



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 7231

**Untersuchung
der Lateralverteilung
ausgedehnter Luftschauer
anhand von Hybrid- und
Oberflächendetektor-Daten des
Pierre-Auger-Observatoriums**

T. Schmidt
Institut für Kernphysik

Juni 2006

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7231

Untersuchung der Lateralverteilung
ausgedehnter Luftschauer anhand von
Hybrid- und Oberflächendetektor-Daten
des Pierre-Auger-Observatoriums

Talianna Schmidt

Institut für Kernphysik

Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe (TH)

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2006

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

urn:nbn:de:0005-072319

Zusammenfassung

Das Pierre-Auger-Observatorium ist ein Experiment zur Messung ultra-hochenergetischer kosmischer Strahlung mittels ausgedehnter Luftschauer. Es umfasst eine noch im Aufbau befindliche Teilchendetektoranordnung aus 1600 Wasser-Cerenkov-Detektoren von letztlich 3000 km² Fläche sowie derzeit drei von vier Fluoreszenzdetektorstationen in der argentinischen Provinz Mendoza. Es sollen mit Hilfe dieses sowie eines weiteren gleichartigen Aufbaus auf der Nordhalbkugel das Energiespektrum und die Massenkomposition bestimmt, sowie mögliche Punktquellen der kosmischen Strahlung von Energien über 10¹⁹ eV gesucht werden.

Die Rekonstruktion von ausgedehnten Luftschauern aus den Daten des Detektorfeldes umfasst als einen wichtigen Aspekt für die Bestimmung von Energie und Masse des Primärteilchens die Anpassung einer Lateralverteilungsfunktion an die Signale der einzelnen Detektorstationen. Die Energie wird hierbei über den Wert der Lateralverteilungsfunktion bei einer Distanz zum Schauerzentrum von 1000m bestimmt, die Steigung der Lateralverteilung ist sensitiv auf die Masse des Primärteilchens. Der Auswahl dieser Parametrisierung kommt also eine große Bedeutung in der Analyse der Daten des Detektorfeldes zu. Diese Arbeit vergleicht die Eignung verschiedener Parametrisierungen der Lateralverteilung für die Analyse von Daten des Pierre-Auger-Observatoriums und schlägt eine geeignete Auswahl vor.

Ferner werden im Rahmen dieser Arbeit Zusammenhänge der Parameter der Lateralverteilungsfunktion mit nicht direkt zugänglichen Schauerdaten motiviert und eine einfache Analyse der Zusammenhänge begonnen. Hierbei wird großer Nutzen aus der Eigenschaft des Pierre-Auger-Observatoriums als ein Hybrid-Detektor aus Teilchendetektorfeld mit Zugang zum lateralen, und aus Fluoreszenzdetektor mit Blick auf das longitudinale Schauerprofil gezogen.

Abstract

Measuring the lateral distribution of extended air showers with data from the surface detector and hybrid data of the Pierre Auger Observatory

The Pierre-Auger-Observatory is an experiment for the detection of ultra high energy cosmic rays through extended air showers. It consists of an array of 1600 water-Cerenkov-detectors covering 3000km² and four fluorescence detector stations in the Argentinean province Mendoza. The array is not finished yet, but already taking physics data since 2004. Currently three of the four fluorescence detector stations are built. Another site with an identical layout on the northern hemisphere is planned. The experiment is built to determine the energy spectrum and the mass composition. It is also searches possible point sources of cosmic rays with energies above 10¹⁹ eV.

The reconstruction of extended air showers from the data of the array contains the fit of a lateral distribution function to the signals of the detector stations as an important step to determine the energy and mass of the primary particle energy and mass. The energy is calculated from the value of the lateral distribution function at a core distance of 1000 m, the slope of the lateral distribution is sensitive to the primary mass. Thus an adequate choice of the parameterisation is a central issue of the reconstruction. This work compares different parameterisations of the lateral distribution function for their quality describing the data taken and suggests an adequate choice.

In addition, this work motivates the possibilities to calculate parameters of the shower not directly reconstructed in the surface-detector analysis and starts an investigation of these dependencies. This is strongly supported by the possibilities of the hybrid detector system of the Pierre-Auger-Observatory, providing at the same time the lateral distribution by the array and the longitudinal profile by the fluorescence detector.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer	7
2.1	Kosmische Strahlung	7
2.2	Ausgedehnte Luftschauer	10
2.2.1	Hadronische Komponente	11
2.2.2	Myonische Komponente	12
2.2.3	Elektromagnetische Komponente	13
2.3	Nachweismethoden	14
2.3.1	Teilchendetektion auf Beobachtungsniveau	14
2.3.2	Fluoreszenznachweis	15
2.3.3	Weitere Nachweismöglichkeiten	17
3	Das Pierre-Auger-Observatorium	18
3.1	Das Detektorfeld	18
3.1.1	Layout	18
3.1.2	Tanks	20
3.2	Die Fluoreszenzteleskope	22
3.2.1	Layout	22
3.2.2	Teleskope	22
3.3	Datennahme	24
4	Methoden der SD-Rekonstruktion	27
4.1	Ereignisselektion	27
4.1.1	Der T4-Trigger	27
4.1.2	Der T5-Trigger	28
4.2	Richtung	28
4.2.1	Erste Abschätzung zur Stationsselektion	28
4.2.2	Anpassung einer ebenen Schauerfront	29
4.3	Anpassung der Lateralverteilungsfunktion	30
4.3.1	Schauerzentrum	31
4.3.2	S_{1000}	32
4.3.3	Parameter von f_{LDF}	32
5	Resultate der Rekonstruktion von SD-Daten	34
5.1	Richtungsbestimmung	34
5.2	Verschiedene Ansätze der LDF	36
5.2.1	Potenzfunktion	39
5.2.2	Die NKG-Funktion	40

5.2.3	Die log-log-Parabel	41
5.2.4	Die Haverah-Park-Funktion	42
5.2.5	Exponentialfunktion	43
5.2.6	Auswahl der optimalen Parametrisierung	43
5.3	Positionsbestimmung des Schauersentrums	47
5.4	S_{1000} -Bestimmung	49
5.5	Vergleiche mit Hybrid-Daten und Möglichkeiten des Hybrid-Detektors	51
5.5.1	Hybrid-Geometrierekonstruktion	51
5.5.2	Lateralverteilung und longitudinales Profil	55
6	Energiespektrum	57
6.1	Energiebestimmung - von S_{1000} zur Primärenergie	57
6.2	Das Energiespektrum mittels verschiedener LDF	58
7	Zusammenfassung	63
A	Details zur Winkelrekonstruktion	66
B	Details zur LDF-Rekonstruktion: Maximum-Likelihood-Methode	69
B.1	Effektive Teilchenzahlen	69
B.2	Die Maximum-Likelihood-Funktion	71
C	Weitere Graphen	73

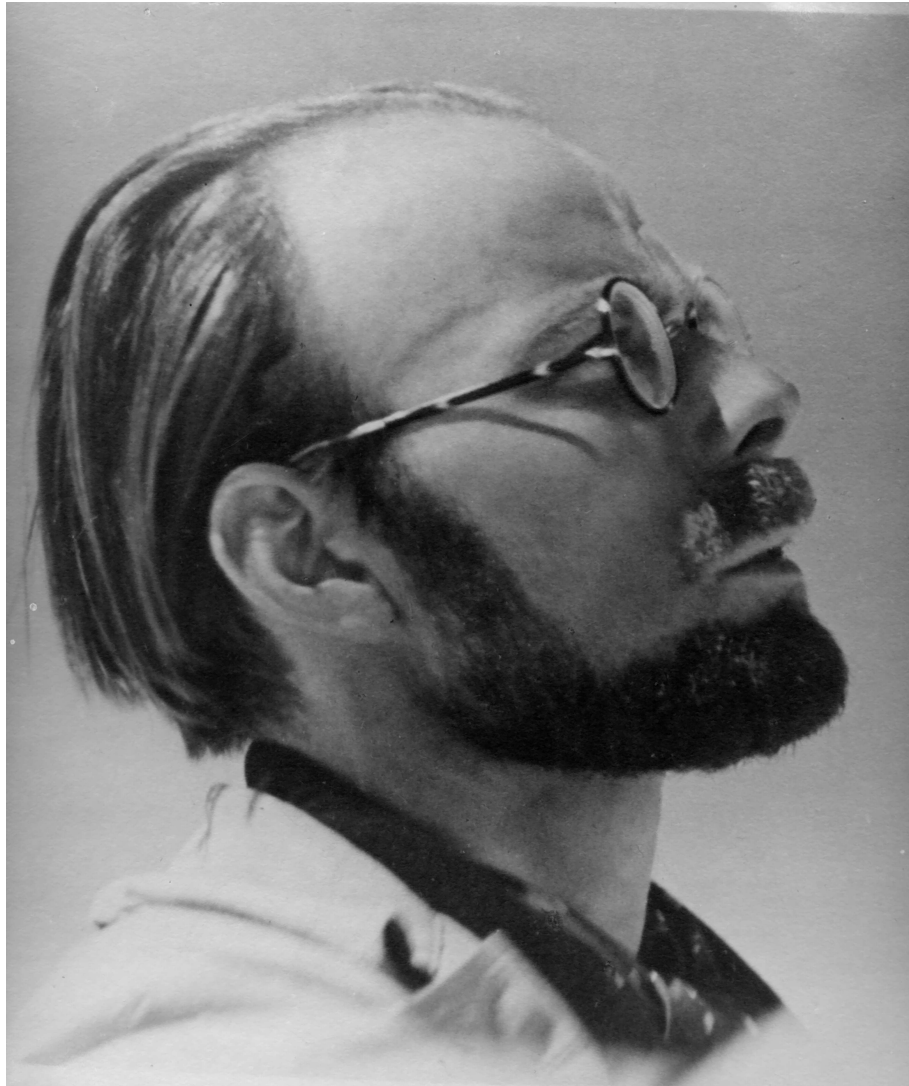


Abbildung 1: Pierre Auger, Entdecker der ausgedehnten Luftschauer und Namensgeber des Pierre-Auger-Observatoriums, aufgenommen 1935 auf dem Jungfraujoch. Mit freundlicher Genehmigung der Familie von Pierre Auger.

Kapitel 1

Einleitung

Schon lange vor dem Beginn der Geschichtsschreibung war der Himmel Gegenstand des menschlichen Interesses und seines Wissensdurstes, auch wenn die Menschen damals die mannigfaltigen Einwirkungen der Geschehnisse am Himmel auf das Leben auf der Erde noch nicht erfassen konnten. Doch offenkundig war dem Menschen bereits in dieser frühen Phase bewusst, dass es solche Einflüsse gibt. Freilich wurden diese in nach heutigem Stand falscher Weise angenommen - Götter und Vorzeichen wurden in die Geschehnisse am Himmel hineingelegt. Dieser eher abergläubige Ansatz führte zur Astrologie, welche freilich keine exakte Wissenschaft nach unserem heutigen Bilde ist, jedoch die Motivationen für genaue Beobachtungen und auch Berechnungen der Vorgänge am Himmels lieferte. Aus dem damaligen Aberglauben an himmlische Vorzeichen wurde somit die Astronomie als eine der ältesten Wissenschaften überhaupt geboren.

Der Griff nach den Sternen stellte ein völlig neuartiges Betätigungsfeld für die menschlich Neugier dar, denn in den funkelnden Lichtpunkten am Nachthimmel gilt unser Interesse Objekten, die wir nur mit einem unserer Sinne - dem Sehsinn - erfassen können und die sich den anderen Sinnen durch gewaltige Entfernungen und mangelndes Übertragungsmedium entziehen. Auf diese Art in der Erforschung der Sterne und anderer himmlischer Objekte eingeschränkt, hat der Mensch dennoch durch geschicktes Ausnutzen der Informationen, die ihm zur Verfügung standen, sehr viel über den Himmel lernen können. Dabei waren in zunehmendem Maße über die Jahrhunderte entwickelte optische Instrumente hilfreich, welche neue Details erschlossen und später die Möglichkeit eröffneten, zuvor unsichtbare Intensitäten und auch Wellenlängen des elektromagnetischen Spektrums zugänglich zu machen.

Die Sensitivität des menschlichen Sehsinnes umfasst lediglich einen sehr begrenzten Bereich des elektromagnetischen Spektrums, welcher sowohl in der Intensität als auch in der Wellenlänge beschränkt ist. Mehr noch, uns erreichen wesentlich mehr Informationsträger aus den Weiten des Kosmos als nur die elektromagnetische Strahlung. Diese anderen Boten aus dem Weltall sind unseren Sinnen jedoch nicht direkt zugänglich. Um die von ihnen transportierten Informationen zu gewinnen und in unser Bild vom Universum zu integrieren, benötigen wir weitergehende Instrumente, wie das auch im Fall der nicht sichtbaren elektromagnetischen Strahlung der Fall ist.

Einer dieser weiteren Informationsträger ist die Kosmische Strahlung. Entdeckt wurde sie mittels Ballonexperimenten von Victor Hess im Jahre 1912. Ursprünglich stellte er lediglich fest, dass die Intensität ionisierender Strahlung mit zunehmendem Abstand von der Erdoberfläche zunächst abfiel, ab einer Höhe von wenigen 100 m hingegen wieder stark anstieg. Er folgerte daraus, dass ein Teil dieser ionisierenden Strahlung in der Erdatmosphäre durch von oben kommenden Teilchen induziert wurde und nicht, wie bis dahin vermutet, von Radioaktivität auf der Erdoberfläche herrührte. Weitergehende Untersuchungen führten ei-

nerseits zur Entdeckung vieler neuer Teilchen - zum Beispiel des Positrons - andererseits zur genaueren Ergründung der Art der kosmischen Strahlung und ihrer Wechselwirkung mit der Atmosphäre der Erde. Eine sehr wichtige Entdeckung zur Erforschung speziell hochenergetischer kosmischer Strahlung waren die ausgedehnten Luftschauer, welche ungefähr zeitgleich und unabhängig voneinander von Auger [Aug38, Aug38b] und Kohlhörster [Koh38] im Jahre 1938 mittels Koinzidenzmessungen von ionisierender Strahlung entdeckt und publiziert wurden. Pierre Auger, dessen Experimente auf dem Jungfraujoch zu dieser Entdeckung führten, gab aufgrund dieser Pionierarbeit dem heute weltweit größten Luftschauerexperiment, dem Pierre-Auger-Observatorium, seinen Namen.

Als Informationsträger aus den Weiten des Universums erkannt, gilt es nun, die Herkunft und Eigenschaften dieser Teilchenstrahlung zu erkunden, so dass die Herkunft und Ausbreitung der kosmischen Strahlung Beiträge zu unserem Bild des Universums und der Gesamtheit aus Astronomie, Astrophysik, Teilchenphysik und Kosmologie leisten kann. Eine Einordnung der kosmischen Strahlung speziell der höchsten Energien, welche das Pierre-Auger-Observatorium ergründet, sowie eine Vorstellung der Detektionsmethoden wird in Kapitel 2 gegeben. Speziell die Möglichkeit einer Zurückverfolgung zu Quellen bei sehr hohen Energien sowie der noch nicht schlüssig gezeigte GZK-Cutoff werden hier gezeigt. Sowohl die Frage nach Punktquellen als auch die Ergründung des GZK-Cutoff bilden die Gründe für den Aufbau des Pierre-Auger-Observatoriums, dessen Beschreibung Kapitel 3 gewidmet ist.

In dieser Arbeit wird die Analyse der Daten des Teilchendetektorfeldes des Pierre-Auger-Observatoriums betrachtet, welche den Weg von rohen Daten des Experimentes zu den Charakteristika der gemessenen kosmischen Strahlung darstellt. Auf die Methoden, aus Daten des Detektorfeldes die Energie, die Richtung und weitere Daten der Teilchen zu gewinnen, wird in Kapitel 4 beschrieben, in welchen die Lateralverteilung und ihre Parametrisierung eine immense Bedeutung einnehmen. Der geeigneten Auswahl dieses Dreh- und Angelpunktes in der Rekonstruktion von Eigenschaften der kosmischen Strahlung widmet sich diese Arbeit. In Kapitel 5 werden die entsprechenden Betrachtungen beschrieben, wobei ein Schwerpunkt auf Auswahl der besten Parametrisierung gelegt wird. Zunächst ist das Ziel dieser Betrachtung die Etablierung einer zuverlässigen Energiebestimmung zur Erstellung eines Energiespektrums, wie es in Kapitel 6 unter Vergleich der verschiedenen Parametrisierungen erstellt wird. In Kapitel 7 schließlich werden zusammenfassend die in dieser Arbeit bestimmte beste Parametrisierung der Lateralverteilung sowie die Ergebnisse Datenanalyse von 15 Monaten Laufzeit des Pierre-Auger-Observatoriums vorgestellt, insbesondere auch im Hinblick auf zukünftige Analysen mit der hier gefundenen besten Verteilung sowie weiteren Daten, welche aus den Parametern der Lateralverteilungsfunktion gewonnen werden können.

Kapitel 2

Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer

2.1 Kosmische Strahlung

Als kosmische Strahlung werden energiereiche, geladene Teilchen bezeichnet, welche durch den Weltraum propagieren. Es handelt sich hierbei weitgehend um Atomkerne, die Teilchenenergien von $1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$ bis zu über $100 \text{ EeV} = 10^{20} \text{ eV}$ besitzen und deren energiereichste (10^{20} eV) die höchsten bekannten Teilchenenergien des Universums repräsentieren. Der Fluss der kosmischen Strahlung fällt von einem Teilchen pro m^2s bei den niedrigsten Energien steil ab, um bei den höchsten Energien nur noch ein Teilchen pro km^2 und Jahr zu betragen. Das bekannte Energiespektrum der kosmischen Strahlung überspannt somit 12 Größenordnungen in der Energie und 32 Größenordnungen im Fluss. Wahrscheinlich setzt sich das Spektrum zu geringeren Energien und höheren Flüssen noch weiter fort, jedoch wird dieser Bereich für den Menschen durch Einflüsse der Sonne unzugänglich - einerseits das solare Magnetfeld, welches die Strahlung ablenkt, andererseits durch die von der Sonne selbst abgestrahlten Teilchenströme, den Sonnenwind.

In einer doppellogarithmischen Auftragung des Energiespektrums der kosmischen Strahlung (Abbildung 2.1) erkennt man einen weitgehend strukturlosen Abfall des Flusses mit steigender Energie, welcher einem einfachen Potenzgesetz folgt:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (2.1)$$

Der Exponent γ dieser Formel liegt im bekannten Spektrum bei niedrigeren Energien bei einem Wert von 2.7, allerdings sind zwei Wechsel des Exponenten auszumachen, zunächst zu einem Wert von 3.0. In doppellogarithmischer Auftragung erscheint ein solches Spektrum als Gerade, ein Exponentenwechsel als Knick. Zur Hervorhebung und Verdeutlichung dieser Knicke wird das Energiespektrum der kosmischen Strahlung oft nicht nur doppellogarithmisch, sondern auch mit einem Faktor $E^{2.5}$ multipliziert dargestellt, so dass durch die geringere Steigung der Geraden die Steigungswechsel deutlicher hervorgehoben werden. Assoziationen dieser Darstellung mit dem Bein eines sitzenden Menschen führten auch zu den folgenden gebräuchlichen Namen für die beiden Exponentenwechsel im Spektrum. Als das *Knie* (knee) der kosmischen Strahlung bezeichnet man die Änderung des Exponenten γ von ungefähr 2.7 bei Energien unter ungefähr $3 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ auf 3.1 bei höheren Energien. Analog wird die Änderung des Exponenten γ von 3.1 auf 2.7 bei ungefähr 10^{19} eV *Knöchel* (ankle) der kosmischen Strahlung genannt.

Neben diesem nichtthermischen, einem Potenzgesetz folgenden Abfallen des Flusses mit steigender Energie stellen diese beiden Knicke im Spektrum Charakteristika dar, die uns Hinweise über Ursprung und Propagation der kosmischen Strahlung zu geben vermögen. Insbesondere im Bereich des Knies und des Knöchels forschen momentan mehrere Experimente (siehe auch Kapitel 2.3), um die Ursachen dieser beiden Phänomene und den exakten Verlauf des Spektrums bis zu den extrem hohen Energien des Knöchels und darüber hinaus zu ergründen. Hierbei werden auch Zusammenhänge zwischen der Änderung des Exponenten, auch Spektralindex genannt, mit der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung erforscht. Insbesondere das Knie des Energiespektrums der kosmischen Strahlung wird hier mit zunehmendem Anteil von schwereren Kernen zu höheren Energien hin in Verbindung gebracht.

Bei noch höheren Energien als jenen des Knöchels sagt die Theorie einen neuen Effekt voraus, welcher auf die Wechselwirkung der höchstenergetischen kosmischen Strahlung mit den Photonen des kosmischen Mikrowellenhintergrundes zurückgeht. Dieser Effekt setzt bei ungefähr $6 \cdot 10^{19}$ eV ein, denn bei dieser Energie werden die Photonen der 2.7 K-Strahlung im Ruhesystem der Protonen der kosmischen Strahlung so stark blauverschoben, dass ihre Energie ausreicht, um das Proton zur sogenannten Δ -Resonanz anzuregen. Dieses instabile, angeregte Teilchen zerfällt zu Nukleonen und Pionen, auf welche sich die Energie des Primärteilchens verteilt. Für die Struktur des Spektrums bedeutet dies ein Abflachen des stark abfallenden Spektrums unterhalb sowie einen sehr steilen Abfall des Flusses oberhalb von $6 \cdot 10^{19}$ eV. Diese theoretisch vorhergesagte Struktur wird als *GZK-Cutoff* nach Greisen, Zatsepin und Kuz'min [Gre66, Zat66b] bezeichnet. Ergebnisse des japanischen Experimentes AGASA scheinen nahezu legen, dass der GZK-Cutoff nicht existiert [Tak98], wohingegen aber neuere Ergebnisse des HiRes-Experimentes [Ber05] deutlich auf eine Existenz des GZK-Cutoff hindeuten. Die Lage und Form des GZK-Cutoff und damit die Verteilung der Quellen solch hochenergetischer Teilchenstrahlung ist von großer astrophysikalischer und kosmologischer Bedeutung, was die Notwendigkeit der weiteren Überprüfung nahelegt.

Da sich die kosmische Strahlung vor allem aus Protonen und Atomkernen, ferner aus Elektronen und Positronen - also aus geladenen Teilchen - zusammensetzt, wird sie durch die galaktischen und intergalaktischen Magnetfelder aus ihrer ursprünglichen Propagationsrichtung abgelenkt. Daher lässt die Verteilung der Ankunftsrichtungen der Teilchen auf der Erde beziehungsweise am oberen Rand ihrer Atmosphäre keinen Rückschluss mehr auf mögliche Quellen zu, da jede Richtungsinformation durch magnetische Ablenkung verlorengegangen ist, zumal die kosmische Strahlung durchschnittlich für 10^7 Jahre mit annähernd Lichtgeschwindigkeit durch den galaktischen und intergalaktischen Raum propagiert. Erst bei sehr hohen Energien von ungefähr 10^{18} eV beginnen die Krümmungsradien der Bahnen Dimensionen zu erlangen, welche mit den Abmessungen der von vergleichsweise starken Magnetfeldern durchsetzten Galaxien konkurrieren, so dass anhand von Anisotropien in der Ankunftsrichtung eine Lokalisierung von Quellen denkbar wird. Speziell bei den allerhöchsten Energien besteht die Hoffnung, dass die Krümmungsradien groß genug sind, um unter der Annahme annähernd geradliniger Bahnen Quellen lokalisieren zu können, welche möglicherweise auch mit anderen, von Magnetfeldern unbeeinflussten Informationsträgern (Photonen, Neutronen, Neutrinos) gesehen werden können.

Die möglichen Detektionsmethoden für kosmische Strahlung unterscheiden sich vor allem durch die großen Unterschiede im Fluss stark für unterschiedliche Teilchenenergien. Unterhalb von 10^{14} eV Energie pro Teilchen sind die Flüsse hoch genug, um mit wenigen Quadratmetern Detektorfläche auf Satelliten oder hoch fliegenden Ballons mit ausreichender Statistik einen direkten Nachweis des Primärteilchens vorzunehmen. Mittels solcher direkter Messungen wurde auch die Elementzusammensetzung in diesem Bereich bestimmt, was durch den direkten Nachweis des Primärteilchens selbst ohne große Schwierigkeiten möglich ist. Hierbei wurde auch gezeigt, dass zumindest in diesem Energiebereich die Elementzusammensetzung weitgehend der Zusammensetzung des Sonnensystems entspricht, wobei durch Spallation (Kollisionen der

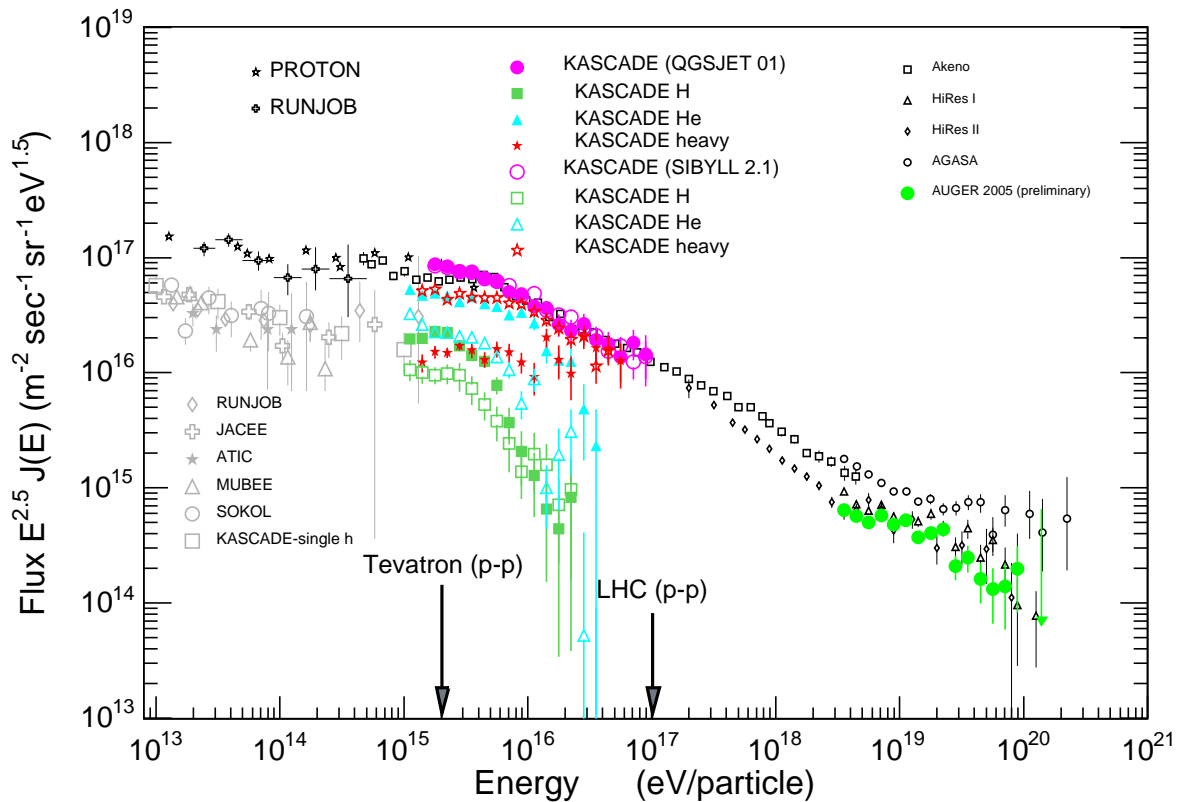


Abbildung 2.1: Das Energie-Fluss-Spektrum der kosmischen Strahlung, gemessen von diversen Experimenten. Zur Verdeutlichung der Strukturen (Knie bei $3 \cdot 10^{15}$ eV und Knöchel bei 10^{18} eV) wurde das Spektrum mit $E^{2.5}$ multipliziert.

Bis ungefähr 10^{15} eV liegen in grau und schwarz Daten weitgehend aus direktem Nachweis von Ballonexperimenten (zum Beispiel RUNJOB [Apa01], JACEE [Wil95], SOKOL [Iva93]) vor, darüber sind die Daten verschiedener Luftschauerexperimente (KASCADE [Dol02], AGASA [Tak98], HiRes [Ber05] und Auger [Kapitel 3]) aufgetragen. Zur Verfügung gestellt von Dr. Ralph Engel.

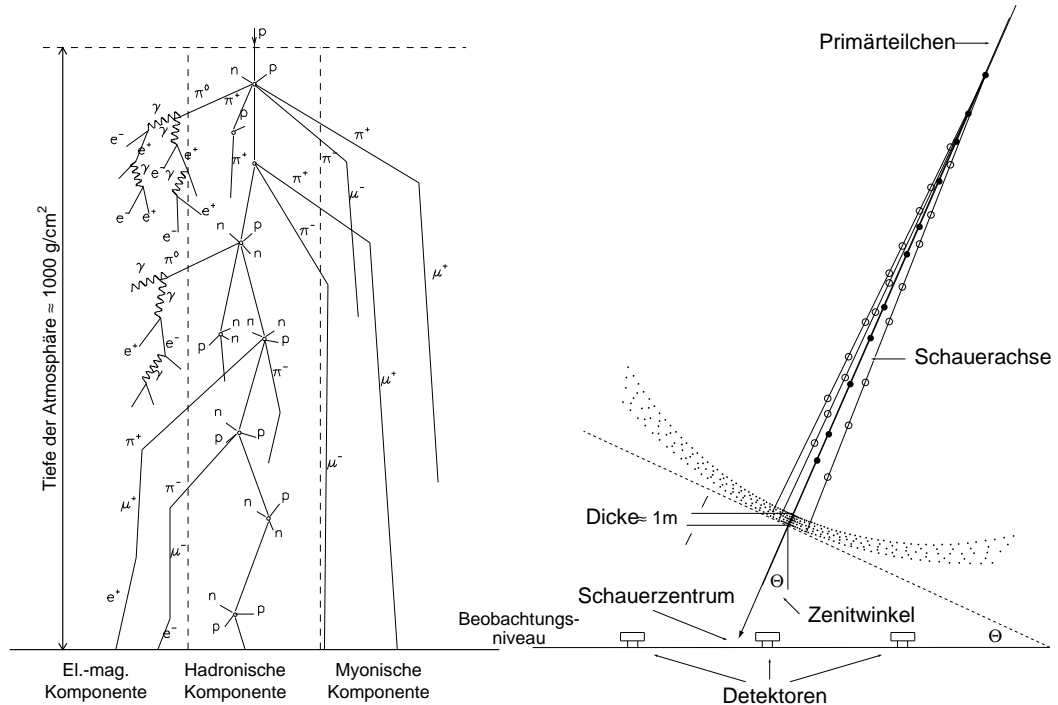


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers [Ulr03].

Kerne mit dem interstellaren beziehungsweise intergalaktischen Medium) Überhäufigkeiten der Elemente Lithium, Beryllium und Bor sowie der Elemente knapp leichter als das Eisen vorliegen.

Bei höheren Energien, also speziell im Bereich des Knies ($3 \cdot 10^{15}$ eV), des Knöchels (ungefähr 10^{18} eV) sowie des erwarteten GZK-Cutoff ($6 \cdot 10^{19}$ eV) sind die Flüsse sehr gering, so dass Experimente für Messungen mit ausreichender Statistik große Flächen instrumentieren müssten, was technisch und finanziell im Weltraum oder der höheren Atmosphäre nicht realisierbar ist. Tiefer in der Atmosphäre sind die Primärteilchen der kosmischen Strahlung aber nicht mehr direkt messbar, da sie in Wechselwirkung mit der Luft treten und hierbei eine Teilchenkaskade induzieren, einen *ausgedehnten Luftschauder* (Extended Air Shower, EAS).

2.2 Ausgedehnte Luftschauder

Als solche *ausgedehnte Luftschauder* bezeichnet man eine von einem energiereichen Primärteilchen durch eine Wechselwirkung mit Atomkernen von Luftmolekülen induzierte Kaskade von Sekundärteilchen geringerer Energie. Dieses Phänomen wurde, wie bereits erwähnt, im Jahre 1938 von Auger [Aug38, Aug38b] und Kohlhörster [Koh38] entdeckt. Ausgedehnte Luftschauder haben als Primärteilchen in der Regel geladene Teilchen der kosmischen Strahlung oder hochenergetische Photonen.

In der Erdatmosphäre findet ein Teilchen der kosmischen Strahlung ein Medium vor, in welchem seine mittlere freie Weglänge, also die Strecke, auf welcher es im Mittel keinen Stoß erfährt, durch die im Verhältnis zur interstellaren Materie hohe Dichte recht kurz ist, wesentlich kürzer jedenfalls als die Dicke der Atmosphäre. Wie hoch in der Atmosphäre die erste Wech-

selwirkung stattfindet, ist von der Wechselwirkungslänge λ_I des Teilchens abhängig, welche angibt, nach welcher durchlaufenen Materiemenge λ nur noch $\frac{1}{e}$ der Teilchen ohne Wechselwirkung verbleiben. Bei 10^{15} eV beträgt die Wechselwirkungslänge eines Protons in Luft ungefähr 65 g/cm^2 , für Eisenkerne hingegen nur etwa 16 g/cm^2 . Ein eiseninduzierter Schauer beginnt also wesentlich höher in der Atmosphäre, zumal diese in ihren oberen Bereichen noch sehr dünn ist, eine Differenz in der durchlaufenen Dichte von circa 50 g/cm^2 also einer recht großen räumlichen Strecke entspricht. Das Primärteilchen wechselwirkt während seines Stoßes mit einem Teil der Nukleonen eines Atomkerns der Luft (größtenteils Stickstoff und Sauerstoff), während die weiteren Kernbestandteile als sogenannte Spektatoren außerhalb der Wechselwirkung bleiben. In dieser hadronischen Wechselwirkung entstehen im wesentlichen die leichtesten Hadronen, nämlich Pionen aller Ladungszustände, sowie Kaonen. Die Wahrscheinlichkeiten für die Produktion anderer Teilchen sind wesentlich geringer. Eine höhere Energie des Primärteilchens, auch Projektil genannt, ermöglicht im Mittel die Produktion einer größeren Zahl von Sekundärteilchen. Die Zahl der Sekundärteilchen ist hierbei für einen festen Stoßparameter mit dem Atomkern (Target) proportional zum Logarithmus der Primärenergie, schwankt aber auch bei fester Energie stark mit der Zentralität des Stoßes. Der Stoßparameter ist allerdings am Boden nicht mehr zugänglich, so dass diese Schwankungen in der Teilchenproduktion der ersten Wechselwirkung bei der Rekonstruktion des Schauers für unumgängliche Unsicherheiten sorgen.

Die entstandenen Teilchen erhalten aus dem Stoß und der Reaktion Transversalimpulse im Bereich von $500 \text{ MeV}/c$, was im Verhältnis zu den Impulsen in Propagationsrichtung des Primärteilchens recht wenig ist - die auslaufenden Teilchen behalten also Bahnen in geringem Winkel zur Einfallrichtung des Primärteilchens, auf welchen sie wiederum mit Luftteilchen wechselwirken und in weiteren Wechselwirkungen oder Zerfällen weitere Teilchen erzeugen. Die Vervielfachung hält an, bis die Energie des Primärteilchens so weit verteilt ist, dass die einzelnen Sekundärteilchen zu geringer Energie für weitere Teilchenproduktion besitzen. Durch niederenergetische Stöße und Zerfälle nimmt die Teilchenzahl nach überschreiten eines Maximums wieder ab. Weiterhin bewegen sich die eng um die verlängerte Bahn des Primärteilchens gebündelten Teilchen mit annähernd Lichtgeschwindigkeit, so dass sie als eine recht dünne Teilchenfront am Boden auftreffen. Bedingt durch Streuung und die große Entstehungshöhe der Teilchen erreicht die Schauerfront, je nach Energie des Primärteilchens, Ausdehnungen von wenigen Metern bis hin zu Größenordnungen von Kilometern. Mit steigender Entfernung von der Einfallrichtung des Primärteilchens, im folgenden auch Schauerachse genannt, nimmt die Teilchendichte ab, die Dicke der Schauerfront hingegen nimmt aufgrund von stärkeren Einflüssen der Transversalimpulse und Streuungseffekten zu. Bei sehr großen Schauern muss zudem eine Krümmung der Schauerfront aufgrund der größeren Distanz zum Punkt der ersten Wechselwirkung einbezogen werden.

Die Entwicklung des Schauers ist allerdings durch die Wechselwirkungen und Zerfälle der Teilchen nicht nur durch eine Änderung von Teilchenzahl und lateraler Ausdehnung charakterisiert, es ändert sich auch die Zusammensetzung aus verschiedenen Teilchensorten. Hierbei kann man nach Kriterien der Teilcheneigenschaften und ihres Verhaltens im wesentlichen die folgenden drei Komponenten unterscheiden: Die *hadronische*, die *myonische* und die *elektromagnetische Komponente*.

2.2.1 Hadronische Komponente

Die Gesamtheit der aus Quarks und Gluonen aufgebauten Teilchen werden als Hadronen bezeichnet. Sie untergliedern sich in Baryonen, die aus drei Quarks, und Mesonen, welche aus zwei Quarks sowie jeweils Gluonen aufgebaut sind. Die kosmische Strahlung besteht selbst weitgehend aus Atomkernen, welche ebenso wie die Atomkerne der Luft aus Hadronen bestehen. So sind an der ersten Wechselwirkung eines Luftschauers bereits hauptsächlich Hadro-

nen beteiligt. Den größten Teil der hadronischen Komponente machen die leichten und daher häufig produzierten Mesonen Pion und Kaon aus. Weitere typische Teilchen der hadronischen Komponente eines ausgedehnten Luftschauers sind die Nukleonen Proton und Neutron sowie deren Antiteilchen und Fragmente von an den Wechselwirkungen beteiligten Kernen. Obschon nur ungefähr 1% der Teilchen eines Luftschauers Hadronen sind, haben sie eine immense Bedeutung für Struktur und Entwicklung der Kaskade.

Die hochenergetische hadronische Komponente weist nur eine geringe laterale Ausdehnung auf. Sie bilden auf einen Bereich von ungefähr 20 m um die Schauerachse begrenzt das Rückgrat des Schauers. Dieses transportiert den Großteil der Energie während der Schauerentwicklung und erzeugt hauptsächlich durch Zerfälle die anderen Schauerkomponenten. Durch verhältnismäßig große Masse und Energie der Hadronen und ihre im Verhältnis zu den anderen Komponenten geringere Zahl wirken sich hadronische Fluktuationen in Ort und Zeit besonders stark aus. Dies reicht bis hin zu identifizierbaren Unterschauern, welche von einem durch besonders großen Querimpuls in Richtung und Ort von der Schauerachse entfernten Hadron erzeugt werden. Diese Fluktuationen pflanzen sich in die aus der Hadronenkaskade generierten anderen Komponenten fort, insbesondere in die elektromagnetische. Ferner können sich niederenergetische Hadronen, vor allem die ungeladenen, langlebigen Neutronen, weit von der Schauerachse entfernen.

2.2.2 Myonische Komponente

Die Myonen eines Luftschauers bezeichnet man als die myonische Komponente. Mit ungefähr 5% der Teilchenzahl sind diese langlebigen Leptonen rein nach Anzahl die zweitgrößte Komponente. Sie entstehen fast ausschließlich durch den Zerfall von Kaonen und Pionen direkt aus der hadronischen Komponente. Aufgrund des Dichteprofiles der Atmosphäre haben die Hadronen, insbesondere auch Pionen und Kaonen, in der hohen Atmosphäre bei geringerer Dichte eine weitaus größere wechselwirkungsfreie Weglänge - daher zerfallen sie hier mit wesentlich größerer Wahrscheinlichkeit als in den tieferen Schichten, wo Stöße dem Zerfall oft zuvor kommen. In großer Höhe und damit innerhalb eines frühen Stadiums der Schauerentwicklung treten noch wesentlich höhere Energien pro Teilchen auf, so dass hier sehr hochenergetische Myonen entstehen. Energieärmere Myonen entstehen in erster Linie in tieferen Schichten und späteren Phasen der Schauerentwicklung. Durch die recht große Masse des Myons sind Effekte wie Bremsstrahlung und Mehrfachstreuung im Verhältnis zum Elektron stark unterdrückt ($(m_\mu/m_e)^2 \approx 43000$). Dadurch bewegen sich Myonen nahezu geradlinig von ihrem Entstehungsort durch die Atmosphäre und erreichen selbst aus großen Entstehungshöhen den Erdboden.

Die Myonen zeigen über die longitudinale Entwicklung des Schauers zunächst einen starken Anstieg bis zu einem Maximum, dann jedoch bleibt ihre Zahl weitgehend konstant, weshalb die myonische Komponente am Boden verhältnismäßig wenig von der Höhe der ersten Wechselwirkung abhängt. Daher ist sie wesentlich schwächer als die elektromagnetische Komponente von Fluktuationen der hadronischen Kaskade in größerer atmosphärischer Tiefe beeinflusst. Es bleibt ein ziemlich großer Anteil in sehr großen Höhen entstandener Myonen bis zum Erdboden erhalten, wodurch die Transversalimpulse der Myonen sich durch die große Strecke bis zum Grund in Form von großen Entfernungen von der Schauerachse auswirken können. Dies hat eine wesentlich flachere laterale Verteilung der Myonen zur Folge. Tatsächlich sind die Myonen die am breitesten verteilte Schauerkomponente, die noch in sehr großen Entfernungen vom Schauerzentrum in Form einzelner Teilchen nachgewiesen werden kann. Ferner werden die Myonen bei ihrer Entstehung aus dem Pionenzerfall bevorzugt in Flugrichtung des Pions emittiert, so dass die Lateralverteilung der Myonen die Querimpulsverteilung insbesondere der Pionen der frühen Schauerentwicklung abbildet.

2.2.3 Elektromagnetische Komponente

Unter den Begriff der elektromagnetischen Komponente fallen Elektronen, Positronen und Photonen (auch als γ -Quanten bezeichnet). Sie bilden den weitaus größten Anteil der Schauerteilchen, ungefähr 90% der Teilchen gehören der elektromagnetischen Komponente an. Hauptsächlich wird die elektromagnetische Komponente durch den Zerfall neutraler Pionen in zwei Photonen erzeugt, Elektronen und Positronen aus dem Kaonen- und Pionenzfall spielen in der Regel kaum eine Rolle. Bei sehr schrägen Schauern können sie aber durch die längere Schauerentwicklung in der hohen, dünnen Atmosphäre und den damit gegenüber Stößen bevorzugten Zerfall der Pionen und Kaonen zu größerer Bedeutung gelangen. Die solchermaßen aus Zerfällen entstandenen hochenergetischen Elektronen, Positronen und γ -Quanten erzeugen durch Paarerzeugung und Bremsstrahlung rasch die elektromagnetische Kaskade, begünstigt durch die recht kurze Strahlungslänge in Luft von $X_0 = 37g/cm^2$ und die niedrige kritische Energie E_{krit} ¹ in Luft findet eine sehr starke Teilchenmultiplikation statt. Ein solcher γ -induzierter Schauer kann näherungsweise durch [Gre56]

$$N_e(E_0, t) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} \cdot e^{t(1-1.5 \ln s)} \quad (2.2)$$

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

beschrieben werde. Hierbei ist X die atmosphärische Tiefe in g/cm^2 und E_0 die Energie des auslösenden Photons. s wird *Schaueralter* genannt, es repräsentiert die verschiedenen Stadien der longitudinalen Entwicklung des Schauers in recht anschaulicher Weise. $s = 0$ steht für die "Geburt" des Schauers, also für die erste Wechselwirkung bei der atmosphärischen Tiefe X_0 , $s = 1$ markiert den Höhepunkt der Zahl elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen und bis zum Alter $s = 2$ stirbt der Schauer aus, klingt also auf weniger als ein Teilchen ab. Eine analoge Parametrisierung ist die ebenfalls näherungsweise Gaisser-Hillas-Formel [Gai77]

$$N_e(X) = N_e^{max} \cdot \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{(X_{max} - X_0)/\lambda} \cdot \exp \left(\frac{X_{max} - X}{\lambda} \right) \quad (2.3)$$

worin das Schauermaximum X_{max} als beobachtbare Größe enthalten ist. N_e^{max} bezeichnet die maximale Elektronenzahl des Schauers und λ die mittlere Wechselwirkungslänge. Diese Parametrisierung eignet sich besonders für die Betrachtung und Auswertung von Detektionsmethoden, welche die longitudinale Entwicklung eines Luftschauers beobachten können, da sich hier das Schauermaximum X_{max} als ausgezeichneter Punkt in der Schauerentwicklung verhältnismäßig leicht bestimmen lässt. Das Schaueralter s und die atmosphärische Tiefe des Schauermaximums X_{max} verbinden vereinfacht über

$$s = \frac{3}{1 + 2 \frac{X_{max}}{X}} \quad (2.4)$$

die beiden longitudinalen Parametrisierungen.

Für einen solchen, rein elektromagnetischen Schauer wurde in Anlehnung an theoretische Überlegungen von Kamata und Nishimura [Kam58] sowie Greisen [Gre56] die Lateralverteilung der Teilchendichten näherungsweise als Funktion des Abstands r vom virtuellen Einschlagspunkt des Primärteilchens parametrisiert.

¹Für Teilchenenergien unterhalb der kritischen Energie E_{krit} dominieren Ionisationseffekte den Energieverlust, wobei keine weitere Teilchenvervielfachung geschieht. In Luft beträgt $E_{krit} = 81 \text{ MeV}$ für Elektronen.

$$\rho_e(r) = C(s) \cdot \frac{N_e}{2\pi r^2} \cdot \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \cdot \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5} \quad (2.5)$$

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

N_e ist dabei die Gesamtzahl der Elektronen, welche das Beobachtungsniveau erreichen. Die laterale Elektronendichte $\rho_e(r)$ wird hier über die Theorie der Vielfachstreuung, aus welcher auch der Molière-Radius (auf Meereshöhe gilt $r_m = 79$ m) in die Formel eingeht, mit einem lateralen Schaueralter s in Verbindung gebracht. Dieser Parameter überstreicht einen Bereich von 0.8 bis 1.6, die Formel ist für Abstände ab 1 m vom Schauerzentrum gültig. Im Falle von Schauern, die von der hadronischen kosmischen Strahlung ausgelöst werden, besteht ein detektierbarer Schauer aus der Summe vieler solcher Subschauer unterschiedlicher Energie und Entstehungshöhe. Allerdings lässt sich unter Umdeutung der Parameter r_m und s die Formel auch weiterhin auf solche überlagerten Schauer anwenden, um die Lateralverteilung des Schauers adäquat zu parametrisieren, wie im Laufe dieser Arbeit gezeigt werden soll.

2.3 Nachweismethoden

Für die Beobachtung eines ausgedehnten Luftschauers gibt es etliche Ansatzpunkte, welche zumeist verschiedene Observablen zugänglich machen. Zunächst sollen hier die beiden Methoden vorgestellt werden, welche im Pierre-Auger-Observatorium zum Einsatz kommen, im Anschluss werden noch weitere Methoden angesprochen.

2.3.1 Teilchendetektion auf Beobachtungsniveau

Ausgedehnte Luftschaue wurden in Koinzidenzmessungen ionisierender Strahlung mit räumlich getrennten, um verschiedene Strecken voneinander entfernten Detektoren entdeckt [Aug38, Aug38b, Koh38]. Diese Methode ist noch heute eine der wichtigsten Methoden zum Nachweis und der Analyse ausgedehnter Luftschaue.

Durch die zahlenmäßige Dominanz der elektromagnetischen Komponente aus Elektronen und Positronen (sowie γ -Quanten) in einem ausgedehnten Luftschaue bei seinem Schauermaximum und danach kann der Schauer durch seine Gesamtzahl an geladenen Teilchen, die sogenannte Schauergröße N_{ch} charakterisiert werden, welche ungefähr der Anzahl der Elektronen² entspricht $N_e \approx N_{ch}$. Da die geladenen Teilchen, zu welchen auch die Myonen gehören, in der Schauerscheibe eine ausgedehnte Lateralverteilung besitzen, genügt die koinzidente Messung der Teilchendichten mittels eines ausgedehnten Detektorarrays für Elektronen, Myonen und Photonen. Hierbei können über einen Vergleich der relativen Ankunftszeiten die Richtung der Schauerachse sowie über die Anpassung einer geeigneten Lateralverteilungsfunktion an die Signale der einzelnen Detektorstationen das Schauerzentrum sowie die Parameter der Lateralverteilungsfunktion bestimmt werden.

Da im Falle der myonischen und elektromagnetischen Komponenten mit ausgeprägter Lateralverteilung lediglich Stützstellen für die Anpassung der Schauerfront wie auch der Lateralverteilungsfunktion benötigt werden, ist eine volle Abdeckung der Detektionsfläche nicht notwendig. Es genügt, die Teilchendichten an einer Reihe von Stellen zu messen, wobei die Abstände der einzelnen Detektorpositionen so zu wählen sind, dass im gewünschten Energiebereich ein Schauer sicher mehrere Detektoren trifft. Die Zahl der Datenpunkte in Ankunftszeit

²Im Folgenden sind mit Elektronen, soweit nicht anders beschrieben, auch die Antiteilchen der Elektronen, also die Positronen gemeint.

und Teilchendichte muss größer sein als die Anzahl der daraus direkt zu bestimmenden Parameter, um eine Rekonstruktion zu ermöglichen. Zudem muss eine genügend große Fläche mit dem Teilchendetektorfeld, auch als Array bezeichnet, belegt sein, um einen großen Teil des Schauers innerhalb des Arrays zu messen und auch bei den Flüssen der kosmischen Strahlung im gewünschten Energiebereich mit ausreichender Statistik Schauer detektieren zu können.

Aufgrund der unterschiedlichen Lateralverteilungen der Komponenten des Schauers muss beachtet werden, dass die Signalthöhe im Detektor nicht proportional zur Teilchenzahl sein muss. Die Signalthöhe im Detektor hängt von den auslösenden Teilchen und ihrer Energie ab, zudem ist sie je nach Detektormaterial und Art der Abnahme des Signal vom Detektor verschieden. Es tritt also aufgrund der lateralen Unterschiede in der Schauerzusammensetzung die Notwendigkeit auf, diese Abhängigkeiten der Detektorantwort in der Rekonstruktion zu berücksichtigen. Aufgrund der Dominanz der elektromagnetischen Komponente und der Form von deren Lateralverteilung ist ihr Einfluss in den mittleren Entfernungen vom Schauerzentrum dominant, wo sich typischerweise der Großteil der getroffenen Detektorstationen befindet. Die Form ihrer Lateralverteilung der elektromagnetischen Komponente dominiert daher im Bereich der Messung. In unmittelbarer Nähe des Schauerzentrums treten die Hadronen in den Vordergrund. Bei sehr hochenergetischen und damit sehr großen Schauern ist aber üblicherweise die Flächenbelegung durch Detektoren sehr gering, so dass in den üblichen Arrays nur überaus selten die hadronische Kaskade detektiert wird. Deutlich häufiger tritt die myonische Komponente in Erscheinung. Aufgrund ihrer flacheren und breiteren Verteilung reichen die Myonensignale über den Dominanzbereich der Elektronen hinaus und sind für große Entfernungen vom Schauerzentrum vorherrschend.

Übliche Detektortypen für Teilchendetektorarrays für Luftschauer sind einerseits Szintillatoren und andererseits Wasser-Cerenkov-Detektoren. In beiden Fällen wird die Energie der einfallenden Teilchen teilweise oder vollständig in Photonen umgewandelt, welche dann mit Hilfe von Sekundärelektronenvervielfachern in ein messbares Signal umgewandelt werden. Szintillatoren werden zum Beispiel von den Experimenten KASCADE (**K**arlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **D**Etector) [Dol02] und AGASA [Tak98] verwendet. Das Pierre-Auger-Experiment benutzt wie zuvor das Experiment Haverah Park [Coy97] Wasser-Cerenkov-Zähler. Dieses Messprinzip basiert auf der Tatsache, dass die Medium-Lichtgeschwindigkeit in Wasser um ungefähr den Faktor 1.3 herabgesetzt ist, die Teilchen eines Luftschauers sich aber mit höheren Geschwindigkeiten bewegen und daher im Wasser Cerenkov-Licht emittieren. Myonen passieren diese Detektoren üblicherweise unter einem typischen Energieverlust, während die Teilchen der elektromagnetischen Komponente fast vollständig gestoppt werden und ihre gesamte Energie im Detektor deponieren.

Weitere Arten der Teilchendetektion auf der Erdoberfläche sind kalorimetrische Messungen von Hadronen wie bei KASCADE sowie die Messung von Hadronen, Elektronen und γ -Teilchen in großer Höhe mittels Emulsionskammern.

Mit Hilfe der Teilchendetektion auf Beobachtungsniveau ist es nur möglich, den Schauer in seinem Entwicklungsstadium bei Erreichen des Erdbodens zu messen. Unterschiede im Schaueralter bestehen nur im Rahmen der unterschiedlichen durchlaufenen Materiedicken innerhalb der Schauerfront bei geneigten Schauern. Der direkten Messung ist das longitudinale Profil des Schauers in dieser Methode nicht zugänglich, Rückschlüsse von der Form der Lateralverteilung auf das Schaueralter sind aber begrenzt möglich.

2.3.2 Fluoreszenznachweis

Die longitudinale Schauerentwicklung wird in vielen Experimenten durch den Nachweis von Fluoreszenzlicht zugänglich gemacht. Als Fluoreszenz bezeichnet man die Abstrahlung von

Photonen³ der Anregungsenergie durch elektronisch angeregte Atome oder Moleküle. Im Falle eines Luftschauers handelt es sich hierbei im wesentlichen um Stickstoffmoleküle, welche durch Stöße mit den Schauerteilchen in angeregte Zustände versetzt wurden. Die Abstrahlung dieser Fluoreszenzphotonen erfolgt isotrop, das heißt, eine Leuchtspur des Schauers ist auch von Detektoren außerhalb des eigentlichen Schauerbereiches möglich. Tatsächlich liegt hierin auch einer der großen Vorteile, da die longitudinale Schauerentwicklung hier von außerhalb der Kaskade beobachtet werden kann, wodurch das Schauerprofil zugänglich wird.

Stickstoff-Fluoreszenzlicht hat Wellenlängen im Frequenzbereich des nahen Ultraviolett, zwischen Wellenlängen von $300\text{nm} < \lambda < 400\text{nm}$. Die Intensität ist proportional zur Schauergröße N_{ch} . Aufgrund der recht geringen Intensitäten muss die Beobachtung von Fluoreszenzlicht bei sehr schwachem Restlicht stattfinden, so dass diese Art der Messung ausgedehnter Luftschauer nur nachts möglich ist. Zudem stört jede andere Lichtquelle diese Methode. Daher sind Fluoreszenzdetektoren räumlich auf Orte ohne nächtliche Beleuchtung begrenzt, also recht abgelegene Gegenden ohne große Ansiedlungen. Zeitlich sind weitere Einschränkungen gegeben, da der Mond am Himmel, zumindest aber seine Präsenz im Sichtfeld des Detektors eine Messung aufgrund des Störeffekts, aber auch aufgrund des recht hohen Lichteintrages in die recht empfindlichen Detektoren unmöglich macht. Ferner stellt die Messung von Fluoreszenzlicht noch die Anforderung einer verhältnismäßig klaren Atmosphäre, deren Schichtung in Druck, Temperatur und Zusammensetzung genau bekannt sein muss.

Technisch realisiert wird diese Art der Messung des longitudinalen Schauerprofils mit abbildenden Spiegelteleskopen, in welchen das Licht des Schauers auf raum- und zeitauflösende Pixelkameras geworfen wird. Mit Hilfe der Kenntnisse, dass der Schauer sich fast mit Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre bewegt, kann aus der zeitaufgelösten Spur in der Kamera die Entfernung und die Richtung des Schauers berechnet werden. Zur Analyse wird nun die Gaisser-Hillas-Funktion (Gleichung 2.3) an die in der Kamera gesehene und mittels der Entfernung intensitätskorrigierte Spur angepasst, welche dann Informationen über das Schauermaximum X_{max} liefert. Hiermit kann auch der nicht im Teleskop gemessene Anteil an einem Schauer rekonstruiert werden, da zum einen der Schauer nicht vollständig im Gesichtsfeld der Kamera gelegen haben kann und zum anderen das longitudinale Profil am Erdboden unabhängig vom Fortschritt der Schauerentwicklung abgeschnitten wird. Mit Hilfe der angepassten Gaisser-Hillas-Funktion ist man nun in der Lage, den nicht gesehenen Anteil des Schauers zu bestimmen und somit auf die Energie des Primärteilchens zurückzuschließen. Wie in Abbildung 2.2 gezeigt, ist die atmosphärische Tiefe der ersten Wechselwirkung und damit auch des Schauermaximums eine geeignete Größe, welche Rückschlüsse auf die Masse des Primärteilchens zulässt.

Eine wesentlich verbesserte Rekonstruktion von mittels Fluoreszenzlicht beobachteten Schauern erlauben Stereomessungen, bei welchen zwei Fluoreszenzteleskope aus verschiedenen Richtungen zugleich die Spur des Schauers aufnehmen und somit ein wesentlich besserer Zugang zur Schauergeometrie möglich ist. Selbstverständlich sind die zwei oder mehr Teleskopstationen eines Stereo-Fluoreszenz-Experiments weiterhin auch für Mono-Fluoreszenz-Detektion tauglich.

Das Experiment HiRes [Ber05] in den USA hat im Mono-Modus bereits viele Daten über ultra-hochenergetische kosmische Strahlung geliefert, inzwischen existiert dort auch ein zweites Teleskopgebäude, welches Stereomessungen ermöglicht [Boy05]. Das Pierre-Auger-Observatorium wartet ebenfalls mit Fluoreszenz-Teleskopen in vier Stationen am Rande des Teilchendetektorarray auf [Dov01].

³Photonen werden im Folgenden auch als γ -Quanten bezeichnet.

2.3.3 Weitere Nachweismöglichkeiten

Ausgedehnte Luftschauer können noch auf andere Art und Weise beobachtet werden. Es sollen hier einige der verbreiteten weiteren Methoden angerissen werden, die in verschiedenen Experimenten zum Einsatz kamen und noch immer kommen.

Cerenkov-Licht-Detektion Die sehr hochenergetischen Teilchen des sich hoch in der Atmosphäre entwickelnden Schauers überschreiten nicht nur die Medium-Lichtgeschwindigkeit in Wasser, sondern auch jene in der dünnen Luft der hohen Atmosphäre. So entsteht ein Cerenkov-Kegel beziehungsweise eine Überlagerung mehrerer von den Teilchen des sehr frühen Luftschauers. Diese sehr eng um die Schauerachse in sehr kleinen Winkeln zur Schauerachse emittierte elektromagnetische Strahlung im nahen Ultraviolett erreicht als radialsymmetrischer Fußabdruck des Schauers die Erde und kann mit abbildenden Spiegelteleskopen als kreisförmige oder elliptische Struktur in Pixelkameras nachgewiesen werden. Cerenkov-Teleskope können somit auch Schauer nachweisen, von welchen keine oder nur vereinzelte Myonen und eben das Cerenkov-Licht den Boden erreichen. Diese Tatsache senkt die Energieschwelle dieser Technik, was sich insbesondere bei früh aussterbenden γ -induzierten Schauern als vorteilhaft erweist. Typische Experimente sind HEGRA-AIROBICC [Kar95] und MAGIC [Bai04] auf den Kanaren sowie H.E.S.S. [Hof03] in Namibia, letztere beide sind für Schauer hochenergetischer γ -Strahlung ausgelegt.

Untergrund-Myonen-Detektion Sehr hochenergetische Luftschauer-Myonen entstammen meistens der ersten Wechselwirkung von kosmischer Strahlung mit der Atmosphäre oder der sehr frühen Entwicklung des Schauers. Sie tragen daher in Form ihres Energiespektrums und ihrer Lateralverteilung sehr viel Information über die Masse des Primärteilchens, für welche beide genannten Größen der Myonen im TeV-Bereich sensitiv sind. Auch die transversalen Impulse der produzierten Hadronen schlagen sich in den hochenergetischen Myonen nieder. Durch tiefe Untergrundmessungen mit hoher Energieschwelle werden die sehr hochenergetischen Myonen selektiert, allerdings bringt die Wechselwirkung der Myonen mit dem abschirmenden Fels dieser Untergrundexperimente auch Störungen der eigentlichen Messung mit sich. Zudem ist natürlich die Größe eines tief im Untergrund liegenden Detektors limitiert, ferner fehlt eine genaue Energiebestimmung des Primärteilchens, sofern der Detektor nicht mit einem Oberflächen-Detektor verbunden ist. Typische Experimente sind SOUDAN [Kas97] im Fréjus-Tunnel und MACRO [Ahl93] im Gran Sasso, letzterer mit Unterstützung des Szintillator-Array und der Cerenkov-Teleskope von EAS-TOP [Agl89].

Radio-Messungen Mittels Messung der Radio-Emissionen der geladenen Teilchen von ausgedehnten Luftschauern im Magnetfeld der Erde, welche als Geosynchrotronstrahlung bezeichnet wird, kann im Prinzip das longitudinale Profil eines Schauers mittels Radiofrequenzen zugänglich gemacht werden, welche nicht den Nachteilen von Cerenkov- und Fluoreszenz-Messungen unterworfen sind. Somit sind Messungen der longitudinalen Entwicklung der Kaskade unabhängig von Sonnen- und Mondstand sowie künstlichem Störlicht durch menschliche Siedlungen mit Radiowellen möglich. Erste prinzipielle Versuche hierzu wurden bereits ab 1965 gemacht [All71]. Bis heute sind allerdings die über den Schauer gewonnenen Daten eher spärlich, was mittels digitaler Datenverarbeitung und der Kombination mit einem gut bekannten Detektor für ausgedehnte Luftschauer wie KASCADE [Dol02] in Form des Experimentes LOPES verbessert werden soll [Fal05].

Kapitel 3

Das Pierre-Auger-Observatorium

Das Pierre-Auger-Observatorium ist ein Projekt von über 40 Instituten aus über 20 Ländern, mit welchem das Spektrum, die chemische Zusammensetzung und mögliche Anisotropien in der Ankunftsrichtung von ultra hochenergetischer kosmischer Strahlung gemessen werden sollen. Hierfür wurde eine Hybrid-Detektor-Strategie aus Teilchendetektion mittels eines Detektorfeldes oder auch Arrays von Wasser-Cerenkov-Detektoren und Fluoreszenzteleskopen ausgewählt. Um den gesamten Himmel beobachten zu können, wird das Pierre-Auger-Observatorium aus zwei Telexperimenten bestehen, einem bereits größtenteils aufgebauten in der Provinz Mendoza in Argentinien auf der Südhalbkugel und einem weiteren in Planung befindlichen auf der Nordhalbkugel. Ersteres hat bereits eine große Menge Daten geliefert. Im folgenden soll der weitgehend aufgebaute Detektor nahe der Stadt Malargüe in Argentinien und sein derzeitiger Status beschrieben werden, Erfahrungen aus dem Aufbau und Betrieb dieses Teils des Projektes werden in Form von Verbesserungen in den Nord-Detektor eingehen.

3.1 Das Detektorfeld

Das Teilchendetektorfeld des Pierre-Auger-Observatoriums im Süden wird bei Abschluss des Aufbaus 3000 km^2 und 1600 Wasser-Cerenkov-Detektorstationen, im folgenden auch Tanks genannt, umfassen.

3.1.1 Layout

Das Experiment Auger ist für Luftschauer sehr hoher Energien ausgelegt, dahingehend bedecken die interessierenden Luftschauer am Boden sehr große Flächen. Dies schlägt sich natürlich in erster Linie im Abstand der einzelnen Tanks nieder, denn Luftschauer sehr hoher Energie haben auch sehr große Ausdehnungen am Boden. Ferner erlaubt bei gleicher Anzahl an Tanks ein größerer Abstand zwischen selbigen auch eine größere Fläche zu instrumentieren, was der Ereignisanzahl förderlich ist. Natürlich müssen die Abstände klein genug bleiben, dass eine vernünftige Anzahl von Tanks, im Regelfall drei oder mehr, bei jedem Ereignis im interessierenden Energiebereich ansprechen können.

Eine weitere Überlegung stellen Ansprüche an die Rekonstruktion dar. Durch Erfahrungen mit bisherigen Experimenten der Hochenergie-Astroteilchenphysik und Simulationen wurde ein optimales Maß für die Energie in Form einer Signalthöhe im lateralen Schauerprofil bestimmt. Dieses Signal sollte möglichst unabhängig von der Parametrisierung und somit der Steigung der Lateralverteilung, der Masse des Primärteilchens und dem Zenitwinkel sein, ferner wenig von Fluktuationen beeinflusst werden. Zudem sollte dieser Energieschätzer

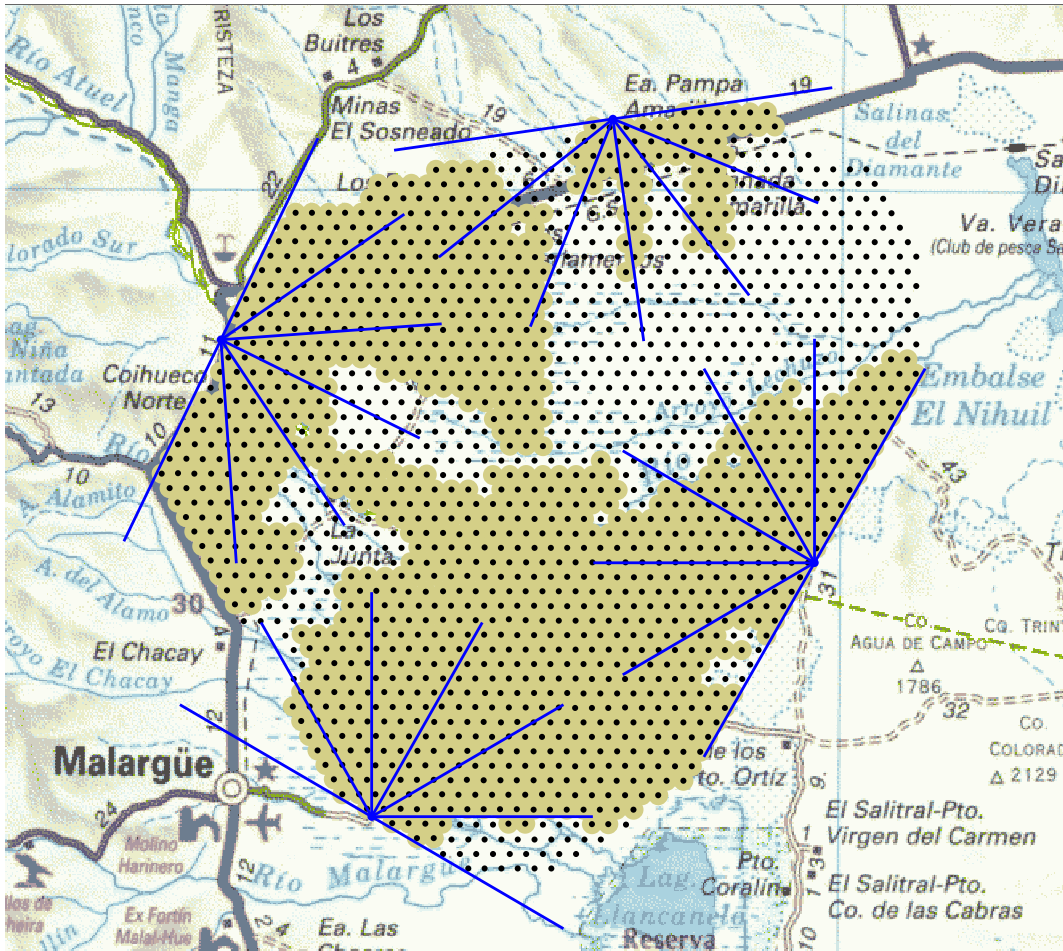


Abbildung 3.1: Übersicht über das Pierre-Auger-Observatorium in Argentinien mit dem Wasser-Cherenkov-Detektorfeld und den vier Fluoreszenz-Teleskop-Gebäuden. Erstellt von J. Oehlschläger.

möglichst unabhängig von Unsicherheiten in der Bestimmung des Schauerzentrums sein. Man ermittelte dieses optimale Maß für die Primärenergie in der Signalhöhe der Lateralverteilung bei 1000 m Abstand vom Schauerzentrum, genannt S_{1000} [Ghi05, Bar05]. Nun galt es, ein Array zu konstruieren, in welchem möglichst wahrscheinlich mindestens eine Detektorstation einen Abstand vom Schauerzentrum von ungefähr einem Kilometer aufweisen würde.

All diese Überlegungen führten zu einem Dreieck-Gitter mit einem Gitterpunktabstand von 1500 m. Mit einer zu instrumentierenden Fläche von ungefähr 3000 km^2 ergibt sich somit eine Anzahl von 1600 Detektorstationen, welche in einem kompakten, zusammenhängenden Bereich ausgebracht werden sollten, das zudem möglichst geringe Höhenunterschiede aufwies, um die Rekonstruktion der Richtung aus den Ankunftszeiten nicht unnötig zu kompliziert zu gestalten (siehe Kapitel 4.2.2) und einen möglichst unverstellten Blick der nach Möglichkeit erhöht platzierten Fluoreszenzteleskope vom Rand über das Array zu ermöglichen. Diese Vorgaben wurden in einer grob trapezförmigen Fläche mit eben dem 1.5 km-Dreiecksgitter nordöstlich der Stadt Malargüe in der Pampa der argentinischen Provinz Mendoza realisiert. Von den geplanten 1600 Tanks sind bereits über die Hälfte ausgebracht und liefern Daten (Stand Oktober 2005, siehe Abbildung 3.1).

3.1.2 Tanks

Jeder der 1600 Tanks (siehe Abbildung 3.2) des Detektorfeldes besteht aus einem zylindrischen Volumen reinsten Wassers mit 3.6 m Durchmesser und 1.2 m Höhe, welches von diffus reflektierenden Wänden begrenzt und von drei Sekundärelektronenvervielfachern mit 200 mm Öffnung in der oberen Wand beobachtet wird. Die Tanks enthalten ferner Elektronik zur Signalaufbereitung, erste Stufen der Datennahme und Funk-Sendeinheiten, mit welchen die Daten des Einzeltanks zur zentralen Datennahme gesendet werden. Die Energieversorgung wird durch Solarzellen und Akkumulatoren gewährleistet.

Die gewählten Abmessungen des Wasservolumens resultieren aus mehreren Faktoren. Zum einen ist die benötigte Detektorfläche abhängig von Energieschwelle und dem Gitterabstand der Detektorenanordnung. Um eine Dominanz des Signals durch kleinräumige Fluktuationen zu vermeiden, muss jede Detektorstation eine gewisse sensitive Fläche aufweisen, auf welcher über derartige Fluktuationen gemittelt und somit ein für den Schauer an dieser Stelle repräsentatives Signal zu erhalten. Dies legte mindestens 10 m^2 Fläche pro Station nahe, ferner ist die Höhe des Wasservolumens förderlich, auch bei mit großen Zenitwinkeln einfallenden Schauererteilchen noch eine große Detektionsfläche und damit senkrechten Schauern vergleichbare Detektionswahrscheinlichkeit zu besitzen. Die Tiefe der Tanks wird zudem durch die Strahlungslänge in Wasser diktiert. Studien haben gezeigt, dass nach 3.5 Strahlungslängen, was 1.2 m entspricht, 90 % der Teilchen der elektromagnetischen Komponente im Tank gestoppt und somit durch das produzierte Licht detektiert werden. Die Anordnung der Sekundärelektronenvervielfacher wurde mit Blick nach unten gewählt, da die diffuse Reflexion am Boden und den Wänden des Tanks eine wesentlich gleichmäßigere Beobachtung des gesamten Tankvolumens erlaubt, als das mit aufwärts, also dem produzierten Cerenkov-Licht entgegenglickenden Photomultipliern möglich wäre. So ist mit dieser Anordnung eine gleichmäßige Nutzung des gesamten Detektorvolumens möglich, ohne dass bestimmte Bereiche bevorzugt und die gemessenen Signale je nach genauem Ort verfälscht werden. Um ein zuverlässiges und vergleichbares Signal vom Absorbieren der Photonen und dem Cerenkov-Effekt der geladenen Teilchen zu gewährleisten, muss das Wasser ferner sehr rein sein und darf in seinen Eigenschaften von Tank zu Tank und auch zeitlich nicht variieren. Dies wird über Kontrolle eines sehr hohen Reinheitsgrades des Füllwassers sowie die Auswahl der Tankwandung erreicht, so dass weder chemische Wechselwirkung noch Bakterienwachstum die Eigenschaften des kontrollierten Füllwassers über die Zeit verändern.

Als eine detektornahe Einheit der Signale der Tanks wird der Energiedeposit eines ver-

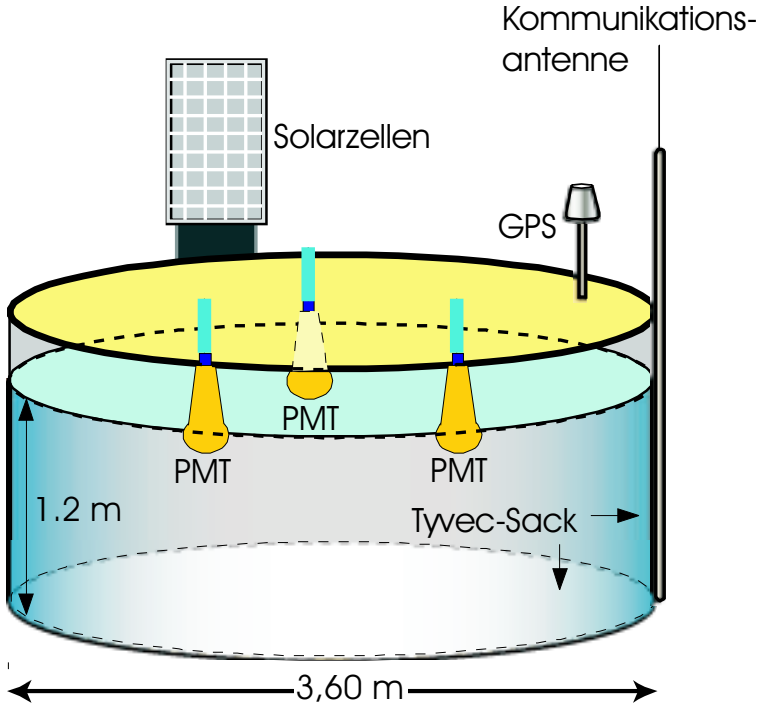


Abbildung 3.2: Darstellung eines Tanks des Oberflächendetektors des Pierre-Auger-Observatoriums. Als Tyvec-Sack bezeichnet man die Auskleidung des Tanks für diffuse Reflexion des Cerenkov-Lichts.

tikal durch den Tank fliegenden Myons benutzt. Die Myonen aus Luftschauern sind nahezu alle energiereich genug, um eine Strecke von mehreren Metern in Wasser zurückzulegen, ohne vollständig gestoppt zu werden. Sie deponieren dabei nahezu unabhängig von ihrer Bewegungsenergie eine feste Energiemenge pro Strecke im Tank. Diese Tatsache führt zur Signaleinheit der Detektortanks des Pierre-Auger-Observatoriums, 1 VEM (vertical equivalent muon).

3.2 Die Fluoreszenzteleskope

Die Fluoreszenzteleskope des Pierre-Auger-Observatoriums sind in sogenannten Augen angeordnet, welche von leicht erhöhten Positionen über das Oberflächendetektorfeld blicken. Vier Augen, in jeder Himmelsrichtung vom Zentrum des Array aus gesehen eines, sollen das fertige Detektorfeld überblicken. Beim bisherigen Ausbau wurde darauf Wert gelegt, dass vor den drei bereits existierenden Gebäuden des Fluoreszenzdetektors möglichst vollständige Teile des Oberflächendetektors aufgebaut waren, um insbesondere die Apertur¹ für Hybrid-Ereignisse, also Ereignisse in beiden Detektorsystemen möglichst hoch zu halten.

3.2.1 Layout

Bei der Auswahl der Positionen der Fluoreszenz-Augen relativ zum Array und relativ zueinander ist von Bedeutung, dass sowohl Stereo-Beobachtung der Fluoreszenz eines Luftschauers als auch Hybrid-Detektion deutliche Vorteile in der Qualität der Rekonstruktion der Schauer als auch in der Zahl der gesehenen Observablen besitzen. Daher muss neben der schon erwähnten Hybrid-Apertur auch die Stereo-Apertur¹ möglichst groß gehalten werden.

Diese Anforderungen spiegeln sich sowohl in der Position der drei bereits installierten Augen Los Leones, Coihueco und Los Morados als auch in der geplanten Position des Nord-Auges Loma Amarilla wieder. Zusammengesetzt aus sechs Teleskopen überblickt jedes Auge 180° im Azimut und einen Bereich von 2° bis 30° gegen den Horizont. Die Grenze des azimutalen Gesichtsfeldes entspricht dem Rand des geplanten und teils bereits operierenden Detektorfeldes. Die einzelnen Fluoreszenz-Augen sind zwischen 35 km und 60 km voneinander entfernt, was im Falle der für Auger hauptsächlich interessierenden, sehr hochenergetischen Schauer für Stereodetektion oder gar Beobachtung mit drei oder vier Augen ausreicht. Nah an den Augen können nur bereits über ihr Schauermaximum hinaus entwickelte Schauer gesehen werden, da die Höhe der Schauermaxima nah bei den Augen oberhalb des Gesichtsfeldes der Teleskope liegt (30° gegen den Horizont). Das Schauermaximum im Gesichtsfeld zumindest eines der Teleskope, welche den Schauer gesehen haben, ist nach derzeitigen Standards für eine zuverlässige Rekonstruktion erforderlich.

3.2.2 Teleskope

Ebenso wie die drei bestehenden Fluoreszenzaugen wird Loma Amarilla im Norden das azimutale Blickfeld von 180° sowie den Blick von 2° bis 30° über dem Horizont mit sechs einzelnen Teleskopen (siehe Abbildung 3.3) innerhalb eines Gebäudes realisieren. Die einzelnen Teleskope haben Gesichtsfelder von 30° mal 30° und sind jeweils einzeln in sogenannten Buchten (bays) in den Gebäuden untergebracht.

Jedes der Teleskope besitzt als eigentlichen Detektor eine Photomultiplier-Pixelkamera aus 440 hexagonalen Pixeln. Aufgrund der Konstruktion des Teleskopes mit einem sphäri-

¹ Der Begriff *Apertur* wird hier in erweiterter Weise gebraucht, er steht nicht nur für die rein mechanische Öffnung, sondern bezieht auch die möglichen Messzeiten und die Überschneidung der von Array und Teleskopen beziehungsweise zwei Teleskopen zugleich beobachteten Atmosphäre ein.

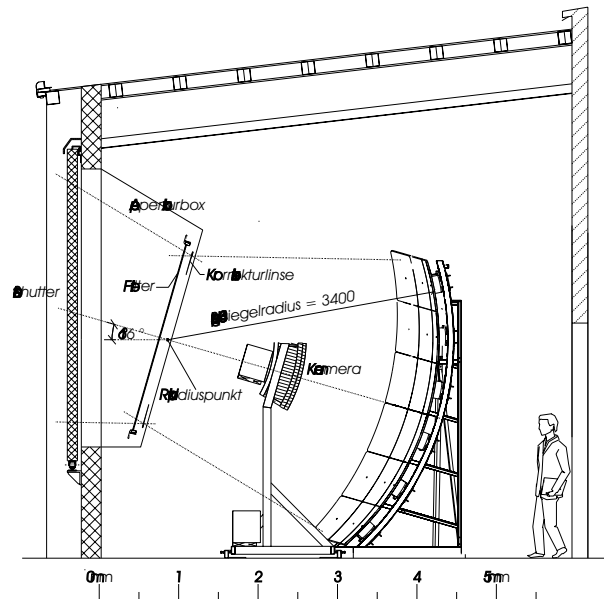


Abbildung 3.3: Darstellung eines Teleskops des Fluoreszenzdetektors des Pierre-Auger-Observatoriums. Technische Zeichnung von H. Hucker.

schen Hohlspiegel zur Lichtsammlung (s.u.) sind die Pixel nicht in einer Ebene, sondern auf einer Kugeloberfläche mit Radius 1743 mm angeordnet, was der schärfsten Abbildung des sphärischen Spiegels entspricht. Um eine scharfe Trennung der Pixel sowie eine volle Ausnutzung des Lichts, das auf den Pixel fällt, zu gewährleisten, wurden die nicht lichtsensitiven Bereiche zwischen den Sekundärelektronenvervielfachern mit optimierten Reflektoren aus aluminiumbeschichtetem Kunststoff besetzt, welche das Licht vom blinden Rand des Pixels auf die Kathode des Photomultipliers lenken. Die einzelnen Facetten dieser insektenaugengleichen Kamera sind in waagerechten Reihen angeordnet, die jeweils um eine halbe Pixelbreite gegeneinander versetzt gestapelt werden. Die Breite eines Pixels beträgt $\Delta\Theta = 1.5^\circ$, der Abstand zweier Reihen liegt bei $\Delta\phi = \Delta\Theta \cdot \cos(30^\circ) \approx 1.3^\circ$. Mit 20 Pixeln pro Reihe und 22 Reihen ergibt sich das Gesichtsfeld der Kamera und damit des Teleskops zu $30^\circ \times 28.6^\circ$.

Das Fluoreszenzlicht wird von einem sphärischen Hohlspiegel auf die Kamera fokussiert. Gegenüber anderen Spiegelgeometrien hat der sphärische Spiegel als Ausschnitt einer Kugeloberfläche den Vorzug der Symmetrie bezüglich des Mittelpunktes dieser Kugel. Diese Symmetrie betrifft auch die Abbildungseigenschaften, so dass der Spiegel im Gegensatz zum Beispiel zum Parabolspiegel nicht nur achsparalleles Licht fokussiert, sondern paralleles Licht aus jeder Richtung, was für ein richtungsauflösendes Teleskop mit weitem Gesichtsfeld von großer Bedeutung ist. Allerdings zeigen sphärische Spiegel den Abbildungsfehler der sphärischen Aberration. Dies bedeutet, dass parallel einfallende Strahlen nicht auf einen Punkt fokussiert werden, sondern sich in Abhängigkeit vom Strahlabstand zum sogenannten Radiuspunkt (Mittelpunkt der Kugel, aus welcher der Spiegel ein Ausschnitt ist) in unterschiedlichen Abständen vom Spiegel schneiden. Hierbei ist der Abbildungsfehler um so kleiner, je kleiner das Verhältnis $d_{\text{Strahl-Radiuspunkt}}/r_{\text{Spiegel}}$ ist. Je größer also der Krümmungsradius des Spiegels ist, desto geringer sind die sphärischen Aberrationen bei festem Abstand von der optischen Achse durch den Radiuspunkt. Allerdings sind die Krümmungsradien für reale Teleskope begrenzt durch die Unterbringung in den Gebäuden der Fluoreszenztaugen. Die Spiegel des Auger-Fluoreszenzdetektors besitzen einen Krümmungsradius von 3400 mm und

eine Spiegelfläche von $3510 \text{ mm} \times 3880 \text{ mm}$. Technisch realisiert werden sie nach zwei Methoden: Sie sind entweder aus 36 trapezförmigen geschliffenen Aluminiumsegmenten oder 60 sechseckigen aluminiumbeschichteten Glaselementen zusammengesetzt. Die beiden Varianten liefern optisch gleichwertige Spiegel.

Die Apertur der Fluoreszenzteleskope würde mit $r_{\text{Öffnung}} = 850 \text{ mm}$, was einer Fläche $A = 2.3 \text{ m}^2$ entspricht, für Beobachtungen in mondlosen Nächten ausreichen. Bei dieser Größe der Apertur sind auch die Strahlentfernungen von der optischen Achse klein genug, um die geforderte Größe des Brennflecks von 0.5° nicht zu überschreiten. Um die Messzeit des Fluoreszenz-Teleskops und damit vor allem auch die Hybrid-Messzeit zu erhöhen, soll auch in Nächten mit dem Mond am Himmel gemessen werden können. Um unter diesen Bedingungen ein ausreichendes Verhältnis Signal zu Rauschen zu gewährleisten, ist aber eine größere Aperturfläche von $A = 3.8 \text{ m}^2$ erforderlich, was einem Aperturradius $r_{\text{Öffnung}} = 1100 \text{ mm}$ entsprechen würde. Eine einfache Vergrößerung der Apertur erhöht aber die sphärische Aberration so weit, dass die Größe des Brennflecks von 0.5° nicht mehr gegeben wäre. Dies erfordert den Einsatz einer Schmidt-Optik, bei Auger realisiert in Form einer ringförmigen Korrektorlinse. Dieser Linsenring lenkt die Strahlen in den sehr achsfernen Bereichen nach außen ab, so dass die sphärische Aberration ausgeglichen wird, wo dies zur Erhaltung der Punktgröße von 0.5° nötig ist, während der Strahlengang im inneren Bereich nicht durch eine Linse beeinflusst wird.

Diese gesamte Anordnung wird durch einen Verschluss der Apertur bei zu viel Licht geschützt, zudem ist in der Apertur ein Filter angebracht, welcher nur die typischen Wellenlängen des Fluoreszenzlichtes von $300 \text{ nm} < \lambda < 400 \text{ nm}$ durchlässt und somit den Untergrund aus anderen Lichtquellen deutlich reduziert.

3.3 Datennahme

Sowohl im Falle der Tanks des Oberflächendetektorfeldes als auch bei den Fluoreszenzteleskopen wird das Signal der Sekundärelektronenvervielfacher in einem raschen Takt ausgelesen und mit einem sogenannten Flash-Analog-Digital-Wandler (**Flash Analogue Digital Converter**, FADC) in ein über das Zeitintervall aufsummiertes digitales Signal umgewandelt. Die Zeitmessung erfolgt hierbei über GPS-Einheiten, welche bei bekannter Position das Signal der GPS-Satelliten zur genauen und über Array und Fluoreszenz-Teleskope einheitlichen Zeitmessung verwendet werden können. Besagte Datenreihen aus Signalthöhe im Photomultiplier und GPS-geechter Zeit werden für eventuelle Auswertung zwischengespeichert.

Ob die gewonnenen FADC-Spuren aus dem Zwischenspeicher ausgelesen und bei der zentralen Datennahme gespeichert werden, hängt nun von mehreren Bedingungen ab, welche die Signale als wahrscheinlich zu einem Schauerereignis gehörig identifizieren. Diese Bedingungen werden Trigger genannt, sie gliedern sich in mehrere Ebenen, welche aufeinander aufbauen. Diese sind der unterschiedlichen Natur der Detektoren gemäß für den Oberflächen-Teilchendetektor anders geartet als für die Fluoreszenz-Teleskope. Selbstverständlich wird auch der Hybrid-Natur des Detektors Rechnung getragen und somit ein Signal zum Auslesen des jeweils anderen Detektors gesendet, sofern man in einer der beiden Komponenten des Detektors ein zu speicherndes Ereignis identifiziert hat. Es soll nun kurz skizziert werden, welche Bedingungen ein Ereignis erfüllen muss, um in der Datennahme dauerhaft niedergeschrieben zu werden.

Oberflächendetektor-(SD)-Trigger Zunächst einmal wird in den Einzeltanks nach Signalen gesucht. Hierbei wird zunächst stetig die Summe über mehrere Zeit-Bins im FADC-Signal überwacht, die bei koinzidenter Überschreitung einer bestimmten Schwelle in zwei

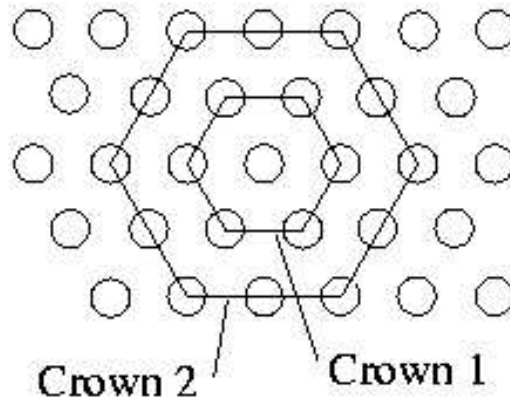


Abbildung 3.4: Die Gesamtheit der Nachbarn eines SD-Tanks in 1.5 km Entfernung bezeichnet man als erste Krone, entsprechend wird das nächstweitere Hexagon von Tanks als zweite Krone bezeichnet.

Photomultipliern einen **T1**-Trigger generiert. Diese noch sehr hardwarenahe Bedingung löst dann die Suche nach physikalisch motivierten Triggerbedingungen aus.

Die Ebene des **T2** orientiert sich dann bereits an der Überschreitung einer Schwelle (Threshold) des integrierten Signals oder an der mehrmaligen Überschreitung eines wesentlich niedrigeren Schwellenwertes in einem bestimmten Zeitbereich (**Time over Threshold**, ToT). Im Falle des Threshold-Trigger wird der Energieeintrag von 3 VEM, also dem Signal, welches drei vertikal durch den Tank fliegende Myonen verursachen würden, als Schwelle benutzt. Im Falle der ToT-Bedingung werden 12 aus 120 aufeinanderfolgenden Zeitintervallen mit jeweils über 0.2 VEM gefordert. **T1** und **T2** sind Einzeltanktrigger.

Koinzident erfüllte **T2**-Bedingungen von zwei Tanks innerhalb von zwei hexagonalen “Kronen” (siehe Abbildung 3.4) um einen selbst getriggerten Tank sowie einem weiteren innerhalb eines Zeitfensters T2-sendenden Tank innerhalb von 4 Kronen um den ersten Tank bilden dann den **T3**, auf dessen Basis die Daten in der zentralen Datennahme (CDAS) gespeichert und den Analyse-Gruppen zur weiteren Sortierung und Rekonstruktion zur Verfügung gestellt werden [Ghi03].

Hierbei werden aufgrund eines weiterhin wesentlichen Anteils von zufälligen Koinzidenzen in den niedergeschriebenen Daten weitere offline-Triggerbedingungen angelegt, die allerdings Teil der Analyse sind und im folgenden beschrieben werden sollen.

Fluoreszenz-(FD)-Trigger Wie auch beim Oberflächendetektor wird bei den Fluoreszenz-Teleskopen als erstes ein zeitlicher Filter und ein Schwellenwert-Trigger angewandt. Danach wird in der Pixelmatrix der Teleskope nach Strukturen gesucht, welche die Spur eines Schauers in Zeitstruktur und Pixelmuster repräsentieren, um dann weitere Kriterien der Auswahl anzulegen.

Externer Trigger Um Hybrid-Ereignisse auch bei schwachen Signalen in einem der beiden Detektoren aufzunehmen und späterer Analyse zugänglich zu machen, schickt speziell FD mit seinen geringeren Ereignisraten bei einem niedergeschriebenen Ereignis auch einen Trigger an das Detektorfeld, das daraufhin ausgelesen wird. Hierbei werden oft ein oder zwei Tanks mit Signal, die auch zum Ereignis gehören, in die Ereignisstruktur bei CDAS geschrieben,

die sonst der Analyse verlorengehen. Diese Stationen, die für eine Rekonstruktion mit den Methoden für den Oberflächendetektor nicht ausreichend wären, können aber durch ihr Signal in Zeit und Energieeintrag die Rekonstruktion des Ereignisses durch Hybrid-Methoden massiv verbessern.

Es haben sich für Hybrid-Ereignisse die folgenden Kategorien und Bezeichnungen herausgebildet: Als *blecherne Hybrid-Ereignisse* bezeichnet man solche, die zwar Signale von FD und SD besitzen, aber keine unabhängigen Trigger von beiden. Oft sind blecherne Hybrid-Ereignisse lediglich Ereignisse der Fluoreszenz-Teleskope, die einen zum Schauer gehörigen Tank aufweisen. *Goldene Hybrid-Ereignisse* dagegen haben in beiden Teilen des Detektors unabhängig Trigger ausgelöst und stellen damit herausragende Ereignisse insbesondere für eine sehr gute Rekonstruktion dar.

Die niedergeschriebenen Daten, welche die Triggerbedingungen erfüllten, werden neben der zentralen Datennahme CDAS vor Ort auch in Lyon in Frankreich gespeichert und von den verschiedenen Gruppen der Pierre-Auger-Kollaboration analysiert.

Kapitel 4

Methoden der SD-Rekonstruktion

Der Oberflächendetektor liefert zunächst zeitabhängige Signalhöhenverläufe von mehreren festen Positionen des Detektorfeldes. Diese Daten in Form von Signal über Zeit bilden nun die Information, mit deren Hilfe die Schauer rekonstruiert werden müssen. Die Rekonstruktionsalgorithmen müssen hierbei eine Fülle von Schauergrößen aus den Rohdaten extrahieren, aus welchen dann auf weitere Daten des Schauers sowie des Primärteilchens zurückgeschlossen werden kann. Iterativ werden dann die relevanten Größen des Schauers bestimmt.

4.1 Ereignisselektion

Wie unter 3.3 beschrieben, werden bereits bei der Datennahme verschiedene Bedingungen an die Detektorsignale angelegt, bevor sie überhaupt dauerhaft gespeichert werden. Allerdings wird dabei die Erfüllung noch immer recht wenig restriktiver Bedingungen gefordert, um keine wünschenswerten Ereignisse zu verlieren. Adäquate Rekonstruktionsalgorithmen für physikalische Ereignisse können aber nur sinnvolle, aussagekräftige Ergebnisse liefern, wenn tatsächlich ein physikalisches Ereignis im Sinne der Rekonstruktion, also ein ausgedehnter Luftschauer vorlag. Daher sind zunächst aus dem Datensatz die wahrscheinlich physikalischen Ereignisse auszuwählen. Zudem ist es angezeigt, auch solche Schauer auszusortieren, die aufgrund der Lage ihres Schauerzentrums außerhalb des Detektorfeldes eher unzuverlässige Rekonstruktionen bedingen würden.

Zu diesem Zweck werden, je nach Bedarf, in der SD-Rekonstruktion noch weitere Software-Triggerbedingungen angelegt. Es sind dies:

4.1.1 Der T4-Trigger

Diese Bedingungen selektieren physikalische Ereignisse durch Kombinationen von Bedingungen, die sich aus den vorigen Triggerstufen ableiten. Es gibt bislang zwei Möglichkeiten, wie ein Ereignis mit einem T4-Trigger gebildet wird.

Die kompakte 3ToT-Konfiguration ist eine typische Anordnung für die Detektorantwort bei Ereignissen mit Zenitwinkeln $\Theta < 60^\circ$. Es wird hierfür ein Dreieck aus direkt benachbarten Stationen gefordert, welche alle drei einen Time-over-Threshold-Trigger (ToT) geliefert haben. Schauer bis $\Theta = 60^\circ$ haben im Energiebereich des Pierre-Auger-Observatoriums üblicherweise noch eine sehr starke elektromagnetische Komponente, deren Ankunftszeitverteilung

nicht dem prompten, kurzen Signal eines Myons, sondern eher einer breiteren, abklingenden Zeitverteilung entspricht. Die kompakte Anordnung impliziert ferner eine Schauerscheibe, die alle drei Stationen trifft.

Die 4C1-Bedingung verzichtet auf den ToT-Trigger und lässt auch reine Schwellenwert-Trigger zu. Hier wird eine Station verlangt, von deren sechs Nachbarn (1ste hexagonale Krone, 1st Crown) mindestens 3 einen T2-Trigger gesendet haben. Diese Bedingung ist besonders geeignet für stark geneigte Schauer, die aufgrund ihres langen Weges durch die Atmosphäre bereits eine stark reduzierte elektromagnetische Komponente besitzen und myonisch dominiert sind. Myonen liefern prompte, kurze Signale und sind wegen ihrer flacheren Lateralverteilung stärker gestreut.

4.1.2 Der T5-Trigger

Dieses Auswahlkriterium stellt sicher, dass der zu rekonstruierende Schauer auch von ausreichend vielen Stationen überhaupt gemessen worden sein kann. Hier wird geprüft, ob der Tank mit dem höchsten Energieeintrag von 6 operierenden (aber nicht zwingend getriggerten) Stationen umgeben ist. Sollte er dies nicht sein, können Asymmetrien und Fluktuationen das Ergebnis der Rekonstruktion stark verfälschen. Aufgrund der Größe und relativen Kompaktheit des Detektorfeldes ist die Aussortierung vor allem von Ereignissen am Rande des Oberflächendetektors ein akzeptabler Preis für die höhere Zuverlässigkeit der Ereignisse, welche den T5 erfüllen.

Zudem werden noch weitere Bedingungen angelegt, um durch Blitze induzierte oder verfälschte Ereignisse sowie aufgrund ihrer Position oder ihres Status unbrauchbare oder unzuverlässige Stationen zu entfernen.

4.2 Richtung

Die Richtung eines ausgedehnten Luftschauers kann anhand der Ankunftszeiten der Schauereteilchen in den Stationen des Detektorfeldes rekonstruiert werden. Das generelle Vorgehen basiert auf einer vereinfachten Annahme über die Form der Schauerfront, ferner wird vorausgesetzt, dass die Schauerfront sich mit (nahezu) der Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre bewegt. Dies erlaubt nun eine Anpassung der Ankunftszeiten und Positionen der Stationen an die angenommene Schauerfront. Hierbei wird im Falle der vorliegenden Rekonstruktion des Pierre-Auger-Observatoriums in mehreren Stufen vorgegangen, bei welchen die jeweils vorherige Stufe als Startwert für die nächstpräzisere Anpassung benutzt wird.

4.2.1 Erste Abschätzung zur Stationsselektion

Zunächst wird eine sogenannte Startkonfiguration gebildet (im Englischen als “Seed”, Saat bezeichnet). Aus allen Stationen, welche zu einer 3ToT-Konfiguration gehören, wird jenes elementare Dreieck ausgewählt, welches die maximale Summe der Signale aufweist. Im Falle von ausschließlich 4C1-getriggerten Ereignissen wird das elementare Dreieck der höchsten Summe aus allen zu einer 4C1-Struktur gehörenden Stationen ausgewählt. Für diese Startkonfiguration aus drei Stationen $s_i \in \{s_1, s_2, s_3\}$ kann nun eine eindeutige analytische Lösung für die Schauerfront gefunden werden. Unter der Annahme der Bewegung der Schauereteilchen mit Lichtgeschwindigkeit und mit dem Vektor \vec{a} parallel zur Schauerachse in die Herkunftsrichtung des Schauers deutend ergibt sich folgendes Gleichungssystem:

$$c(t_i - t_1) = -\vec{a}(\vec{x}_i - \vec{x}_1) \quad \text{für } i \in \{1, 2, 3\} \quad (4.1)$$

Hierbei sind \vec{x}_i die Ortsvektoren der Stationen. Dies lässt sich mittels der trivialen Lösung für $i = 1$ zu zwei Gleichungen vereinfachen.

$$\begin{aligned} \vec{a}\vec{x}_{21} &= ct_{12} \quad \text{mit} \quad \vec{x}_{21} = \vec{x}_2 - \vec{x}_1 \quad \text{und} \quad t_{12} = t_1 - t_2 \\ \vec{a}\vec{x}_{31} &= ct_{13} \quad \text{mit} \quad \vec{x}_{31} = \vec{x}_3 - \vec{x}_1 \quad \text{und} \quad t_{13} = t_1 - t_3 \end{aligned} \quad (4.2)$$

Nun setzt man die normierte Schauerachse $|\vec{a}|^2 = \vec{a}\vec{a} = 1$ in folgender Form an

$$\vec{a} = \alpha\vec{x}_{21} + \beta\vec{x}_{31} + \gamma(\vec{x}_{21} \times \vec{x}_{31}), \quad (4.3)$$

womit man dann ein lineares 2×2 Gleichungssystem in α und β erhält, welches analytisch lösbar ist und somit eindeutige Lösungen liefert. γ kann dann mittels der Normierungsbedingung $|\vec{a}|^2 = 1$ bis auf das Vorzeichen bestimmt werden. Daher gilt diese Lösung gleichermaßen für auf- wie auch für abwärts propagierende Schauer, allerdings wird als Konvention das Vorzeichen von γ so gewählt, dass $\gamma(\vec{x}_{21} \times \vec{x}_{31})$ aufwärts zeigt. Man geht hierbei von einem von oben kommenden Schauer aus, die Achse zeigt also in Richtung der Herkunft der Einfallrichtung des Primärteilchens. Mittels dieser ersten Abschätzung der Schauerfront als eine Ebene wird dann überprüft, welche weiteren Stationen aufgrund der Zeitinformation ihres Signals relativ zur signalstärksten Station der Startkonfiguration zum Ereignis gehören. Hierbei wird die Differenz zwischen erwarteter Ankunftszeit und gemessener Ankunftszeit,

$$\Delta t_i = t_i - t_{sh}(\vec{x}_i) \quad \text{mit} \quad t_{sh}(\vec{x}_i) = t_1 - \vec{a}(\vec{x}_i - \vec{x}_1)/c \quad (4.4)$$

mit einer sinnvollen Bedingung verknüpft, welche durch ihre Asymmetrie insbesondere auch die nicht-planare, gekrümmte Struktur der Fronten großer Schauer berücksichtigt.

$$-1000 \text{ ns} < \Delta t_i < 2000 \text{ ns} \quad (4.5)$$

4.2.2 Anpassung einer ebenen Schauerfront

Anschließend an diese noch recht grobe Näherung der Schauerachse werden nun die weiteren Stationen mit in die Rekonstruktionsprozedur aufgenommen. Noch immer wird aber die Annahme einer ebenen Schauerfront benutzt, welche bei großen Abständen zum Schauerzentrum nicht mehr korrekt ist. Dies kostet die Winkelbestimmung allerdings wegen der annähernd planaren Struktur des Schauers im Bereich der meisten Stationen mit Signal nur einen geringen Anteil ihrer Genauigkeit. Ferner wird eine gute Bestimmung von Zenit- und Azimutwinkel auch für Ereignisse benötigt, welche für eine angemessene Bestimmung der Krümmung der Schauerfront nicht genug Stationen besitzen. Wesentlich wichtiger für die Funktion dieser Anpassung ist die Entfernung der nicht zur Schauerebene gehörenden Stationen mit Hilfe von Gleichung 4.5, da nicht zum Schauer gehörende Stationen die Aussagekraft und Funktion dieser Berechnung fatal stören würden.

Für diese Anpassung einer ebenen Schauerfront wird eine Transformation der Koordinaten in ein System mit dem nach Signalstärke gewichteten Schwerpunkt \vec{b} der Tankkoordinaten im Ereignis als Ursprung vorgenommen. Ebenso wird der Nullpunkt der Zeit auf ein gewichtete Schwerpunktszeit t_0 gesetzt. Mit diesen Transformationen kann die Ankunftszeit der angenommenen ebenen Schauerfront in jedem Punkt durch

$$ct(\vec{x}) = ct_0 - (\vec{x} - \vec{b})\vec{a}, \quad (4.6)$$

also eine Projektion des Punktes auf die Schauerebene bestimmt werden. Zu Minimieren gilt es also für die Bestimmung der optimalen Schauerebene die Differenz zwischen der vorhergesagten Ankunftszeit des Schauers in der Station und der realen Zeit, zu der die Station ansprach.

Hierbei wird angenommen, dass die Orte der Stationen absolut bekannt sind, ferner dass die statistischen Fluktuationen in der Ankunftszeit die einzigen Quellen für Zeitabweichungen von der Schauerfront sind. Es ergibt sich hiermit eine zu minimierende χ^2 -Funktion folgender Form:

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma_i^2} \sum_i [t_i - t(\vec{x}_i)]^2 = \frac{1}{c^2 \sigma_i^2} \sum_i [ct_i - ct_0 + \vec{x}_i \vec{a}]^2 \quad (4.7)$$

Hierbei sind die \vec{x}_i und die t_i mit dem Schwerpunkt der Stationen als Ursprung angegeben. Schreibt man die Skalarprodukte der Vektoren $\vec{a} = (u, v, w)$ (sogenannte Richtungskosinus) und $\vec{x}_i = (x_i, y_i, z_i)$ im χ^2 aus, so erhält man

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma^2} \sum_i [ct_i - ct_0 + x_i u + y_i v + z_i w]^2 \quad \text{mit} \quad u^2 + v^2 + w^2 = 1 \quad (4.8)$$

Durch die Bedingung aus der Normierung von \vec{a} wird das Problem durch einen Wurzelterm nicht-linear. Es kann nun aufgrund der Tatsache, dass die Tanks des Pierre-Auger-Observatoriums annähernd in einer Ebene liegen, die Annahme $z \ll x, y$ getroffen werden und somit die z -Komponente des Problems zu 0 gesetzt werden. Somit findet man ein lineares, näherungsweise χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma^2} \sum_i [ct_i - ct_0 + x_i u + y_i v]^2 \quad (4.9)$$

Das Finden des Minimums dieser linearen Form von χ^2 kann nun durch Nullsetzen des Gradienten bezüglich (u, v, t_0) in die Form eines linearen Gleichungssystems überführt werden, welches analytisch gelöst werden kann. Es wird hierbei auf numerische Verfahren verzichtet, was diese Anpassung robust und zuverlässig macht. Das Verfahren wird in Anhang A und [Veb05] detailliert beschrieben. Nur im Falle, dass alle Stationen des Ereignisses auf einer Linie liegen, ist dieses Verfahren ungeeignet. Solche Fälle werden aber durch die Triggerbedingung T4 ausgeschlossen.

Bei hohen Multiplizitäten, damit auch hohen Energien und damit großen Ausdehnungen der Schauer, reicht die Näherung einer ebenen Schauerfront nicht mehr aus, es muss die Krümmung der Schauerfront in Form von zusätzlichen Parametern berücksichtigt werden (siehe Abbildung 4.1). Dies erfordert allerdings wegen des zusätzlichen Parameters (eines Krümmungsradius) eine Erweiterung der Methoden, auf die hier nicht eingegangen werden soll. Die zu erwartenden Korrekturen der Winkel zwischen ebener Näherung und gekrümmter Schauerfront liegen in der Größenordnung von 0.5° .

4.3 Anpassung der Lateralverteilungsfunktion

Für die Rekonstruktion eines ausgedehnten Luftschauers auf der Basis von Daten eines Teilchendetektorfeldes ist die Bestimmung der lateralen Verteilung der Teilchen von essentieller Bedeutung. Sowohl die Rekonstruktion der Gesamtenergie des Schauers und damit des Primärteilchens als auch das Schaueralter und darüber eine Abschätzung der Höhe der ersten Wechselwirkung und die ungefähre Masse des Primärteilchens sind über die Lateralverteilung zugänglich.

Theoretisch betrachtet ist die Energie des Schauers am Boden das Integral über die Lateralverteilung, da die gesamte Lateralverteilung den gesamten Energiedeposit am Boden beschreibt. Für eine zuverlässige Integration muss allerdings diese Lateralverteilung im Detail bekannt sein. Bei großen Detektorfeldern mit geringer Flächenbedeckung sind jedoch lediglich einige Stützstellen bekannt, was durch die Anpassung einer geeigneten Funktion an die Daten

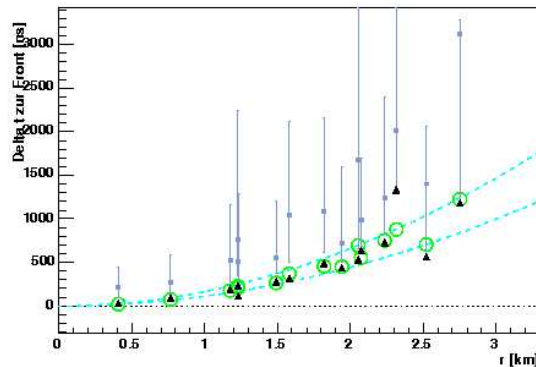


Abbildung 4.1: Die Krümmung der Schauerfront anhand eines Ereignis (#1153192). Die Kurven zeigen die Krümmung der Schauerfront an, die Dreiecke markieren die Signalstartzeiten. Die Linien zeigen das Zeitintervall an, in welchem 90 % der Energie deponiert wurden.

kompensiert wird. Wie die meisten Luftschauereperimente benutzt auch das Pierre-Auger-Observatorium nicht das Integral per se, sondern das Signal in einer geeigneten Entfernung, in welcher weitgehend unabhängig von Einfallrichtung und Höhe der ersten Wechselwirkung eine fast ungestörte Proportionalität zur Primärenergie gegeben ist. Diese als optimaler Bodenparameter r_{opt} bezeichnete Entfernung hängt auch von experimentellen Gegebenheiten wie dem Abstand der einzelnen Detektorstationen ab. Allerdings bleibt die *Lateralverteilungsfunktion* (lateral distribution function, LDF) ein wichtiges Werkzeug für die Energiebestimmung, da in den seltensten Fällen eine Detektorstation exakt in der benötigten Entfernung vorhanden ist. Daher wird auch dieser Energiemesser mit Hilfe der Lateralverteilungsfunktion bestimmt. Im Falle des Pierre-Auger-Observatoriums konnte gezeigt werden, dass der optimale Bodenparameter bei $r_{opt} = 1000$ m liegt [New05]. Ferner können Schaueralter und damit die Höhe der ersten Wechselwirkung über die Steigung der Lateralverteilung bestimmt werden, für welche die Parameter der Lateralverteilungsfunktion wiederum ein quantitatives Maß liefern. Die sorgfältige Auswahl und korrekte Anpassung der Lateralverteilungsfunktion ist also ein essentieller Teil der Rekonstruktion von Luftschauern. Hier sollen nun zunächst die Methoden der Anpassung der Lateralverteilungsfunktion beschrieben werden, die Betrachtung verschiedener Funktionen auf ihre Eignung für die Rekonstruktion des Pierre-Auger-Observatoriums erfolgen im nächsten Kapitel.

4.3.1 Schauerzentrum

Für die Anpassung einer Lateralverteilung ist eine möglichst genaue Kenntnis des Schauerzentrums notwendig, um die Entfernungen zum Einschlagpunkt mit hinreichender Präzision bestimmen zu können. In der Standard-Rekonstruktion des Pierre-Auger-Observatoriums wird das Schauerzentrum zunächst als gewichteter Schwerpunkt der zum Schauer gehörigen Signale in den Stationen angenommen. Dies führt dazu, dass der berechnete Einschlagpunkt nicht auf Grund liegt, sondern eine von 0 verschiedene z -Komponente besitzt, also über oder unter dem realen Boden an der fraglichen Stelle liegt. Der Einschlagpunkt muss natürlich auf der Schauerachse liegen, und somit kann sich dieser Probleme durch eine schlichte Projektion des berechneten gewichteten Schwerpunktes auf den “Boden” entledigt werden. Der “Boden” ist hierbei eine Tangentialebene an die Erdkrümmung, modelliert durch einen sogenannten Referenz-Ellipsoiden aus der Geodäsie. Die Tangentialebene mit dem Schwerpunkt der Statio-

nen repräsentiert hier nun das lokale Koordinatensystem. Die Projektion des Schauerzentrums in die Tangentialebene kann nun wie folgt dargestellt werden:

$$\vec{c} = \vec{c} + \frac{\vec{n}(\vec{b} - \vec{c})}{\vec{n}\vec{a}}\vec{a} \quad (4.10)$$

mit Schauerachse	\vec{a}
Normalenvektor zur Ebene	$\vec{n} = (0, 0, 1)$
Schwerpunkt	$\vec{b} = (0, 0, 0)$
und Schauerzentrum	\vec{c}

Diese Position des Schauerzentrums wird nun für die weitere Analyse benutzt.

4.3.2 S_{1000}

Wie in [New05] gezeigt und in Kapitel 4.3 motiviert dient der optimale Bodenparameter $S(r_{opt}) = S(1000 \text{ m}) = S_{1000}$ bei Auger als geeigneter Energieschätzer, aus welchem dann mittels einer Konversionsfunktion die Energie des Primärteilchens bestimmt werden kann (siehe auch Kapitel 6.1).

Um zunächst von der genauen Form der Lateralverteilungsfunktion unabhängig zu sein, wird für die Anpassung an die Daten

$$S(r) = S_{1000} \cdot f_{LDF}(r) \quad (4.11)$$

benutzt. Dies hat den Vorzug, beliebige Parametrisierungen der lateralen Signalhöhenverteilung benutzen zu können, so lange sie mit $f_{LDF}(1000 \text{ m}) = 1$ normiert sind. Mittels der benutzten Funktion wird nun über eine Detektorstation, welche bereits ungefähr 1000 m vom zuvor bestimmten Schauerzentrum entfernt ist, eine Abschätzung für S_{1000} unter Verwendung der angenommenen f_{LDF} vorgenommen. Die Abschätzung für S_{1000} und das Schauerzentrum gehen nun als Startwerte in eine Anpassung der Lateralverteilungsfunktion mit diesen drei Parametern ein. Hierbei kann, wie auch bei den folgenden Anpassungen mit weiteren freien Parametern innerhalb der eigentlichen Lateralverteilungsfunktion f_{LDF} , zwischen einer numerischen, iterativen χ^2 -Methode und einer geeigneten Maximum-Likelihood-Methode gewählt werden. Beide Methoden werden in Anhang B und [Veb05] genauer beschrieben.

In einem weiteren Schritt werden nun bis zu zwei Steigungs- beziehungsweise Formparameter der eigentlichen Lateralverteilungsfunktion f_{LDF} angepasst, sofern die Anzahl der vorhandenen Stationen mit Signal genügend Information für eine aussagekräftige Anpassung dieser weiteren freien Parameter erlaubt. Hierbei bleiben die Koordinaten des Schauerzentrums und auch die Normierung der Funktion, also S_{1000} , weiterhin frei. Ferner werden bei ausreichender Menge an Informationen aus den getriggerten Tanks die Signale von nicht getriggerten Stationen im Bereich des Ereignisses mit Hilfe einer lateralen Triggerwahrscheinlichkeit in die Anpassung einbezogen, um die Genauigkeit weiter zu erhöhen. Auch hierüber gibt Anhang B detaillierten Aufschluss.

4.3.3 Parameter von f_{LDF}

Die Rekonstruktionsalgorithmen, die hier verwendet wurden, ermöglichen die Verwendung von Lateralverteilungsfunktionen mit bis zu zwei freien Parametern über die Normierung S_{1000} hinaus. Im Folgenden werden diese, wie auch im Code der entsprechenden Programme, als β und γ bezeichnet. Da diese Parameter in der Regel die Form und Steilheit der Lateralverteilungsfunktion bestimmen und diese vom Zenitwinkel Θ abhängig ist, werden erste

Abschätzungen als Funktion von Θ benutzt, um Startwerte zu erhalten. In den ersten Anpassungen der Normierung S_{1000} und des Schauerzentrums werden β und γ auf ihren Startwerten festgehalten, bei ausreichender Zahl an Stationen werden sie dann jedoch in weiteren Schritten ebenfalls zu freien Parametern. Bei allen in dieser Arbeit verwendeten Parametrisierungen von f_{LDF} ist β der wesentliche Steigungsparameter, während γ für tiefere Strukturen steht, die viele Stationen für eine sinnvolle Anpassung erfordern. Daher bleibt innerhalb der vorliegenden Analyse γ stets auf seinem durch die Zenitwinkel-abhängige Abschätzung vorgegebenen Startwert fixiert.

Kapitel 5

Resultate der Rekonstruktion von SD-Daten

Die prinzipielle Funktionsweise der Rekonstruktion von Daten des Oberflächendetektors wurde in Kapitel 4 erläutert. Hier werden nun die Ergebnisse der Analysen präsentiert. Der Datensatz umfasst alle Ereignisse des Oberflächendetektors von Januar 2004 bis Februar 2005, welche den T5-Trigger erfüllten. Die Restriktion auf diesen Datensatz richtet sich einerseits nach Aussagekraft der Ereignisrekonstruktion (T5-Trigger), andererseits nach einer notwendigen Änderung in der Software für Daten nach Februar 2005, welche zu berücksichtigen den Abschluss dieser Analyse zum gegebenen Termin nicht mehr erlaubt hätte.

5.1 Richtungsbestimmung

Die erste konkrete Größe des Schauers, welche bestimmt wird, ist wie in Kapitel 4.2.2 beschrieben die Ankunftsrichtung. Hierbei wird sowohl der Azimut wie auch der Zenitwinkel bestimmt. Bereits zu Anfang des iterativen Prozesses der Bestimmung der Schauergrößen wird durch die Anpassung einer ebenen Schauerfront an die Startzeiten der Signale in den Tanks die Richtung des Schauers bestimmt und über die weitere Analyse konstant gehalten. Lediglich bei großen Ereignissen wird nach genauer Bestimmung des Schauerzentrums die Richtung noch einmal unter Berücksichtigung der Krümmung der Schauerfront neu bestimmt (siehe Anhänge A, B). Die möglichen Korrekturen der Einfallrichtung mit Krümmung hängen auch von der Bestimmung der Position des Schauerzentrums ab, welche wiederum für verschiedene Lateralverteilungsfunktionen leicht unterschiedliche Ergebnisse liefern kann. Wie Abbildung 5.1 zeigt, sind die Korrekturen jedoch nicht wesentlich für die Zenitwinkelverteilung $N(\sec \Theta)$.

Unter der Annahme, dass am oberen Rand der Atmosphäre die Teilchen der kosmischen Strahlung aus allen Richtungen mit gleicher Häufigkeit (isotrop) eintreffen, muss oberhalb einer Energieschwelle dies auch in den Daten nachzuvollziehen sein. Diese Schwelle wird durch jene Energie definiert, ab welcher alle Schauer mit bis zum maximal betrachteten Zenitwinkel als rekonstruierbares Ereignis im Detektor erscheinen. Aufgrund der zunehmenden zu durchquerenden atmosphärischen Dichte X mit zunehmendem Zenitwinkel Θ wächst diese Energieschwelle mit Θ an.

Dies lässt sich in der Intensitätsverteilung gegen den Zenitwinkel überprüfen. Hierfür kann die Kurve konstanter Intensität (Constant Intensity Curve, *CIC*) gebildet werden. Es gilt die Annahme konstanter Intensität $F(\Theta, \phi, E) = const.$, mit folgender Gleichung

$$dN(\Theta, E) = F(\Theta, \phi, E) \cdot A \cdot T \cdot d\Omega dE \quad (5.1)$$

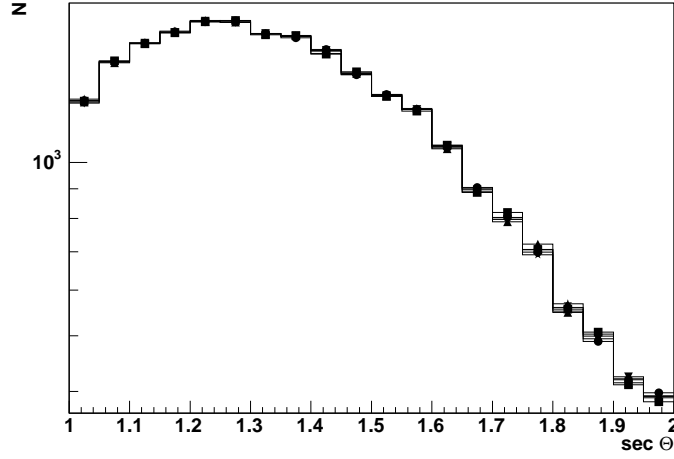


Abbildung 5.1: Für verschiedene Parametrisierungen der Lateralverteilung kann sich das Schauerzentrum leicht verschieben. Dies kann zu Unterschieden in der Winkelrekonstruktion mit Krümmung führen, da hierbei der genaue Ort des Schauerzentrums einget. In der Auftragung $N(\sec \Theta)$ gegen $\sec \Theta$ zu sehen ist, sind die Unterschiede gering genug, um die Richtungsverteilung nicht zu verfälschen. Es wurden im vorliegenden Diagramm nur Ereignisse verwendet, deren Richtung Anpassung einer gekrümmten Schauerfront rekonstruiert wurde.

mit dem Raumwinkelelement $d\Omega = 2\pi \sin \Theta d\Theta$ und der senkrecht zur Einfallrichtung projizierten Detektorfläche $A = A_{\perp} \cdot \cos \Theta$. Wegen der Symmetrie der Atmosphäre im Azimut und weiterhin unter der Annahme isotroper Ankunft der Teilchen kann

$$F(\Theta, \phi, E) = F(\Theta, E) \quad (5.2)$$

angesetzt werden. Wie weiter oben erwähnt, ist die Minimalenergie $E_{min}(\Theta)$ für 100 % Triggerwahrscheinlichkeit aufgrund der unterschiedlichen zu durchquerenden atmosphärischen Tiefen vom Zenitwinkel Θ abhängig. Die Kurve konstanter Intensität ist also bei einem festgelegten maximalen Zenitwinkel Θ_{max} erst bei der Mindestenergie $E_{min}(\Theta_{max})$ in den Daten zu sehen. In dieser Arbeit werden Winkel bis $\Theta_{max} = 60^{\circ}$ betrachtet, mit Mindestenergie für 100 % Triggerwahrscheinlichkeit $E_{min}(\Theta_{max} = 60^{\circ}) < 2 \cdot 10^{18} \text{ eV} \approx 10^{18.3} \text{ eV}$. Zu betrachten ist also die Winkelverteilung für Energien oberhalb von $10^{18.3} \text{ eV}$. Mathematisch ist dies die Integration von $F(\Theta, E)$ über E von $E_0 = 10^{18.3} \text{ eV}$ bis ∞

$$\begin{aligned} F(\Theta, E) &= \frac{dN(\Theta, E)}{d\Omega dE} \cdot \frac{1}{A_{\perp} T \cos \Theta} \\ F(\Theta, E > E_0) &= \int_{E_0}^{\infty} F(\Theta, E') dE' \\ &= \frac{1}{A_{\perp} T \cos \Theta} \cdot \frac{dN(\Theta, E > E_0)}{d\Omega}. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Mit dem Raumwinkelelement $d\Omega = 2\pi \sin \Theta d\Theta$ folgt

$$F(\Theta, E > E_0) = \frac{1}{2\pi A_{\perp} T} \frac{dN(\Theta, E > E_0)}{\cos \Theta \sin \Theta d\Theta}. \quad (5.4)$$

Nun kann eine Substitution vorgenommen werden:

$$\begin{aligned} x &= \frac{1}{2} \sin^2 \Theta \\ dx &= \sin \Theta \cos \Theta d\Theta \\ F(x, E > E_0) &= \frac{1}{2\pi A_{\perp} T} \cdot \frac{dN(x, E > E_0)}{dx}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Unter der Voraussetzung konstanter Intensität, also konstantem $F(x, E > E_0)$ gehen wir nun wieder von Differentialen zu Differenzen über und erhalten:

$$\frac{N(x_{low} < \sin^2 \Theta < x_{high}, E > E_0)}{|x_{high} - x_{low}|} = const. \quad (5.6)$$

mit $x_{low} = \sin^2 \Theta_{low}$ und $x_{high} = \sin^2 \Theta_{high}$

das heißt, in gleich breiten $\sin^2 \Theta$ -Intervallen findet man gleich viele Ereignisse. In Abbildung 5.2 sind die Verteilungen der Ereignisse, rekonstruiert unter Verwendung der NKG-Funktion, in $\sin^2 \Theta$ für verschiedene Energieschwellen aufgetragen. Innerhalb der Fehler ist eine flache Verteilung in $\sin^2 \Theta$ zu erkennen. Somit kann aus den vorhandenen Daten eine isotrope Ankunft der Primärteilchen am oberen Rand der Atmosphäre gezeigt werden. Dies wird im Rahmen der Energiebestimmung in Kapitel 6 von Bedeutung sein.

Die Verteilung der Ereignisse in $\sin^2 \Theta$ ist im Falle der Rekonstruktion mit Hilfe anderer Lateralverteilungsfunktionen ebenfalls für verschiedene Energieschwellen oberhalb $E_0 = 2 \cdot 10^{18}$ eV bis zu einem Zenitwinkel $\Theta < 60^\circ$ ebenfalls flach. Auch hier ergibt sich also konstante Intensität.

Die vorliegende Richtungsanalyse wurde mit dem lokalen Zenitwinkel Θ vorgenommen, die gesehene Isotropie ist hiermit nur für den Bereich im Sichtfeld des südlichen Detektorsystems innerhalb des Koordinatensystems des Detektorsystems gezeigt. Die Verteilung der Herkunftsrichtung im Koordinatensystem möglicher Quellen erfordert neben der Umrechnung vom lokalen Koordinatensystem auch eine Berechnung der Akzeptanz des Detektors in Abhängigkeit von möglichen Quellpositionen, welche aufgrund der Bewegung des lokalen Bezugssystem zu dem möglicher Quellen nicht-trivial ist. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen.

5.2 Verschiedene Ansätze der LDF

Die Bestimmung der intrinsischen Schauerparameter aus Ereignissen im Teilchendetektorfeld hängt stark von einer geeigneten Wahl der Parametrisierung der Lateralverteilung ab. Aus theoretischen Überlegungen und aus den Erfahrungen verschiedener Experimente steht eine Auswahl von potentiell geeigneten Funktionen zur Verfügung, aus welchen nun die geeignetste auszuwählen ist. Hierbei ist es nötig, möglichst wenig durch bereits gemachte Annahmen über die Form der Verteilung beeinflusst zu werden. Es bietet sich also an, mit experimentellen Daten statt Simulationen zu arbeiten. Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere Lateralverteilungsfunktionen (siehe Abbildung 5.3) anhand der Qualität der Anpassung an die Daten auf ihre Tauglichkeit für die Analyse von Auger-Daten überprüft. Die rekonstruierte Lateralverteilung für Ereignisse aus einem bestimmten Energie- und Winkelintervall wird in

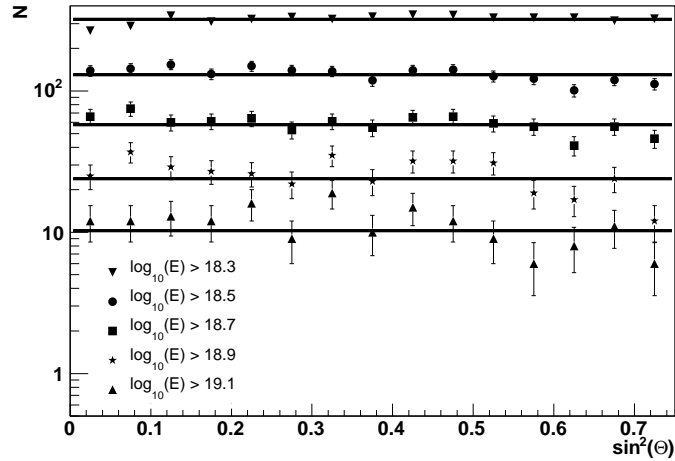


Abbildung 5.2: Die Häufigkeit von Ereignissen gegen $\sin^2 \Theta$ mit $\Theta < 60^\circ$. Kapitel 5.1 erläutert, dass die hier gezeigte flache Verteilung die Gleichverteilung der Anknüpfstrichtungen der Teilchen der kosmischen Strahlung am oberen Rand der Atmosphäre zeigt.

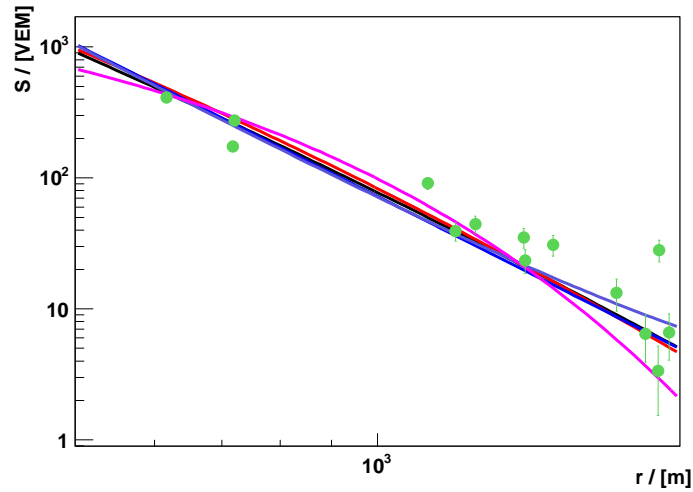


Abbildung 5.3: Zur Verdeutlichung der Unterschiede der Parametrisierung der Lateralverteilung wie auch der Robustheit des Energieschätzers S_{1000} unter verschiedenen Parameterisierungen wurden hier die angepassten Parametrisierungen der Lateralverteilung für ein Ereignis (#700760) über den Signalhöhen der Stationen geplottet.

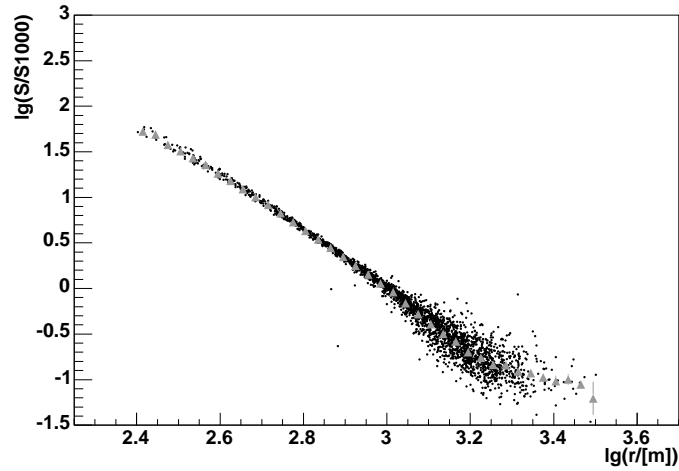


Abbildung 5.4: In diesem Bild wurden zur Verdeutlichung der Lateralverteilung alle Tanks aller Ereignisse mit ihrem Signal in Einheiten von S_{1000} und ihrem Abstand vom Schauerszentrum für einen spezifischen Winkel- und Energiebereich eingetragen. Hier gezeigt sind alle Ereignisse mit $1.2 \leq \sec \Theta < 1.4$ und $18.5 \leq \log_{10}(E/1 \text{ eV}) < 19.0$ für die NKG-Funktion. Exemplarische Auftragungen für andere Lateralverteilungen und andere Winkel- und Energiebereiche sind in Anhang C zu finden.

Abbildung 5.4 exemplarisch für die NKG-Funktion (siehe Abschnitt 5.2.2) durch Auftragung der Stationen verschiedener Ereignisse in einem Bild verdeutlicht. Die zugehörigen relativen Abweichungen oder Residuen der Stationen vom theoretischen Verlauf werden in Abbildung 5.5 gezeigt. Speziell die Residuen stellen eines der Werkzeuge zur Bewertung der einzelnen Funktionen anhand der realen Daten dar. Für alle Parametrisierungen wurden die Steigungsparameter der Funktionen sowohl von der Energie E als auch vom Zenitwinkel Θ abhängig parametrisiert. Diese aus analytischen Zuordnungen gewonnenen Werte werden in der Rekonstruktion kleiner Ereignisse direkt benutzt. Dies gilt auch für den Fall, dass eine Anpassung der Steigungsparameter nicht nötig oder nicht wünschenswert ist. Im Falle der Anpassung der Steigungsparameter durch einen Fit fungieren die aus diesen Gleichungen gewonnenen Parameter als Startwerte.

Als Energieabschätzung E_{est} für die energieabhängige Parametrisierung der Steigungsparameter der verschiedenen Lateralverteilungsfunktionen wurde

$$\begin{aligned}
 c &= 0.37 - 0.51 \cdot \sec \Theta + 0.3 \cdot \sec^2 \Theta \\
 d &= 1.27 - 0.27 \cdot \sec \Theta + 0.08 \cdot \sec^2 \Theta \\
 E_{est}/1 \text{ eV} &= c \cdot \left(\frac{S_{1000}}{1 \text{ VEM}} \right)^d
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

verwendet. Dies entspricht nicht der später verwendeten Energiebestimmung (siehe Kapitel 6), schätzt die Energie des Schauers aber hinreichend gut für eine Parametrisierung des Steigungsparameters der Lateralverteilung ab.

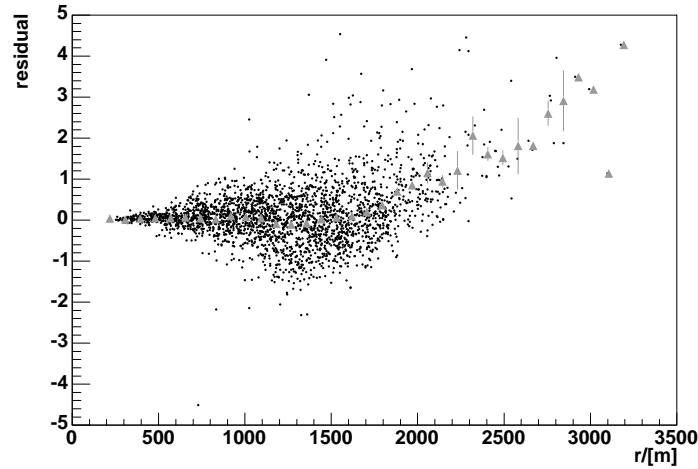


Abbildung 5.5: Aufgetragen sind die Residuen der Anpassung der Lateralverteilung der Tanks aller Ereignisse gegen den Abstand des jeweiligen Tanks zum Schauerzentrum für einen spezifischen Winkel- und Energiebereich. Hier gezeigt sind alle Ereignisse mit $1.2 \leq \sec \Theta < 1.4$ und $18.5 \leq \log_{10}(E/1 \text{ eV}) < 19.0$ für die NKG-Funktion, korrespondierend zu Abbildung 5.4. Exemplarische Auftragungen für andere Lateralverteilungen und andere Winkel- und Energiebereiche sind in Anhang C zu finden.

5.2.1 Potenzfunktion

Die recht naheliegende, einfache Parametrisierung als Potenzfunktion (auch *powerlaw* genannt), also eine simple Abhängigkeit von einer Potenz der Distanz zum Schauerzentrum, stellt eine erste Annäherung an eine Lateralverteilungsfunktion dar. Diese recht einfache Funktion mit nur einem Parameter ähnelt den nachfolgenden Funktionen dahingehend, dass die hauptsächliche Abhängigkeit eine Potenz des Radius' ist. Letztlich sind sowohl die NKG-Funktion als auch die log-log-Parabel durch einen zusätzlichen Faktor mit einer komplizierteren Radiusabhängigkeit aus der Potenzfunktion abgeleitet

$$S(r) = S_{1000} \cdot \left(\frac{r}{1000 \text{ m}} \right)^\nu. \quad (5.8)$$

In der Rekonstruktion wird stets der Parameter S_{1000} angepasst, da er die Höhe der Lateralverteilungsfunktion skaliert, nur bei ausreichend vielen Stationen im Ereignis macht auch eine Anpassung des Steigungsparameters ν Sinn, da mit einer Anpassung des Schauerzentrums, S_{1000} und ν bereits vier Parameter angepasst werden. Dafür sind aber mindestens vier, für eine aussagekräftige Anpassung jedoch mehr Stationen nötig. Daher wird eine Abschätzung von ν nötig. Wie bei den folgenden Funktionen ist der Steigungsparameter hauptsächlich vom Zenitwinkel Θ abhängig, daher wird eine Abschätzung $\nu = \nu(\Theta)$ eingeführt:

$$\nu = -3.0 + 0.7 \cdot \arctan(6 \cdot (0.65 - \cos \Theta)) \quad (5.9)$$

Für Ereignisse, bei welchen ν auch nach der ersten Abschätzung von S_{1000} nicht angepasst werden kann oder soll, wurde eine Parametrisierung aus dem Zenitwinkel Θ sowie einer Abschätzung der Energie angesetzt. Diese liefert zum einen für eine Anpassung von ν an die Daten Startwerte, zum anderen werden bei Ereignissen, für die ν wegen zu geringer Stationenzahl nicht angepasst werden kann, diese Werte von ν als fixierte Parameter benutzt.

Ebenfalls wird das Ergebnis dieser Schätzung als festes ν benutzt, wenn aufgrund der radialen Verteilung der Stationen um das Schauerzentrum die Aussagekraft einer Anpassung von β in Frage gestellt wäre. Für die Potenzfunktion wurde folgende Abschätzung benutzt:

$$\begin{aligned} \nu &= \nu_0 + 0.7 \cdot \arctan(6 \cdot (0.65 - \cos \Theta)) \\ \text{mit } \nu_0 &= -2.97 - 0.189 \cdot \log_{10}(E_{est}/1 \text{ eV}) \end{aligned} \quad (5.10)$$

5.2.2 Die NKG-Funktion

Die Näherung nach Nishimura, Kamata und Greisen (*NKG-Funktion* [Gre56, Kam58] wurde bereits in Gleichung 2.5

$$\rho_{ch}(r) = \frac{N_{ch}}{2\pi r_0^2} \cdot C \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^{s-2} \cdot \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{s-4.5} \quad (5.11)$$

vorgestellt, sie bildet eine theoretisch motivierte, jedoch auch in vielen Experimenten bestätigte Parametrisierung der lateralen Dichteverteilung der elektromagnetischen Komponenten. Sie ist allerdings nicht nur für γ -induzierte Schauer tauglich, sondern unter Umdeutung der Parameter S und r_0 auch für hadronisch induzierte Kaskaden, deren elektromagnetische Komponente als Überlagerung vieler γ -induzierter Schauer betrachtet werden kann. Im Falle der Rekonstruktion von Oberflächendetektorereignissen des Pierre-Auger-Observatoriums ist das gemessene Signal kein rein elektromagnetisches, sondern eine Summe der Signale von Elektronen, Photonen und Myonen. Hadronen gehen in der Regel nicht in das Signal ein, da sie sehr eng um die Schauerachse konzentriert sind und daher bei der recht geringen Flächenbelegung des Pierre-Auger-Observatoriums nur in sehr seltenen Fällen eine Detektorstation treffen. Durch die breiter verteilte myonische Komponente ist eine zusätzliche Umdeutung der Parameter zu erwarten, zudem entspricht die Signalstärke durch die unterschiedliche Detektorantwort auf Myonen und Elektronen nicht exakt den Teilchendichten.

Innerhalb der Auger-Rekonstruktion wird daher eine abgewandelte Form benutzt, die zudem als Normierung den Energieschätzer S_{1000} enthält. Gleichung 5.12 stellt die Implementierung der NKG-artigen Funktion der vorliegenden Rekonstruktion dar, der Parameter β stellt die umgedeutete Ersetzung des lateralen Schaueralters dar, während γ den Grad des nicht-elektromagnetischen Verhaltens der Lateralverteilung anzeigt.

$$S(r) = S_{1000} \cdot \left(\frac{r}{1000 \text{ m}}\right)^\beta \cdot \left(\frac{700 \text{ m} + r}{1700 \text{ m}}\right)^{\beta+\gamma} \quad (5.12)$$

Es ist zu erkennen, dass lediglich der dritte Faktor die Abweichung von einem Potenzgesetz trägt. Wie auch beim Potenzgesetz werden zwei Abschätzungen des Steigungsparameters benötigt, da für eine energieabhängige Parametrisierung S_{1000} in einer ersten Schätzung bekannt sein muss. Zunächst wird β also mit

$$\beta = -3.3 + 0.9 \cdot \sec \Theta \quad (5.13)$$

abgeschätzt, um dann mittels des ersten Ergebnisses für S_{1000} detaillierter bestimmt zu werden nach

$$\begin{aligned} \beta &= \beta_0 + 0.98(\sec \Theta - 1) \\ \text{mit } \beta_0 &= -2.26 - 0.195 \cdot \log_{10}(E_{est}/1 \text{ eV}). \end{aligned} \quad (5.14)$$

Wie bereits in Kapitel 4 beschrieben, erfordert eine Anpassung des Krümmungsparameters γ sehr hochwertige Ereignisse, so dass bei der Notwendigkeit eines hinreichend großen Satzes von Ereignissen die Bedingungen für eine aussagekräftige Anpassung von γ nicht gegeben sind. Ferner ist γ in bisherigen Untersuchungen mit 0 verträglich, so dass für die NKG-Funktion innerhalb dieser Arbeit stets ein festes $\gamma = 0$ verwendet wurde.

5.2.3 Die log-log-Parabel

Im Rahmen einer Annäherung an die Lateralverteilungsfunktion mit Hilfe simulierter Schauer wurde eine empirische, durch die Struktur der Simulationen inspirierte Parametrisierung unter der Bezeichnung *log-log-Parabel* vorgeschlagen [Bil02]. Die Betrachtung fußt auf der Auftragung der Stationen mit Signalhöhe S und Abstand vom Schauerzentrum r in doppellogarithmischer Form. In dieser Auftragung wurde nun eine Parabel mit drei Parametern angesetzt:

$$\begin{aligned} y &= A + Bx + Cx^2 \\ x &= \log_{10} \left(\frac{r}{1000 \text{ m}} \right) \\ y &= \log_{10}(S_{VEM}) \end{aligned} \quad (5.15)$$

Hierbei steht der Parameter A für die Normierung, ist also eine logarithmische Darstellung von $S_{1000} = 10^A$, B ist der Steigungsparameter, welcher die Steilheit des lateralen Abfalles der Signalstärke in den Tanks beschreibt. C schließlich ist ein Maß für die Abweichung der Verteilung von einer Potenzfunktion. S_{VEM} steht für die Signalstärke in Einheiten eines vertikal den Detektor passierenden Myons, also eines 1 VEM (siehe Kapitel 3.1.2). Diese Funktion wurde von Pierre Billoir und Pierre da Silva in [Bil02] eingeführt und soll speziell bei großen Schauern eine bessere Übereinstimmung mit dem Schauerprofil als eine einfache Potenzfunktion zeigen. Um die log-log-Parabel in vergleichbaren Anpassungs-Prozeduren wie eine Potenzfunktion oder die NKG-Funktion zu verwenden, kann sie in eine nichtlogarithmische Schreibweise überführt werden, welche auch ihre Eigenschaft als Erweiterung einer Potenzfunktion um einen Parameter höherer Ordnung aufzeigt:

$$\begin{aligned} \log_{10} S(r) &= \log_{10} \left(A + B \log_{10} \frac{r}{1000 \text{ m}} + C \left[\log_{10} \frac{r}{1000 \text{ m}} \right]^2 \right) \\ S(r) &= 10^A \cdot 10^{B \log_{10} r/1000 \text{ m}} \cdot 10^{C (\log_{10} r/1000 \text{ m})} \\ S(r) &= 10^A \cdot \left(\frac{r}{1000 \text{ m}} \right)^B \cdot \left(\frac{r}{1000 \text{ m}} \right)^{C \cdot \log r/1000 \text{ m}} \end{aligned}$$

Hierbei zeigt sich offensichtlich $S_{1000} = 10^A$. Die log-log-Parabel ist für Distanzen zum Schauerzentrum von unter $r = 300 \text{ m}$ ungeeignet (siehe auch [Bil02]), daher wird hier direkt eine Potenzfunktion mit $\nu = B + C \cdot \log_{10}(300 \text{ m}/1000 \text{ m})$ angeschlossen

$$\begin{aligned} S(r) &= S_{1000} \cdot \left(\frac{r}{1000 \text{ m}} \right)^{B+C \cdot \log_{10} \left(\frac{r}{1000 \text{ m}} \right)} \quad , \quad r > 300 \text{ m} \\ S(r) &= S_{1000} \cdot \left(\frac{r}{1000 \text{ m}} \right)^{B+C \cdot \log_{10}(0.3)} \quad , \quad r < 300 \text{ m}. \end{aligned} \quad (5.16)$$

Als Abschätzung und Startwert für die Anpassung von B wird vor der ersten Anpassungsstufe, also noch ohne eine Energieabschätzung mittels S_{1000} ,

$$B = -3.0 + 0.7 \cdot \arctan(6 \cdot (0.65 - \cos \Theta)) \quad (5.17)$$

benutzt, was der Abschätzung für eine unmodifizierte Potenzfunktion entspricht. Dies ist ausreichend, da die Abweichung von der Potenzfunktion, repräsentiert durch γ , hinreichend klein ist, um den Steigungsparameter nicht wesentlich zu ändern. Anschließend wird unter Verwendung einer Energieabschätzung mittels S_{1000} der Steigungsparameter B neu parametrisiert.

$$\begin{aligned} B &= B_0 + 0.7 \cdot \arctan(6 \cdot (0.65 - \cos \Theta)) \\ \text{mit } B_0 &= -2.96 - 0.191 \cdot \log_{10}(E_{est}/1 \text{ eV}) \end{aligned} \quad (5.18)$$

Auch hier wird die Abschätzung sowohl als Startwert für eine Anpassung benutzt als auch als fester Wert für Ereignisse verwendet, die nicht mit freiem Steigungsparameter rekonstruiert werden können oder sollen.

Speziell eine Anpassung des Parameters C erfordert eine große Anzahl von Stationen mit weit verteilten Distanzen zum Schauerzentrum für ein sinnvolles Ergebnis. Daher wird er im Folgenden nicht angepasst, sondern mittels einer aus sehr großen, gut verstandenen Ereignissen erhaltenen Funktion des Zenitwinkels Θ abgeschätzt und dann über die Rekonstruktion hinweg festgehalten.

$$C = -0.5 + 0.05 \cdot \sin(8.0 \cdot (\cos \Theta - 0.6)) \quad (5.19)$$

5.2.4 Die Haverah-Park-Funktion

Ein weiterer Ansatz zur Parametrisierung der Lateralverteilung wurde in der Analyse des Experiments *Haverah Park* [Coy97] benutzt, welches mittels Wasser-Cerenkov-Detektoren auf einer Gesamtfläche von zwölf Quadratkilometern über einen Zeitraum von 20 Jahren bis 1987 ausgedehnte Luftschauer gemessen hat.

Insbesondere die Tatsache, dass Haverah Park mit dem selben Detektortyp wie das Oberflächenarray des Pierre-Auger-Observatoriums arbeitete, macht die Prüfung des Ansatzes dieses Experiments für die Lateralverteilungsfunktion für diese Arbeit interessant. Die vorliegende Funktion beschreibt die laterale Signaldichte in den Wasser-Cerenkov-Detektoren, erzeugt von den geladenen Teilchen

$$\begin{aligned} S(r) &= S_{1000} \cdot \left(\frac{r}{1000 \text{ m}}\right)^{-(\eta + \frac{r}{r_0})}, \quad r < 800 \text{ m} \\ S(r) &= S_{1000} \cdot \left(\frac{1}{800}\right)^\beta \cdot \left(\frac{r}{1000 \text{ m}}\right)^{-(\eta + \frac{r}{r_0}) + \beta}, \quad r > 800 \text{ m}. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Der Steigungsparameter η variiert hierbei mit dem Zenitwinkel, während $r_0 = 4000 \text{ m}$ vom Zenitwinkel unabhängig vorgefunden wurde [Coy97]. In der vorliegenden Schreibweise wurden der Radius r sowie die Normierung S_{1000} der Verwendung mit dem Energieschätzer S_{1000} des Pierre-Auger-Observatoriums angepasst.

Aus Ereignissen mit hohen Multiplizitäten und guten Anpassungen von η wurde die folgende Abschätzung von η zunächst nur als Funktion vom Zenitwinkel Θ gewonnen

$$\eta = -6.0 + 1.5 \cdot \sec \Theta. \quad (5.21)$$

Nach Gewinnen einer ersten Abschätzung für S_{1000} wird dann die energieabhängige Parametrisierung verwendet, welche eine erhebliche Verbesserung der Qualität der Rekonstruktion bei festgehaltenem η erlaubt

$$\begin{aligned}\eta_0 &= \eta_0 + 1.26 \cdot (\sec \Theta - 1) \\ \text{mit } \eta_0 &= -3.96 - 0.179 \cdot \log_{10}(E_{est}/1 \text{ eV}).\end{aligned}\tag{5.22}$$

Der zweite Parameter der Haverah-Park-Funktion β (nicht zu verwechseln mit dem Parameter β der NKG-Funktion) wurde, wie auch die Formparameter der anderen f_{LDF} , in der vorliegenden Analyse auf den von einer Analyse an Ereignissen hoher Multiplizitäten fixiert

$$\beta = -0.015 + 0.02 \cdot \sec \Theta.\tag{5.23}$$

5.2.5 Exponentialfunktion

Zum Vergleich mit den empirischen sowie theoretisch motivierten Funktionen wurde eine reine *Exponentialfunktion* ebenfalls auf ihre Eignung als Parametrisierung der Lateralverteilung analysiert.

$$S(r) = S_{1000} \cdot e^{\tau \cdot r/1000 \text{ m}}\tag{5.24}$$

Auch hier wurde eine Abschätzung von τ in Abhängigkeit von einer groben Energieabschätzung sowie dem Zenitwinkel eingeführt:

$$\begin{aligned}\tau &= \tau_0 + 1.1 \cdot (\sec \Theta - 1) \\ \text{mit } \tau_0 &= -3.8 - 0.08 \cdot \log_{10}(E_{est}/1 \text{ eV})\end{aligned}\tag{5.25}$$

5.2.6 Auswahl der optimalen Parametrisierung

Zum Vergleich der Qualität verschiedener Parametrisierungen der Lateralverteilung wurden hier zunächst die Verteilungen der Residuen betrachtet. Hierfür wurden für die verschiedenen Parametrisierungen für fünf Winkelintervalle in $\sec \Theta$ von jeweils 0.2 Breite das Mittel und die Streuung der Residuen bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 für Anpassung der Lateralverteilung unter Festhalten des Steigungsparameters für Ereignisse mit mindestens 4 Tanks aufgetragen, Tabelle 5.2 zeigt die entsprechenden Werte für Anpassungen mit gefittetem Steigungsparameter für Ereignisse mit mindestens 6 Tanks, da unterhalb dieser Zahl nicht genügend Information über die Lateralverteilung zur Verfügung steht, um den Steigungsparameter anzupassen.

Da auch eine Energieabhängigkeit der Lateralverteilungsfunktion möglich ist, wurden die entsprechenden Tabellen 5.3 und 5.4 auch für Energieintervalle erstellt, es ist hierbei aber zu beachten, dass die Energierekonstruktion über den Wert der Lateralverteilung bei 1000 Meter Distanz zum Schauerzentrum vorgenommen wird, was wiederum die genaue Form der Lateralverteilung in die hier gezeigte Energie eingehen lässt. Daher wurden die Ereigniszahlen pro Energieintervall hier gesondert aufgeschlüsselt. Es ist zu erkennen, dass die Zahlen der Einträge in den einzelnen Energieintervall voneinander abweichen, was aus leichten, fitbedingten Unterschieden im Wert von S_{1000} herrührt. Deutlich ist zu erkennen, dass bei Funktionen, die zur Verschiebung zu höherer Energie neigen, die Mittelwerte der Residuen ins Negative tendieren. Diese Abweichungen rühren von der Qualität der Anpassung her, welche natürlich mit weniger guter Übereinstimmung der Funktion f_{LDF} mit den Daten leidet. Insbesondere im Falle hoher Multiplizitäten und damit hoher Energien ist die korrekte Modellierung der echten Lateralverteilung mit einer geeigneten Parametrisierung von größerer Bedeutung. Unzureichende Übereinstimmung der Funktionen zeigt sich hier deutlicher, da mit mehr Stationen die echte Lateralverteilung besser nachvollzogen werden kann.

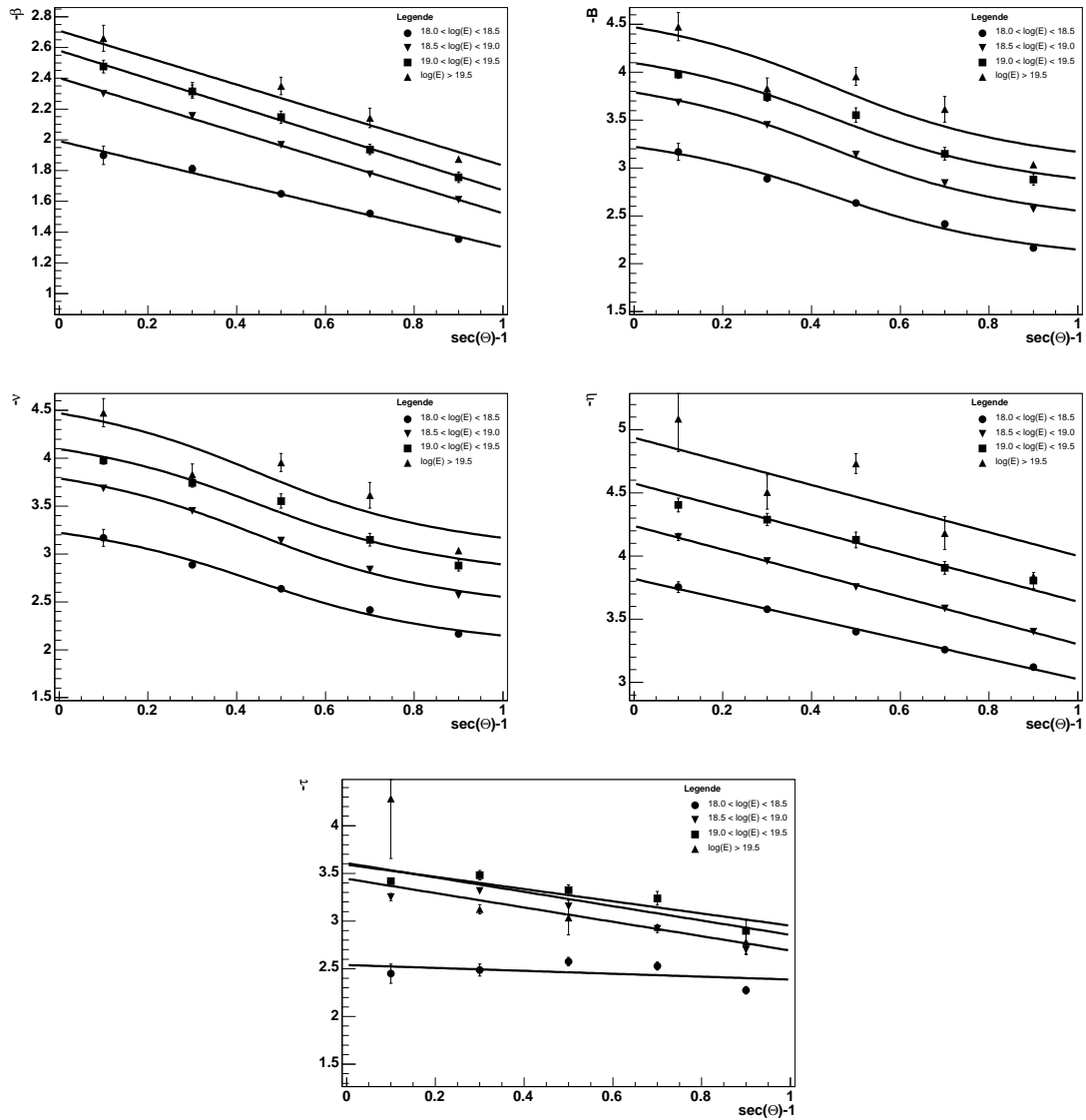


Abbildung 5.6: Parametrisierungen der Steigungsparameter in Energie E und Zenitwinkel Θ . Von links oben nach rechts unten: NKG-Funktion, log-log-Parabel, Potenzfunktion, Haverah-Park-Funktion, Exponentialfunktion. Es ist zu erkennen, dass eine geeignete Parametrisierung des Steigungsparameters τ Exponentialfunktion versagt, da die Exponentialfunktion auch per se keine geeignete Parametrisierung der Lateralverteilung ausgedehnter Luftschauer ist.

sec(Θ)-Intervall	#	NKG, β fest		log P, B fest		PL, ν fest		HP, η fest		exp, τ fest	
		mittel	streu.	mittel	streu.	mittel	streu.	mittel	streu.	mittel	streu.
$1.0 \leq \sec \Theta < 1.2$	6082	0.046	0.463	0.174	0.924	0.059	0.512	0.060	0.485	0.058	0.609
$1.2 \leq \sec \Theta < 1.4$	6841	0.066	0.523	0.180	0.970	0.084	0.591	0.094	0.581	0.043	0.670
$1.4 \leq \sec \Theta < 1.6$	5543	0.079	0.570	0.163	0.982	0.092	0.626	0.117	0.652	0.039	0.756
$1.6 \leq \sec \Theta < 1.8$	3468	0.103	0.618	0.151	0.993	0.115	0.671	0.188	0.737	0.037	0.849
$1.8 \leq \sec \Theta \leq 2.0$	1866	0.128	0.658	0.147	1.036	0.142	0.743	0.320	0.839	0.052	0.887

Tabelle 5.1: Die Residuen bei Rekonstruktion mit **festem** Steigungsparameter für verschiedene Lateralverteilungsfunktionen und sec Θ -Intervalle

sec(Θ)-Intervall	#	NKG, β frei		log P, B frei		PL, ν frei		HP, η frei		exp, τ frei	
		mittel	streu.	mittel	streu.	mittel	streu.	mittel	streu.	mittel	streu.
$1.0 \leq \sec \Theta < 1.2$	197	0.015	0.395	0.048	0.396	0.048	0.396	0.062	0.525	-0.192	0.576
$1.2 \leq \sec \Theta < 1.4$	457	0.004	0.470	0.027	0.481	0.027	0.481	0.057	0.639	-0.169	0.689
$1.4 \leq \sec \Theta < 1.6$	584	0.019	0.529	0.039	0.533	0.039	0.533	0.085	0.717	-0.121	0.709
$1.6 \leq \sec \Theta < 1.8$	530	0.053	0.609	0.077	0.610	0.077	0.609	0.148	0.901	-0.099	0.876
$1.8 \leq \sec \Theta \leq 2.0$	447	0.085	0.627	0.104	0.643	0.104	0.643	0.200	0.988	-0.042	0.861

Tabelle 5.2: Die Residuen bei Rekonstruktion mit **freiem** Steigungsparameter für verschiedene Lateralverteilungsfunktionen und sec Θ -Intervalle

Energie-Intervall	NKG, β fest			log P, B fest			PL, ν fest			HP, η fest			exp, τ fest		
	#	mittel	streu.	#	mittel	streu.	#	mittel	streu.	#	mittel	streu.	#	mittel	streu.
$\lg(\frac{E}{1\text{eV}}) < 18.0$	9330	0.087	0.584	10593	0.277	1.097	10809	0.103	0.665	12374	0.261	0.906	7875	0.135	0.752
$18.0 \leq \lg(\frac{E}{1\text{eV}}) < 18.5$	15062	0.127	0.604	13982	0.132	0.910	14052	0.117	0.687	12722	0.236	0.781	14666	0.078	0.680
$18.5 \leq \lg(\frac{E}{1\text{eV}}) < 19.0$	2467	0.166	0.946	2321	0.037	1.148	2058	0.089	0.885	1858	0.290	0.973	4090	-0.112	1.037
$19.0 \leq \lg(\frac{E}{1\text{eV}}) < 19.5$	305	0.036	1.274	284	-0.010	1.272	248	0.166	0.984	220	0.625	1.469	550	-0.591	1.448
$\lg(\frac{E}{1\text{eV}}) \geq 19.5$	47	-0.107	1.671	47	-0.175	1.329	33	0.329	1.142	24	1.004	2.048	65	-1.172	1.891

Tabelle 5.3: Die Residuen bei Rekonstruktion mit **festem** Steigungsparameter für verschiedene Lateralverteilungsfunktionen und Energieintervalle

Energie-Intervall	NKG, β frei			log P, B frei			PL, η frei			HP, η frei			exp, η frei		
	#	mittel	streu.	#	mittel	streu.	#	mittel	streu.	#	mittel	streu.	#	mittel	streu.
$\lg(\frac{E}{1\text{eV}}) < 18.0$	16	0.003	0.324	19	0.043	0.438	20	0.039	0.432	128	0.358	1.120	7	0.042	0.556
$18.0 \leq \lg(\frac{E}{1\text{eV}}) < 18.5$	2259	0.102	0.619	2389	0.116	0.617	2391	0.117	0.618	2615	0.269	1.031	1820	0.045	0.759
$18.5 \leq \lg(\frac{E}{1\text{eV}}) < 19.0$	1369	0.099	0.785	1341	0.134	0.809	1342	0.134	0.809	1031	0.223	1.153	1749	-0.043	0.938
$19.0 \leq \lg(\frac{E}{1\text{eV}}) < 19.5$	197	0.089	0.898	176	0.153	0.946	176	0.153	0.946	145	0.200	1.412	318	-0.385	1.254
$\lg(\frac{E}{1\text{eV}}) \geq 19.5$	28	0.098	1.010	27	0.201	1.117	27	0.201	1.117	20	0.343	2.003	46	-0.851	1.664

Tabelle 5.4: Die Residuen bei Rekonstruktion mit **freiem** Steigungsparameter für verschiedene Lateralverteilungsfunktionen und Energieintervalle

Die Methode, nach der die Lateralverteilungsfunktionen standardmäßig an die realen Ereignisse angepasst werden, ist eine Maximum-Likelihood-Methode. Diese wird in Anhang B und [Veb05] detailliert beschrieben, daher soll hier nur kurz umrissen werden, was die folgende Analyse mit Hilfe dieser Methode auszusagen in der Lage ist. Letztlich wird hier eine Wahrscheinlichkeit definiert, dass die vorliegende Funktion mit den angepassten Parametern die zugrundeliegenden Daten aus dem Detektorfeld am besten beschreibt. Diese Wahrscheinlichkeit wird im Rahmen der Methode maximiert, wobei der Funktionswert der Maximum-Likelihood-Funktion L_{max} ähnlich dem χ^2 nicht nur von der Wahl der Parameter, sondern auch von der Eignung der Funktion für das Problem abhängt. Die Tatsache, dass der Wert der maximierten Maximum-Likelihood-Funktion L_{max} für verschiedene Lateralverteilungsfunktionen differiert, spiegelt die Qualität der entsprechenden Funktion für das Problem wieder. In der vorliegenden Analyse wurden die Maximum-Likelihood-Werte L_{max}^{NKG} der bereits durch die Analyse der Residuen favorisierten NKG-Funktion in Form eines Quotienten mit den Werten für die anderen Parametrisierungen verglichen. Aufgrund der Tatsache, dass bei geringen Multiplizitäten die Unterschiede gering bleiben, wurde dieser Quotient gegen die Anzahl der Tanks im Ereignis aufgetragen. Insbesondere die Tendenz zu hohen Multiplizitäten hin darf als signifikant angesehen werden.

In den Abbildungen 5.7 und 5.8 ist deutlich zu erkennen, dass zu großen Multiplizitäten hin die Qualität der Anpassungen für alle Parametrisierungen deutlich schlechter wird als für die NKG-Funktion. Dies qualifiziert diese Parametrisierung insbesondere auch für die kleineren Multiplizitäten, da eine Multiplizitätsabhängigkeit der Form der realen Lateralverteilung unwahrscheinlich ist, auch wenn bei sehr kleiner Multiplizität die genaue Form der Lateralverteilung

5.3 Positionsbestimmung des Schauerzentrums

Die Bestimmung des Schauerzentrums ist mit der Bestimmung der Lateralverteilung verknüpft, da die Lateralverteilungsfunktion die Signalhöhe $S(r)$ in Abhängigkeit des Abstandes vom Schauerzentrum r bestimmt. Wegen der Verschränkung dieser Größen, also der Koordinaten des Schauerzentrums $\vec{x}_{core} = (x_{core}, y_{core}, z_{core})$ und der Parameter von f_{LDF} , werden sie im Rahmen der Rekonstruktion von Ereignissen des Oberflächendetektorfeldes gemeinsam angepasst. Die Anpassung des Schauerzentrums wird also bereits durch die Wahl der Parametrisierung beeinflusst.

Die Abweichung des rekonstruierten Schauerzentrums $\vec{x}_{core,rec}$ vom realen Schauerzentrum \vec{x}_{core} kann nur anhand von Simulationen bestimmt werden, allerdings erlaubt das nicht mit einer Annahme über die Lateralverteilung behaftete Schauerzentrum einer Hybridrekonstruktion eine Abschätzung der Abweichung. Hierfür wurden sogenannte goldene Hybrid-Ereignisse, welche unabhängig voneinander sowohl in den Fluoreszenzteleskopen als auch mit dem Teilchendetektorarray beobachtet wurden, sowohl mit einer hybridbasierten Geometrierekonstruktion als auch als reine SD-Ereignisse rekonstruiert. Anschließend wurden die rekonstruierten Positionen des Schauerzentrums verglichen. In Abbildung 5.9 ist die Distanz des Schauerzentrums aus der Hybrid-Rekonstruktion gegen das Schauerzentrum aus der reinen Oberflächendetektorrekonstruktion aufgetragen.

Die Verschiebungen des Schauerzentrums sind innerhalb der Streuung miteinander vereinbar, allerdings sind die Verschiebungen des Schauerzentrums für keine der Funktionen mit 0 verträglich.

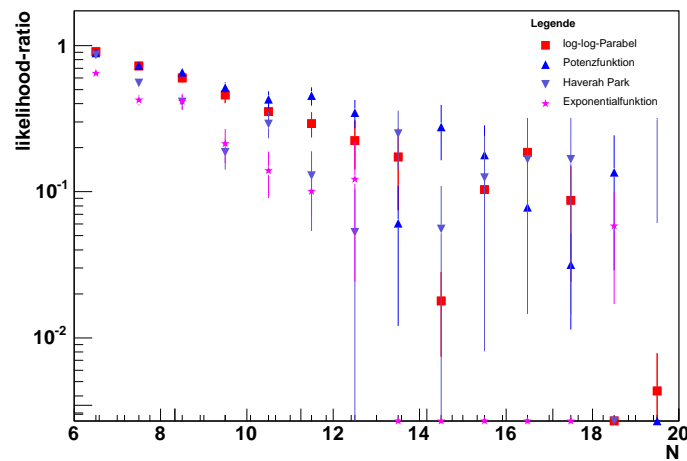


Abbildung 5.7: Auftragung der Likelihood-Verhältnisse aus den Anpassungen verschiedener Lateralverteilungen verglichen mit der NKG-Funktion. Der Quotient der Likelihood-Werte wurde Ereignis für Ereignis bestimmt und dann gegen die Multiplizität aufgetragen. Der **Steigungsparameter** war hierbei auf die zenitwinkelabhängige Abschätzung **fixiert**.

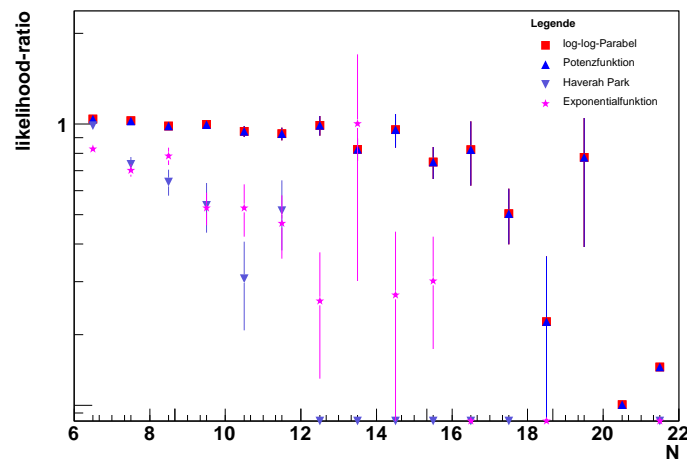


Abbildung 5.8: Auftragung der Likelihood-Verhältnisse aus den Anpassungen verschiedener Lateralverteilungen verglichen mit der NKG-Funktion. Der Quotient der Likelihood-Werte wurde Ereignis für Ereignis bestimmt und dann gegen die Multiplizität aufgetragen. Hier wurde auch der **Steigungsparameter** **angepasst**.

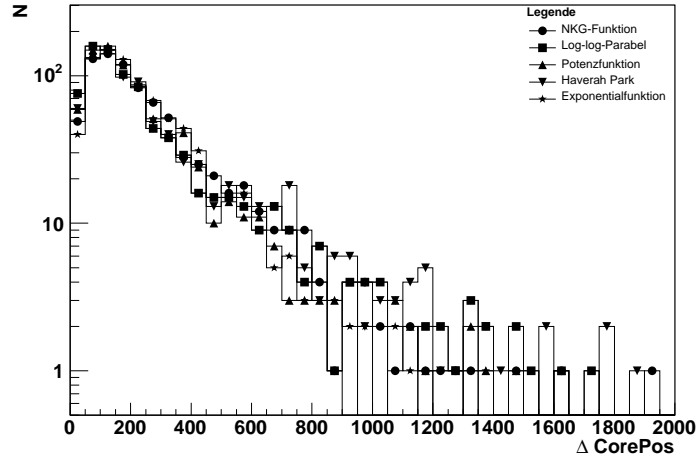


Abbildung 5.9: Die Distanz zwischen dem Schauerzentrum mit der Hybrid-Rekonstruktion und dem Schauerzentrum ohne Verwendung von Fluoreszenz-Informationen. Für alle Funktionen erhält man eine mittlere Distanz von ungefähr 150 m zwischen den Schauerzentren aus den beiden Rekonstruktionen.

5.4 S_{1000} -Bestimmung

Der Parameter S_{1000} ist in jeder der verwendeten Lateralverteilungsfunktionen der Normierungsparameter. Er wird für jede Parametrisierung angepasst, selbst wenn die Steigungs- und Formparameter der Lateralverteilung nicht angepasst werden. Er dient als Energieschätzer, weshalb ihm eine große Bedeutung in der Rekonstruktion zukommt. Für eine zuverlässige Bestimmung der Energie ist es nötig, dass der Parameter S_{1000} nur wenig vom Zenitwinkel Θ , der Masse des Primärteilchens sowie der gewählten Parametrisierung der Lateralverteilung abhängt. Letzteres ist insbesondere deshalb wichtig, um auch bei ungünstiger Verteilung der Stationen in der Distanz r zum Schauerzentrum zuverlässige Werte für S_{1000} zu erhalten, da die Energierekonstruktion S_{1000} als Dreh- und Angelpunkt beinhaltet. Um die Stabilität von S_{1000} zu überprüfen, wurden im Folgenden anhand des hier betrachteten Datensatzes die relativen Unterschiede in S_{1000} für verschiedene Lateralverteilungsfunktionen bestimmt und aufgetragen. Um die Abweichungen zu bestimmen, wurden Ereignis für Ereignis die relativen Differenzen (Gleichung 5.26) in S_{1000} für verschiedene Parametrisierungen gebildet und in Abbildung 5.10 mit der NKG-Funktion als Referenz aufgetragen

$$\Delta_{rel} S_{1000} := \frac{S_{1000}[\text{LDF}_i] - S_{1000}[\text{LDF}_j]}{S_{1000}[\text{LDF}_{NKG}]} \quad (5.26)$$

In Abbildung 5.10 ist zu erkennen, dass $S_{1000}[\text{LDF}]$ im Falle der Exponentialfunktion (Abbildung 5.10 rechts unten) eine starke Abweichung vom durch die NKG-Funktion vorhergesagten Wert aufweist. Zusätzlich sind dieselben Kurven für verschiedene Intervalle von $\sec \Theta$ eingetragen, sie sind in ihrer Form mit den schwarzen Kurven für alle Zenitwinkel $0^\circ \leq \Theta \leq 60^\circ$ identisch. Die Verschiebung von S_{1000} durch Nutzung verschiedener Lateralverteilungen ist also nur sehr schwach vom Zenitwinkel Θ abhängig.

Wir erhalten für Energien $E > 2 \cdot 10^{18} \text{ eV} \approx 10^{18.3} \text{ eV}$ die in Tabelle 5.5 angegebenen relativen Abweichungen des Energieschätzers $S_{1000}[\text{LDF}]$ vom entsprechenden Wert der NKG-Funktion $S_{1000}[\text{NKG}]$. Die Zahlen machen deutlich, dass die rekonstruierten Werte von S_{1000}

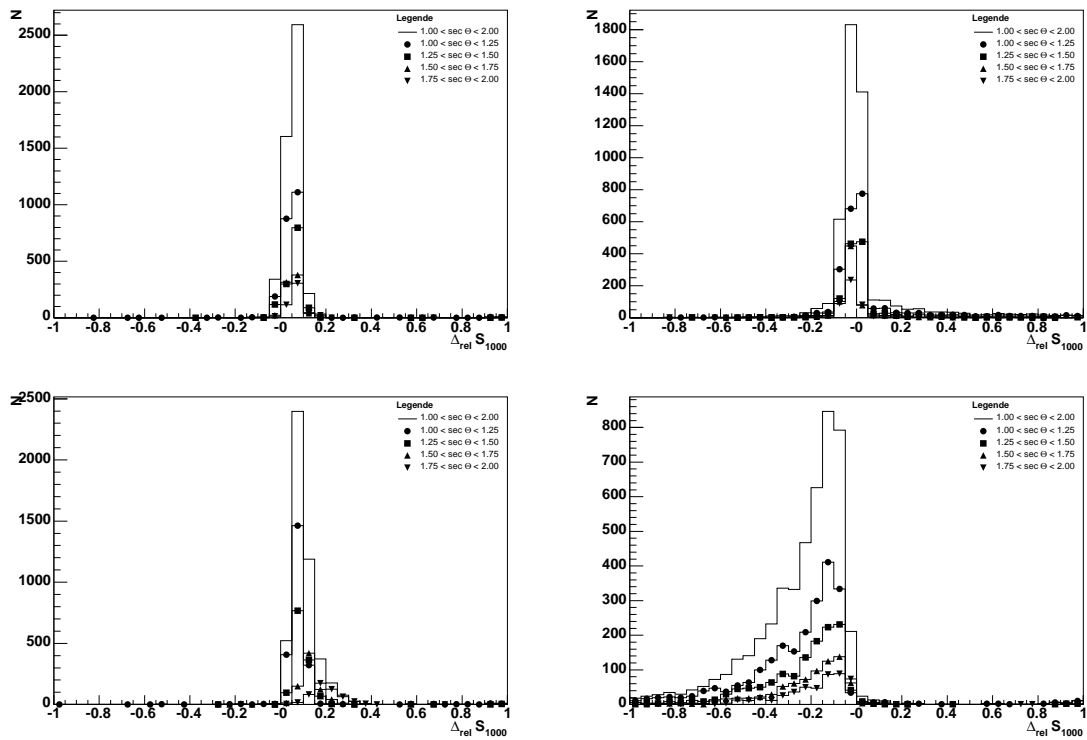


Abbildung 5.10: Abweichung von $S_{1000}[\text{LDF}]$ von $S_{1000}[\text{NKG}]$. Aufgetragen sind Ereignisse für Ereignis die Ergebnisse von Gleichung 5.26. Von rechts oben nach links unten, jeweils gegen die Ergebnisse für die NKG-Funktion als LDF_i: Potenzfunktion, log-log-Parabel, Haverah Park-Funktion, Exponentialfunktion. Es wurden nur Ereignisse mit einer Energie von $E > 10^{18.3} \text{ eV}$ (nach NKG-Funktion) berücksichtigt.

LDF	$\Delta_{rel} S_{1000}$
log-log-Parabel	-2.7 % \pm 18 %
Potenzfunktion	-5.6 % \pm 7 %
Haverah Park	-10.4 % \pm 9 %
Exponentialfunktion	+23.7 % \pm 21 %

Tabelle 5.5: Die relative Abweichung des Energieschätzers S_{1000} [LDF] von S_{1000} [NKG] für die verschiedenen Parametrisierungen f_{LDF} .

für die Haverah Park-Funktion, die log-log-Parabel und das Potenzgesetz zwar im Mittel verschoben, jedoch innerhalb der Streuung mit der S_{1000} -Bestimmung mit der NKG-Funktion verträglich sind. Die Abweichungen sind für die Exponentialfunktion wesentlich größer als bei den anderen hier überprüften Funktionen.

Die geringe Streuung der Abweichungen des Wertes S_{1000} für die NKG-Funktion, die log-log-Parabel, das Potenzgesetz und die Haverah-Park-Funktion legt nahe, dass auch in einem Energiespektrum lediglich eine systematische Verschiebung der Energie auftritt, die Form des Spektrums aber gleich bleibt. In Kapitel 6 werden wir sehen, dass sich die Spektren nach den Rekonstruktionen mit diesen vier Funktionen tatsächlich lediglich um eine Verschiebung der Energie unterscheiden, während das Spektrum aus der Rekonstruktion mittels Exponentialfunktion andere Strukturen aufweisen.

Die Prämisse, dass der Energieschätzer S_{1000} bei der Wahl einer hinreichend geeigneten Lateralverteilungsfunktion zuverlässig rekonstruiert wird, kann also mit Einschränkung bestätigt werden. Es sind leichte Abhängigkeiten vom Zenitwinkel Θ erkennbar, welche verbleibende geringe Unzlänglichkeiten der Parametrisierung des Steigungsparameters darstellen könnten.

Die starken, weit gestreuten Abweichungen des Parameters S_{1000} von den Werten im Falle der anderen Parametrisierungen bestätigen deren Inkompatibilität mit einer realen Lateralverteilung eines ausgedehnten Luftschauers, welche bereits durch die theoretisch motivierte Parametrisierung in Form der NKG-Funktion [Gre56, Kam58] in Form von deren Struktur als Erweiterung der Potenzfunktion nahegelegt wird.

5.5 Vergleiche mit Hybrid-Daten und Möglichkeiten des Hybrid-Detektors

Hybrid-Ereignisse ermöglichen eine ganze Fülle weitergehender Analysen, da sie nicht nur eine genauere Betrachtung der für den Oberflächenarray zugänglichen Observablen ermöglichen, sondern auch durch die Fluoreszenzteleskope Größen wie zum Beispiel das Schauermaximum X_{max} zugänglich machen, die für ein reines SD-Ereignis nicht oder nur über Umwege bestimmt werden können.

5.5.1 Hybrid-Geometrierekonstruktion

Wie in Kapitel 5.3 erläutert, ist das Schauerzentrum in der reinen SD-Rekonstruktion mit einer Annahme über die Parametrisierung der Lateralverteilungsfunktion behaftet, da seine Position in Form zweier weiterer Parameter in die erste Anpassung der Lateralverteilung aufgenommen wird. Da keine von den Signalhöhen und Signalzeiten in den Tanks unabhängige Information über die Position des Schauerzentrums aus den Signalen des Oberflächendetektors gewonnen werden kann, ist dies unumgänglich. Für Hybridereignisse ist eine solche unabhängige oder weitgehend unabhängige Information aber in Form der Geometrierekonstruktion des

FD verfügbar. Im Falle von Hybridereignissen steht allerdings eine noch weit genauere Methode zur Bestimmung des Schauerzentrums zur Verfügung, welche ohne eine Annahme über die Lateralverteilungsfunktion auskommt und sowohl die Daten des Fluoreszenzdetektors als auch des Oberflächendetektorfeldes benutzt.

Die Funktionsweise dieser Methode der Geometriebestimmung stellt eine Erweiterung der Geometrierekonstruktion des Fluoreszenzdetektors dar. Diese fixiert die Schauerachse zunächst in einer Ebene, in welcher alle Projektionen der Spur in der Kamera auf den beobachteten Himmel liegen. Diese Ebene ist die Schauer-Detektor-Ebene. Um die Entfernung der Achse sowie deren Lage innerhalb der Schauer-Detektor-Ebene zu bestimmen, wird ein mit Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre propagierender Schauer angenommen und die erwartete Zeitstruktur der Spur an die gemessene Spur angepasst [Daw01]. Hierbei stellen sich aber diverse Probleme, denn der Schauer und auch das Fluoreszenzlicht sind atmosphärischen Effekten unterworfen, welche selbst unter genauer Kenntnis der Atmosphäre zu Unsicherheiten führen. Eine genaue Kenntnis der gesamten Atmosphäre über dem Experiment ist ebenfalls nicht zu jedem Zeitpunkt gegeben, da dies permanente Messungen durch Ballons erfordern würde. Dies führt zu einer Unsicherheit im Ort des Schauerzentrums wie auch in den Richtungskosinus der Schauerachse.

Diese Unsicherheit kann weitaus verringert werden, indem man ein Zeitsignal nahe des Schauerzentrums hinzuzieht: Einen getriggerten Tank des Detektorfeldes. Man erhält damit die Zeit, welche sehr nahe an der Zeit des Schauers im Schauerzentrum bei Erreichen des Bodens liegt, mit welcher man die Zeitinformation aus dem Fluoreszenzdetektor abgleichen kann. Man benutzt hierfür den Tank, welcher am nächsten am Schauerzentrum lag. Im Regelfall ist dies die Station mit dem höchsten Signal, welche auch zunächst verwendet wird. Ist die Anpassung an diese Station zu schlecht, wird die mit nächstniedrigerem Signal verwendet, und so weiter, bis entweder ein passender Tank gefunden ist oder das Ereignis verworfen wird, weil keine Tanks mehr übrig sind. Durch die reine Abhängigkeit vom Zeitsignal im Tank (die Signalthöhe fungiert nur als Auswahlhilfe, sie wird in dieser Hybrid-Rekonstruktion nicht benutzt) erhält man so Schauerzentrum und Achse ohne Verwendung der Signalthöhen der Tanks, ist also nicht auf einen gewichteten Schwerpunkt angewiesen. Zudem ist diese Art der Rekonstruktion der Schauergeometrie mit geringeren Fehlern behaftet als die alleinige SD- oder FD-Rekonstruktion. Tiefergehende Informationen zu dieser Methode sind in [Sou03] zu finden.

Die Möglichkeit, das Schauerzentrum unabhängig von einem gewichteten Schwerpunkt der SD-Stationen zu bestimmen, eröffnet natürlich neue Möglichkeiten für die Auswahl der Lateralverteilungsfunktion. Das Schauerzentrum kann aus der Anpassungsprozedur genommen werden, denn es wurde mit besserer Genauigkeit bereits zuvor durch die Hybrid-Rekonstruktion der Schauergeometrie bestimmt. Zum einen verhindert dies die Verschiebung des Schauerzentrums, welche die gewählte Lateralverteilungsfunktion besser passend erscheinen lässt, als sie tatsächlich ist, zum anderen ermöglicht die Reduktion der Zahl der Parameter um 2 auch eine Anpassung des Steigungsparameters bei niedrigeren Multiplizitäten. Dies erlaubt nun, mittels der selben Methoden wie oben für reine SD-Daten verwendet, die Qualität der Lateralverteilungsfunktion zu bewerten. In den Abbildungen 5.11 und 5.12 sind die Likelihood-Raten wie in Kapitel 5.2 für verschiedene Ansätze der Lateralverteilungsfunktion im Vergleich zur NKG-Funktion aufgezeigt. Deutlich ist zu erkennen, dass auch hier die NKG-Funktion bevorzugt wird, speziell für aussagekräftige Anpassungen bei hohen Multiplizitäten. Log-log-Parabel und die Haverah Park-Funktion sowie die reine Potenzfunktion zeigen wie erwartet deutlich bessere Raten als die Exponentialfunktion.

Zum besseren Vergleich wurden ferner auch die Residuen-Tabellen für freien Steigungsparameter in Tabelle 5.6 und Tabelle 5.7 aufgetragen. Auch hier ist eine deutliche Bevorzugung der NKG-Funktion zu erkennen.

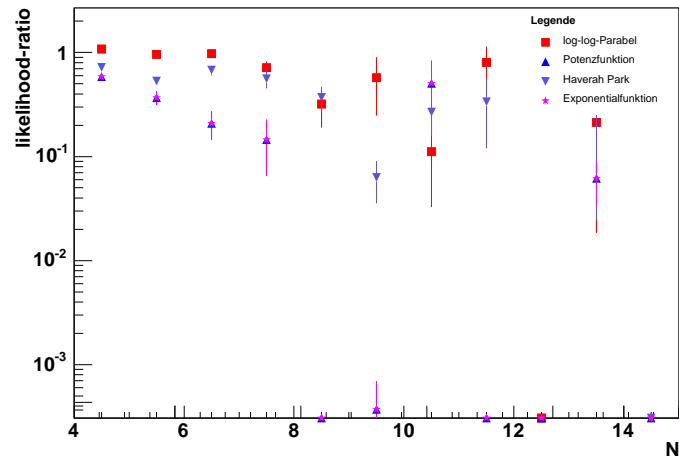


Abbildung 5.11: Auftragung der Likelihood-Verhältnisse aus den Anpassungen verschiedener Lateralverteilungen verglichen mit der NKG-Funktion. Der Quotient der Likelihood-Werte wurde Ereignis für Ereignis bestimmt und dann gegen die Multiplizität aufgetragen. Der **Steigungsparameter** war hierbei auf die zenitwinkelabhängige Abschätzung **fixiert**.

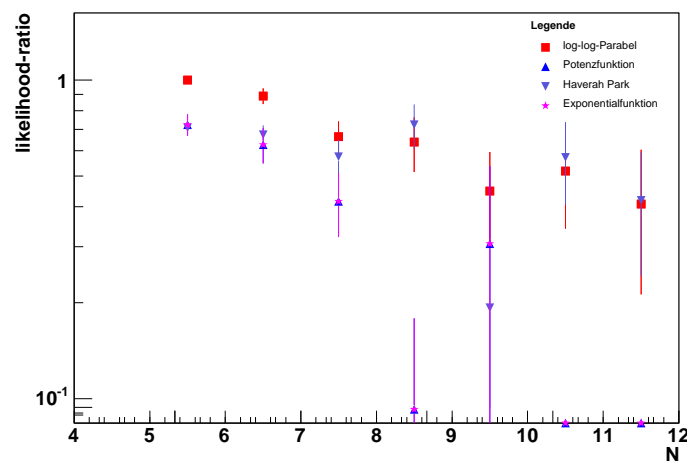


Abbildung 5.12: Auftragung der Likelihood-Verhältnisse aus den Anpassungen verschiedener Lateralverteilungen verglichen mit der NKG-Funktion. Der Quotient der Likelihood-Werte wurde Ereignis für Ereignis bestimmt und dann gegen die Multiplizität aufgetragen. Hier wurde auch der **Steigungsparameter angepasst**, jedoch das Schauerzentrum wurde auf der von der **Hybrid-Geometrie-Rekonstruktion** gelieferten Punkt belassen.

sec Θ -Intervall	#	NKG, β frei		log P, B frei		PL, ν frei		HP, η frei		exp, τ frei	
		mittel	streu.	mittel	streu.	mittel	streu.	mittel	streu.	mittel	streu.
$1.0 \leq \sec \Theta < 1.2$	368	0.010	1.176	0.044	1.218	-0.004	1.389	0.177	1.300	-0.235	1.357
$1.2 \leq \sec \Theta < 1.4$	420	0.024	1.274	0.062	1.285	-0.099	1.440	0.163	1.384	-0.139	1.370
$1.4 \leq \sec \Theta < 1.6$	293	0.009	1.252	0.007	1.243	-0.152	1.664	0.151	1.397	-0.129	1.397
$1.6 \leq \sec \Theta < 1.8$	177	0.030	1.315	-0.017	1.349	-0.155	1.711	0.192	1.542	-0.111	1.489
$1.8 \leq \sec \Theta \leq 2.0$	113	-0.002	1.359	-0.036	1.354	-0.195	1.722	0.193	1.554	-0.136	1.419

Tabelle 5.6: Die Residuen bei **Hybrid-Rekonstruktion** mit **freiem** Steigungsparameter für verschiedene Lateralverteilungsfunktionen und sec Θ -Intervalle.

Energie-Intervall	NKG, β frei		log P, B frei		PL, η frei		HP, η frei		exp, η frei			
	#	mittel	streu.	#	mittel	streu.	#	mittel	streu.	#	mittel	streu.
$\lg(\frac{E}{1\text{eV}}) < 18.0$	289	0.371	1.322	301	0.391	1.358	231	0.307	1.263	410	0.596	1.571
$18.0 \leq \lg(\frac{E}{1\text{eV}}) < 18.5$	776	-0.034	1.124	753	-0.021	1.136	727	-0.003	1.377	688	0.035	1.213
$18.5 \leq \lg(\frac{E}{1\text{eV}}) < 19.0$	250	-0.155	1.345	258	-0.166	1.341	351	-0.406	1.768	216	-0.042	1.333
$\lg(\frac{E}{1\text{eV}}) \geq 19.5$	56	-0.272	1.862	59	-0.306	1.874	71	-0.523	2.203	54	-0.209	2.182

Tabelle 5.7: Die Residuen bei **Hybrid-Rekonstruktion** mit **freiem** Steigungsparameter für verschiedene Lateralverteilungsfunktionen für verschiedene Energieintervalle. Speziell für sehr hochenergetische Schauer sind die Residuen der NKG-Funktion im Mittel klein und wenig gestreut.

5.5.2 Lateralverteilung und longitudinales Profil

Die analytischen Parametrisierungen sowohl der longitudinalen Schauerentwicklung als auch der lateralen Dichte definieren ein Schaueralter. Im Falle der longitudinalen Schauerentwicklung (siehe Gleichungen 2.2 und 2.3) stellt es gewissermaßen die Laufvariable der Entwicklung dar, während die Lateralverteilung (siehe Gleichungen 2.5 und 5.11) gewissermaßen eine Momentaufnahme des Schauers bei einem bestimmten Alter darstellt, der laterale Schaueralter-Parameter also mit dem longitudinalen Schaueralter auf Beobachtungsniveau verknüpft sein sollte. Hybrid-Ereignisse des Pierre-Auger-Observatoriums ermöglichen nun durch gleichzeitige Messung der Lateralverteilung durch das Oberflächenarray und des longitudinalen Profils durch die Fluoreszenz-Teleskope eine Erforschung dieses Zusammenhanges.

Eine der gewünschten Schauergrößen ist hier, neben der Energie, die atmosphärische Tiefe der ersten Wechselwirkung oder auch des Schauermaximums, da sie innerhalb von Fluktuationen ein Maß für die Masse des Primärteilchens ist (vgl. Kap. 2.2, die Wechselwirkungslänge für Protonen ist in Luft viermal länger als für Eisenkerne). Innerhalb der recht großen Fluktuationen lassen sich über die atmosphärische Tiefe des Schauermaximums X_{max} noch immer ungefähre Massen für das Primärteilchen angeben. Die Information X_{max} steht aber nur im Falle von FD-Ereignissen direkt aus der Rekonstruktion zur Verfügung. Mittels Hybrid-Ereignissen, die also ein FD- und ein SD-Ereignis zum selben Schauer darstellen, können nun mögliche Zusammenhänge zwischen dem lateralen Schaueralter-Parameter und dem gemessenen Schaueralter untersucht werden.

Es wurde nun also das Schaueralter nach der vereinfachten, in der Auger-Analyse-Software verwendeten Formel 2.3

$$s = \frac{3}{1 + 2 \frac{X_{max}}{X}} \quad (5.27)$$

gegen den Steigungsparameter β der NKG-Funktion aufgetragen. Zur Demonstration des Zusammenhanges wurden die Datenpunkte des Streudiagramms in Abbildung 5.13 zu einem Profil zusammengefasst und eine lineare Funktion an die Punkte angepasst.

In die Auftragung gehen hochwertige *Goldene Hybridereignisse* ein, bei welchen sowohl das Detektorfeld als auch der Fluoreszenzdetektor durch einen internen Trigger ausgelesen wurden. Es wurden lediglich Ereignisse verwendet, bei welchen sich das Schauermaximum im Blickfeld des Fluoreszenzdetektors befand.

Es wurde hierbei die Hybridrekonstruktion verwendet (siehe Kapitel 5.5.1), zudem wurden nur Ereignisse mit sehr guter Rekonstruktion des longitudinalen Profils wie auch der Lateralverteilung benutzt.

Abbildung 5.13 legt einen Zusammenhang des Steigungsparameters der Lateralverteilungsfunktion mit dem Schaueralter nahe, welcher bereits durch den lateralen Schaueralterparameter s der NKG-Funktion für rein elektromagnetische Schauer motiviert ist. Durch die Überlagerung vieler elektromagnetischer Unterschauer in einem hadronisch ausgelösten Luftschauer wird die Bedeutung des lateralen Steigungsparameters als Schaueralter abgeschwächt und modifiziert. Der Steigungsparameter β der innerhalb der Auger-Rekonstruktion verwendeten abgewandelten NKG-Funktion ist somit eine Mittelung über das Schaueralter vieler elektromagnetischer Unterschauer sowie der flacheren Lateralverteilung der Myonen. Der grundsätzliche Zusammenhang mit dem Alter der hadronisch ausgelösten Schauers wird allerdings hier aufgezeigt. Mit Hilfe weiterer Studien von goldenen Hybridereignissen bietet sich daher die Möglichkeit, durch eine geeignete, aus den Daten abgeleitete Konversionsfunktion des Steigungsparameters in ein Schaueralter abzuleiten. Somit ist über Gleichung 5.27 das Schauermaximum zugänglich. In wie weit dies von Fluktuationen mit Fehlern belastet wird, steht zur Prüfung aus. Sollten sich die Fehler als hinreichend klein erweisen, steht in dieser Form

ein Zugang zum massensensitiven Schaueralter zur Verfügung, der auf den weitaus größeren Datensatz der SD-Ereignisse zurückgreift.

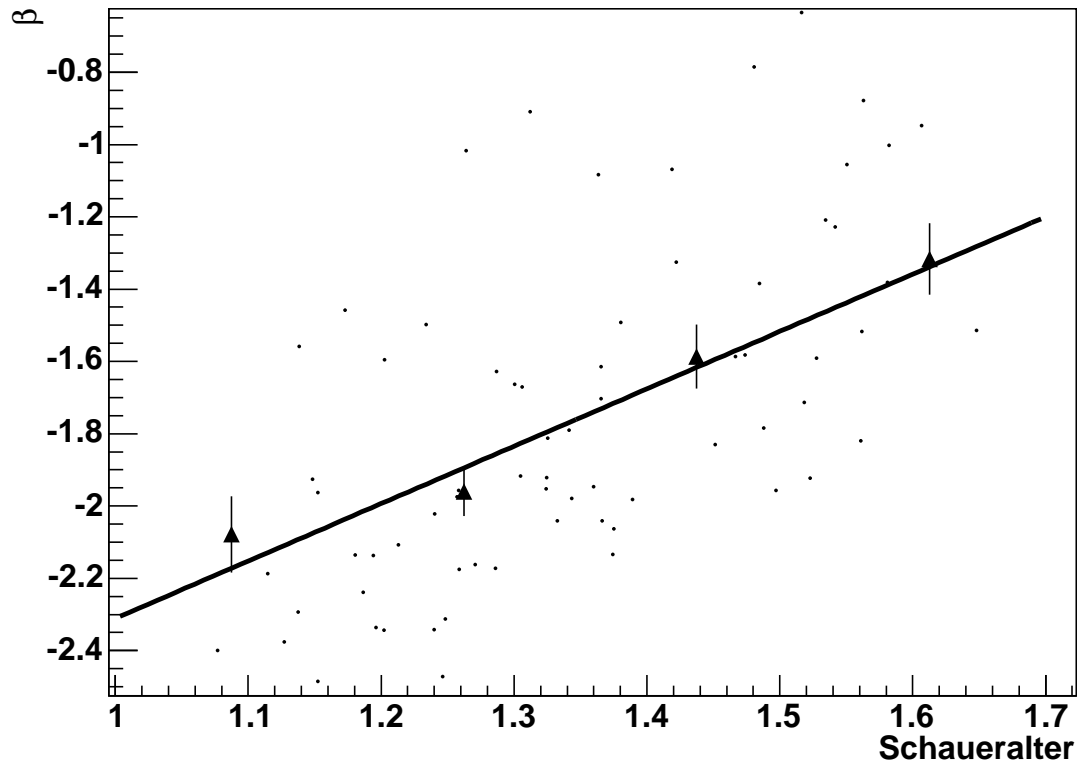


Abbildung 5.13: Der Steigungsparameter β der NKG-Funktion zeigt eine Abhängigkeit vom Schaueralter am Boden. Die Geometrie des Schauers wurde durch Hybrid-Rekonstruktion bestimmt, insbesondere die Position des Schauerzentrums ging nicht in die Anpassung der Lateralverteilung ein.

Kapitel 6

Energiespektrum

6.1 Energiebestimmung - von S_{1000} zur Primärenergie

Die Bestimmung der Schauerenergie und damit auch der Energie des Primärteilchens geschieht, wie erwähnt, innerhalb der SD-Rekonstruktion über den Parameter S_{1000} . Dieser wird als Skalierung der Lateralverteilungsfunktion f_{LDF} in einer Maximum-Likelihood- oder χ^2 -Anpassung bestimmt. Wie in Kapitel 4 erläutert, ist zu diesem Zweck die radiale Abhängigkeit bei $r_{opt} = 1000$ m auf den Wert 1 normiert: $f_{LDF}(1000 \text{ m}) = 1$. S_{1000} wird daher direkt in der Anpassung der Lateralverteilung bestimmt, woraus auch direkt der zugehörige Fehler folgt. Für die Konversion von S_{1000} zur Energie des Schauers und damit der Primärenergie muss nun auch beachtet werden, dass die Energie des Schauers auf Beobachtungsniveau von der bisher durchquerten Materiemenge abhängt, welche sich mit Hilfe des Zenitwinkels bestimmen lässt. Die Bestimmung der Energie aus S_{1000} wird nun in zwei Schritte zerlegt. Zunächst wird ein zenitwinkelunabhängiger Energieschätzer gesucht, welcher dann mit einer weiteren Umrechnung, welche nicht mehr Θ -abhängig ist, in die Primärenergie umgesetzt wird.

Der erste Schritt der Energiebestimmung sucht also einen abgeleiteten Parameter des Schauers, welcher keine Abhängigkeit vom Zenitwinkel Θ aufweist. Man beschränkt sich hier auf Zenitwinkel $\Theta < 60^\circ$, für welche die SD-Rekonstruktion zuverlässig arbeitet. Ferner wird der betrachtete Energiebereich so gewählt, dass der Oberflächendetektor bis hin zu $\Theta < 60^\circ$ mit 100 % Triggerwahrscheinlichkeit arbeitet. Diese Bedingung ist für Energien über $3 \cdot 10^{18}$ eV erfüllt. Bei solchermaßen voller Detektoreffizienz und unter der Annahme isotroper Ankunft der kosmischen Strahlung am oberen Rand der Atmosphäre kann nun die Zenitwinkelabhängigkeit von S_{1000} abgeschätzt werden. Isotrope Ankunft der kosmischen Strahlung am oberen Rand der Atmosphäre und 100 % Triggerwahrscheinlichkeit führen zu der Voraussetzung, dass bei fester Energie für jeden Zenitwinkel gleiche Intensitäten gemessen werden. Dieses Verfahren wurde in [Som05] ausgeführt und findet auch hier Verwendung. Es soll hier nur kurzgefasst erläutert werden:

Es werden anhand eines integralen Spektrums bei festgehaltener Intensität der Parameter S_{1000} und der Zenitwinkel Θ gegeneinander aufgetragen, um eine Funktion $S_{1000} = S_{1000}(\Theta, I_0 = \text{const.})$ zu bestimmen. Auf den Parameter $S_{38} = S_{1000}(38^\circ)$ beim mittleren Ankunftswinkel $\Theta = 38^\circ$ normiert, wird diese Funktion als $CIC(\Theta)$, als Kurve konstanter Intensität (Constant Intensity Curve) bezeichnet:

$$CIC(\Theta) = \frac{S_{1000}(\Theta, I_0 = \text{const.})}{S_{1000}(\Theta = 38^\circ, I_0 = \text{const.})} = \frac{S_{1000}(\Theta, I_0 = \text{const.})}{S_{38}} \quad (6.1)$$

Mit Hilfe dieser Funktion kann nun also aus dem Wert $S_{1000}(\Theta < 60^\circ)$ bei bekanntem Θ der

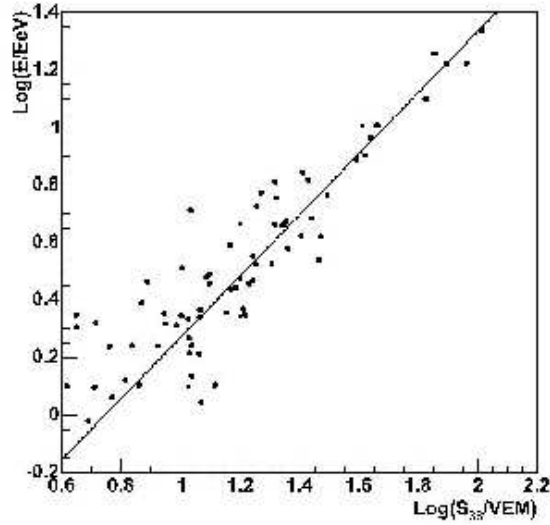


Abbildung 6.1: Auftragung S_{38} gegen die Energie aus der Fluoreszenzdetektorrekonstruktion. Die Gerade ist eine Anpassung, sie liefert Gleichung 6.3. Quelle: [Som05].

äquivalente Wert von S_{38} bei $\Theta = 38^\circ$ bestimmt werden. Es ergibt sich

$$S_{38} = \frac{S_{1000}(\Theta)}{CIC(\Theta)}. \quad (6.2)$$

Von S_{38} zur Primärenergie führt nun in einem zweiten Schritt die unabhängige Rekonstruktion von Hybrid-Ereignissen mit SD und FD. Die Energiebestimmung von FD ist durch die Anpassung eines theoretischen Schauerprofils an das gesehene Schauerprofil nicht vom Schaueralter am Boden abhängig. S_{38} zeigt nun eine deutliche Korrelation mit der Energie aus der Rekonstruktion der Fluoreszenzdetektordaten. Durch eine Anpassung einer Potenzfunktion an eine Auftragung der FD-Energie gegen S_{38} (siehe Abbildung 6.1) erhalten wir:

$$\begin{aligned} \log_{10}(E/1 \text{ EeV}) &= -0.79 + 1.06 \cdot \log_{10}(S_{38}/1 \text{ VEM}), \text{ also:} \\ E &= 0.162 \cdot S_{38}^{1.06} \text{ EeV} \end{aligned} \quad (6.3)$$

Die Gleichungen 6.2 und 6.3 bilden nun die Konversion von S_{1000} in die Energie des Primärteilchens. Natürlich ist die Unsicherheit dieser Konversion auch an die Unsicherheit der Energiebestimmung mit dem Fluoreszenzdetektor sowie die Qualität der Funktion $CIC(\Theta)$ gebunden. Mit Hilfe dieser vorliegenden Funktionen kann nun aus dem vorliegenden Datensatz, auf welchem auch die Analyse des vorigen Kapitels fußt, ein Spektrum erstellt werden.

6.2 Das Energiespektrum mittels verschiedener LDF

Wie in Kapitel 2 erwähnt, ist das Energiespektrum der höchstenergetischen kosmischen Strahlung insbesondere durch die Struktur des *Knöchels* und durch den *GZK-Cutoff* oder sein Fehlen gekennzeichnet. Dies macht die Bestimmung des Energiespektrums zur wohl bedeutendsten Aufgabe von Experimenten wie dem Pierre-Auger-Observatorium. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist insbesondere die Auswahl der geeignetsten Parametrisierung der Lateralverteilung, aus welcher die Rekonstruktion für Daten des Teilchendetektorfeldes über

LDF	γ
NKG-Funktion	3.05 \pm 0.12
log-log-Parabel	3.13 \pm 0.13
Potenzfunktion	3.13 \pm 0.13
Haverah Park	3.29 \pm 0.15
Exponentialfunktion	3.14 \pm 0.09

Tabelle 6.1: Der Spektralindex γ , gewonnen aus Anpassung einer Potenzfunktion, in Abhängigkeit von der zur Rekonstruktion benutzten Lateralverteilungsfunktion.

den Index S_{1000} die Energie des den Schauer auslösenden Primärteilchens bestimmt. In den vorigen Kapiteln wurde eine modifizierte NKG-Funktion als die beste Parametrisierung der Lateralverteilung identifiziert. Die in diesem Kapitel gezeigten Spektren sind jedoch für jede der vorliegenden Parametrisierungen der Lateralverteilung nach der Konversion von S_{1000} zur Primärenergie aus Kapitel 6.1 erstellt worden. Dies geschah unter anderem, um einen Vergleich der Form der Spektren zu bieten.

In den Abbildungen 6.2 und 7.1 wird das Energiespektrum der höchstenergetischen kosmischen Strahlung für verschiedene Parametrisierungen der Lateralverteilung doppellogarithmisch gezeigt. In dieser Auftragung zeigt sich ein Potenzgesetz oder Powerlaw als Gerade. Eine solche Struktur des Spektrums ist deutlich für alle sechs Lateralverteilungsfunktionen zu erkennen. Um mögliche Substrukturen zu erkennen, sind die statistischen Fehler insbesondere im höchstenergetischen Bereich noch zu groß, allerdings werden weitere Daten des Pierre-Auger-Observatoriums die Statistik hier rasch verbessern können, da nicht nur die Beobachtungszeit fortschreitet, sondern auch das Detektorfeld beständig weiter aufgebaut wird. Bislang sind durch die noch nicht ausreichende Statistik also Anzeichen auf Vorhandensein des GZK-Cutoff innerhalb der Fehler nicht zu erkennen. Tendenziell stimmen aber die gezeigten Spektren darin überein, im Bereich von $5 \cdot 10^{19}$ eV oberhalb einer an die Daten angepassten Potenzfunktion zu liegen, während für höhere Energien die Residuen eher negativ sind (siehe Abbildung 6.3).

Die Berechnung der Flüsse der kosmischen Strahlung aus den reinen Ereigniszahlen geschieht durch die Normierung mittels der Akzeptanz des Detektors für den verwendeten Zeitraum. Es wurden nur Ereignisse verwendet, welche die T5-Triggerbedingung erfüllen. Die Fläche, auf welcher Ereignisse den T5-Trigger erfüllen können, wird als aus den hexagonalen Zellen der "Innenfläche" des Detektorfeldes zusammengesetzt betrachtet. Für jedes dieser Sechsecke kann nun eine Zeit, ab der es für Messungen zur Verfügung steht, angegeben werden. Die effektive Messzeit multipliziert mit der effektiven Fläche kann nun berechnet werden. Für die vorliegende Arbeit wurden die entsprechenden Berechnungen freundlicherweise von Etienne Parizot zur Verfügung gestellt [Par05].

Oberhalb einer Schwelle von $3 \cdot 10^{18}$ eV weist der Detektor eine Triggerwahrscheinlichkeit von 100 % auf.

Es wurde an die vorliegenden Spektren in Anlehnung an den Verlauf des bekannten Energiespektrums der kosmischen Strahlung (Gleichung 2.1) jeweils eine Potenzfunktion

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (6.4)$$

mit Exponenten γ angepasst. Da die Flüsse im Bereich sehr hoher Energien sehr gering werden, wurde nicht nur die Auftragung logarithmisch in der Energie gewählt, sondern auch an die vorliegende logarithmische Auftragung angepasst, weshalb die an die Datenpunkte anzupassende Funktion zu

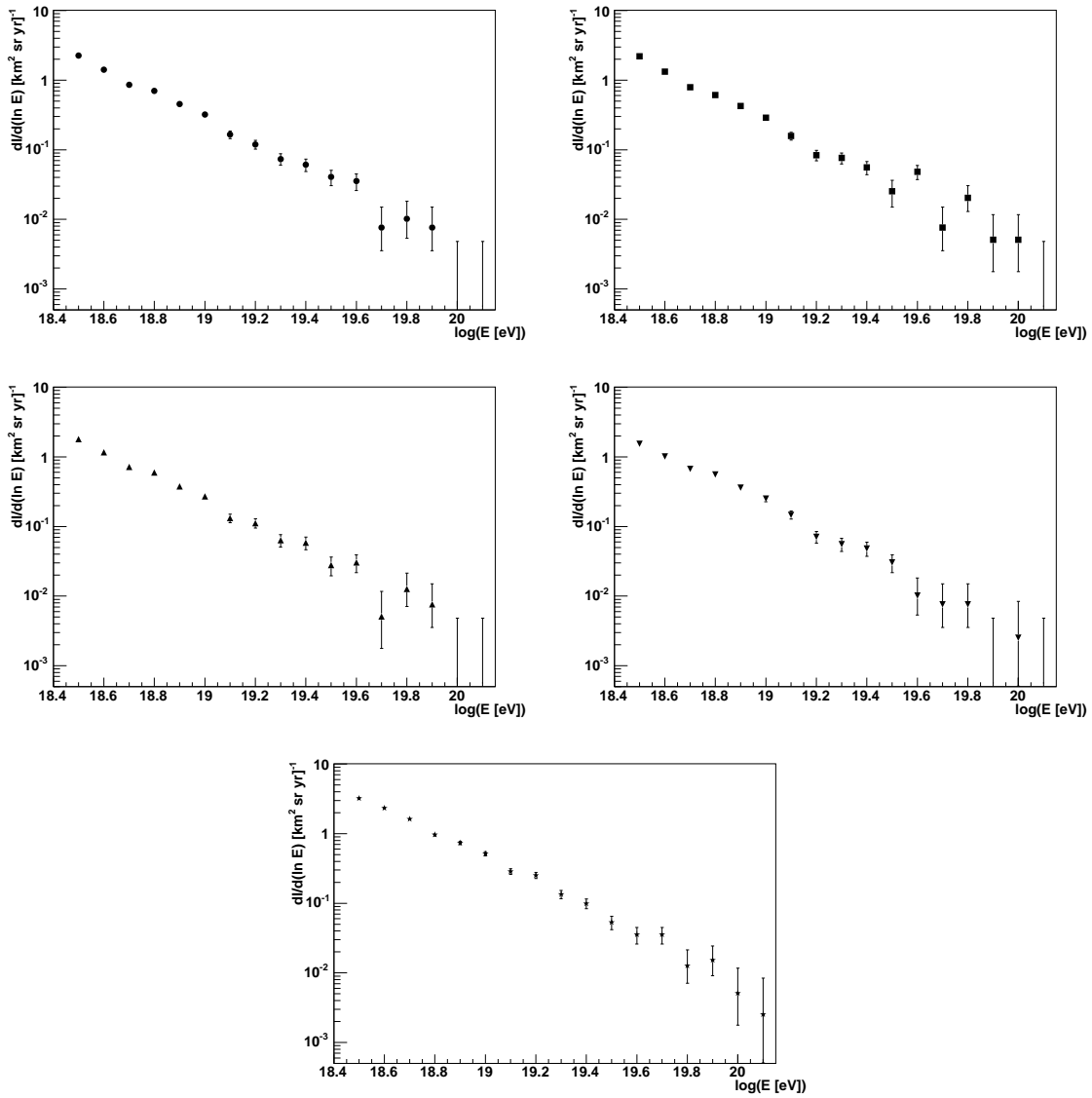


Abbildung 6.2: Das Energiespektrum aus den Auger-SD-Daten, bestimmt mit verschiedenen Lateralverteilungsfunktionen. Von links oben nach rechts unten: NKG-Funktion, log-log-Parabel, Potenzfunktion, Haverah-Park-Funktion und Exponentialfunktion. In Abbildung 7.1 werden die Spektren zum Vergleich in einem Plot aufgetragen.

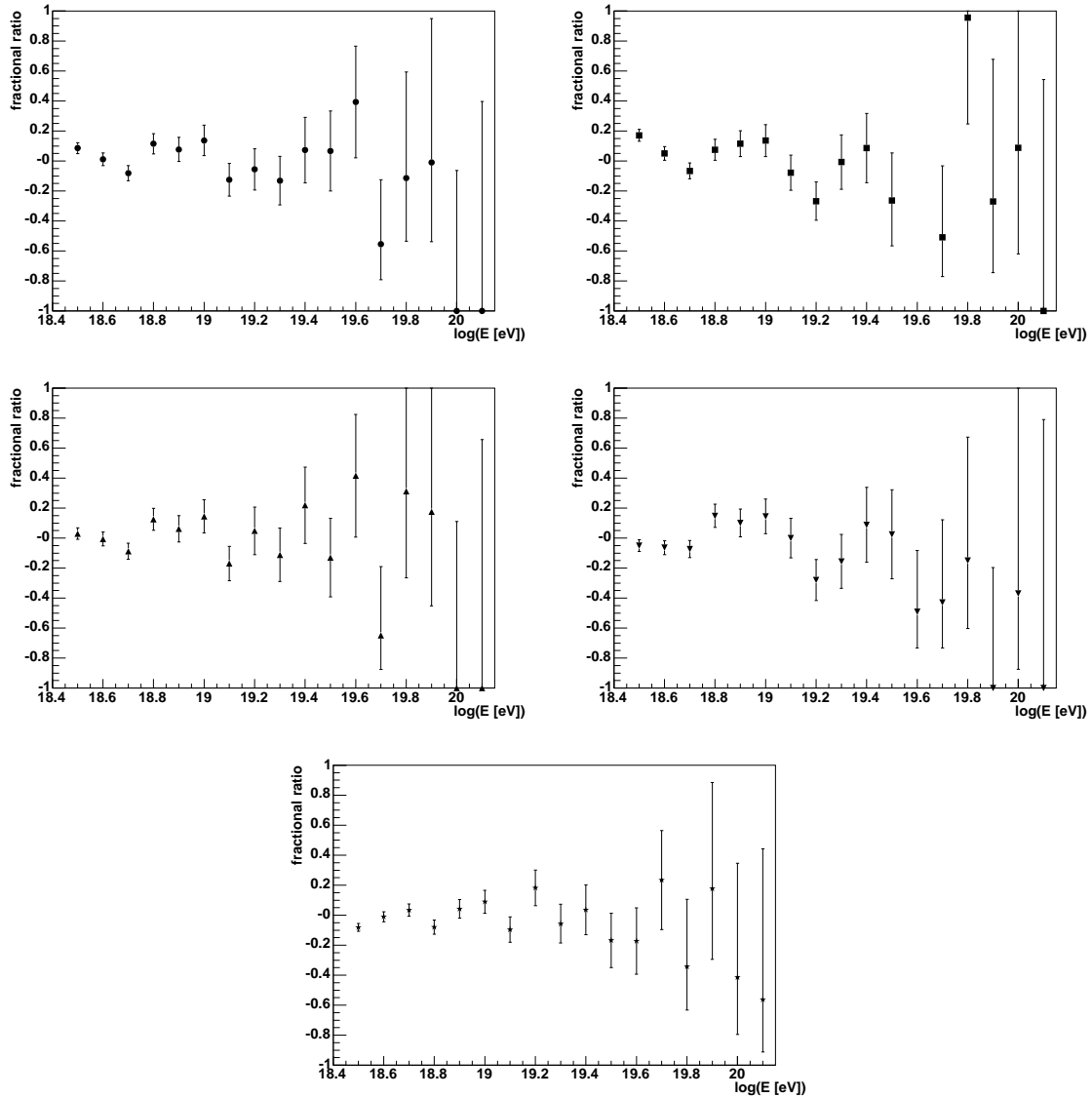


Abbildung 6.3: Die Residuen der Anpassung einer Potenzfunktion an die Spektren aus der Rekonstruktion mit verschiedenen Parametrisierungen der Lateralverteilung. Von links oben nach rechts unten: NKG-Funktion, log-log-Parabel, Potenzfunktion, Haverah-Park-Funktion und Exponentialfunktion. Es zeigen sich für die NKG-Funktion, die log-log-Parabel, die Potenzfunktion und die Haverah Park-Funktion ähnliche, nur leicht verschobene Strukturen. Die Form der Spektren für diese vier verwendeten Lateralverteilungsfunktionen stimmen weitgehend überein. Lediglich für die unphysikalische Exponentialfunktion sieht man deutlich andere Strukturen.

$$\frac{dN}{d\log_{10}(E)} = \exp(\log_{10} N_0 - (\gamma + 1) \log_{10} E) \propto \exp(-(\gamma + 1) \log_{10} E) \quad (6.5)$$

umgeschrieben wurde. Der Parameter N_0 ist eine Normierung, welche für die Analyse der Proportionalität und für die Steigung an sich ohne Bedeutung ist. Der Spektralindex γ des Spektrums, der aus der Anpassung gewonnen wurde, wird in Tabelle 6.1 in Abhängigkeit von der Parametrisierung der Lateralverteilung gezeigt.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im Zuge der Rekonstruktion von Daten des Teilchendetektorfeldes des Pierre-Auger-Observatoriums widmet sich diese Arbeit der Parametrisierung der Lateralverteilung von ultrahochenergetischen Luftschauern. Insbesondere im Hinblick auf die Stabilität der Energiebestimmung wurden verschiedene Lateralverteilungsfunktionen auf ihre Kompatibilität mit der realen Lateralverteilung untersucht. Betrachtet wurden eine einfache Potenzfunktion, eine modifizierte NKG-Funktion, die empirisch formulierte Parametrisierung des Experimentes Haverah Park sowie eine um einen Term höherer Ordnung erweiterte Potenzfunktion, welche als log-log-Parabel bezeichnet wird. Die drei letzteren enthalten jeweils eine Potenzfunktion, werden aber durch weitere, kompliziertere Abhängigkeiten erweitert. Zum Vergleich wurde des weiteren eine reine Exponentialfunktion betrachtet.

Die jeweiligen Funktionen wurden hierfür jeweils in der Rekonstruktion eines zuverlässigen realen Datensatzes des Pierre-Auger-Observatoriums benutzt. Daran anschließend wurde anhand der Qualität der Rekonstruktion mit der jeweiligen Parametrisierung der Lateralverteilung ein Vergleich der Eignung der Funktionen vorgenommen, die Lateralverteilung der Signale im Detektorarray des Pierre-Auger-Observatoriums zu beschreiben. Dabei wurden zum einen die Residuen der Anpassung betrachtet, zum anderen ein Maß für die Übereinstimmung der angepassten Funktion mit den Daten direkt aus dem Anpassungsprozess gewonnen.

Erstere Methode betrachtete speziell in jenem Bereich der Lateralverteilung, welche über die Daten der Detektoren gut zugänglich ist und nicht mit Schwelleneffekten zu kämpfen hat, wobei zumindest alle Stationen der Triggerkonfiguration einbezogen wurden. Es wurden die Residuen bis zu einer Entfernung vom Schauerzentrum von 1500 m aufgetragen und dann ihr Mittelwert und ihre Streuung bestimmt. Das Kriterium hierbei war eine möglichst geringe Abweichung des Mittelwertes von 0, da eine Abweichung von 0 eine Über- oder Unterschätzung in diesem sowohl für den Verlauf als auch den Energieschätzer $S_{1000} = S(1000\text{ m})$ sensiblen Bereich anzeigt. Da der Mittelwert der Residuen über die gesamte Verteilung 0 betragen muss, bedeutet eine solche Abweichung von 0 eine mangelnde Verträglichkeit der gewählten Lateralverteilungsfunktion mit der realen Lateralverteilung. Dieses Kriterium ist leider äußerst schwer mit einem Vertrauensgrad zu bewerten, die Ergebnisse bleiben im wesentlichen qualitativ. Mit dieser Methode wurde in Kapitel 5 eine NKG-artige Parametrisierung als die den Daten am angemessenste Lateralverteilungsfunktion identifiziert.

Der zweite Weg einer Annäherung an eine möglichst gute Parametrisierung der Lateralverteilung ist die Anpassungsmethode selbst. Innerhalb der vorliegenden Rekonstruktionsprozedur wurde eine Maximum-Likelihood-Methode verwendet, welche eine korrekte Behandlung von Schwelleneffekten in weit vom Schauerzentrum entfernten Tanks erlaubt. Ähnlich einer Methode der kleinsten Quadrate wird hier ein Wert, welcher die Passform der gesamten Funktion an die Datenpunkte beschreibt, in ein globales Extremum geführt, wobei die

Maximum-Likelihood-Funktion ein Maximum in dem Satz der besten Parameter aufweist. Der maximale Funktionswert der Likelihood-Funktion ist also ein geeigneter Wert, um die insgesamt Qualität der gewählten Lateralverteilungsfunktion zu bewerten. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit die Quotienten der maximalen Likelihood-Funktionswerte, sogenannte Likelihood-Ratios gebildet. Erwartungsgemäß zeigte sich bei diesen Verhältnissen eine Abhängigkeit von der Anzahl der Stationen in der Anpassung, denn jeder zusätzliche Datenpunkt macht geringere Abweichungen zwischen angenommener Funktion und realem Wert deutlich. Auch in diesem schwerlich mit einem quantitativen Vertrauensgrad zu versehenen Verfahren zeigte sich eine mit zunehmender Stationenzahl, also zunehmenden Freiheitsgraden die NKG-Funktion als beste Parametrisierung.

Im Rahmen der Anpassung der Lateralverteilungsfunktion an reine Oberflächendetektordaten zeigt sich das Problem der Bestimmung des Schauerzentrums. Da seine Position per se nicht bekannt ist, müssen seine Koordinaten aus den Signalhöhen der Tanks in Form eines gewichteten Schwerpunktes bestimmt werden. Ferner wird die Position des Schauerzentrums hier also bereits mit Hilfe einer Annahme über die Lateralverteilungsfunktion bestimmt. Das Problem hierbei ist, dass eine nicht optimale Lateralverteilungsfunktion innerhalb der kombinierten Anpassung von Lateralverteilungsfunktion und Schauerzentrum die Position von letzterem verschiebt und so besser zu den Daten zu passen scheint, als das in Wahrheit der Fall ist. Dieses Problem kann mit Hilfe eines von Signalhöhen in den Tanks unabhängig bestimmten Schauerzentrums umgangen werden. Das Pierre-Auger-Observatorium als ein Hybrid-Detektor aus Teilchendetektorfeld und Fluoreszenzteleskopen erlaubt die unabhängige Bestimmung des Schauerzentrums bei Ereignissen, die von beiden Detektorsystemen nachgewiesen wurden.

Mittels solcher Hybrid-Ereignisse wurde die Analyse, welche zuvor rein auf der Basis von Oberflächendetektordaten vollzogen wurde, nun mit bereits bekannter Position des Schauerzentrums wiederholt. Aufgrund des zuvor bekannten und somit aus der Anpassung genommenen Schauerzentrums konnte die erheblich geringere Zahl von Hybrid-Ereignissen zum Teil durch Nutzung von Ereignissen mit geringeren Multiplizitäten ausgeglichen werden. Auch hier zeigte sich sowohl unter Betrachtung der Mittel und Streuungen der Residuen wie auch der Likelihood-Ratios die NKG-artige Funktion als die beste der betrachteten Lateralverteilungsfunktionen.

Das Ziel der Betrachtungen zur Lateralverteilung ist, möglichst effizient zur Bestimmung eines Energie- wie auch eines Massenspektrums der ultra-hochenergetischen kosmischen Strahlung durch das Pierre-Auger-Observatorium beizutragen. Die Bestimmung der Energie eines Schauers und damit des Primärteilchens ist an den Parameter S_{1000} , also die Skalierung der Lateralverteilung gebunden. Zur Massenbestimmung kann die Lateralverteilungsfunktion durch indirekte Bestimmung der atmosphärischen Tiefe des Schauermaximums beitragen, welche massensensitiv ist. Der Steigungsparameter der Lateralverteilungsfunktion ist mit dem Schaueralter am Boden verknüpft, welches wiederum mittels des Zenitwinkels auf das Schauermaximum schließen lässt.

Eine Strategie zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung, also der Massenkomposition unabhängig von der direkten Messung des Schauermaximums durch den Fluoreszenzdetektor ist nun, mit Hilfe sehr guter Hybrid-Ereignisse den Zusammenhang des Steigungsparameters der Lateralverteilungsfunktion mit dem Schaueralter am Boden zu eichen, um mit Hilfe einer Konversionsfunktion aus Steigungsparameter und Zenitwinkel auf die Höhe des Schauermaximums zu schließen. In Kapitel 5 wurde anhand eines kleinen Datensatzes an Hybrid-Ereignissen das Vorhandensein dieses Zusammenhanges aufgezeigt. Eine genauere Analyse mit größeren Datensätzen und Simulationen in diesem Bereich kann die Machbarkeit der Bestimmung der Massenkomposition auf der Basis von Oberflächendetektordaten sowie die Methoden hierzu aufzeigen.

In Abbildung 7.1 schließlich ist das Energiespektrum aufgetragen, gewonnen aus dem hier

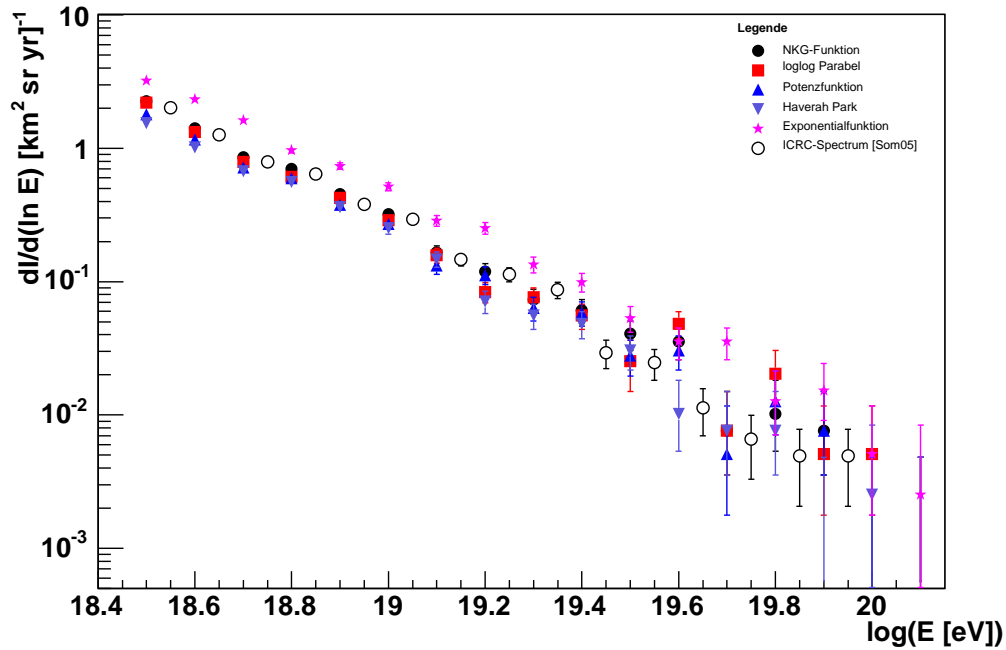


Abbildung 7.1: Das Energiespektrum aus den Auger-SD-Daten, bestimmt mit S_{1000} aus der Anpassung der verschiedenen Lateralverteilungsfunktionen. Das Spektrum unter Verwendung der NKG-Funktion entspricht in Methoden und in seinen Strukturen dem Spektrum aus [Som05], welches zum Vergleich mit aufgetragen ist. Für einen detaillierteren Blick auf die einzelnen Spektren wurden sie in Abbildung 6.2 einzeln geplottet.

analysierten Datensatz und erstellt mit verschiedenen Lateralverteilungsfunktionen. Die gezeigten Spektren aus vier verschiedenen, physikalisch sinnvollen Lateralverteilungsfunktionen verlaufen innerhalb der Fehler sehr ähnlich, Strukturen im Bereich eines potentiellen GZK-Cutoff sind mit der bisherigen Statistik weder zu verifizieren noch zu falsifizieren, allerdings scheinen die bislang zu sehenden, noch innerhalb der Fehler befindlichen Strukturen nicht von der Lateralverteilung zu stammen. Ob dies bereits ein Vorgriff auf das Bild in höherer Statistik ist oder lediglich die Robustheit der Energiebestimmung unter verschiedenen Lateralverteilungsfunktionen illustriert, bleibt abzuwarten.

Anhang A

Details zur Winkelrekonstruktion

Der mit dem Signal der Tanks gewichtete Schwerpunkt der Positionen und Signalstartzeiten aller Tanks im Ereignis wird für die Anpassung einer ebenen Schauerfront als Ursprung der Raum- und Zeitkoordinaten gesetzt. Im folgenden werden alle Distanzen und Zeiten vom gewichteten Schwerpunkt aus angegeben.

Das Schauerzentrum kann als Punkt $\vec{x}(t)$ dargestellt werden, welcher sich mit Lichtgeschwindigkeit c auf einer Gerade entlang der normierten, in Richtung Quelle des Schauers deutenden Achse \vec{a} bewegt und den Ursprung zur Zeit t_0 durchschlägt. Bei der Anpassung der Schauerebene an die Daten wird der Schwerpunkt der Tanks und damit der Ursprung des Koordinatensystems als Einschlagspunkt des Schauers angenommen, während im späteren Lateralverteilungsfitt sichergestellt wird, dass sich der angenommene Einschlagspunkt auch tatsächlich auf dem Boden befindet

$$\vec{x}(t) - \vec{b} = -c(t - t_0)\vec{a}. \quad (\text{A.1})$$

Die Schauerebene ist eine Ebene senkrecht zur Schauerachse, welche eine grobe Näherung der Schauerfront darstellt und die Schauerfront enthaltend durch die Atmosphäre propagiert. Es ergibt sich die Zeit $t(\vec{x})$, zu welcher die Schauerebene einen beliebigen Punkt \vec{x} auf dem Boden passiert, in dem der Punkt auf die Schauerachse projiziert wird

$$ct(\vec{x}) = ct_0 - (\vec{x} - \vec{b})\vec{a}. \quad (\text{A.2})$$

Unter der Annahme, die Positionen der Stationen exakt zu kennen, rühren der einzigen Abweichungen von den Fluktuationen der Startzeit des Signales her. Die mittlere Abweichung durch diese Fluktuationen wird mit σ_t bezeichnet. Daraus folgt als zu minimierende Funktion die Summe der quadratischen Abweichungen der Startzeiten von den vorausgesagten Startzeiten:

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma_t^2} \sum_i [t_i - t(\vec{x}_i)]^2 = \frac{1}{c^2 \sigma_t^2} \sum_i [ct_i - ct_0 + \vec{x}_i \vec{a}]^2, \quad (\text{A.3})$$

mit dem relativen Ort $\vec{x}_i = \vec{x}_{i,abs} - \vec{b}$ der Station i zum Schwerpunkt und der relativen Zeit t_i der Station i zum Schwerpunkt.

Mittels der Notation der Schauerachse $\vec{a} = (u, v, w)$ durch die Richtungskosinus und den Koordinaten der Station i $\vec{x}_i = (x_i, y_i, z_i)$, sowie $c\sigma_t = \sigma$, erhalten wir:

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma^2} \sum_i [ct_i - ct_0 + x_i u + y_i v + z_i w]^2 \quad (\text{A.4})$$

$$\text{mit der Bedingung } 0 = u^2 + v^2 + w^2 - 1, \quad (\text{A.5})$$

welche das Problem nicht-linear macht.

Es kann allerdings mittels eines vereinfachten linearen Modells eine näherungsweise Lösung angegeben werden. Unter der Annahme, dass die Stationen nahe an einer Ebene liegen ($z_i \ll x_i, y_i$), können die z -Komponenten vernachlässigt werden und wir erhalten das lineare χ^2

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma^2} \sum_i [ct_i - ct_0 + x_i u + y_i v]^2, \quad (\text{A.6})$$

dessen Gradient nach (u, v, t_0) folgende Gleichungen erzeugt:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma^2}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial u} &= \sum_i x_i [ct_i - ct_0 + x_i u + y_i v] = \sum_i x_i ct_i - ct_0 \sum_i x_i + u \sum_i x_i^2 + v \sum_i x_i y_i = \\ &= S_{xt} - ct_0 S_x + u S_{xx} + v S_{xy} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

$$\begin{aligned} \frac{\sigma^2}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial v} &= \sum_i y_i [ct_i - ct_0 + x_i u + y_i v] = \sum_i y_i ct_i - ct_0 \sum_i y_i + u \sum_i x_i y_i + v \sum_i y_i^2 = \\ &= S_{yt} - ct_0 S_y + u S_{xy} + v S_{yy} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned} \frac{\sigma^2}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial ct_0} &= - \sum_i [ct_i - ct_0 + x_i u + y_i v] = \sum_i ct_i - ct_0 \sum_i 1 + u \sum_i x_i + v \sum_i y_i = \\ &= S_t - ct_0 S_1 + u S_x + v S_y = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Die obigen Terme können nun in eine Matrixschreibweise überführt werden, was mit folgenden Definitionen

$$\vec{p} = \begin{bmatrix} u \\ v \\ ct_0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.10})$$

$$M = \begin{bmatrix} S_{xx} & S_{xy} & -S_x \\ S_{xy} & S_{yy} & -S_y \\ S_x & S_y & S_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_i x_i^2 & \sum_i x_i y_i & -\sum_i x_i \\ \sum_i x_i y_i & \sum_i y_i^2 & -\sum_i y_i \\ -\sum_i x_i & -\sum_i y_i & \sum_i 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A.11})$$

$$\vec{k} = \begin{bmatrix} -S_{xt} \\ -S_{yt} \\ S_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sum_i x_i ct_i \\ -\sum_i y_i ct_i \\ \sum_i ct_i \end{bmatrix} \quad (\text{A.12})$$

zur formalen Lösung des Problems als Matrixinvertierung führt:

$$M \vec{p} = \vec{k} \quad \Rightarrow \quad \vec{p} = M^{-1} \vec{k} \quad (\text{A.13})$$

Wir erhalten durch Multiplikation der invertierten Matrix mit dem Vektor \vec{k} somit die Komponenten des Vektors \vec{p} , welche sind: Die Richtungskosinus der Schauerachse u und v , sowie die Zeit ct_0 , zu welcher die Schauerfront im Schauerzentrum den Boden erreicht.

$$u = [S_{xt}S_y^2 - S_tS_yS_{xy} + (S_1S_{xy} - S_xS_y)S_{yt} + (S_tS_x - S_1S_{xt})S_{yy}]/D \quad (\text{A.14})$$

$$v = [S_{yt}S_x^2 - S_tS_xS_{xy} + (S_1S_{xy} - S_xS_y)S_{xt} + (S_tS_y - S_1S_{yt})S_{xx}]/D \quad (\text{A.15})$$

$$ct_0 = [S_t(S_{xx}S_{yy} - S_{xy}^2) + (S_yS_{xy} - S_xS_{yy})S_{xt} + (S_yS_{xy} - S_yS_{xx})S_{yt}]/D \quad (\text{A.16})$$

$$D = S_1S_{xx}S_{yy} - S_1S_{xy}^2 + 2S_xS_yS_{xy} - S_y^2S_{xx} - S_x^2S_{yy} \quad (\text{A.17})$$

Ferner ergeben sich die folgenden Fehler:

$$\sigma_u^2 = \sigma^2[M^{-1}]_{11} = \sigma^2[S_1S_{yy} - S_y^2]/D \quad (\text{A.18})$$

$$\sigma_v^2 = \sigma^2[M^{-1}]_{22} = \sigma^2[S_1S_{xx} - S_x^2]/D \quad (\text{A.19})$$

$$\sigma_{uv} = \sigma^2[M^{-1}]_{12} = -\sigma^2[S_1S_{xy} - S_xS_y]/D \quad (\text{A.20})$$

$$\sigma_{ct_0} = \sigma^2[M^{-1}]_{33} = \sigma^2[S_{xx}S_{yy} - S_{xy}^2]/D \quad (\text{A.21})$$

Die Fehler können über die Zusammenhänge der Richtungskosinus mit den wahren Winkeln fortgepflanzt werden, wir erhalten also mit

$$u = \sin \Theta \cos \phi, \quad \tan \Theta = \sqrt{\frac{u^2 + v^2}{1 - u^2 - v^2}} \quad (\text{A.22})$$

$$v = \sin \Theta \sin \phi, \quad \tan \phi = v/u \quad (\text{A.23})$$

nicht nur die Winkel der Schauerachse, sondern mit den Fehlern aus der χ^2 -Anpassung der Schauererebene auch:

$$\sigma_\Theta^2 = \left(\frac{\partial \Theta}{\partial u}\right)^2 \sigma_u^2 + \left(\frac{\partial \Theta}{\partial v}\right)^2 \sigma_v^2 + 2\frac{\partial \Theta}{\partial u} \frac{\partial \Theta}{\partial v} \sigma_{uv} = \frac{u^2 \sigma_u^2 + v^2 \sigma_v^2 + 2uv \sigma_{uv}}{(u^2 + v^2)(1 - u^2 - v^2)} \quad (\text{A.24})$$

und

$$\sigma_\phi^2 = \left(\frac{\partial \phi}{\partial u}\right)^2 \sigma_u^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial v}\right)^2 \sigma_v^2 + 2\frac{\partial \phi}{\partial u} \frac{\partial \phi}{\partial v} \sigma_{uv} = \frac{u^2 \sigma_v^2 + v^2 \sigma_u^2 - 2uv \sigma_{uv}}{(u^2 + v^2)^2} \quad (\text{A.25})$$

Für die z -Komponente der Schauerachse, w , kann ähnlich vorgegangen werden, da sie ja durch die Normierung der Achse bekannt ist. Wir erhalten nun schließlich das χ^2 zu:

$$\sigma\chi^2 = S_{tt} + (ct_0)^2 S_1 + uS_{xx} + vS_{yy} \quad (\text{A.26})$$

Bedingt durch den linearen Ansatz werden die Residuen der Anpassung im Mittel zu 0 und die Streuung der zeitlichen Residuen liegt bei $\sigma\chi/c\sqrt{N-1}$, wobei $N = S_1$ der Zahl der Stationen im Fit entspricht.

Auf der Basis dieser näherungsweise Lösung können detailliertere Anpassungen vorgenommen werden. Lediglich lineare Abhängigkeit der Stationspositionen, namentlich drei Stationen in einer Reihe, können die Determinante annähernd verschwinden lassen $D \simeq 0$, was die Anpassung offensichtlich fehlschlagen lässt. Durch die Triggerbedingungen des T4 wird dieser Fall jedoch ausgeschlossen. Für die Anpassung einer gekrümmten Schauerfront und eine Berücksichtigung der Höhen der Tanks siehe [Veb05].

Anhang B

Details zur LDF-Rekonstruktion: Maximum-Likelihood-Methode

Wasser-Cerenkov-Detektoren liefern Informationen über Cerenkov-Photonen, welche von Myonen und Elektronen emittiert werden. Auch Photonen werden im Tank zu Cerenkov-Licht emittierenden Teilchen konvertiert. Der Energieeintrag in den Tank ist jedoch stark von der Art des Teilchens abhängig. Es steht bislang keine effiziente Methode zur Konversion der detektierten Cerenkov-Photonen in Teilchenzahlen im Tank zur Verfügung. Dennoch wird die deponierte Energie in Einheiten des Energiedeposits von senkrecht durch den Detektor laufenden Myonen (**v**ertical **e**quivalent **m**uons, VEM) angegeben.

Für die korrekte Betrachtung von

- Stationen ohne Signal im Bereich der Ereignisses,
- Stationen mit kleinem Signal mit aus der Poisson-Statistik gewonnene Fehlern
- Stationen mit großen Signalen mit Gauß-Fehlern
- gesättigte Stationen als untere Schranke für das Signal

wird die Einführung einer Maximum-Likelihood-Methode angestrebt, welche besagte Aspekte im Gegensatz zu einer χ^2 -Methode zu berücksichtigen im Stande ist. Hierfür ist allerdings die Einführung einer effektiven Teilchenzahl im Detektor nötig, da wie oben beschrieben die wahre Zahl nicht zugänglich ist.

B.1 Effektive Teilchenzahlen

Es soll zunächst angenommen werden, dass ein betrachteter Tank von n Teilchen getroffen wird. Diese Teilchenzahl kann nun als

$$\begin{aligned} n(r, \theta) &= n_\mu(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}) + n_e(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}) + n_\gamma(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}) \\ &= n_\mu(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}) + n_{e/\gamma}(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}), \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

geschrieben werden, wobei Hadronen nicht berücksichtigt werden. Wir führen nun den Anteil der Myonen an der Gesamtzahl der Teilchen als $k(r, \theta) \in (0, 1]$ ein und schreiben damit die Myonenzahl n_μ und Elektronenzahl $n_{e/\gamma}$

$$n_\mu(r, \theta) = k(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}) n(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}), \quad (\text{B.2})$$

$$n_{e/\gamma}(r, \theta) = [1 - k(r, \theta|E_{prim}, A_{prim})] n(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}), \quad (\text{B.3})$$

unter der Annahme, dass ein Elektron und ein Photon im Mittel dieselbe Energie im Tank deponieren, also einen identischen Beitrag $a_{e/\gamma}(r, \theta)$ zur Signalhöhe im Tank leisten, der jedoch vom mittleren Energieeintrag eines Myons $a_\mu(r, \theta)$ verschieden ist. Vereinfacht können die Gesamtbeiträge S_i zum Signal von myonischer Komponente S_μ und elektromagnetischer Komponente $S_{e,\gamma}$ also als Produkte der mittleren Einzelbeiträge $a_i(r, \theta)$ mit den Teilchenzahlen n_i geschrieben werden:

$$S_\mu \equiv a_\mu(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}) n_\mu \quad \text{und} \quad (\text{B.4})$$

$$S_{e/\gamma} \equiv a_{e/\gamma}(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}) n_{e/\gamma}. \quad (\text{B.5})$$

Mit der Einführung der Einheit des VEM kann der Konversionsfaktor, also die mittlere deponierte Energie pro Teilchen, für Myonen auf $a = 1$ VEM gesetzt werden, wobei der Einfallswinkel θ sowie der Abstand r vernachlässigt werden.

Messungen am Detektor haben ergeben, dass der Anteil der elektromagnetischen Komponente $S_{e/\gamma}$ am Gesamtsignal im Durchschnitt wesentlich geringer ist als der Signalbeitrag der Myonen S_μ . Daher kann unter den gegebenen Bedingungen der existierenden Tanks des Pierre-Auger-Observatoriums die Ungleichung $0 < a_i(r, \theta) < 1$ eingeführt werden. Das Gesamtsignal eines Tanks erscheint nun als

$$\begin{aligned} S &= S_\mu + S_{e/\gamma} \\ &= n_\mu + a_{e/\gamma}(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}) \cdot n_{e/\gamma}, \\ &= \underbrace{(k(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}))}_{\mu \text{ Beitrag}} + \underbrace{a(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}) [1 - k(r, \theta|E_{prim}, A_{prim})]}_{e/\gamma \text{ Beitrag}} n. \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Mit der Einführung des sogenannten *Poisson-Faktors* $p(r, \theta)$

$$p(r, \theta) = \frac{1}{a_{e/\gamma}(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}) + [1 - a_{e/\gamma}(r, \theta|E_{prim}, A_{prim})] k(r, \theta|E_{prim}, A_{prim})}, \quad (\text{B.7})$$

welcher gegenwärtig als konstant angenommen wird, kann die Teilchenzahl als

$$n = p(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}) S, \quad (\text{B.8})$$

geschrieben werden.

Mittels Simulationen wurde gezeigt, dass der Konversionsfaktor für elektromagnetische Teilchen ungefähr $n_{e/\gamma} \approx 1/24$ beträgt. Mit der weiteren Annahme eines Myonenanteils von 50 %, also $k(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}) = 1/2$, erhalten wir:

$$p(r, \theta|E_{prim}, A_{prim}) = 48/25 \simeq 2 = \text{const.}, \quad (\text{B.9})$$

also eine Teilchenzahl von

$$n \simeq 2S, \quad (\text{B.10})$$

unabhängig von der Distanz zum Schauerzentrum r , dem Einfallswinkel θ sowie Masse A_{prim} und Energie E_{prim} des Primärteilchens.

Im Falle von Tanks nahe der Triggerschwelle und bei sehr großen Distanzen vom Schauerzentrum wird wegen des stark erhöhten Myonenanteils in diesem Bereich die relative Zahl der Myonen $k(r, \theta | E_{prim}, A_{prim})$ hier zu 1 gesetzt, womit sich unterhalb einer gewählten Schwelle S_{thresh}^G die Teilchenzahl $n \simeq S$ ergibt.

Mit diesen Voraussetzungen erhalten wir als Ausdruck für die Teilchenzahl in einem Tank

$$n(r, \theta) = n = \begin{cases} S(r, \theta) & ; S < S_{thresh}^G \\ 2S(r, \theta) & ; S \geq S_{thresh}^G \end{cases} \quad (\text{B.11})$$

B.2 Die Maximum-Likelihood-Funktion

Mit Hilfe des vorherigen Abschnitts kann nun eine Maximum-Likelihood-Funktion für das vorliegende Problem, die Anpassung einer Lateralverteilungsfunktion an die Signale der Wasser-Cerenkov-Detektoren, formuliert werden. Ihre Faktoren lauten

$$L = \prod_i f_P(n_i, \mu_i) \prod_j f_G(n_j, \mu_j) \prod_k F_{sat}(n_k, \mu_k) \prod_l F_{zero}(n_l, \mu_l), \quad (\text{B.12})$$

womit die logarithmische Likelihood-Funktion zu folgender Summe wird:

$$\ell = \sum_i \ln f_P(n_i, \mu_i) + \sum_j \ln f_G(n_j, \mu_j) + \sum_k \ln F_{sat}(n_k, \mu_k) + \sum_l \ln F_{zero}(n_l, \mu_l). \quad (\text{B.13})$$

Dabei sind die n_i die Teilchenzahlen im Tank i und μ_i die jeweiligen theoretischen Vorhersagen. Die einzelnen Terme sind im folgenden jeweils kurz erläutert:

Schwellenwertnahe Signale. Für kleine Signale, also niedrige Teilchenzahlen im Tank, kann die Gauß-Statistik nicht mehr angewendet werden. Wir benutzen daher die Poisson-Statistik:

$$f_P(n_i, \mu_i) = \frac{\mu_i^{n_i} e^{-\mu_i}}{n_i!} \quad (\text{B.14})$$

$$\text{und logarithmiert: } \ln f_P(n_i, \mu_i) = n_i \ln \mu_i - \mu_i - \sum_{j=1}^{n_i} \ln j. \quad (\text{B.15})$$

Große Signale. Mittels des Zentralen Grenzwertsatzes lässt sich zeigen, dass für größere Signale eine Gauß'sche Näherung hinreichend gültig ist. Die Schwelle hierfür liegt bei $S_i \geq S_{thresh}^G = 15$

$$f_G(n_i, \mu_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} e^{-\frac{(n_i - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2}} \text{ und} \quad (\text{B.16})$$

$$\ln f_G(n_i, \mu_i) = -\frac{(n_i - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2} - \ln \sigma_i - \ln \sqrt{2\pi} \quad (\text{B.17})$$

Der letzte Term ist eine Konstante, er muss daher in der Maximierung der Likelihood-Funktion nicht berücksichtigt werden.

Gesättigte Stationen. Das Signal einer gesättigten Station, n_i , ist eine untere Schranke für die reale Teilchenzahl im Tank. Wir erhalten eine Abschätzung der Wahrscheinlichkeit, ein höheres Signal als n_i zu messen, indem wir f_G über alle Werte größer n_i integrieren:

$$\begin{aligned} F_{sat}(n_i, \mu_i) &= \int_{n_i}^{\infty} f_G(n, \mu_i) \, dn \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{u_i}{\sqrt{2}} \right), \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

mit $u_i = (n_i - \mu_i)/\sigma_i$ und der Fehlerfunktion $\operatorname{erfc}() = 1 - \operatorname{erf}()$.

Stationen ohne Signal. Mit der Annahme einer Tanktriggerschwelle von $n_{thresh} \geq 3$, also dem Signal von mindestens drei Myonen im Tank, summieren wir über die Poisson-Wahrscheinlichkeiten aller Teilchenzahlvoraussagen μ_i und tatsächlichen Teilchenzahlen $n_i \leq n_{thresh}$

$$F_{zero}(n_{thresh}, \mu_i) = \sum_{n=0}^{n_{thresh}} f_P(n, \mu_i) \quad \text{und} \quad (\text{B.19})$$

$$\ln F_{zero}(n_{thresh}, \mu_i) = -\mu_i + \ln \left(\sum_{n=0}^{n_{thresh}} \frac{\mu_i^n}{n!} \right). \quad (\text{B.20})$$

Problematisch erscheint diese Behandlung unter Berücksichtigung der Existenz zweier verschiedener lokaler Triggerbedingungen. In erster Näherung erfüllt der *Schwellenwert-Trigger* oder *threshold trigger* ($S_i \simeq 3 \text{ VEM}$) die Bedingung für diese Behandlung $n_{thresh} = 3$, wohingegen der *time over threshold Trigger* (TOT) eine wesentlich niedrigere Schwelle ($S_i \simeq 1.7 \text{ VEM}$) besitzt. Allerdings treten *TOT-Trigger* nur sehr unwahrscheinlich bei großen Radien auf. Laufende und zukünftige Arbeiten werden eine verbesserte Abschätzung des Poisson-Termes liefern, wobei die Triggerwahrscheinlichkeit einbezogen werden wird.

Anhang C

Weitere Graphen

Der Übersicht und Lesbarkeit wegen fanden einige Darstellungen, welche Aspekte der Lateralverteilung bei verschiedenen Zenitwinkeln, Energien und Parametrisierungen aufzeigen, keinen geeigneten Ort innerhalb von Kapitel 5. Sie stellten jedoch wichtige Stationen innerhalb des Verständnisses der Form der Lateralverteilung ausgedehnter Luftschauer innerhalb dieser Analyse dar. Zudem spielten die Vergleiche, welche auf den folgenden Seiten jeweils in einer Seite zusammengefasst wurden, nicht nur als Hilfsmittel zur Identifizierung der zu parametrisierenden Abhängigkeiten eine Rolle, sondern zeigten speziell in der gezeigten Zusammenstellung bereits Ansätze zur Formulierung von Parametrisierungen auf.

Die Abhängigkeit der Form der Lateralverteilung vom Zenitwinkel (Abbildungen C.1 und C.2) und der Energien (Abbildungen C.3 und C.4) macht die Notwendigkeit von Θ - und E -abhängigen Parametrisierungen der Parameter von f_{ldf} notwendig.

Weiters sind in Abbildung C.5 für eine Kombination von Zenitwinkeln $1.2 \leq \sec \Theta < 1.4$ und Energien $18.5 \leq \log_{10} E < 19.0$ die zuvor gezeigten Graphen für verschiedene Lateralverteilungsfunktionen aufgezeigt. Abbildung C.6 zeigt die zugehörigen Residuen.

Die Abbildungen C.7 und C.8 schließlich zeigen mit den Profilen der Lateralverteilungen für verschiedene Funktionen jeweils die Zenitwinkel- Θ und Energieabhängigkeit der Steigung der Lateralverteilung.

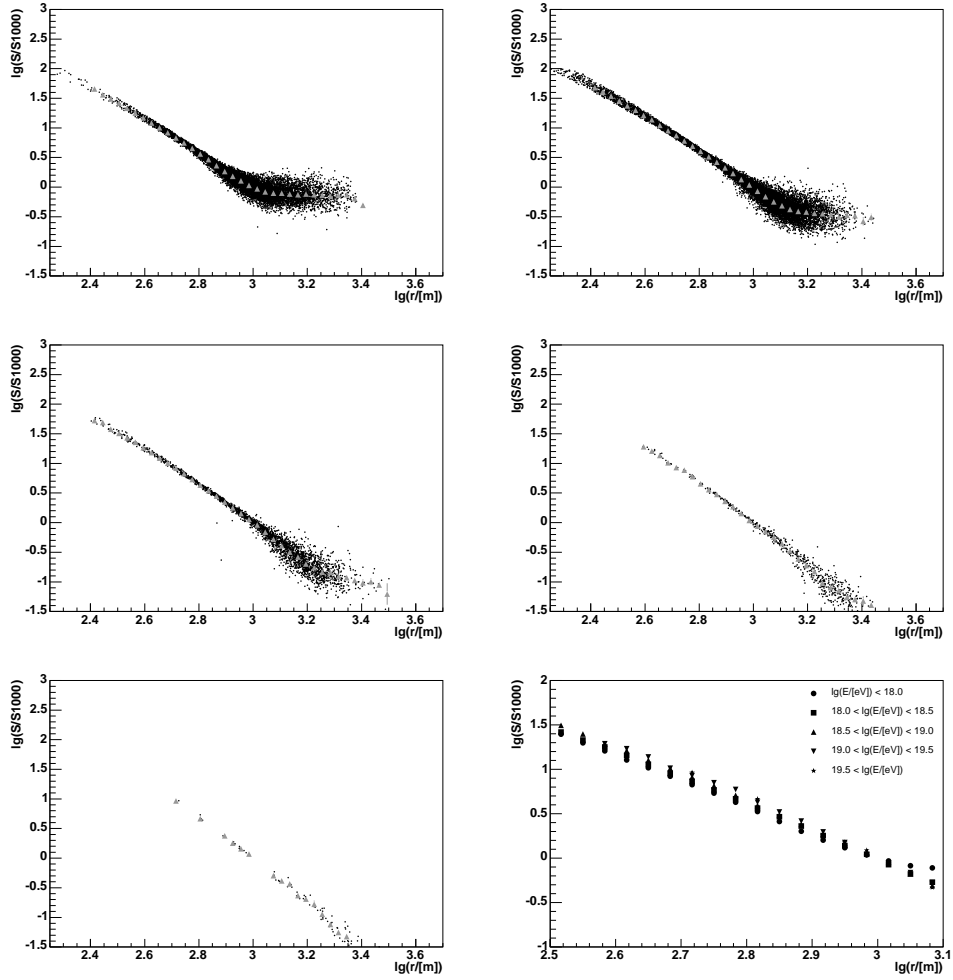


Abbildung C.1: Streudiagramme für die Lateralverteilung, rekonstruiert mit der NKG-Funktion. Es wurden Ereignisse mit $1.2 \leq \sec \Theta < 1.4$ aufgetragen, die Energie steigt von links oben $\log_{10}(E/1 \text{ eV}) < 18.0$ in Schritten von 0.5 nach rechts unten an. Links unten sind mit $\log_{10}(E/1 \text{ eV}) > 19.5$ die höchsten Energien gezeigt. Rechts unten sind die Profile aus allen Diagrammen in einem Bild zu sehen. Die Residuen der Anpassung sind in Abbildung C.2 aufgetragen.

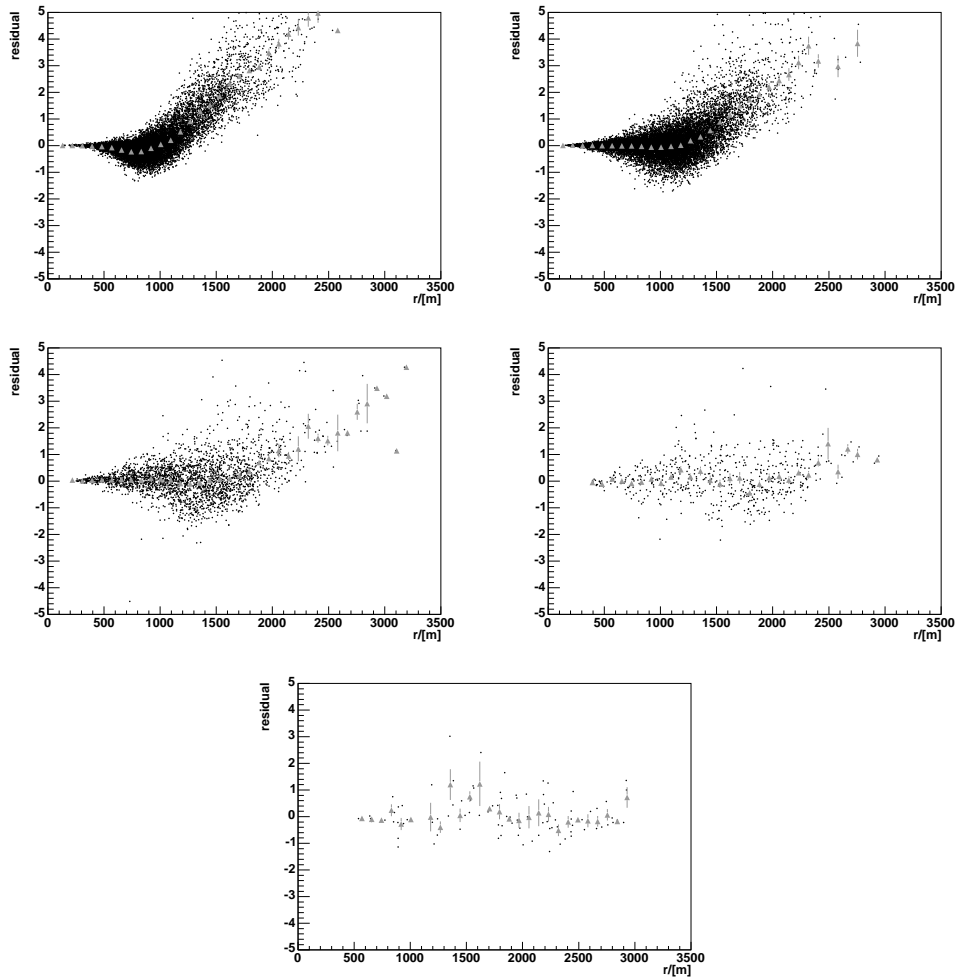


Abbildung C.2: Streudiagramme für die Residuen der Lateralverteilungsanpassung an die NKG-Funktion. Es wurden Ereignisse mit $1.2 \leq \sec \Theta < 1.4$ aufgetragen, die Energie steigt von links oben $\log_{10}(E/1 \text{ eV}) < 18.0$ in Schritten von 0.5 nach rechts unten an. Ganz unten sind mit $\log_{10}(E/1 \text{ eV}) > 19.5$ die höchsten Energien gezeigt. Die zugehörigen Lateralverteilungen werden in Abbildung C.1 gezeigt.

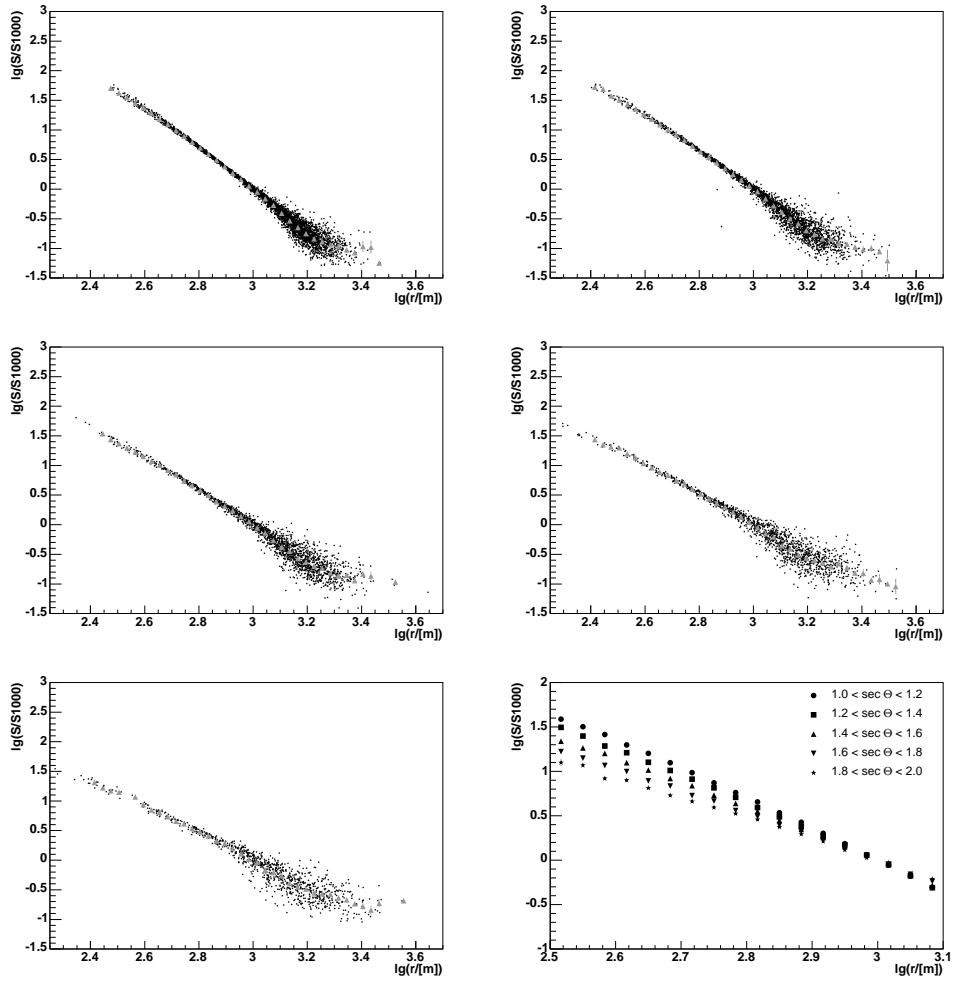


Abbildung C.3: Streudiagramme für die Lateralverteilung, rekonstruiert mit der NKG-Funktion. Es wurden Ereignisse mit $18.5 \leq (E/1 \text{ eV}) < 19.0$ aufgetragen, der Sekans des Zenitwinkels steigt von links oben $1.0 \leq \sec \Theta < 1.2$ in Schritten von 0.2 nach rechts unten an. Ganz unten sind mit $1.8 \leq \sec \Theta < 2.0$ die größten Zenitwinkel, die in dieser Analyse betrachtet wurden, gezeigt. Der Wert $\sec \Theta = 2.0$ entspricht $\Theta = 60^\circ$. Rechts unten sind die Profile aus allen Diagrammen in einem Bild zu sehen. Die Residuen der Anpassung sind in Abbildung C.4 aufgetragen.

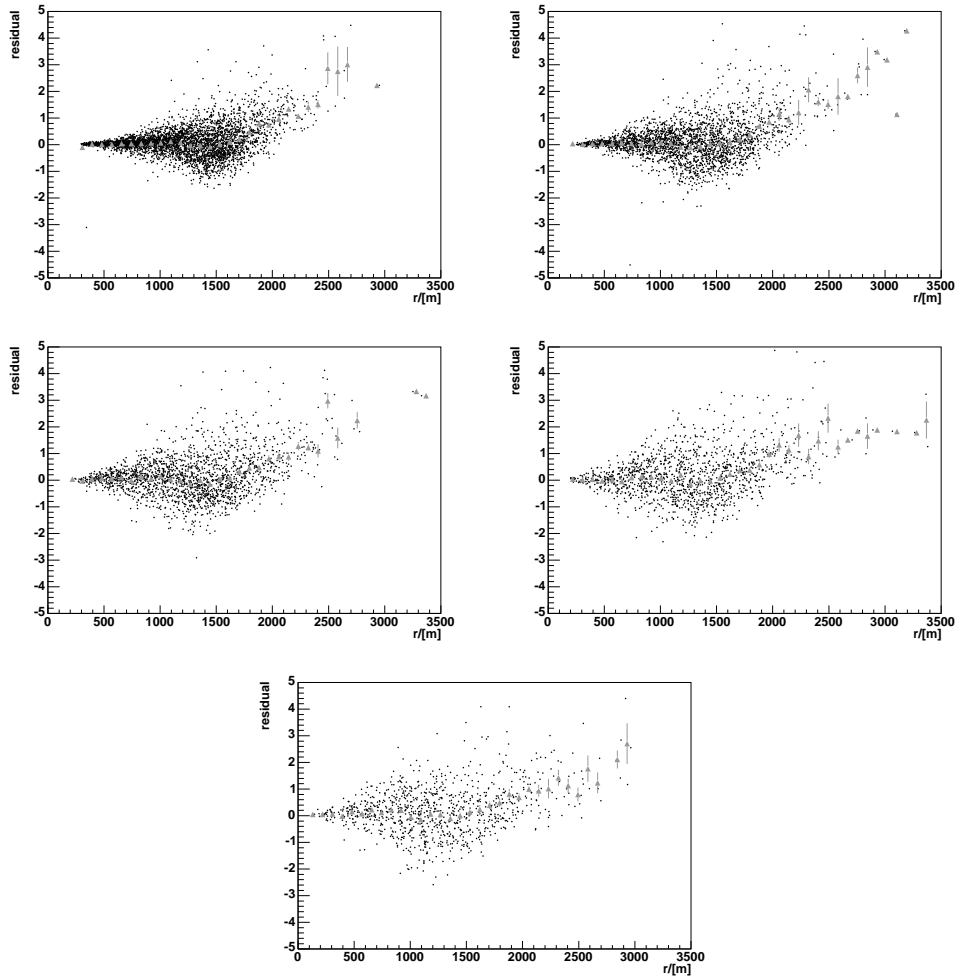


Abbildung C.4: Streudiagramme für die Residuen der Lateralverteilungsanpassung an die NKG-Funktion. Es wurden Ereignisse mit $18.5 \leq (E/1 \text{ eV}) < 19.0$ aufgetragen, der Sekans des Zenitwinkels steigt von links oben $1.0 \leq \sec \Theta < 1.2$ in Schritten von 0.2 nach rechts unten an. Ganz unten sind mit $1.8 \leq \sec \Theta < 2.0$ die größten Zenitwinkel, die in dieser Analyse betrachtet wurden, gezeigt. Der Wert $\sec \Theta = 2.0$ entspricht $\Theta = 60^\circ$. Die zugehörigen Lateralverteilungen werden in Abbildung C.3 gezeigt.

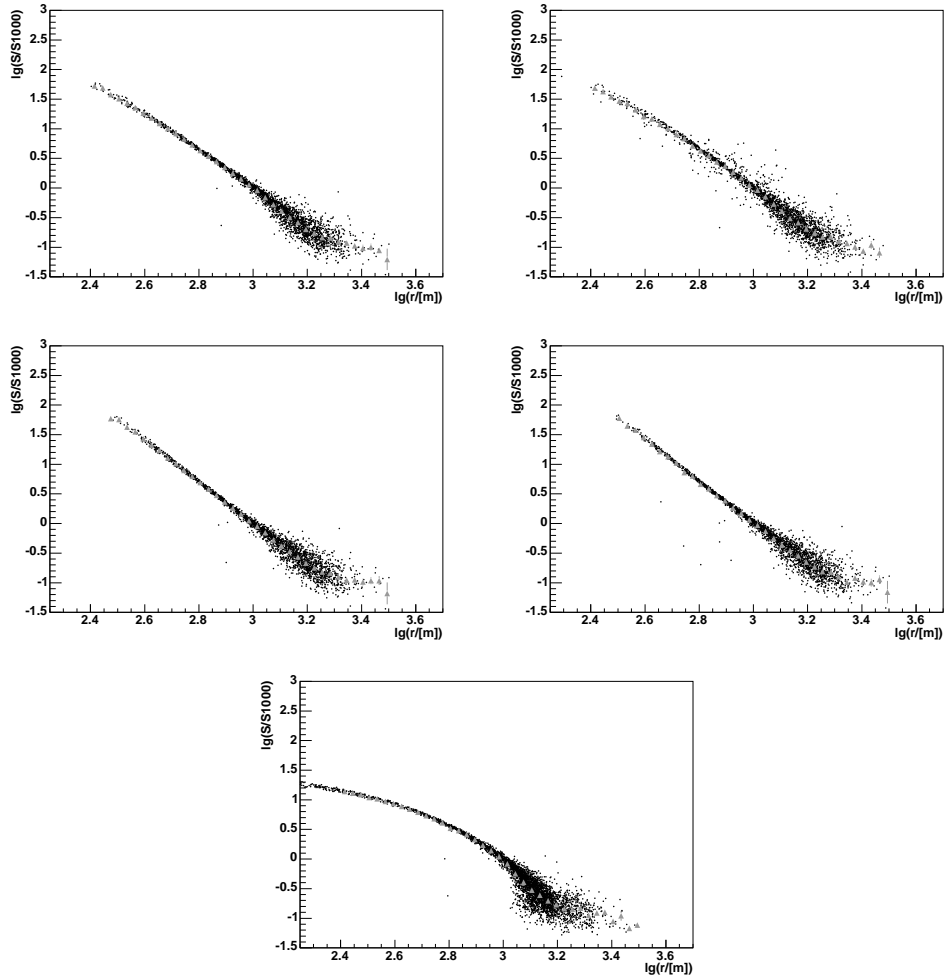


Abbildung C.5: Streudiagramme der Lateralverteilung für $1.2 \leq \sec \Theta < 1.4$ und $18.5 \leq (E/1 \text{ eV}) < 19.0$, für verschiedene Parametrisierungen. Von links oben nach rechts unten: NKG-Funktion, log-log-Parabel, Potenzfunktion, Haverah Park-Funktion, Exponentialfunktion. Die zugehörigen Residuen sind in Abbildung C.6 aufgetragen.

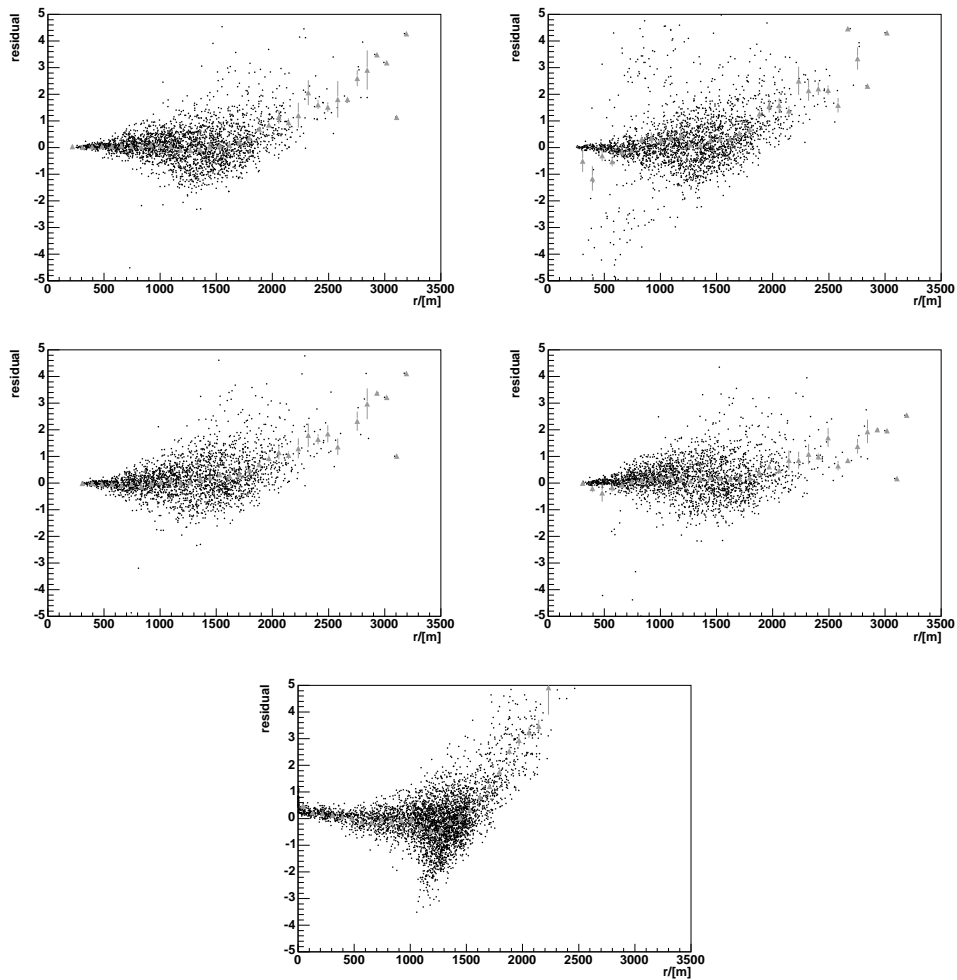


Abbildung C.6: Streudiagramme der Residuen der Anpassung der Lateralverteilung für $1.2 \leq \sec \Theta < 1.4$ und $18.5 \leq (E/1 \text{ eV}) < 19.0$, für verschiedene Parametrisierungen. Von links oben nach rechts unten: NKG-Funktion, log-log-Parabel, Potenzfunktion, Haverah Park-Funktion, Exponentialfunktion. Die zugehörigen Lateralverteilungen sind in Abbildung C.5 zu sehen.

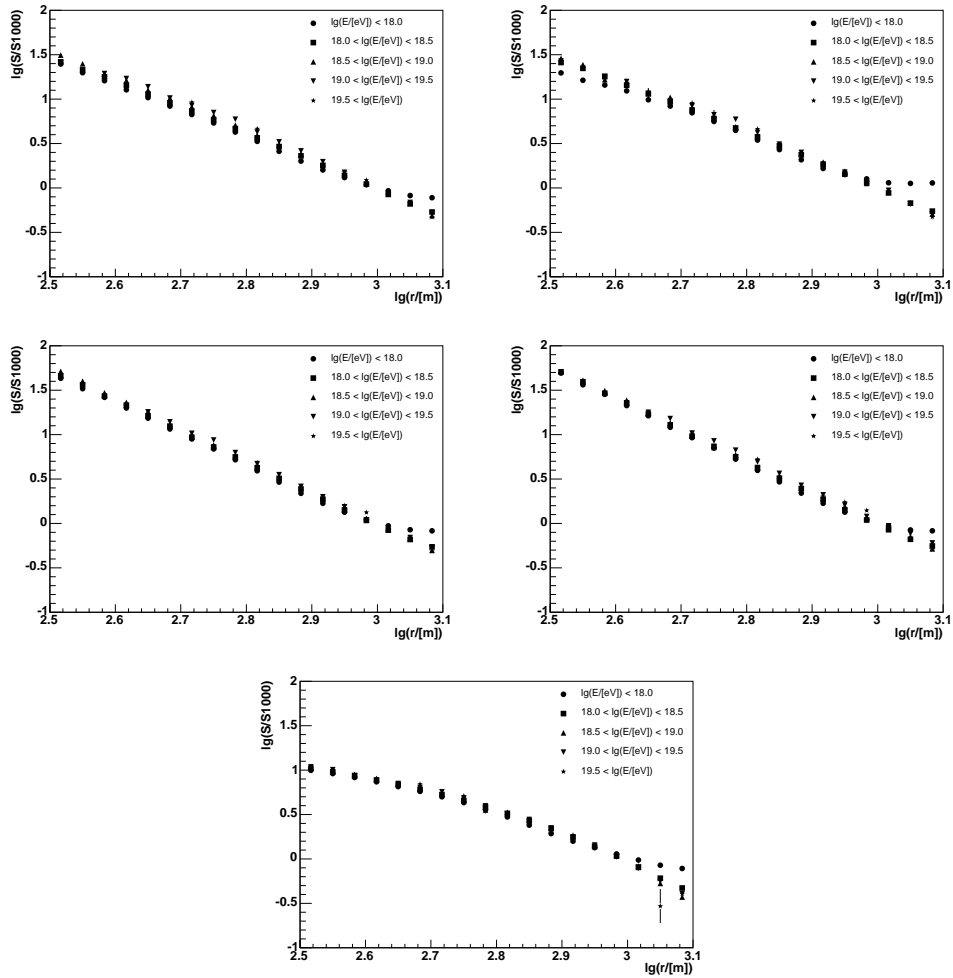


Abbildung C.7: Profile der Lateralverteilung für $1.2 \leq \sec \Theta < 1.4$ und verschiedene Energie sowie verschiedene Parametrisierungen. Von links oben nach rechts unten: NKG-Funktion, log-log-Parabel, Potenzfunktion, Haverah Park-Funktion, Exponentialfunktion.

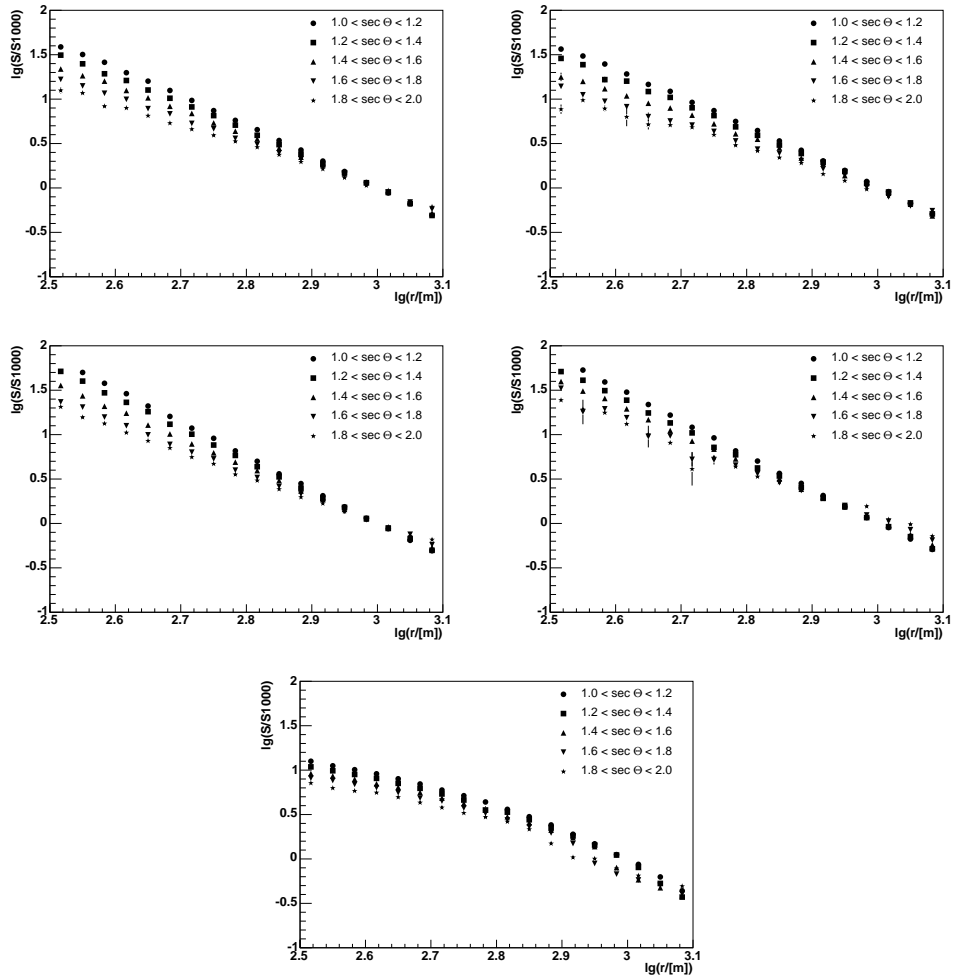


Abbildung C.8: Profile der Lateralverteilung für $18.5 \leq (E/1\text{eV}) < 19.0$ und verschiedene Winkel sowie verschiedene Parametrisierungen. Von links oben nach rechts unten: NKG-Funktion, log-log-Parabel, Potenzfunktion, Haverah Park-Funktion, Exponentialfunktion.

Literaturverzeichnis

- [Agl89] M. Aglietta *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods A* **277** 1989 23
- [Ahl93] M. Ahlen *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods A* **324** 1993 337
- [All71] H. R. Allan *et al.*, *Progress on Elemental Particle Cosmic Ray Physics* Vol. 10, ed. J.G Wilson and Wouthuysen (Amsterdam: North-Holland) 1971 S. 171
- [Apa01] A. V. Apanasenko *et al.*, *Proceedings 27th International Cosmic Ray Conference (Hamburg, 2001)*, Vol. 1, S. 1622, Copernicus Gesellschaft, 2001
- [Aug38] P. Auger und R. Maze, *C.R. Academic Science Service* **206** 1938 172
- [Aug38b] P. Auger und R. Maze, *C.R. Academic Science Service* **207** 1938 228
- [Bai04] C. Baixeras *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods A* **518** 2004 188
- [Bar05] D. Barnhill *et al.*, *Proceedings 29th International Cosmic Ray Conference (Pune, 2005)*, Vol. 7 S. 291, Tata Institute of Fundamental Research, 2005
- [Ber05] D. R. Bergman - HiRes Collaboration, *Proceedings 29th International Cosmic Ray Conference (Pune, 2005)*, Vol. 7 S. 307, Tata Institute of Fundamental Research, 2005
- [Bil02] P. Billoir, P. da Silva, *Towards a Parametrization of the Lateral Distribution Function and its Asymmetries in the Surface Detector*, GAP-Note 2002-073, 2002
- [Boy05] J. H. Boyer *et al.* - HiRes Collaboration, *Proceedings 29th International Cosmic Ray Conference (Pune, 2005)*, Vol. 7 S. 351, Tata Institute of Fundamental Research, 2005
- [Coy97] R. N. Coy *et al.*, *Astroparticle Physics* **6** 1997 263
- [Dol02] P. Doll *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods A* **488** 2002 517
- [Daw01] B. Dawson, M. Debes, P. Sommers, *Shower Profile Reconstruction with Engineering Array FD Data*, GAP-Note 2001-016, 2001
- [Dov01] *Pierre Auger Project Design Report*, Fermi National Accelerator Lab., www.auger.org, 1997
- M. T. Dova *et al.* - Pierre Auger Observatory Collaboration, *Proceedings 27th International Cosmic Ray Conference (Hamburg, 2001)*, Vol. 2, S. 699, Copernicus Gesellschaft, 2001
- [Fal05] H. Falcke *et al.* - LOPES Collaboration, *Nature* **435** 2005 313

- [Gai77] T. K. Gaisser und A. M. Hillas, *Proceedings 15th International Cosmic Ray Conference (Plovdiv, 1977)*, Sofia, Vol. 8, S. 353, Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, 1977
- [Ghi03] P. L. Ghia, I. Lhenry-Yvon und G. Navarra, *An empirical approach to the T2-T3 SD trigger optimization*, GAP-Note 2003-085, 2003
- [Ghi05] P. L. Ghia - Pierre-Auger-Collaboration, *Proceedings 29th International Cosmic Ray Conference (Pune, 2005)*, Vol. 7 S. 167, Tata Institute of Fundamental Research, 2005
- [Gre56] K. Greisen, *Progress in Cosmic Ray Physics*, Vol. 3 1956 (Amsterdam: North-Holland)
- [Gre66] K. Greisen, *Physical Review Letters*, **16** 1966 748
- [Hof03] W. Hofmann - HESS-Collaboration, *Proceedings 28th International Cosmic Ray Conference (Tsukuba, 2003)*, S. 2811, Universal Academy Press Tokyo, 2003
- [Iva93] I. P. Ivanenko *et al.*, *Proceedings 23rd International Cosmic Ray Conference (Calgary, 1993)*, Vol. 2, 17-20, University of Calgary Press, 1993
- [Kam58] K. Kamata und J. Nishimura, *Progress of Theoretical Physics Supplement* **6** 1958 93
- [Kas97] S. M. Kasahara *et al.*, *Physical Review D*, **55** 1997 5282
- [Kar95] A. Karle *et al.*, *Astroparticle Physics* **3** 1995 321
- [Koh38] W. Kohlhörster, I. Matthes und E. Webber, *Naturwissenschaften* **26** 1938 576
- [New05] D. Newton, J. Knapp, A. A. Watson, *The Optimum Ground Parameter, $S(r_{opt})$* , GAP-Note 2005-013, 2005
- [Par05] E. Parizot, *Private Korrespondenz*, 2005
- [Som05] P. Sommers - Pierre Auger Collaboration, *Proceedings 29th International Cosmic Ray Conference (Pune, 2005)*, Vol. 7 S. 387, Tata Institute of Fundamental Research, 2005
- [Sou03] V. de Souza, C. Dobrigkeit, B. Dawson, *A Hybrid Reconstruction Program and the Hybrid Resolution*, GAP-Note 2003-072, 2003
- [Tak98] M. Takeda *et al.* - AGASA Collaboration, *Physical Review Letters* **81** 1998 1163
- [Ulr03] H. Ulrich, *Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte*, FZKA 6952, 2003
- [Veb05] D. Veberič und M. Roth - Offline team, *Offline Reference Manual - SD Reconstruction*, GAP-Note 2005-035, 2005
- [Wil95] R.J. Wilkes - JACEE Collaboration, *Proceedings of the 24th International Cosmic Ray Conference (Rome, 1995)*, Vol. 3, S. 615, Arti Grafiche Editoriali Srl, Urbino, Italy, 1995
- [Zat66] G.T. Zatsepin und V.A. Kuz'min, *Pisma Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki*, **4** 1966 144
- [Zat66b] G. T. Zatsepin und V.A. Kuz'min, *Soviet Physics JETP Letters*, **4** 1966 78