1.09 \\ bin_O^{korr} &= bin^{korr} \cdot 0.97 \\ bin_{Si}^{korr} &= bin^{korr} \cdot 0.92 \\ bin_{Fe}^{korr} &= bin^{korr} \cdot 0.85 \end{aligned}$$

7.3 Mögliche Trennungparameter

Grundsätzlich erlaubt das KASCADE-Experiment eine Massentrennung mit den unterschiedlichsten Methoden und Parametern. So können zum Beispiel die lateralen Verteilungen von Hadronen oder deren Energiedichten Aufschluß über die Natur des Primärteilchens geben, genauso wie die mittlere Produktionshöhe von Myonen oder Ortsverteilungen hochenergetischer Myonen. Die besten Trennungseigenschaften werden von der Simulation allerdings dem Myon zu Elektron-Verhältnis zugeschrieben.

Bevor auf das Verfahren zur Bestimmung der Komposition eingegangen wird, sollen die Parameter der elektromagnetischen Komponente, die eine Massentrennung ermöglichen, kurz dargestellt werden. Abbildung 7.4 zeigt diese Parameter als eine Funktion der Primärenergie E_0 für die fünf verschiedenen Elemente. Neben der Elektronenzahl N_e und dem Formparameter Age_e wurde der zusätzliche Trennungparameter R_{LS} konstruiert. R_{LS} ist das Verhältnis von $\log(N_\mu^{tr})$ zu $\log(N_e)$. Ein Vorteil in der Verwendung dieses Parameters liegt darin, daß sich Fluktuationen durch die gleichzeitige Verwendung der Elektronenzahl und der Myonenzahl etwas herausmitteln.

Grundsätzlich wird davon ausgegangen, daß die logarithmierten Elektronenzahlen sich innerhalb eines Energie-Bins gemäß einer Gaußfunktion verteilen. Es besteht aber eine gewisse theoretische Wahrscheinlichkeit für leichte Kerne, bei der ersten Wechselwirkung nur einen Bruchteil ihrer Energie abzugeben. Sie bilden dann zwar einen Schauer aus, das primäre Teilchen legt aber einen langen ungestörten Weg durch die Atmosphäre zurück, um erst in niedriger Höhe erneut eine Schauer auszubilden, der entsprechend jung ist und sehr große Elektronenzahlen aufweisen kann. Dieser Effekt konnte mit dem vorhandenen Simulationsdatensatz nicht verifiziert und dementsprechend nicht berücksichtigt werden. Die Existenz eines solchen Effekts führt aber dazu, daß Ausläufer in den Elektronenverteilungen zu Fehlklassifizierungen führen können. Indem durch die Elektronenzahlen dividiert wird, kann die (mögliche) Asymmetrie der Verteilungen verringert werden. Ein weiterer sehr großer Vorteil besteht in der schwachen Energieabhängigkeit des R_{LS} -Parameters. Dadurch lassen sich systematische Unsicherheiten, die aus der Verwendung der dem entsprechenden Energie-Intervall zugehörigen Trennungparameter entstehen, deutlich verringern.

Die möglichen Trennungparameter sind in Abbildung 7.4 dargestellt. Die Abstände der Mittelwerte suggerieren eine gute Trennbarkeit für alle hier gezeigten Parameter. Allerdings ist für eine gute Massentrennung die Breite der Verteilungen bzw. die Streuung, die in dieser Abbildung aus Übersichtlichkeitsgründen noch nicht mit eingezeichnet wurde, genauso wichtig.

7 Die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung

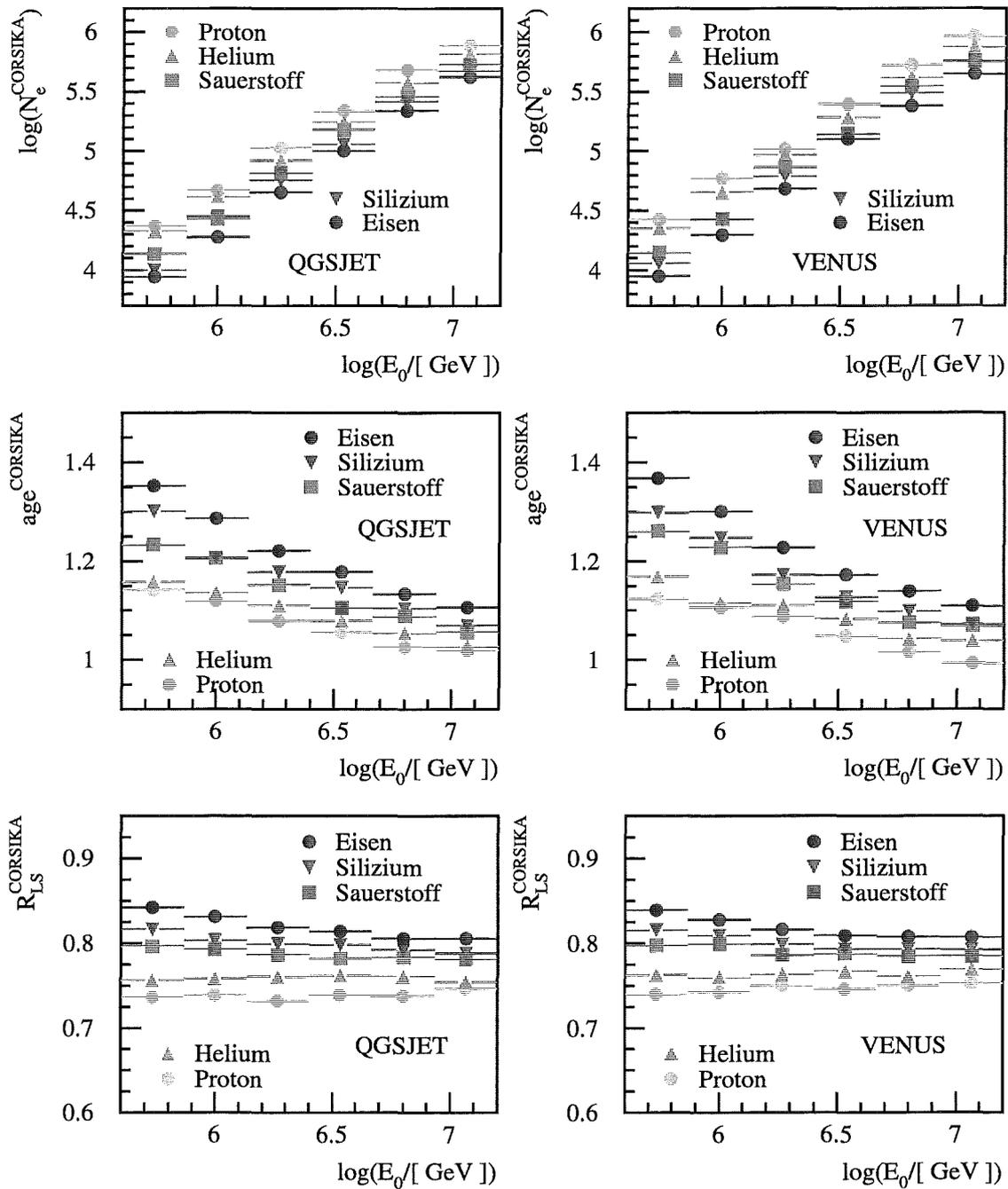


Abbildung 7.4: Die möglichen Trennungparameter Elektronzahl N_e , Formparameter Age_e und der Parameter R_{LS} als Funktion der Primärenergie E_0 . Die Abbildung zeigt die Vorhersage der beiden Wechselwirkungsmodelle für die 5 simulierten Elemente. Auf die Darstellung der Streuung wurde hier aus Übersichtlichkeitsgründen verzichtet. Siehe dazu Abbildungen 7.6, 7.7, 7.8 und 7.9.

Wie in Abbildung 7.5 gezeigt wird, weisen N_e und R_{LS} etwa gleiche Trennungseigenschaften auf. Der Formparameter Age_e stellt aufgrund einer sehr starken Streuung (Siehe auch Abbildung 7.6) nur einen schwachen Trennungparameter dar. Naturgemäß können die Extreme Wasserstoff und Eisen besser voneinander getrennt werden als benachbarte Elemente wie etwa Wasserstoff und Helium.

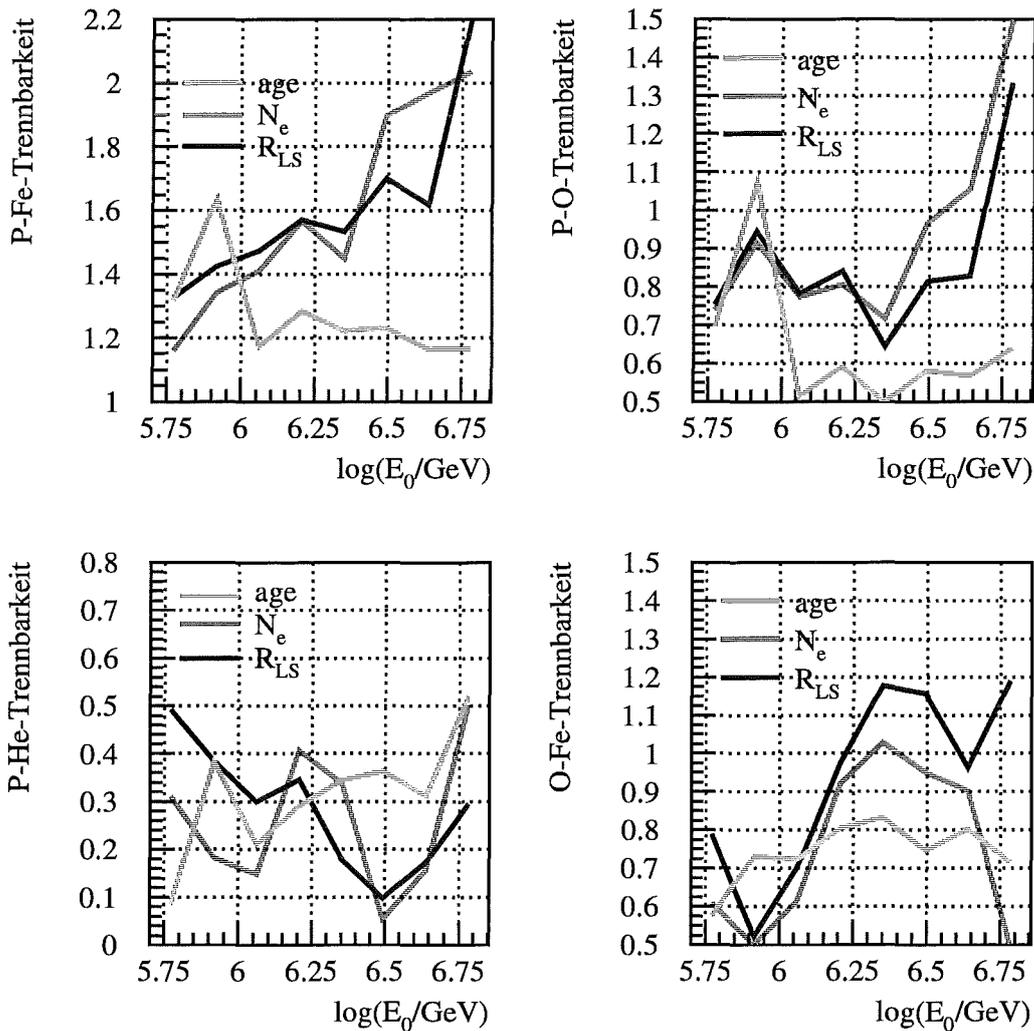


Abbildung 7.5: Die Trennbarkeit als Funktion der Energie. Die Trennbarkeit zwischen zwei Primärmassen wurde als Quotient aus Abstand der Mittelwerte und Summe der Streuung definiert. Für diese Darstellung wurden QGSJET-Simulationen verwendet, die bei vergleichbarer Verteilung der Mittelwerte etwa 10 % breiter streuen als VENUS-Simulationen. Daraus folgt, daß VENUS-Simulationen eine etwas bessere Trennbarkeit vorhersagen.

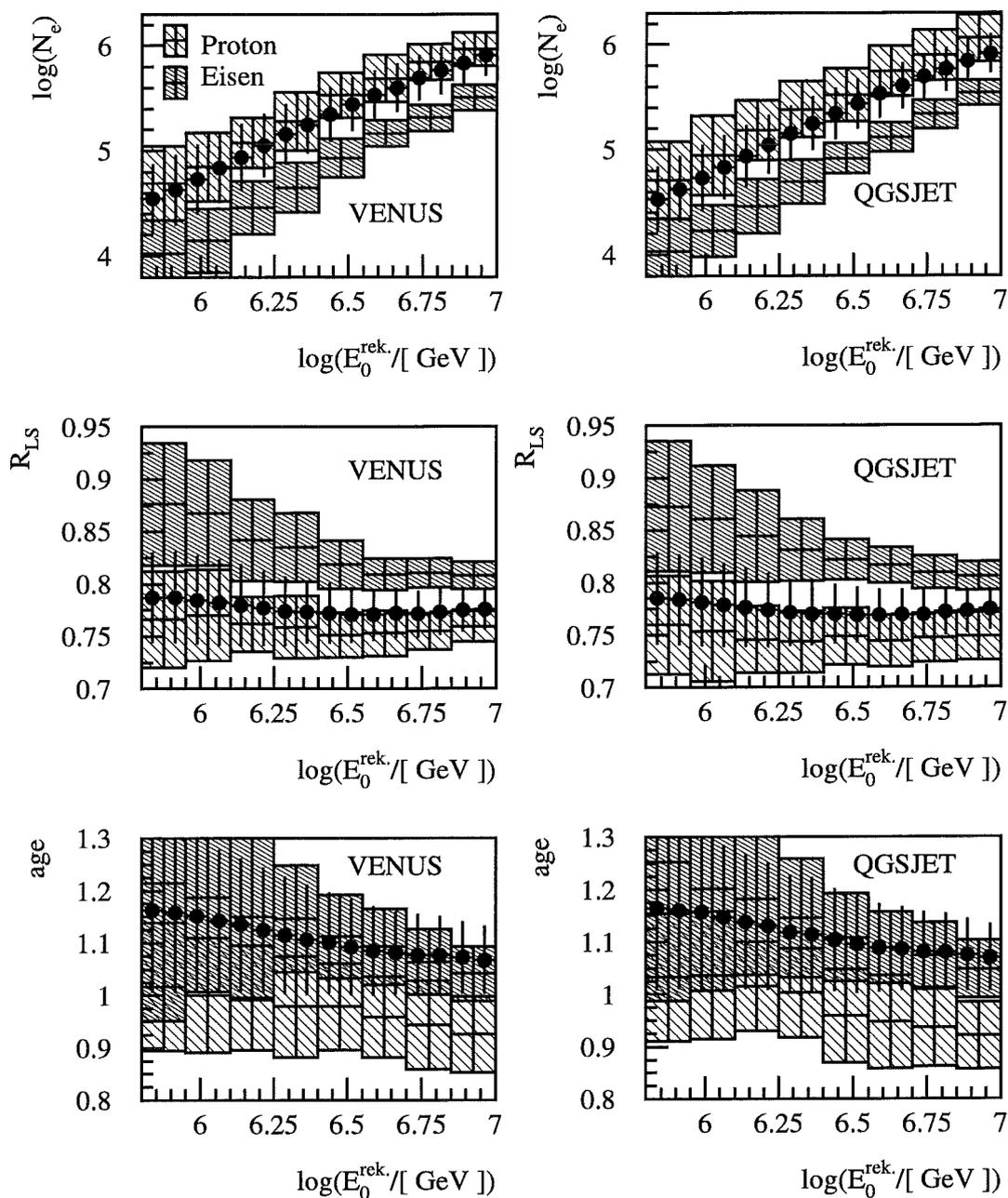


Abbildung 7.6: Die Schauergröße N_e , das Myon zu Elektron-Verhältnis R_{LS} und der Schauerparameter Age_e als Funktion der rekonstruierten Energie. Dargestellt sind jeweils die simulierten Verteilungen für proton- und eiseninduzierte Schauer und die aus den Daten rekonstruierten Ergebnisse. Die Fehlerbalken, bzw. die Quadrate beschreiben die Streuung. Man sieht, daß die Modelle VENUS und QGSJET die Daten in diesem Rahmen sinnvoll beschreiben.

Zum Test der Kompatibilität wurden die rekonstruierten Trennungparameter aus Simulationen und den Daten als Funktion der rekonstruierten Energie aufgetragen. Die

Schauerparameter aus den Simulationen wurden mit den gleichen Rekonstruktionsverfahren ermittelt, wie die aus den gemessenen Daten. Die systematischen Fehler aus der Rekonstruktion müssen deshalb nicht berücksichtigt werden.

Abbildung 7.6 zeigt eine prinzipielle Übereinstimmung von Daten und Simulation bzw. eine Verwendbarkeit beider Wechselwirkungsmodelle. Man kann aus dieser Darstellung bereits entnehmen, daß die chemische Komposition eher von leichten Teilchen dominiert wird, wie sich bereits in der Analyse der lateralen Elektronendichten (Vergleiche Kapitel 6.7) angedeutet hat.

7.4 Grundsätzliches Verfahren zur Bestimmung der Komposition

Zu einer quantitativen Auswertung der chemischen Komposition wurde die Verteilung der Trennungparameter innerhalb der rekonstruierten Energie-Bins parametrisiert. Für alle fünf Elemente und die verschiedenen Trennungparameter wurden jeweils Gaußverteilungen gefittet. Deren Fitparameter wurden anschließend als Funktion der rekonstruierten Energie parametrisiert. Zur Ermittlung der Komposition kann dann für jedes Energie-Intervall die Summe der Verteilung der fünf Elemente an die Daten-Verteilung gefittet werden.

Fitgergebnis sind dann die verschiedenen Element-Anteile. Die Fitfunktion F setzt sich also folgendermaßen zusammen:

$F = F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5$ mit

$$F_i = P_i \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}S_i} \cdot e^{-0.5((X-M_i)/S_i)^2} \quad (7.5)$$

Dabei sind S_i die Sigma-Werte der Verteilungen und M_i die entsprechenden Mittelwerte. Die Anteile der 5 Elemente werden aus den Fitparametern P_i entnommen.

7.5 Die Parametrisierung der Schauerparameter

Die notwendige Grundlage für die Verwendung des oben angegebenen Fitverfahrens ist eine gute Parametrisierung der simulierten Verteilungen. Im folgenden werden diese Parametrisierungen für die einzelnen Trennungparameter erläutert und ihre Verwendbarkeit durch Überprüfung des Fitverfahrens an den zugrundeliegenden Simulationen belegt.

7.5.1 Die Schauergröße $\log N_e$

Die Form der $\log N_e$ -Verteilung kann gut durch eine Gauß-Funktion beschrieben werden, wie in Abbildung 7.7 demonstriert wird.

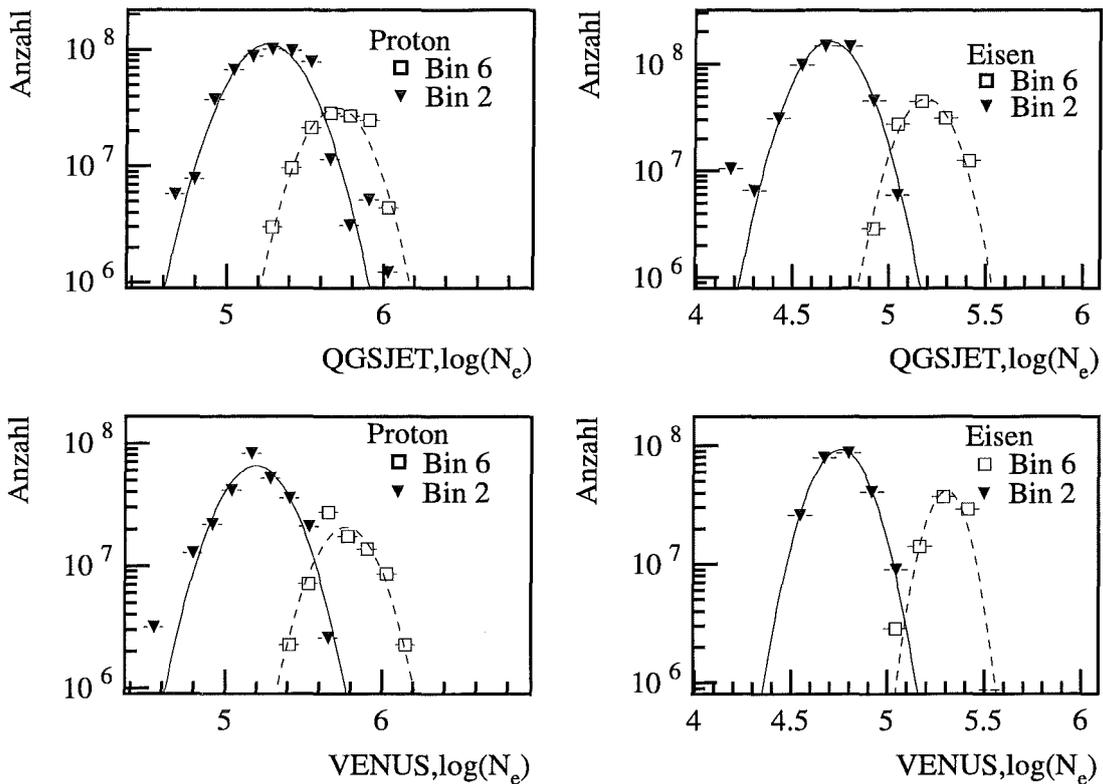


Abbildung 7.7: Die Parametrisierung der Elektronenzahlverteilungen. Dargestellt sind jeweils die gefitteten Verteilungen für eine hoch- und ein niederenergetisches Energie-Intervall (Bin 2 $\sim 6.05 \log(E_o/\text{GeV})$ und Bin 6 $\sim 6.45 \log(E_o/\text{GeV})$) für proton- und eiseninduzierte Schauer sowie die beiden Wechselwirkungsmodelle. Die großen Einträge ergeben sich aus der nachträglichen Wichtung mit dem Verlauf des Energiespektrums.

Um einzelne durch die geringe Statistik bedingte Fluktuationen der Gauß-Parameter innerhalb der Intervalle zu verringern, wurden die einzelnen Parameter auch noch als Funktion der rekonstruierten Energie-Intervalle parametrisiert. Die Mittelwerte und Streuungen wurden jeweils mit einer linearen Funktion $\text{MEAN} = P_0 + \text{bin} \cdot P_1$, beziehungsweise $\text{SIGMA} = P_0 + \text{bin} \cdot P_1$, über der Energie angenähert. (Mit Bin=1 bis 12 entsprechend $5.95 - 7.05 \log(E_o/\text{GeV})$) Das Ergebnis dieser Parametrisierung ist in Tabelle 7.2 dargestellt. Diese Parametrisierung wurde an den Simulationen getestet. Da-

Fitparameter für Schauergröße $\log(N_e)$								
	VENUS				QGSJET			
	MEAN		SIGMA		MEAN		SIGMA	
	P0	P1	P0	P1	P0	P1	P0	P1
Proton	4.661	0.1172	0.159	-0.0016	4.667	0.1169	0.2030	-0.00061
Helium	4.553	0.1175	0.135	-0.0029	4.476	0.1216	0.1986	-0.0081
Sauerstoff	4.387	0.1204	0.091	-0.00082	4.302	0.1225	0.1039	-0.00157
Silizium	4.328	0.1212	0.096	-0.00193	4.185	0.1275	0.1044	-0.00169
Eisen	4.088	0.1261	0.084	-0.00035	4.078	0.1261	0.09012	0.000332

Tabelle 7.2: Die Gauß-Parametrisierung der Elektron-Verteilungen als Funktion der Energie bzw. des verwendeten Binnings.

Fehlrekonstruktion der leichten Komponente in %										
Bin	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
VENUS	6.5	4.2	-1.3	3.7	4.6	5.7	2.5	2.1	-6.5	1.3
QGSJET	4.2	2.4	2.4	4.3	4.6	1.7	4.3	3.3	2.6	-4.3

Tabelle 7.3: Die Rekonstruktionsqualität für den Fit an die N_e -Verteilungen. Dargestellt ist die Überschätzung/Unterschätzung der leichten Komponente (Summe aus Proton und Helium) im Vergleich zur schweren Komponente (Summe aus Sauerstoff, Silizium und Eisen). Die Bins 2-11 beschreiben die Energie-Intervalle von 6.05-6.95 $\log(E_o/\text{GeV})$.

zu wurden die Simulationen mit einer extrapolierten Komposition ([Wiebel94]: 23.5 % P, 36 % He, 11 % O, 12.5 % Si und 16. % Fe) aus der bei niederen Energien gemessenen Komposition gewichtet. Die Verteilungen innerhalb der Intervalle können aufgrund der (im Gegensatz zu den Daten) geringen Statistik von vorneherein keine perfekte Gauß-Verteilung darstellen. Eine exakte Reproduktion der Einzelkomponenten ist deshalb mit einem Fit über die Summe der Verteilungen mit dem verfügbaren Datensatz schlecht möglich. Allerdings liegt die Trennungs-Effizienz bei $> 95\%$, wenn nur proton- und eiseninduzierte Schauer verwendet werden. Mit dem Test sollen vor allem systematische energieabhängige Effekte ausgeschlossen werden, wie z.B. ein Trend zu schwereren Massen bei hohen Energien. Deshalb wurde nur die Reproduzierbarkeit der leichten und schweren Kerne untersucht. Dazu wurden jeweils die Ergebnisse für Proton und Helium bzw. die Ergebnisse für Sauerstoff, Silizium und Eisen addiert. Das Ergebnis ist in Tabelle 7.3 dargestellt. Insgesamt ergibt sich eine leichte Überschätzung der leichten Elemente.

7.5.2 Die Form der lateralen Verteilung der Elektronen (Age_e)

Auch die Verteilung des Formparameters kann mit einer Gauß-Verteilung angenähert werden, wie in Abbildung 7.8 demonstriert wird. Auch hier zeigt sich eine lineare Änderung der Mittelwerte und Halbwertsbreiten mit der Energie. Die Parametrisierung

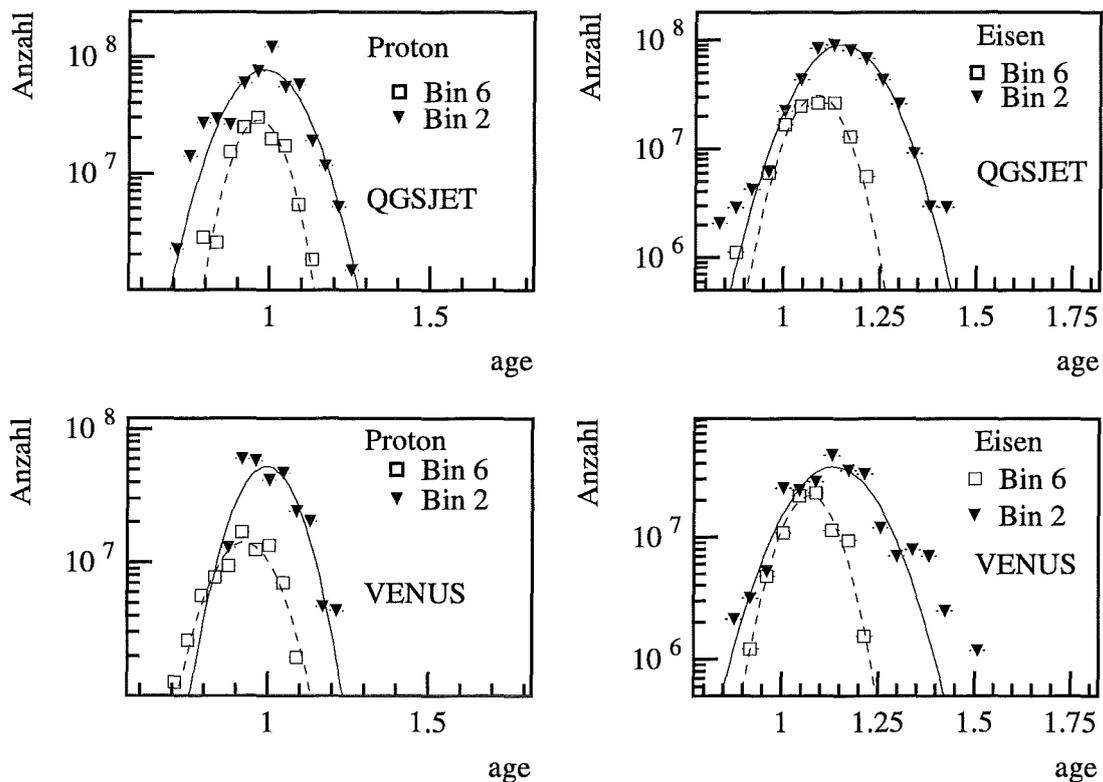


Abbildung 7.8: Die Parametrisierung des Age_e -Parameters. Dargestellt sind jeweils die gefitteten Verteilungen für ein hoch- und ein niederenergetisches Energie-Intervall (Bin 2 $\sim 6.05 \log(E_o/\text{GeV})$ und Bin 6 $\sim 6.45 \log(E_o/\text{GeV})$) für proton- und eiseninduzierte Schauer und die beiden verwendeten Wechselwirkungsmodelle.

über die Energie ist in Tabelle 7.4 dargestellt. Die Trennbarkeit nach dem Verfahren, das im vorhergehenden Abschnitt erläutert wurde, erweist sich aufgrund der sehr hohen Streubreiten als unzureichend, wie in Tabelle 7.5 gezeigt wird.

Theoretisch kann der Formparameter als Zusatzparameter zu den Elektronenzahlen verwendet werden und ein zweidimensionaler Fit in der $N_e - Age_e$ -Ebene erfolgen. Dieses Verfahren zeigte aber zum Teil eine mangelhafte Konvergenz der Fits.

Fitparameter für Schauergröße Age								
	QGSJET				VENUS			
	MEAN		SIGMA		MEAN		SIGMA	
	P0	P1	P0	P1	P0	P1	P0	P1
Proton	1.117	-0.0130	0.073	-0.00193	1.079	-0.0078	0.0973	-0.00240
Helium	1.137	-0.0105	0.069	-0.00309	1.130	-0.00987	0.0902	-0.00465
Sauerstoff	1.207	-0.0124	0.0687	-0.00248	1.205	-0.0133	0.0758	-0.00291
Silizium	1.230	-0.0141	0.068	-0.00201	1.233	-0.0138	0.0758	-0.00369
Eisen	1.292	-0.0163	0.065	-0.00326	1.305	-0.0175	0.0687	-0.0032

Tabelle 7.4: Die Gauß-Parametrisierung der Age_e -Verteilungen als Funktion der Energie bzw. der verwendeten Intervalle.

Fehlrekonstruktion der leichten Komponente in %										
Bin	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
VENUS	-4.6	-8.7	5.73	-6.4	-7.6	7.7	-8.5	-5.7	3.9	-1.0
QGSJET	7.6	-4.5	-5.33	-11.5	6.6	7.7	-2.5	-12.3	-3.2	4

Tabelle 7.5: Die Rekonstruktionsqualität für den Fit an die Age_e -Verteilungen. Dargestellt ist die Überschätzung/Unterschätzung der leichten Komponente (Summe aus Proton und Helium) im Vergleich zur schweren Komponente (Summe aus Sauerstoff, Silizium und Eisen). Die Bins 2-11 beschreiben die Energie-Intervalle von 6.05 -6.95 $\log(E_o/\text{GeV})$.

In den Fällen, in denen der Fit konvergierte, zeigte sich keine wesentliche Verbesserung der Trennungseffizienz im Vergleich zu der alleinigen Verwendung der Elektronenzahl. Die Korrelation zwischen der Elektronenzahl und dem Formparameter ist zwar leicht massenabhängig, es sollten aber grundsätzlich für zwei-dimensionale Fit-Verfahren möglichst unabhängige Parameter verwendet werden. Deshalb wird in dieser Arbeit auf eine Verwendung des Formparameters als Trennungparameter verzichtet.

7.5.3 Das Verhältnis der Myonen- zur Elektronenzahl

Die Verteilungen des Trennungsparmeters R_{LS} werden ebenfalls durch Gauß-Verteilungen parametrisiert. Hier zeigte sich die Abhängigkeit der Mittelwerte über der Energie als ein Polynom 2. Grades. Die Breiten zeigten eine lineare Abhängigkeit. Eine gravierende systematische Fehlrekonstruktion kann bei der Überprüfung der Fits an den Simulationen nicht gefunden werden. (Tabelle 7.7)

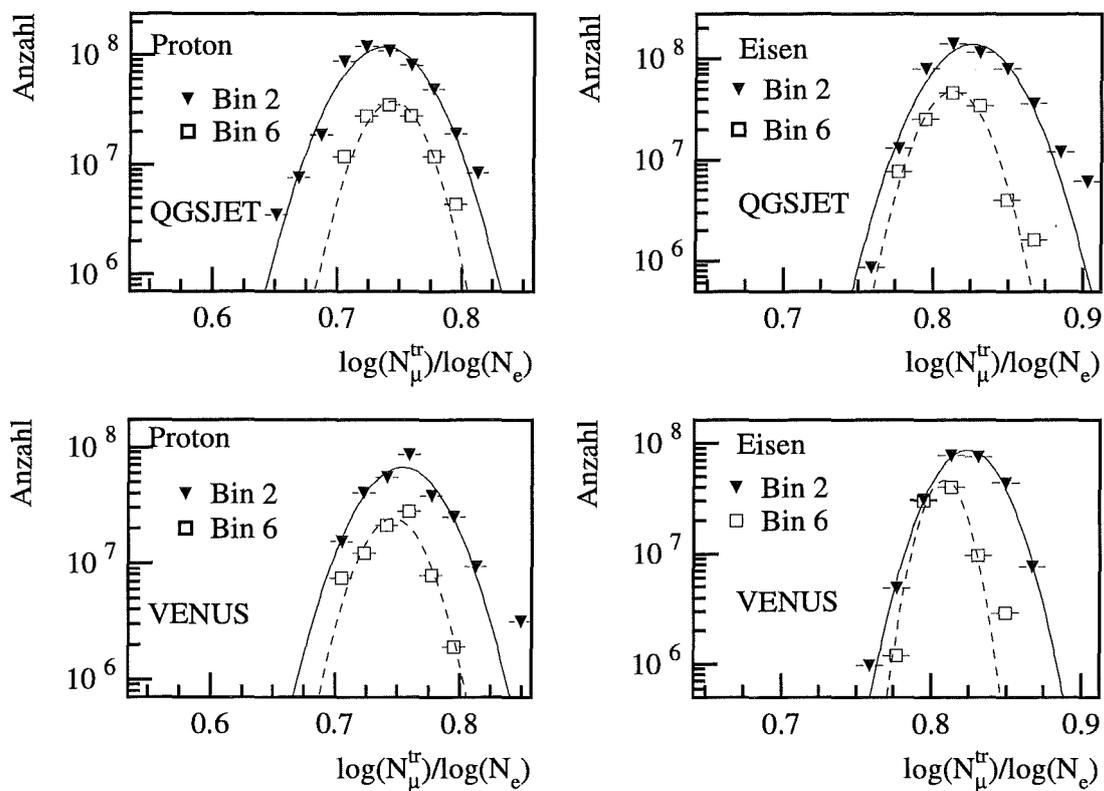


Abbildung 7.9: Die Parametrisierung des Trennungsparmeters R_{LS} . Dargestellt sind jeweils die gefitteten Verteilungen für ein hoch- und ein niederenergetisches Energie-Intervall (Bin 2 $\sim 6.05 \log(E_o/\text{GeV})$ und Bin 6 $\sim 6.45 \log(E_o/\text{GeV})$) für proton- und eiseninduzierte Schauer und die beiden verwendeten Wechselwirkungsmodelle.

Tabelle 7.6 führt die Fitparameter für diesen Trennungsparmeter an. R_{LS} ist insgesamt aufgrund der schwachen Energieabhängigkeit und der theoretisch etwas sicheren Symmetrie in der Gauß-Verteilung, sowie der guten Trennungsqualität, der überzeugendste Trennungsparmeter.

Fitparameter für Schauergroße $R_{LS} = \log(N_{\mu}^{tr})/\log(N_e)$										
	QGSJET					VENUS				
	MEAN			SIGMA		MEAN			SIGMA	
	P0	P1 $\cdot 10^{-3}$	P2 $\cdot 10^{-4}$	P0	P1 $\cdot 10^{-3}$	P0	P1 $\cdot 10^{-3}$	P2 $\cdot 10^{-4}$	P0	P1 $\cdot 10^{-3}$
P	0.793	-0.29	0.35	0.037	-1.52	0.756	-1.91	1.42	0.033	-1.40
He	0.770	-1.46	0.19	0.034	-1.73	0.771	-1.48	0.99	0.028	-1.35
O	0.816	-6.91	3.38	0.034	-2.11	0.808	-4.42	2.21	0.033	-2.00
Si	0.825	-0.29	0.62	0.035	-2.21	0.817	-4.60	2.11	0.037	-2.43
Fe	0.849	-2.54	1.4	0.041	-2.64	0.848	-7.92	3.72	0.040	-2.76

Tabelle 7.6: Die Gauß-Parametrisierung der R_{LS} -Verteilungen als Funktion der Energie bzw. des verwendeten Binnings.

Fehlrekonstruktion der leichten Komponente in %										
Bin	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
VENUS	4.3	2.1	3.6	2.5	4.6	2.7	4.5	3.4	1.5	-5.2
QGSJET	2.7	2.9	1.7	3.2	5.2	4.4	1.5	3.6	-1.5	2.3

Tabelle 7.7: Die Rekonstruktionsqualität für den Fit an die R_{LS} -Verteilungen. Dargestellt ist die Überschätzung/Unterschätzung der leichten Komponente (Summe aus Proton und Helium) im Vergleich zur schweren Komponente (Summe aus Sauerstoff, Silizium und Eisen). Die Bins 2-11 beschreiben die Energie-Intervalle von 6.05- 6.95 $\log(E_o/\text{GeV})$.

7.6 Die chemische Komposition

In diesem Abschnitt werden zunächst die Fitergebnisse an die R_{LS} - und N_e -Verteilungen für jeweils 4 Energie-Intervalle im einzelnen dargestellt. Dies erlaubt eine weitere Beurteilung der Konsistenz zwischen Daten und Simulation. Eine gute Beschreibung der Daten durch die Simulation erfordert hierbei eine gute Anpassung des Fits an die Flanken der Verteilungen, die jeweils durch die leichtesten (Protonen) und schwersten (Eisen) beitragenden Massen gegeben sind.

Die vier verwendeten Intervalle bezeichnen

zwei Energie-Intervalle vor dem Knie

B2 : $6.0 < \log(E_o/\text{GeV}) < 6.1$

B4 : $6.2 < \log(E_o/\text{GeV}) < 6.3$

und zwei Intervalle nach dem Knie

B6 : $6.4 < \log(E_0/GeV) < 6.5$

B8 : $6.6 < \log(E_0/GeV) < 6.7$

Dargestellt sind in Abbildung 7.10 - 7.13 jeweils die Datenverteilung und das Ergebnis des Fits an die Daten. Zur Veranschaulichung sind die Verteilungen der einzelnen Massengruppen entsprechend dem Fitergebnis farblich überlagert. Die Farbgebung erfolgt dabei von hell für leichte Massen bis dunkel für die schwereren Massen. Die Darstellung ist logarithmisch, um auch kleinere Inkonsistenzen aufdecken zu können.

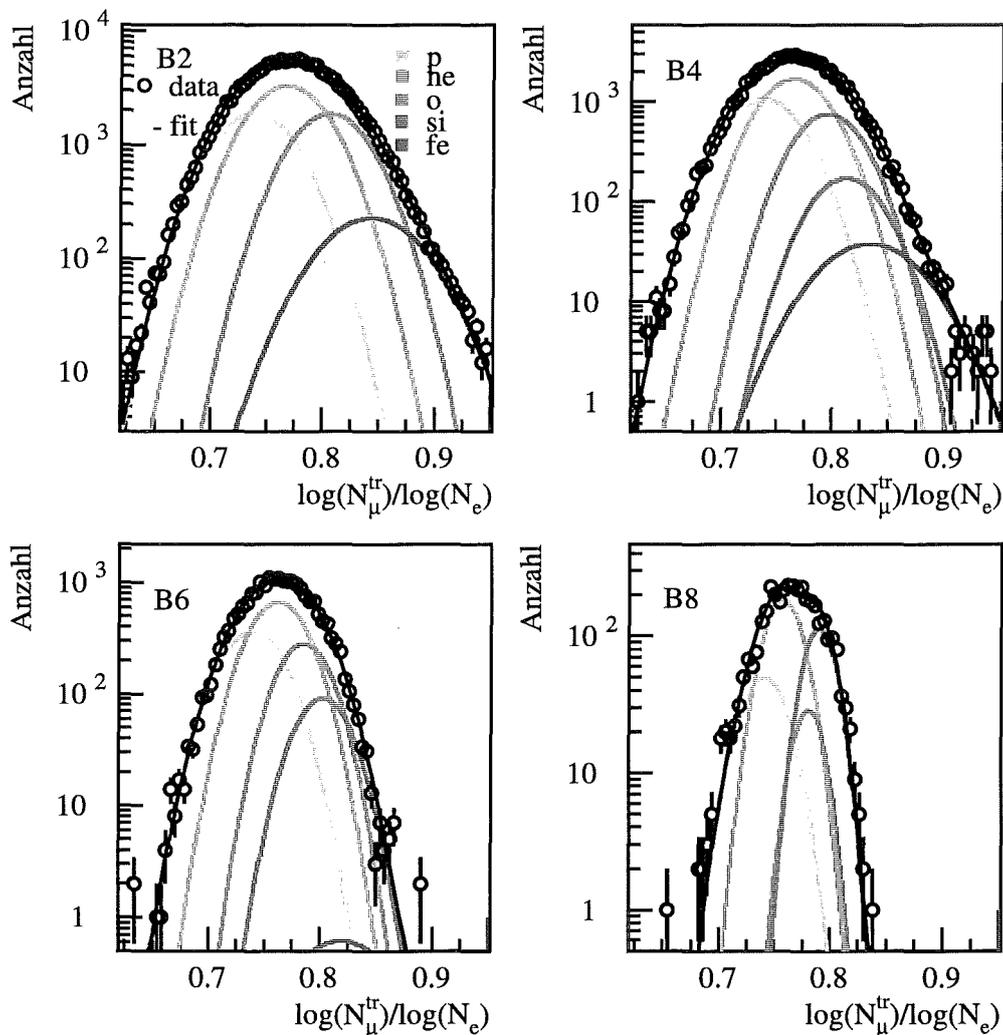


Abbildung 7.10: Die Fits an die R_{LS} -Verteilungen unter Verwendung des QGSJET-Modells für vier verschiedene Energie-Intervalle (B2, B4, B6, B8 entsprechen $E_0/GeV \sim 6.05, 6.25, 6.45, 6.65$). Die Übereinstimmung der Flanken ist bemerkenswert gut.

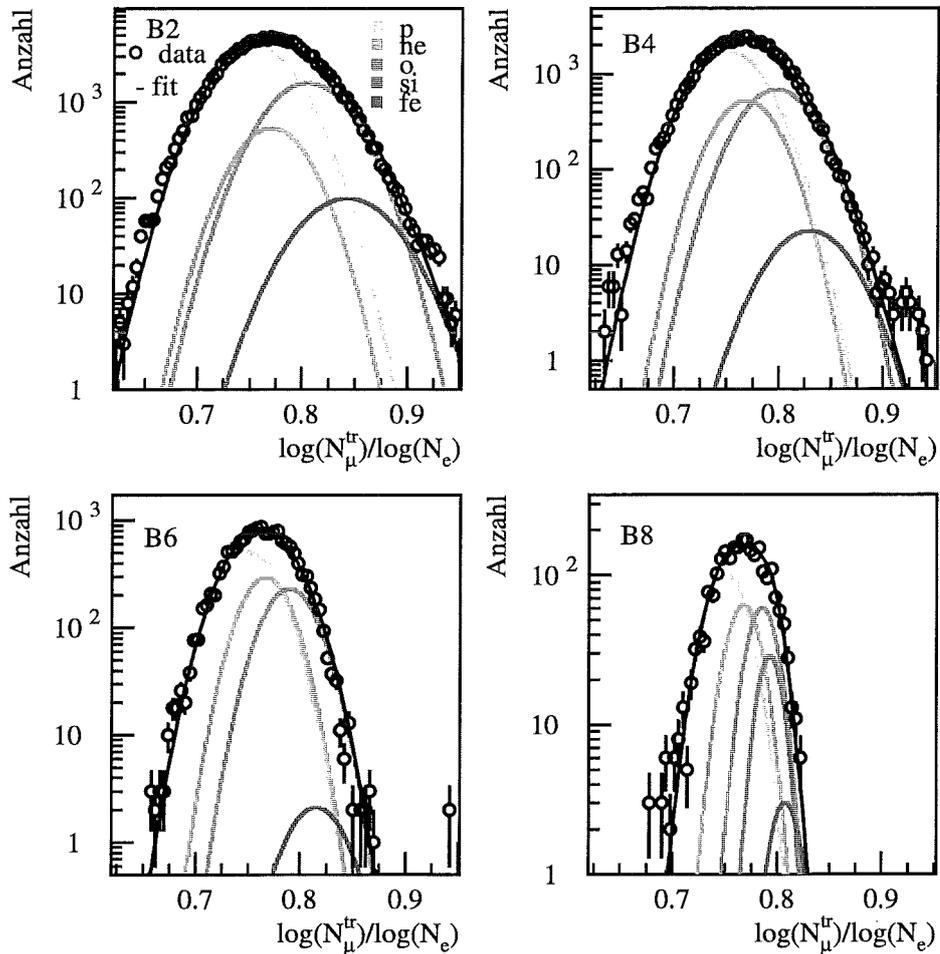


Abbildung 7.11: Die Fits an die R_{LS} -Verteilungen unter Verwendung des VENUS-Modells für vier verschiedene Energie-Intervalle (B2, B4, B6, B8 entsprechen $E_o/\text{GeV} \sim 6.05, 6.25, 6.45, 6.6$). Man sieht, daß die Daten die Vorhersage der Simulation für protoninduzierte Schauer ausreichend, aber nicht perfekt beschreiben.

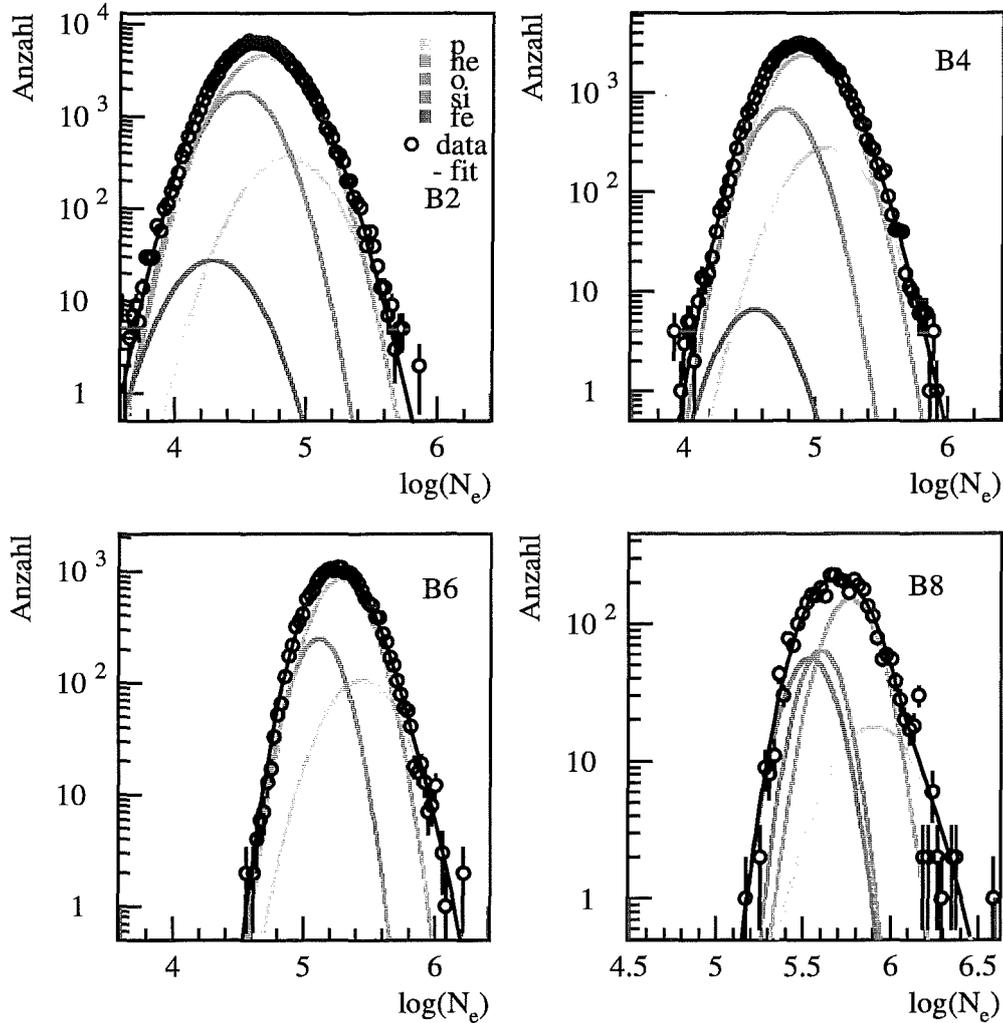


Abbildung 7.12: Die Fits an die N_e -Verteilungen unter Verwendung des QGSJET-Modells für vier verschiedene Energie-Intervalle (B2, B4, B6, B8 entsprechen $E_0/GeV \sim 6.05, 6.25, 6.45, 6.6$). Auch die Form der Elektronverteilungen wird sehr gut beschrieben.

Insgesamt gesehen beschreiben die Wechselwirkungsmodelle VENUS und QGSJET die R_{LS} -Verteilungen gut. Die Beschreibung der $\log(N_e)$ -Verteilungen führt bei der Verwendung des VENUS-Modells zu kleinen Inkonsistenzen.

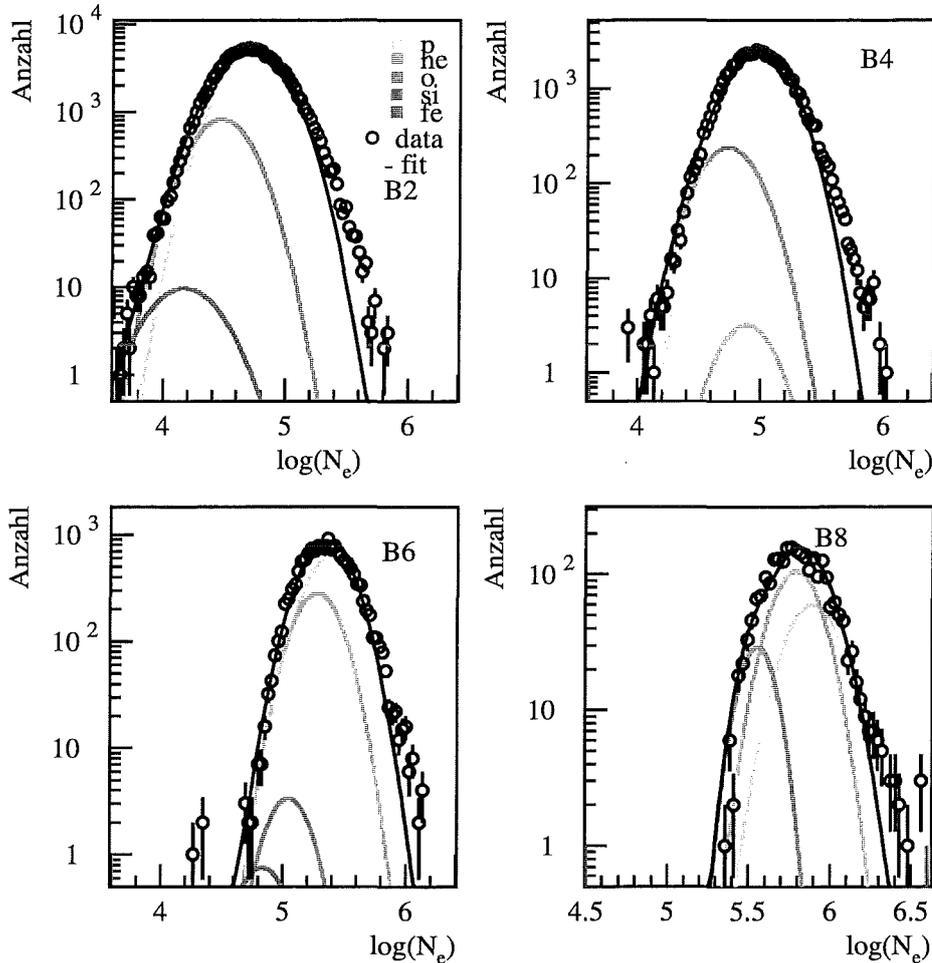


Abbildung 7.13: Die Fits an die N_e -Verteilungen unter Verwendung des VENUS-Modells für vier verschiedene Energie-Intervalle (B2, B4, B6, B8 entsprechen $E_o/GeV \sim 6.05, 6.25, 6.45, 6.6$). Hier wird eine Diskrepanz zwischen der Vorhersage der Simulation für protoninduzierte Schauer und den Daten sichtbar.

Die folgenden Abbildungen (7.14 und 7.15) zeigen zusammenfassend die chemische Komposition für alle Energie-Intervalle. Grundsätzlich zeigen sowohl der Fit an die N_e -Verteilungen wie auch der Fit an die R_{LS} -Verteilungen für beide Wechselwirkungsmodelle ein vergleichbares Ergebnis. Da R_{LS} die besten Trennungseigenschaften und die beste Konsistenz zwischen Daten und Simulation aufweist, wird im weiteren nur dieses Ergebnis dargestellt. Die chemische Komposition ist von leichten Teilchen (Proton und Helium) dominiert und zeigt bei zunehmenden Energien eine deutliche Zunahme der schwereren Elemente. Die Fitergebnisse sind zusätzlich in Tabelle 7.8 und 7.9 angegeben.

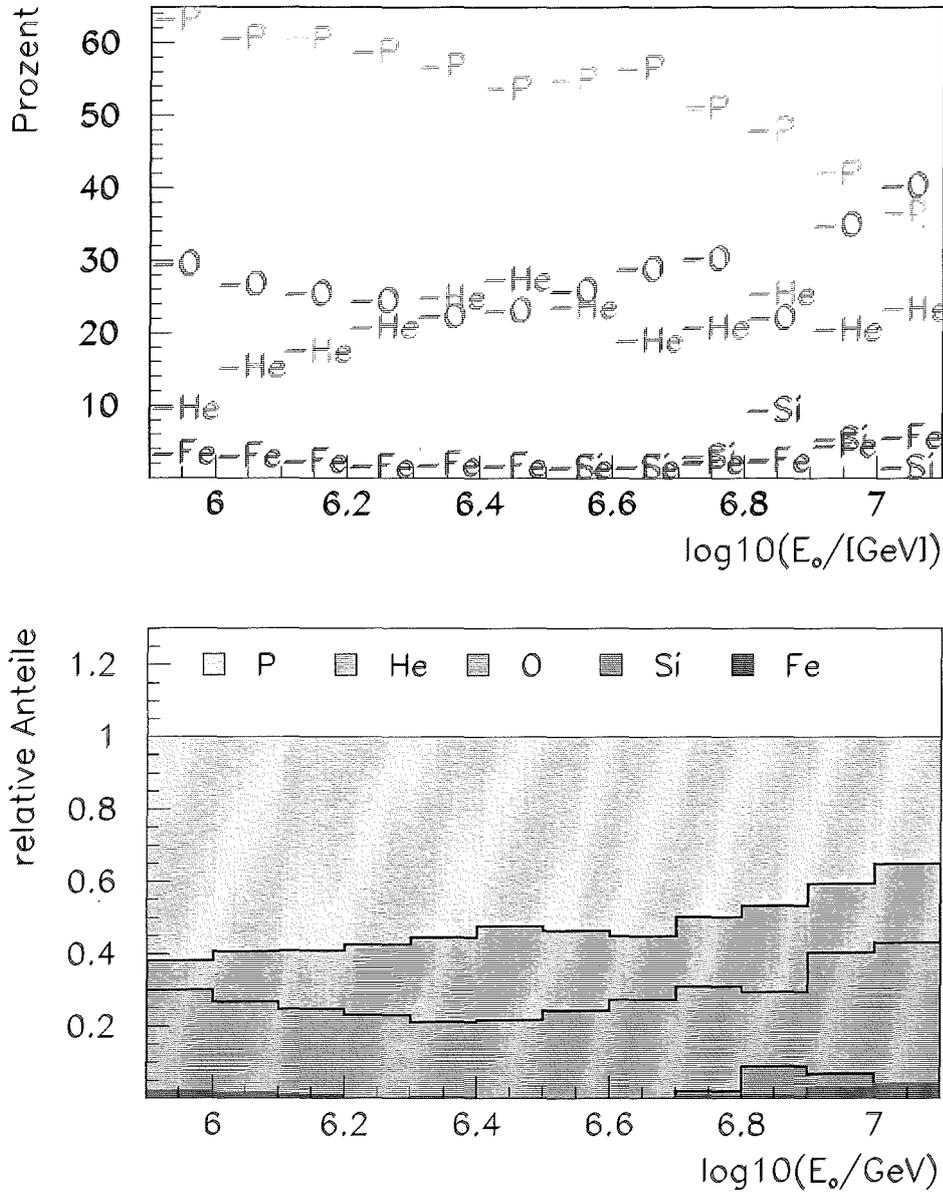


Abbildung 7.14: Die Komposition unter Verwendung des VENUS-Modells. Das obere Bild zeigt die absoluten Prozentanteile der 5 Elemente als Funktion der Energie. Das untere Bild zeigt die selben Daten auf relative Flächenanteile normiert.

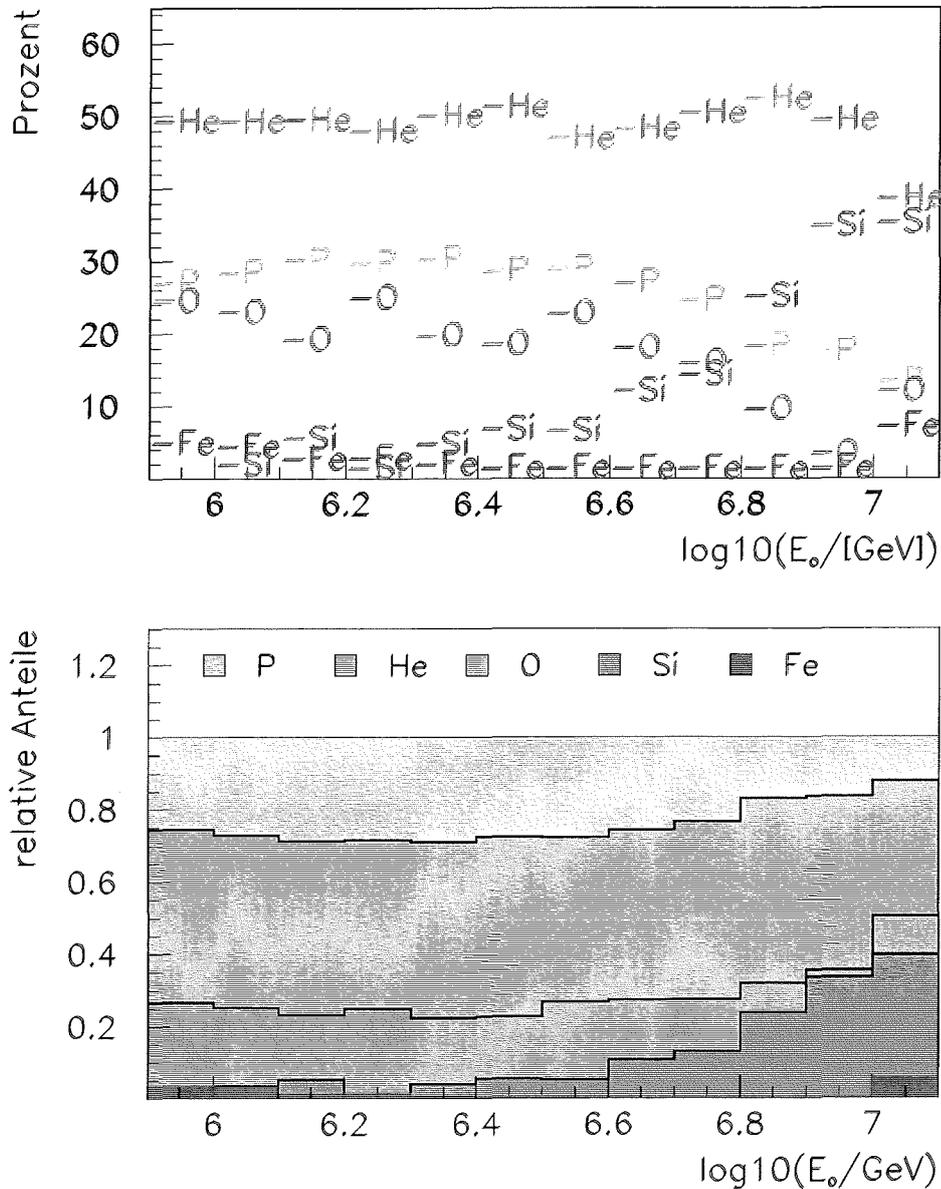


Abbildung 7.15: Die Komposition unter Verwendung des QGSJET-Modells. Das obere Bild zeigt die absoluten Prozentanteile der 5 Elemente als Funktion der Energie. Das untere Bild zeigt die selben Daten auf relative Flächenanteile normiert.

Beide Wechselwirkungsmodelle sagen eine weitgehend konstante Komposition bis zum Knie bei $\log(E_0/\text{GeV}) \sim 6.6$ voraus. Dabei beträgt der Anteil der leichten Komponente (Proton und Helium) etwa 77 % (QGSJET) bzw. 74 % (VENUS) vor dem Knie. Danach sinkt der Anteil der leichten Elemente auf ~ 60 % (QGSJET) bzw. 64 % (VENUS) bei einer Energie von $\log(E_0/\text{GeV}) \sim 7.0$. Das Ergebnis des letzten Intervalls

Massenanteile in %, QGSJET					
$\log(E_0/\text{GeV})$	Proton	Helium	Sauerstoff	Silizium	Eisen
5.9-6.0	25.54 ± 0.31	47.86 ± 0.48	23.12 ± 0.33	$1e-7 \pm 0.009$	3.46 ± 0.11
6.0-6.1	27.04 ± 0.34	47.90 ± 0.56	21.56 ± 0.05	0.47 ± 0.43	3.01 ± 0.130
6.1-6.2	28.74 ± 0.53	48.05 ± 0.84	17.79 ± 0.78	4.11 ± 0.46	1.26 ± 0.14
6.2-6.3	28.40 ± 0.47	46.66 ± 0.93	23.52 ± 0.83	0.08 ± 0.34	1.39 ± 0.13
6.3-6.4	28.93 ± 0.72	48.72 ± 1.42	18.39 ± 1.41	3.33 ± 0.75	0.60 ± 0.11
6.4-6.5	27.40 ± 0.72	49.99 ± 1.32	17.18 ± 1.20	5.42 ± 0.58	0.07 ± 0.04
6.5-6.6	27.64 ± 0.04	45.62 ± 0.06	21.37 ± 0.04	5.22 ± 0.003	0.14 ± 0.12
6.6-6.7	25.29 ± 0.77	46.92 ± 1.65	16.68 ± 1.47	10.73 ± 0.87	$1e-5 \pm 0.03$
6.7-6.8	23.29 ± 1.01	49.09 ± 1.89	14.64 ± 1.67	12.96 ± 1.07	$1e-5 \pm 0.3$
6.8-6.9	16.92 ± 1.23	51.12 ± 2.18	8.17 ± 1.98	23.7 ± 1.94	$1e-5 \pm 0.130$
6.9-7.0	16.27 ± 2.77	48.12 ± 2.28	2.22 ± 2.43	33.7 ± 2.3	0.02 ± 0.26

Tabelle 7.8: Die Kompositions-Fitergebnisse für QGSJET. Die angegebenen Fehler stellen lediglich die Fitfehler dar.

Massenanteile in %, VENUS					
$\log(E_0/\text{GeV})$	Proton	Helium	Sauerstoff	Silizium	Eisen
5.9-6.0	61.82 ± 0.49	8.14 ± 0.55	28.05 ± 0.33	$1e-5 \pm 0.004$	1.98 ± 0.11
6.0-6.1	59.23 ± 0.63	13.88 ± 0.77	25.28 ± 0.48	$1e-5 \pm 0.01$	1.59 ± 0.11
6.1-6.2	59.09 ± 0.73	16.04 ± 0.86	23.98 ± 0.47	$1e-5 \pm 0.01$	0.87 ± 0.11
6.2-6.3	57.38 ± 0.83	19.40 ± 0.99	23.03 ± 0.56	$1e-5 \pm 0.01$	0.18 ± 0.08
6.3-6.4	55.31 ± 0.96	23.44 ± 1.17	20.81 ± 0.66	$1e-5 \pm 0.01$	0.42 ± 0.10
6.4-6.5	52.22 ± 0.14	25.97 ± 0.12	21.59 ± 0.78	$1e-5 \pm 0.01$	0.21 ± 0.11
6.5-6.6	53.53 ± 1.22	22.09 ± 1.58	24.36 ± 1.12	$1e-5 \pm 0.41$	$1e-5 \pm 0.005$
6.6-6.7	55.11 ± 1.44	17.53 ± 1.57	27.33 ± 1.50	$1e-5 \pm 1.14$	$1e-5 \pm 0.003$
6.7-6.8	49.62 ± 1.86	19.36 ± 2.28	28.79 ± 1.70	1.51 ± 1.78	0.69 ± 0.26
6.8-6.9	46.52 ± 2.16	23.93 ± 2.97	20.61 ± 3.51	7.95 ± 3.39	0.97 ± 0.82
6.9-7.0	40.56 ± 2.88	19.05 ± 3.55	33.4 ± 2.77	3.88 ± 1.26	3.03 ± 0.87

Tabelle 7.9: Die Kompositions-Fitergebnisse für VENUS. Die angegebenen Fehler stellen lediglich die Fitfehler dar.

kann aufgrund sehr geringer Simulationsstatistik und unzureichend bekannter Rekonstruktionsqualität in den Schauergrößen nicht gewertet werden.

Beide Modelle sagen einen deutlichen Abfall des Protonanteils voraus, während der Helium-Anteil zwar unterschiedlich groß ist, aber von beiden Modellen als weitgehend konstant vorhergesagt wird. Es fällt auf, daß der Trend zu einer schwereren Komposition innerhalb der Modelle ähnlich verläuft, aber jeweils durch andere Elemente bestimmt

ist. So ist der Anstieg der schweren Elemente bei Analysen mit dem VENUS-Modell vor allem durch den Anstieg des Sauerstoffs dominiert. Bei der Verwendung des QGSJET-Modells stammt der Massenanstieg vor allem aus dem Anstieg des nächstschwereren Elementes Silizium. Dies paßt zu der Bevorzugung von Protonen durch das VENUS-Modell, im Gegensatz zu dem QGSJET-Modell, in dem die leichte Komponente vor allem durch Helium repräsentiert wird. Bevor diese Entwicklung quantitativ betrachtet werden kann, muß noch eine Abschätzung der systematischen Fehler erfolgen, die im folgenden Abschnitt durchgeführt wird.

7.7 Fehlerbetrachtung

Die grundsätzliche Stabilität des Fitverfahrens wurde überprüft, indem statt der Summen von 5 Elementen jeweils nur die Summe von 4 Elementen gefittet wurde. Dabei zeigt der Fit an die Daten nur dann Konvergenzschwächen, wenn das Element mit dem vorher ermittelten maximalen Anteil ausgelassen wurde. (z.B. Helium bei Verwendung des QGSJET-Modells). Ein Fit mit nur drei Elementen (Proton, Sauerstoff und Eisen) führte grundsätzlich zu einer starken Verbreiterung des Sauerstoff-Anteils. Der Trend des Gesamtergebnisses ließ sich allerdings immer reproduzieren, es gab lediglich weitgehend konstante Verschiebungen in den Massenanteilen nach oben oder unten.

Die größte mögliche Fehlerquelle entsteht aus Unsicherheiten in der Parametrisierung der simulierten Verteilungen. Der Mittelwert der Gauß-Verteilungen ist grundsätzlich sehr gut bestimmt. Die Fitfehler in der Breite der Verteilungen befanden sich in einem für die Kompositionsbestimmung durchaus relevanten Bereich (zwischen 5 bis 30 %). Um diesen Einfluß zu untersuchen, wurde die komplette Kompositionsbestimmung mit den jeweils um den Fehler erniedrigten bzw. erhöhten Breiten wiederholt. Dies kann im Grenzfall bei der Komposition eine Über- oder Unterschätzung von z.B. Proton- und Helium-Anteil bis zu 18 % bewirken. Grundsätzlich führt eine Veränderung der Halbwertsbreiten zu einer weitgehend energieunabhängigen Verschiebung zu schweren oder leichten Massen hin. Die Position des Knicks zu schweren Massen hin bleibt davon unberührt. Zusätzlich wurden die Energie-Intervalle im Fit künstlich um ein Intervall nach links oder rechts verschoben. Dies hat für den Fit an die R_{LS} -Verteilungen keinen signifikanten Einfluß. Die prinzipielle Ungenauigkeit des Verfahrens, die durch den Test der Fits an die Simulationen (vergleiche Abschnitt 7.6) energieunabhängig in einer Größenordnung von etwa 5 % bestimmt worden ist, verliert angesichts dieser Effekte etwas an Bedeutung.

Alle im folgenden dargestellten systematischen Fehler entstehen im wesentlichen aus der Unsicherheit in der Parametrisierung der Verteilungsbreiten.

7.8 Die mittlere effektive Masse

Zur Vergleichbarkeit mit anderen Experimenten wurde aus der erhaltenen Elementzusammensetzung der Massenparameter

$$\lambda = P_p \cdot \ln A_p + P_{He} \cdot \ln A_{He} + P_O \cdot \ln A_O + P_{Si} \cdot \ln A_{Si} + P_{Fe} \cdot \ln A_{Fe} \quad (7.6)$$

bestimmt, wobei P_x die prozentualen Anteile an der Komposition, und A_x die jeweiligen logarithmischen Massen darstellen.

Das Ergebnis ist in Abbildung 7.16 für beide Wechselwirkungsmodelle dargestellt. Der Unterschied zwischen der VENUS und QGSJET-Vorhersage beruht im wesentlichen auf dem unterschiedlichen Proton- zu Helium-Verhältnis. Grundsätzlich bleibt der Massenparameter bis zum Knie bei $4 \cdot 10^{15}$ eV konstant bei $\sim 1.4 \pm 0.3$ (QGSJET) bzw. $\sim 0.9 \pm 0.2$ (VENUS) und steigt bis zu der Energie von 10^{16} eV kontinuierlich auf $\sim 2.1 \pm 0.3$ (QGSJET) bzw. $\sim 1.4 \pm 0.25$ (VENUS) an².

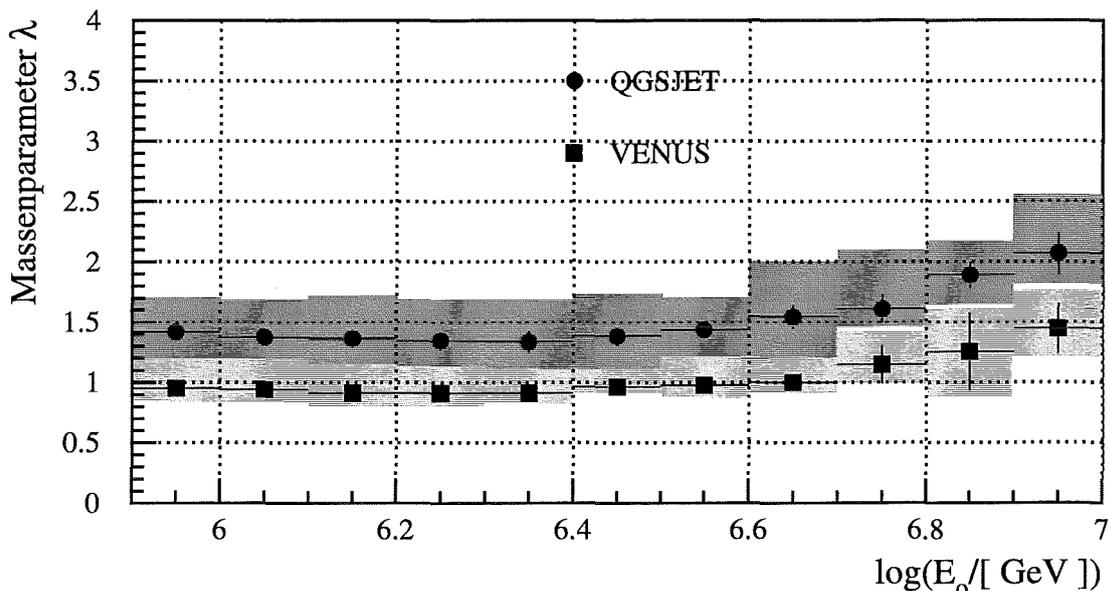


Abbildung 7.16: Der Massenparameter als Funktion der Energie. Das Fehlerband repräsentiert die systematischen Unsicherheiten, der Fehlerbalken selbst ist als Fehlerbalken dargestellt.

7.8.1 Vergleich mit anderen Experimenten

Die Bestimmung der mittleren Masse ist grundsätzlich problematisch, da einige Experimente die mittlere effektive Masse bzw. den Massenparameter nur als Interpolation

²Berechnet man den Anteil der leichten Komponente aus $P_{P+He} \cdot (\ln A_p + \ln A_{He}/2)$ sind die Vorhersagen der beiden Modelle annähernd deckungsgleich.

zwischen den Extremwerten Protonen und Eisen bestimmen. Dies führt dazu, daß diese Verfahren von vorneherein eine schwerere Masse vorhersagen müssen, da der Protonanteil, wie in der vorliegenden Arbeit nicht mit $\ln(A_P)=0$ gewertet wird. Wird die mittlere Masse in Abbildung 7.16 aus $\ln(\sum P_x \cdot A_x)$ ermittelt, verschiebt sich der Massenparameter um $\delta\lambda \sim 0.6$ nach oben. Die Experimente, die unterschiedliche Massen trennen können, benutzen z.T. unterschiedliche Elementgruppen (z.B. Protonen und Helium als Vertreter der leichten Komponente, sowie Sauerstoff und Eisen als Vertreter der schweren Komponente). Aufgrund der schlechten Vergleichbarkeit des Absolutwertes des Massenparameters, kann zum Teil nur der Verlauf des mittleren Massenparameters über der Energie mit den anderen experimentellen Vorhersagen verglichen werden. Folgende Aussagen über die mittlere effektive Masse wurden aus einer Graphik in [Hörandel98] abgelesen:

- Das Experiment HEGRA verwendet verschiedene Methoden zur Bestimmung der mittleren Masse:

Aus der Bestimmung der Schauermaxima mithilfe der Analyse der lateralen Verteilung von Cerenkov-Licht und der Elektronenzahl N_e [Plaga95] findet sich im Energiebereich von $\sim 10^{15}$ eV eine mittlere Masse von 1.4 ± 0.2 , die aus den Anteilen von Protonen, Sauerstoff und Eisen gewonnen wurde.

Eine vergleichbare Auswertung, die zusätzlich den Helium-Anteil berücksichtigt [Kornmayer97], zeigt einen Anstieg der mittleren Masse von 1.9 ± 0.1 bei $\sim 5 \cdot 10^{14}$ eV, auf 2.4 ± 0.1 bis $\sim 1.5 \cdot 10^{15}$ eV und einen darauffolgenden Abfall bis zum Knie auf 2.3 ± 0.1 . Aus der Berechnung der relativen Abstände der Daten zwischen Protonen und Eisen ergibt sich ein ähnliches Bild [Kornmayer97]. Es zeigt sich ein Anstieg auf der mittleren Masse nach dem Knie auf 2.4 ± 0.1 bei $\sim 8 \cdot 10^{15}$ eV.

Aus der Auswertung der mittleren Produktionshöhe von Myonen [Berndlöhr97] ergibt sich eine leichte Abnahme der mittleren Masse von 2.3 ± 0.1 auf 2.2 ± 0.4 .

- Die Auswertung der Daten des Zentraldetektors von KASCADE ergibt folgendes Verhalten der mittleren effektiven Masse:

Aus der Analyse von multifraktionalen Momenten der Ortsverteilung hochenergetischer Myonen kann unter der Einbeziehung von Protonen, Helium, Sauerstoff und Eisen die mittlere effektive Masse im Energiebereich von $\sim 1 - 2 \cdot 10^{15}$ eV auf 2.4 ± 0.3 bestimmt werden.

Die Analyse der Hadronverteilungen [Hörandel98] zeigt eine im Energiebereich von 10^{15} eV bis zum Knie für VENUS weitgehend konstante mittlere Masse von 2.9 ± 0.2 , die nach dem Knie auf 3.2 ± 0.25 bei einer Energie von $\sim 5 \cdot 10^{15}$ eV steigt. Analysen mit dem QGSJET-Modell sagen einen kontinuierlichen Anstieg der mittleren Masse von

2.6 ± 0.2 auf 3.3 ± 0.2 im Energiebereich von 10^{15} eV bis $\sim 5 \cdot 10^{15}$ eV vorher.

- Einen qualitativ anderen Trend sagen die Ergebnisse der folgenden Experimente voraus:

DICE und CASA-MIA [Swordy98], die zum einen mithilfe von Cerenkov-Teleskopen die mittlere atmosphärische Tiefe des Schauermaximums bestimmen und zum anderen das Myon/Elektron-Verhältnis auswerten, finden eine Abnahme der mittleren Masse von 0.8 auf 0.4.

Das MACRO-Experiment [Palamara95] bestimmt die mittlere Masse aus 5 Elementgruppen mithilfe der Myonmultiplizität hochenergetischer Myonen ausgedehnter Luftschauer. Nach den Ergebnissen dieses Experimentes fällt die mittlere Masse in einem Energiebereich von 10^{15} eV bis 10^{16} eV leicht von 1.8 ± 0.2 auf 1.7 ± 0.2 ab.

- Aus theoretischen Berechnungen von Swordy [Swordy95] mit dem Leaky-Box Modell (vergleiche Kapitel 2) folgt ein kontinuierlicher Anstieg der mittleren effektiven Masse von 1.5 auf 2.3 in einem Energiebereich von 10^{15} eV bis 10^{16} eV.

In [Erlykin98] findet sich eine Abschätzung der unter Verwendung des QGSJET-Modells zu erwartenden mittleren logarithmischen Masse. Hierin wurden nur die Experimente berücksichtigt, die diesen Massenparameter aus der Analyse des Schauermaximums oder des Elektron zu Myon-Verhältnisses gewinnen. Ein daraus resultierender Konsistenzbereich sagt eine mittlere logarithmische Masse von $\sim 2.0 \pm 0.3$ bis $\sim 2.3 \pm 0.45$ im Bereich von 10^{15} eV bis 10^{16} eV vorher. Im Rahmen dieser Arbeit wurden aus Analysen mit dem QGSJET-Modell in diesem Energiebereich eine mittlere Masse von 1.4 ± 0.3 bis 2.1 ± 0.3 ermittelt. Diese Werte fallen im Rahmen der Fehler in den erwarteten Konsistenzbereich.

7.9 Das massenabhängige Energiespektrum

Da eine realistische Abschätzung der systematischen Fehler für eine detaillierte 5-Komponenten-Komposition anhand des zugrundeliegenden Simulations-Datensatzes nicht möglich ist³, wird sich im folgenden auf eine Unterteilung der Daten in leichte und schwere Elemente beschränkt. Die leichten Elemente sind hierbei durch die Summe von proton- und heliuminduzierten Schauern gegeben, die schweren Elemente durch die Summe der sauerstoff-, silizium- und eiseninduzierten Schauer. Abbildung 7.17 zeigt das Energiespektrum, das jeweils mit den prozentualen Anteilen der leichten und schweren Komponente gewichtet wurde. Die systematischen Fehler werden hierbei

³diese Limitierung ist allein in der Statistik der Simulationen begründet, nicht in einer grundsätzlich eingeschränkten Verwendbarkeit des Verfahrens

Die Spektrumsparameter						
	QGSJET			VENUS		
	Knie	γ_1	γ_2	Knie	γ_1	γ_2
insgesamt	6.61 ± 0.33	1.76 ± 0.17	1.97 ± 0.4	6.57 ± 0.05	1.84 ± 0.06	2.03 ± 0.2
leicht	6.62 ± 0.09	1.77 ± 0.11	2.15 ± 0.2	6.55 ± 0.022	1.74 ± 0.18	2.31 ± 0.1
schwer	6.41 ± 0.32	1.75 ± 0.46	1.57 ± 0.5	6.44 ± 0.24	1.91 ± 0.27	1.51 ± 0.12

Tabelle 7.10: Die unkorrigierten Spektrumsparameter für leichte und schwere Massen. Die Position des Knies ist in $\log(E_0/\text{GeV})$ angegeben. Das Knie für die schwere Komponente ist nicht signifikant.

durch die Fehlerbalken repräsentiert, die naturgemäß für die prozentual kleinere Komponente schwerer ins Gewicht fallen. Diese Verteilungen wurden mit zwei verschiedenen Potenzgesetzen gefittet, die an der ebenfalls gefitteten Knie-Position parabolisch angepaßt wurden⁴.

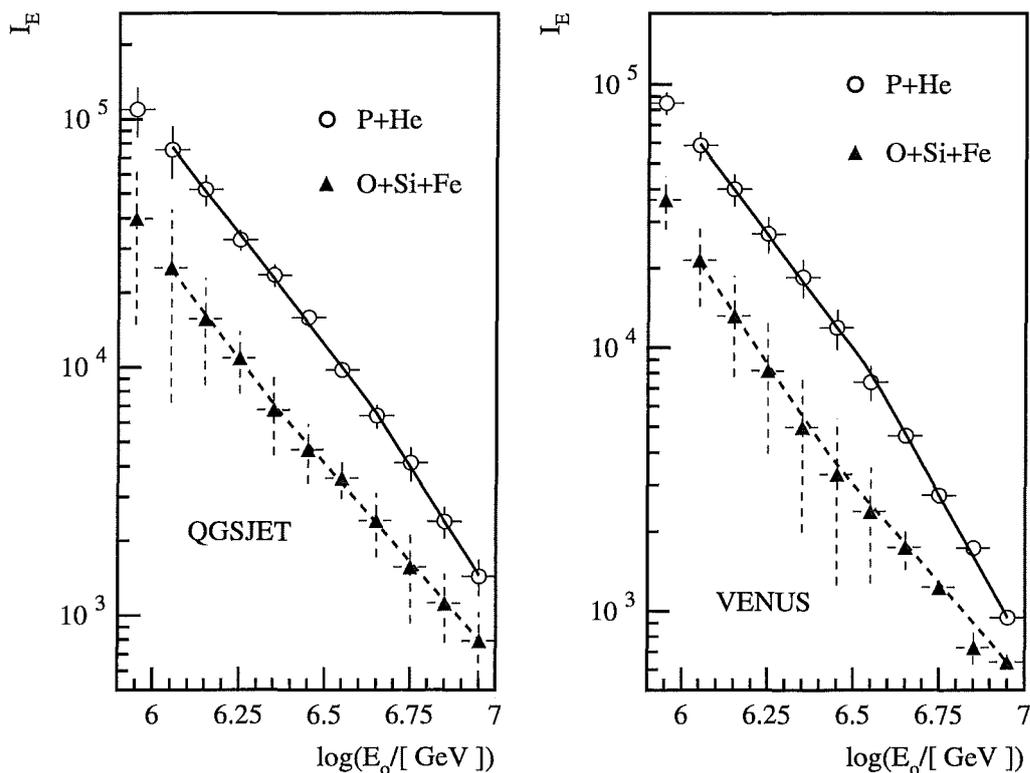


Abbildung 7.17: Die unkorrigierten Energiespektren der leichten und schweren Massen. Die Fehlerbalken stellen die systematischen Fehler dar.

⁴Die Fitfunktion wurde freundlicherweise von [Glasstetter98] zur Verfügung gestellt.

Nach Korrektur der Energie-Achse auf die Streubreite mit den Beziehungen, die in Kapitel 7.2 erläutert wurden, ergibt sich das primäre totale Energiespektrum, wie in Abbildung 7.18 dargestellt.

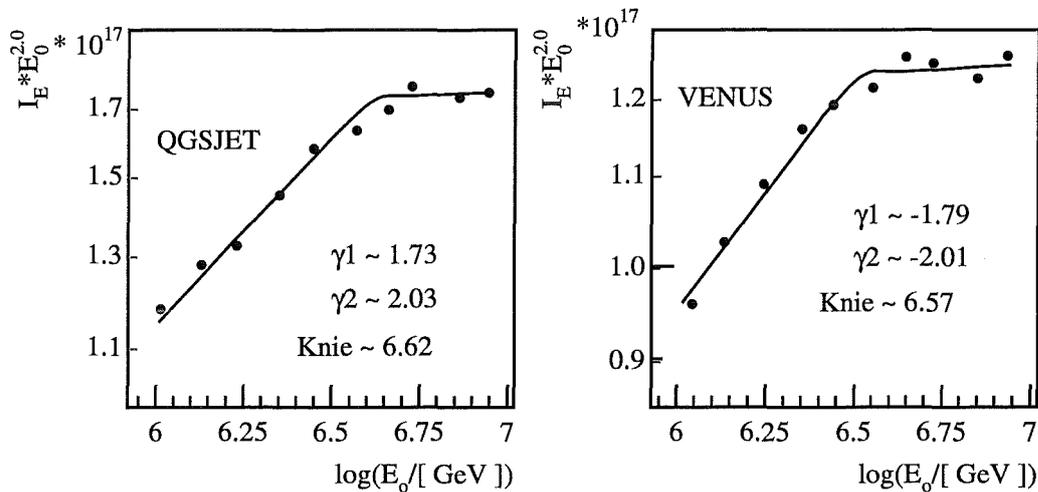


Abbildung 7.18: Das korrigierte Energiespektrum der kosmischen Höhenstrahlung Die Ordinate wurde zur Verdeutlichung des Knies mit E_0^2 multipliziert. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbole. Diese Darstellung mit den hochmultiplizierten Datenpunkten soll vor allem veranschaulichen, daß die Knie-Position mit der vorhandenen Energie-Auflösung schwer exakt zu bestimmen ist. Dies gilt auch für die spektralen Indizes.

Die Energiespektren für leichte und schwere Elemente wurden entsprechend korrigiert. Das Ergebnis ist anschaulich in Abbildung 7.19 und 7.20 und in Tabelle 7.11 dargestellt.

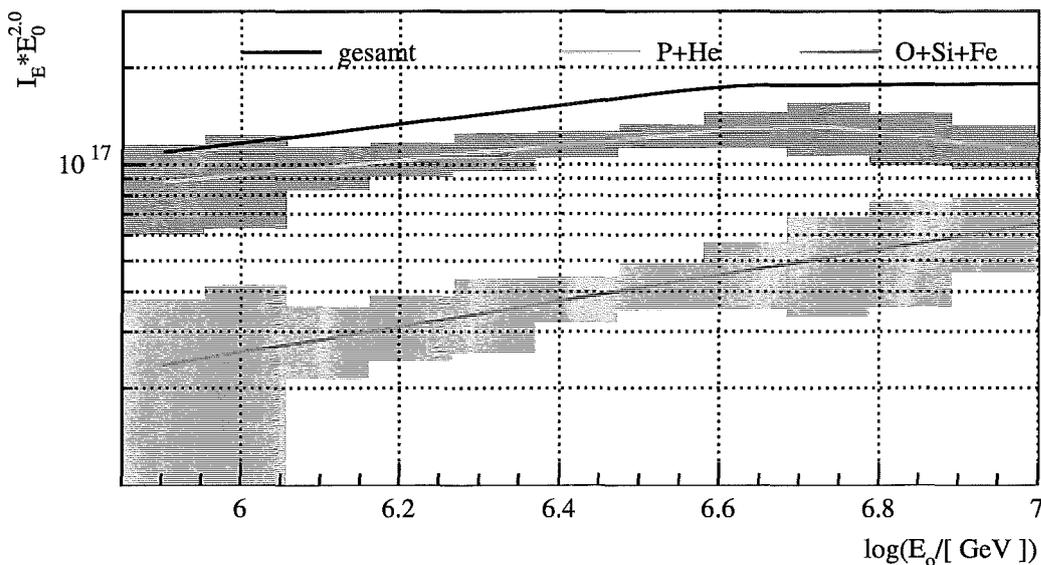


Abbildung 7.19: Das Fitergebnis der Spektren für leichte und schwere Massen (QGSJET). Die systematische Unsicherheit der Massenanteile, die dem Fit zugrunde lagen, ist als Fehlerband dargestellt.

Die Spektrumsparameter						
	QGSJET			VENUS		
	Knie	γ_1	γ_2	Knie	γ_1	γ_2
insgesamt	6.62 ± 0.32	1.73 ± 0.16	2.03 ± 0.37	6.57 ± 0.06	1.79 ± 0.02	2.01 ± 0.23
leicht	6.68 ± 0.11	1.72 ± 0.14	2.15 ± 0.21	6.67 ± 0.07	1.81 ± 0.08	2.32 ± 0.32
schwer	6.41 ± 0.32	1.62 ± 0.46	1.60 ± 0.51	6.64 ± 0.24	1.71 ± 0.27	1.52 ± 0.43

Tabelle 7.11: Die korrigierten Spektrumsparameter für leichte und schwere Massen. Die Position des Knies ist in $\log(E_0/\text{GeV})$ angegeben.

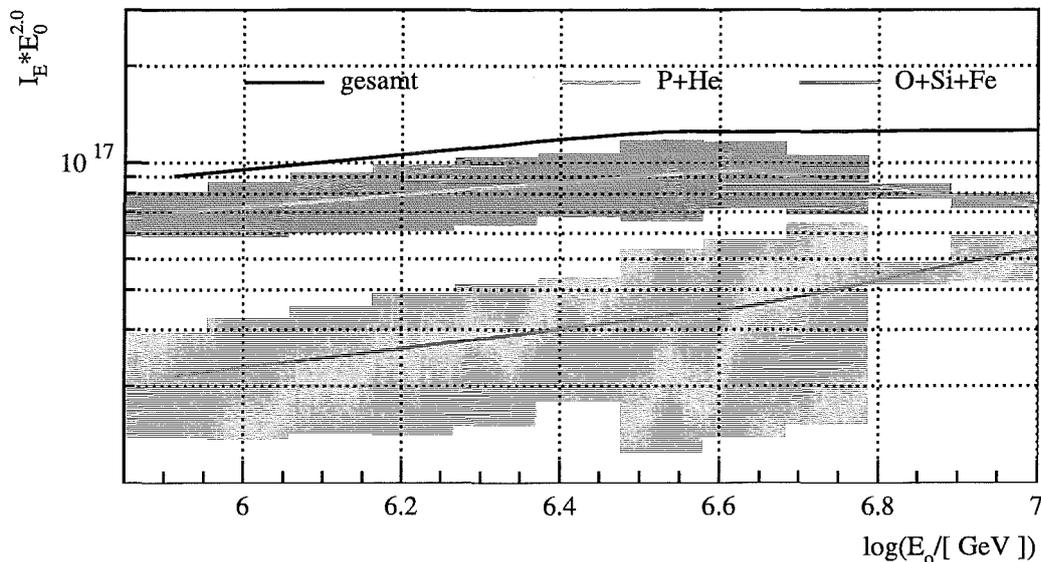


Abbildung 7.20: Das Fitergebnis der Spektren für leichte und schwere Massen (VENUS). Die systematische Unsicherheit der Massenanteile, die dem Fit zugrunde lagen, ist als Fehlerband dargestellt.

7.9.1 Interpretation des Knies

Das anhand der elektromagnetischen und myonischen Komponente ausgedehnter Luftschauer ermittelte Energiespektrum zeigt den Verlauf, den man aus der Messung des energieabhängigen Flusses verschiedener anderer Experimente (vergleiche Kapitel 2.1) erwartet⁵. Das Spektrum fällt nach der Vorhersage beider Wechselwirkungsmodelle bis zu einer Energie von $E_0 \sim 4 \cdot 10^{15}$ eV konstant mit einem Index von $\gamma \sim -1.76$ ab. Nach dieser Energie, dem Knie, wird das Spektrum etwas steiler, mit einem Index von $\gamma \sim -2.0$.

⁵In dieser Arbeit wurde ein Spektrum ausgewertet, das über $\log(E_0)$ aufgetragen wurde. Dadurch erniedrigen sich die Indizes jeweils um 1

Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, daß das Abknicken des Flusses durch den Abfall der leichten Komponente bestimmt ist, während die schwereren Anteile keine gravierende Änderung im spektralen Index erfahren. Wie in Kapitel 2.1 ausführlich dargestellt wurde, ergibt sich durch die Beschleunigung an Supernova-Schockfronten eine massenabhängige Knie-Position, die für eiseninduzierte Schauer etwa einen Faktor 26 in der Energie höher liegen sollte, als für protoninduzierte Schauer. Im Rahmen der Genauigkeit dieser Abschätzung und dem systematischen Fehler in der Bestimmung der Knie-Positionen ergibt das vorliegende Ergebnis, das für den schweren Anteil der Komposition bis zu einem Bereich von 10 PeV kein deutliches Knie vorhersagt, keinen Widerspruch zu diesem Modell.

Aus Berechnungen mit dem Leaky-Box-Modell wird eine kontinuierliche Zunahme der schweren Elemente aufgrund massenabhängiger Spektralindizes erwartet. Ein solches Verhalten zeigt sich mit den in dieser Arbeit ermittelten Ergebnissen erst nach dem Knie. Die systematischen Fehler schließen aber massenabhängige Spektralindizes vor dem Knie nicht aus.

Eine weitere Erklärungsmöglichkeit für das Knie wird von [Erlykin97] vorgeschlagen. Hier wird eine einzelne Quelle (ein Supernovaüberrest) in relativer Nähe zu uns aufgrund von Peak-Strukturen im N_e -Spektrums postuliert. Die Autoren erwarten, dem Potenzspektrum überlagert, deshalb einen Anstieg der schweren Kerne mit unterschiedlichen Indizes bis zum Knie und dann eine scharfen Abfall dieser Komponenten. Ein solches Verhalten kann mit der in dieser Arbeit ermittelten Komposition nicht bestätigt werden.

Mit einem sogenannten minimalen Modell, das nur fordert, daß sich die Position des Knies entsprechend der Rigidität von leichten zu schweren Kernen auf der Energie-Achse zu höheren Energien verschiebt, sind die erhaltenen Ergebnisse konform.

Insgesamt gesehen entspricht das vorliegende Ergebnis im Rahmen der noch großen Fehler den theoretischen Modellvorstellungen und dem von den meisten Experimenten bestätigten Trend einer Zunahme der schweren Elemente bei steigenden Energien.

Mit Sicherheit kann eine Verbesserung der Simulationsstatistik den systematischen Fehler, der vor allem aus den Unsicherheiten der Parametrisierung stammt, deutlich verkleinern.

8

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen des KASCADE-Experimentes wurde in der vorliegenden Arbeit die elektromagnetische und myonische Komponente ausgedehnter Luftschauer untersucht. Dazu wurden ~ 104 Mio Luftschauer ausgewertet, die von den Elektron- und Myon-Detektoren des KASCADE-Arrays registriert wurden.

Aus der Analyse der Detektorantwort wurden die Schauerparameter Elektronenzahl N_e und Myonenzahl N_μ bestimmt, die aufgrund der massenabhängigen Schauerentwicklung zur Bestimmung der primären Elementzusammensetzung verwendet werden. Gleichzeitig ermöglicht die Verwendung beider Parameter die Messung des primären Energiespektrums. Ein neuer Parameter N_μ^{tr} , der das Integral der Myon-Lateralverteilung in einem Radiusbereich von 40-200 m beschreibt und günstigere Eigenschaften als die totale Myonenzahl N_μ aufweist, wurde eingeführt. Um die Schauerparameter sicher bestimmen zu können, wurden mit umfangreichen CORSIKA-Simulationen Verfahren entwickelt, die die Detektorantwort von Elektron- und Myon-Detektor, die sich aus den Energieverlusten aller Teilchen eines Luftschauers zusammensetzt, in entsprechende Elektronen- und Myonendichten umzurechnen. Bereits vorhandene Rekonstruktionsverfahren wurden anhand von Simulationen überprüft und optimiert. Die Rekonstruktion der Schauerparameter N_e und N_μ^{tr} ist in sehr guter Qualität möglich. Die beiden in der Simulation verwendeten hadronischen Wechselwirkungsmodelle QGSJET und VENUS wurden anhand der Daten überprüft. Beide Modelle sind gut zur Beschreibung der experimentellen Daten geeignet. Bei Verwendung des VENUS-Modelles deuten sich geringe Inkonsistenzen bei der Vorhersage der Elektronenzahl an.

Zur Bestimmung der Elementzusammensetzung wurde der Trennungparameter R_{LS} eingeführt, der das Verhältnis der logarithmierten Schauerparameter N_μ^{tr} und N_e darstellt. Damit wurde die Komposition der kosmischen Strahlung in 5 Elementgruppen (Protonen, Helium, Sauerstoff, Silizium und Eisen) in einem Energiebereich von 10^{15} eV bis 10^{16} eV bestimmt. Dabei zeigt sich eine Zunahme der schweren Elemente ab einer Energie von $E_o \sim 4$ PeV. In dieser Arbeit wurden die massenabhängigen spektralen Indizes bestimmt. Die leichten und schweren Kerne zeigen bis zu der Energie $E_o \sim 4$ PeV einen vergleichbaren Abfall mit im Mittel $\gamma \sim -1.7$. Die leichten Elemente fallen nach dieser Energie mit $\gamma \sim -2.2$ ab, während der Index der schwereren Elemente

keine gravierende Änderung zeigt. Der Fluß der schweren Elemente ist (in exponentieller Darstellung) mit einer Gerade verträglich. Im Rahmen der Fehler, die bei den Spektralindizes bis zu 30 % betragen können, sagen beide Modelle ein sehr ähnliches Verhalten voraus. Die großen Fehler lassen sich durch eine verbesserte Simulationsstatistik verringern. Dann könnte auch eine detaillierte Komposition belastbar angegeben werden.

Das Fitverfahren selbst ließe sich anhand der folgenden Überlegungen vielleicht noch verbessern: Sämtliche massenabhängigen Parametrisierungen zeigen eine sehr deutliche Korrelation zum Logarithmus der entsprechenden Masse, wie beispielhaft in Abbildung 8.1 dargestellt ist.

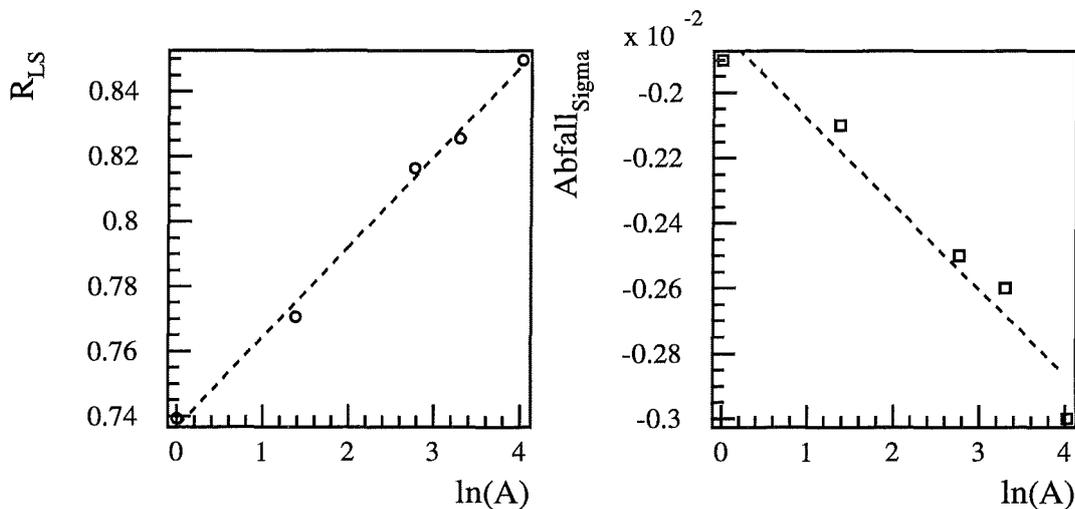


Abbildung 8.1: Die Mittelwerte der R_{LS} -Verteilung bei $\log(E_o/\text{GeV})=5.9$ und der Abfall der Streubreiten dieser Verteilungen als Funktion der Masse. Dies ist nur eine beispielhafte Darstellung der Tatsache, daß diese Parameter eine sehr starke Korrelation zu der logarithmischen Masse aufweisen.

Ein optimaler Fit an die Verteilungen ist sicher durch eine Summe von Verteilungen mit äquidistanten Mittelwerten gegeben. Dies verhindert vermutlich ein überproportionales Fluktuieren des Fitergebnisses zwischen benachbarten Elementen, wie z.B. Sauerstoff und Silizium, die in der logarithmischen Masse näher beieinander liegen, als die Nachbarn Proton und Helium. Mit den vorhandenen Simulationen kann sicher eine allgemeine massenabhängige Parametrisierung gefunden werden, die dann jeweils für logarithmisch äquidistante Massen angewandt werden kann. Ein testweise durchgeführter 4-Parameter-Fit, der auf den Silizium-Anteil verzichtet, erfüllt diese Anforderungen. Dies ergab ein im wesentlichen gleiches Ergebnis. Statt dem Silizium wurde der schwere Anteil den Sauerstoff- und Eisenkernen zugeordnet (vergleiche Abbildung 8.2). Um die Komposition noch detaillierter zu bestimmen, könnten statt 5 Elementen eventuell 6 Elemente (Protonen, Helium, Kohlenstoff, Sauerstoff, Schwefel und Eisen) verwendet werden. Dazu sind noch umfangreiche Rechnungen notwendig. Da vor allem QGSJET

die Daten-Verteilungen sehr gut beschreibt, erscheint dies als eine vielversprechende Perspektive.

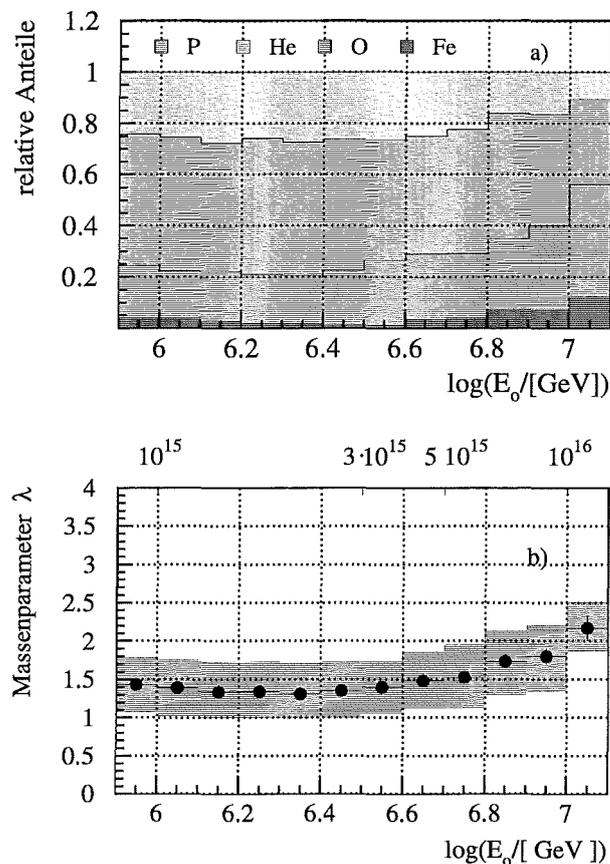


Abbildung 8.2: Die Elementzusammensetzung a) und der Massenparameter λ b) für einen 4-Parameter-Fit. Dargestellt wurden hier die Ergebnisse für QGSJET.

Alle vorgestellten Ergebnisse sind nur für einen Zenitwinkelbereich von $18-26^\circ$ gültig. Andere Zenitwinkelbereiche liegen in den Daten in großer Anzahl vor. Die Begrenzung begründet sich ausschließlich durch die Simulationen, bei denen andere Zenitwinkel mit der vorhandenen Rechnerzeit nicht in ausreichender Anzahl produziert werden konnten. Grundsätzlich sollte das Ergebnis dieser Auswertung an anderen Zenitwinkelbereichen überprüft und verifiziert werden, um zu klären, ob die Simulation die Effekte und Wechselwirkungen auch bei anderen atmosphärischen Tiefen richtig wiedergibt.

8 Zusammenfassung und Ausblick _____

Abbildungsverzeichnis

2.1	Das differentielle Energiespektrum der kosmischen Höhenstrahlung.	5
2.2	Die relativen Elementhäufigkeiten der kosmischen Höhenstrahlung im Vergleich zu denen des Sonnensystems	7
2.3	Schematische Darstellung der Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers.	12
3.1	Schematische Darstellung des KASCADE-Experiments.	14
3.2	Schematischer Aufbau des Zentralkalorimeters.	16
3.3	Der Myonentunnel.	17
3.4	Schematischer Aufbau einer Meßstation des KASCADE-Arrays.	18
3.5	Schematischer Aufbau des Elektron-Detektors.	19
3.6	Schematischer Aufbau des Myon-Detektors.	20
3.7	Ein Luftschauer-Ereignis, wie es von den Detektoren des KASCADE-Arrays registriert wird.	21
4.1	Die gemessene Zenitwinkel-Verteilung.	25
5.1	Der mittlere Energieverlust der Komponenten eines protoninduzierten Luftschauers.	27
5.2	Der Energieverlust pro Elektron für zwei Entfernungen zum Schauerzentrum.	29
5.3	Der Energieverlust von γ -Quanten und Elektronen pro Elektron als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum für verschiedene Energien, Primärteilchen und Winkel.	30

5.4	Der Energieverlust von Myonen in Myon- und Elektron-Detektor pro Myon als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum.	31
5.5	Die Anteile des hadronischen und elektromagnetischen punch throughs im Myon-Detektor pro Elektron als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum.	33
5.6	Rekonstruierte Myonzahlen aus dem Energieverlust von 1-5 Myonen.	35
5.7	Die rekonstruierten Myonzahlen aus der gesamten deponierten Energie.	36
5.8	Schematischer Ablauf der Rekonstruktion.	38
5.9	Die Qualität und Modellabhängigkeit der Teilchendiskriminierung für proton- und eiseninduzierte Schauer als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum.	39
5.10	Die Energieabhängigkeit der Teilchendiskriminierung für protoninduzierte Schauer (QGSJET).	40
6.1	Vergleich der Schauerzentren aus Profil bzw. Center of Gravity Methode.	44
6.2	Qualität der Schauerzentrumsbestimmung.	45
6.3	Rekonstruktionsqualität der Elektronenzahl N_e	50
6.4	Reduktion des elektromagnetischen und hadronischen punch through.	52
6.5	Rekonstruktionsqualität der Myonenzahl N_μ und N_μ^{tr}	53
6.6	Die Myonenzahlen N_μ und N_μ^{tr} als Funktion der Energie.	54
6.7	Die NKG-Fits an die Elektronen- und Myonverteilungen in $\log(N_\mu^{tr})$ -Intervallen.	55
6.8	Vergleich der simulierten und experimentell erhaltenen Age_μ -Parameter.	56
6.9	Die lateralen Elektronverteilungen im Vergleich zur Simulation.	57
6.10	Die lateralen Myonverteilungen im Vergleich zur Simulation.	58
6.11	Die lateralen Verteilungen der im Elektron-Detektor deponierten Energie im Vergleich zur Simulation.	59
6.12	Die lateralen Verteilungen der im Myondetektor deponierten Energie im Vergleich zur Simulation.	60
7.1	Die Energie-Intervalle aus der Parametrisierung von N_e und N_μ^{tr}	63

7.2	Die Vorhersage der Wechselwirkungsmodelle für die Parameter N_e und N_μ^{tr} als Funktion der Energie ($\log(E_0/GeV)$).	64
7.3	Die Qualität und Streubreite der Energie-Parametrisierung.	66
7.4	Die möglichen Trennungparameter Elektronzahl N_e , Formparameter Age_e und der Parameter R_{LS} als Funktion der Primärenergie E_o	68
7.5	Die Trennbarkeit als Funktion der Energie.	69
7.6	Die Schauergröße N_e , das Myon zu Elektron-Verhältnis R_{LS} und der Schauerparameter Age_e als Funktion der rekonstruierten Energie.	70
7.7	Die Parametrisierung der Elektronenzahlverteilungen.	72
7.8	Die Parametrisierung des Age_e -Parameters.	74
7.9	Die Parametrisierung des Trennungparameters R_{LS}	76
7.10	Die Fits an die R_{LS} -Verteilungen unter Verwendung des QGSJET-Modells 78	
7.11	Die Fits an die R_{LS} -Verteilungen unter Verwendung des VENUS-Modells 79	
7.12	Die Fits an die N_e -Verteilungen unter Verwendung des QGSJET-Modells	80
7.13	Die Fits an die N_e -Verteilungen unter Verwendung des VENUS-Modells	81
7.14	Die Komposition unter Verwendung des VENUS-Modells.	82
7.15	Die Komposition unter Verwendung des QGSJET-Modells.	83
7.16	Der Massenparameter als Funktion der Energie.	86
7.17	Die unkorrigierten Energiespektren der leichten und schweren Massen.	89
7.18	Das korrigierte Energiespektrum der kosmischen Höhenstrahlung	90
7.19	Das Fitergebnis der Spektren für leichte und schwere Massen (QGSJET).	90
7.20	Das Fitergebnis der Spektren für leichte und schwere Massen (VENUS).	91
8.1	Die Mittelwerte der R_{LS} -Verteilung bei $\log(E_o/GeV)=5.9$ und der Abfall der Streubreiten dieser Verteilungen als Funktion der Masse.	94
8.2	Die Elementzusammensetzung a) und der Massenparameter λ b) für einen 4-Parameter-Fit.	95

Tabellenverzeichnis

3.1	Schwelle und Nachweisfläche der verschiedenen Detektor-Komponenten im Überblick.	15
7.1	Die Parameter N_e und N_μ^{tr} als Funktion der Energie ($\log(E_0/GeV)$). . .	65
7.2	Die Gauß-Parametrisierung der Elektron-Verteilungen	73
7.3	Die Rekonstruktionsqualität für den Fit an die N_e -Verteilungen. . . .	73
7.4	Die Gauß-Parametrisierung der Age_e -Verteilungen	75
7.5	Die Rekonstruktionsqualität für den Fit an die Age_e -Verteilungen. . .	75
7.6	Die Gauß-Parametrisierung der R_{LS} -Verteilungen	77
7.7	Die Rekonstruktionsqualität für den Fit an die R_{LS} -Verteilungen. . .	77
7.8	Die Kompositions-Fitergebnisse für QGSJET.	84
7.9	Die Kompositions-Fitergebnisse für VENUS.	84
7.10	Die unkorrigierten Spektrumparameter für leichte und schwere Massen.	89
7.11	Die korrigierten Spektrumparameter für leichte und schwere Massen.	91

Literaturverzeichnis

- [Asakimori93] K. ASAKIMORI et al. (JACEE-Kollaboration), *Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary*, **2**, (1993), 25
- [Axford77] E.I. AXFORD et al., *Proc. of the 15th Int. Cosmic Ray Conference*, **11**, (1977), 132
- [Bell78] A.R. BELL, *Mon. Not. R.Astr.Soc.*, **182**, (1987), 147
- [Bernlöhr97] K. BERNLÖHR et al. (HEGRA-Kollaboration), *Proc. of the 25th Int. Cosmic Ray Conference ,Durban*, **4**, (1997), 65
- [Biermann94] P.L. BIERMANN, *Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, Invited Papers*, eds. D.A. LEAHY et.al., *World Scientific*,(1994), 45
- [Bird93] D.J.BIRD et al. (Fly' s Eye-Kollaboration), *Phys.Rev. Letters*, **71**, (1993), 3401
- [Blandford78] R.D. BLANDFORD und J.P. OSTRIKER, *Astrophys. J*, **221**, (1978), L29
- [Capdevielle92] J.N. CAPDEVIELLE, et al., *The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA*, KfK (1992), 4998
- [Chiba92] N. CHIBA et al., *Nucl.Instr.and Meth. A* **311**, (1992), 338
- [Cronin95] J-W. CRONIN et al. (AUGER-Kollaboration), *The Pierre Auger Project, Design Report, Fermilab 1995*
- [Engelmann90] J.J. ENGELMANN et al., *Astron. Astrophysics* **233**, (1990), 96
- [Erlykin97] A.D. ERLYKIN, A.W. WOLFENDALE, *J. PhYs. G: Nucl. Part. Phys.* **23**, (1997), 979
- [Erlykin98] A.D. ERLYKIN, A.W. WOLFENDALE, *Astropart. Phys.* **9**, (1998), 213
- [Fermi49] E. FERMI, *On the origin of the cosmic radiation;*
Phys. Rev. **75**, (1949), 1169

-
- [Fesefeldt85] H. FESEFELDT, *The Simulation of Hadronics Showers-Physics and Application*, Rheinisch Westfälische Technische Hochschule, Aachen **PITHA 85/02**, 1985
- [Fletcher94] R.S. FLETCHER et al., *Phys. Rev. D* **50**, (1994), 5710
- [Gaisser92] T. K. GAISSER, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1992)
- [GEANT93] CERN Application Software Group, Computing and Networks Division, *GEANT Detector Description and Simulation tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN, Genf, 1993
- [Ginzburg64] V.L. GINZBURG, S.I. SYROWATSKII, *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon Press, (1964)
- [Giller98] M. GILLER, persönliche Mitteilung
- [Glasstetter98] R. GLASSTETTER, persönliche Mitteilung
- [Glauber70] R.J. GLAUBER, G. MATTHIAE, *Nucl. Phys. B* **21**, (1970), 135
- [Greisen56] K. GREISEN; Prog. Cosmic Ray Physics, Vol.III, (1956), 1
- [Greisen66] K. GREISEN, *Phys. Rev. Letters* **16**(1966), ,748
- [Gupta89] M. GUPTA, W.R. WEBBER, *Ap. J.* **340**, (1989), 1124
- [Haungs96] A. HAUNGS (KASCADE-Kollaboration), *Teilchenverteilungen im Zentrum hochenergetischer ausgedehnter Luftschauer als Informationsquelle für die Natur des primären Teilchens*, FZKA 5845, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996
- [Hayashida96] N. HAYASHIDA et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, (1996), 1000
- [Heck96] F. HECK, *Untersuchung der Eigenschaften der e/ γ -Detektoren des Luftschauerexperimentes KASCADE und Bestimmung einer lateralen Energiekorrekturfunktion*, Diplomarbeit, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996
- [Heck98] D. HECK et al., *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*, FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998
- [Hess12] V. F. HESS, *Physikalische Zeitschrift* **13**, (1912), 1084
- [Hillas84] A. M. HILLAS, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.* **22** 425, 1984
- [Hörandel98] J. R. HÖRANDEL, (Dissertation), *Untersuchung der hadronischen Komponente ausgedehnter Luftschauer und Messung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung*, FZKA 6015, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998

-
- [Ivanenko93] I.P. IVANENKO et al., *Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary*, **2**, (1993), 17
- [Kalmykov95] N.N. KALMYKOV et al., *Physics of Atomic Nuclei* **58**, (1995), 1728
- [Kamata58] K. KAMATA, J. NISHIMURA, *Suppl. of the Prog. of Theo. Phys.*, **6**, (1958), 93
- [Klages97] H.O. KLAGES et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Supp.)*, **52B**, (1997), 92
- [Knapp96] J. KNAPP, D. HECK, G. SCHATZ, *Comparision of Hadronic Interaction Models, FZKA 5828, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996*
- [Knapp97] J. KNAPP, *Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle zur Simulation ausgedehnter Luftschauer, FZKA 5970, Forschungszentrum Karlsruhe, 1997*
- [Kornmayer97] H. KORNMAYER et al. (HEGRA-KOLLABORATION), *Proc. of the 25th Int. Cosmic Ray Conference, Durban*, **4**, (1997), 69
- [Krymsky77] G.F. KRYMSKY, *Dok. ACAD. Nauk. USSR*, **234**, (1977), 1306
- [Lagage83] P.O. LAGAGE, C.J. CESARSKY, *Astr. Astrophys.*, **125**, (1983), 249
- [Mayer91] H.J. MAYER, *A MONTE CARLO study of the reconstruction accuracy of shower parameters for the KASCADE extended air shower array*, *Nucl. Instr. and Meth. (NIM) A*, **311**, (1992), 327
- [Mayer92] H.J. MAYER, *A neural network algorithm for core location analysis at large extended air shower arrays*; *Nucl. Instr. and Meth. (NIM) A*, **317**, (1992), 339
- [Mayer93] H.J. MAYER, *A fast reconstruction method for shower direction at large extended air shower arrays*, *Nucl. Instr. and Meth. (NIM) A*, **330**, (1993), 254
- [Müller91] D. MÜLLER et al., *Astrophys. J*, **374**, (1991), 356
- [Nelson85] W.R. NELSON et al, *The EGS4 code system, Stanford Linear Accelerator Center, SLAC (1985)*, 265
- [Palamara95] O. PALAMARA et al. (MACRO-KOLLABORATION), *Proc. of the 24th Int. Cosmic Ray Conference, Rom*, **2**, (1995), 689
- [Plaga95] R. PLAGA et al. (HEGRA-KOLLABORATION), *Proc. of the 24th Int. Cosmic Ray Conference, Rom*, **2**, (1995), 693
- [Ranft83] J. RANFT, S. RITTER, *Z.Phys. C , Particles and Fields*, **20**, (1983), 347
- [Ranft95] J. RANFT, *Phys. Rev. D*, **51**, (1995), 64

-
- [Schieler96] H. SCHIELER, (Dissertation), *Konzeption, Entwicklung und Test des lokalen Datenerfassungssystems für das strukturierte Detektor-Array von KASCADE*, Universität Karlsruhe, 1996
- [Swordy95] S.P. SWORDY, *Proc. of the 24th Int. Cosmic Ray Conference, Rom, 2, (1995), 697*
- [Swordy98] S.P. SWORDY, *Proc. of the 16th Eur. Cosmic Ray Symposium, Alcala, (1998), 267*
- [Takeda99] M. TAKEDA et al, *Small-scale anisotropy of cosmic rays above 10^{19} eV observed with the Akeno Giant Air Shower Array, CERN preprint, astro-ph 9902239, 1999*
- [Teshima93] M. TESHIMA, *Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, Invited Papers, eds. D.A. LEAHY et al, World Scientific (1993), 257*
- [Wefel91] J.P. WEFEL, *Cosmic Rays, Supernovae and the Interstellar Medium, eds. M.M. SHAPIRO et al. et al, NATO ASI Series C 337, (1991), 29*
- [Werner93] K. WERNER, *Phys. Rep. 232, (1993), 87*
- [Wiebel94] B. WIEBEL, *Chemical composition in high energy cosmic rays, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, WUB 94-08, 1994*
- [Zatsepin66] G.T. ZATSEPIN ,V.A. KUZ' MIN , *JETP Lett, 4, (1966), 78*
- [ZEBRA93] CERN CN, ECP and PPE Divisions, ZEBRA, *CERN Program Library Long Writeups Q100/Q101 , CERN, Genf 1993*