



FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

Simulation und Beobachtung von Luftschauern unter großen Zenitwinkeln

Frank Schröder

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Universität Wuppertal

November 2001
WUB-DIS 2001-17

Abstract

The observation of astrophysical objects close to the horizon with Cherenkov telescopes enables an extension of the accessible energy region as well as the possibility of observing otherwise not attainable sources. In this work this mode was examined by observing the galactic source SN 1006 with the Cherenkov telescope CT1 of the HEGRA-collaboration. For this purpose a completely new simulation chain was created. The air shower simulation program CORSIKA, which otherwise was only suitable for the description of zenith near air showers, was equipped with a new tracking algorithm, which allows to generate also horizontal showers. The detector response was produced by a particularly adapted telescope simulation. A test of the analysis chain at crab nebula observations near the zenith resulted in a γ -flux $F(> 1 \text{ TeV}) = (1.50 \pm 0.13^{stat} \pm 0.45^{sys}) 10^{-7} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, which is in good agreement with other publications. The SN 1006 observations under 70° zenith angle did not supply a significant excess. The increase of the effective collection area by a factor of 3 at the energy threshold was not sufficient to enable a detection in the given observation time. Therefore an upper limit $F_{obereGrenze,90\%}^\gamma(> 25 \text{ TeV}) = (1.60 \pm 0.80^{sys}) \cdot 10^{-9} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for the NE-rim of the source above an energy threshold of 25 TeV was computed, which is compatible with observations of the CANGAROO-collaboration.

A second emphasis of this work was the comparison of results determined with the Fréjus-Experiment for the underground muon flux with special carried out simulations. The CORSIKA generated atmospheric muon flux with a differential spectral index $\alpha = 3.73 \pm 0.01$ fits well to current measurements. The underground muon flux was produced with different propagation algorithms (analytic approximation, MUDEDX, PROP-MU, MUM, MMC). Deviations in the absolute muon flux of 30 % at 4 kmwe as well as in the depth devoluton of 10 % kmwe⁻¹ below 6 kmwe are discussed and partially ascribed to the used cross sections. A further flux underestimation above at least 7 kmwe is a propagator dependent systematic.

Kurzfassung

Die horizontnahe Beobachtung von astrophysikalischen Objekten mit Cherenkov-Teleskopen ermöglicht eine Erweiterung des zugänglichen Energiebereichs sowie die Möglichkeit der Observation sonst nicht erreichbarer TeV- γ -Quellen. In dieser Arbeit wurde dieser Modus im Rahmen von Beobachtungen der galaktischen Quelle SN 1006 mit dem Cherenkov-Teleskop CT1 der HEGRA-Kollaboration untersucht. Zu diesem Zweck ist eine komplett neue Simulationskette erstellt worden. Das Luftschauer-Simulationsprogramm CORSIKA, was sonst nur zur Beschreibung zenitnaher Luftschauer geeignet war, wurde mit einem neuen Spurberechnungs-Algorithmus ausgestattet, der es erlaubte, auch horizontale Schauer zu generieren. Die Detektor-Antwort wurde von einer speziell angepaßten Teleskop-Simulation erzeugt. Ein Test der Analyse-Kette an zenitnahen Beobachtungen des Krebs-Nebels ergab einen γ -Fluß $F(> 1 \text{ TeV}) = (1.50 \pm 0.13^{stat} \pm 0.45^{sys}) 10^{-7} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, der in guter Übereinstimmung mit anderen Publikationen liegt. Die SN 1006-Beobachtungen unter 70° Zenitwinkel lieferten keinen signifikanten Überschuß. Die Zunahme der effektiven Sammelfläche um einen Faktor 3 an der Energieschwelle reichte nicht aus, um in der gegebenen Beobachtungszeit einen Nachweis zu ermöglichen. Deswegen wurde eine obere Grenze $F_{obereGrenze,90\%}^\gamma(> 25 \text{ TeV}) = (1.60 \pm 0.80^{sys}) \cdot 10^{-9} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für die Nord-Ost-Region der Quelle oberhalb einer Energieschwelle von etwa 25 TeV bestimmt, die mit Beobachtungen der CANGAROO-Kollaboration verträglich ist.

Ein zweiter Schwerpunkt dieser Arbeit lag in dem Vergleich von Messungen des Muonflusses unter Grund mit dem Fréjus-Experiment und hierfür durchgeführter Simulationen. Der mit CORSIKA generierte atmosphärische Muonfluß mit einem differentiellen spektralen Index $\alpha = 3.73 \pm 0.01$ paßt gut zur aktuellen Datenlage. Der Muonfluß unter Grund wurde mit verschiedenen Propagations-Algorithmen (analytische Approximation, MUDEDX, PROP-MU, MUM, MMC) erzeugt. Abweichungen im absoluten Muonfluß von 30 % bei 4 kmwe sowie im Tiefenverlauf von 10 % kmwe $^{-1}$ unterhalb von 6 kmwe werden diskutiert und zum Teil auf die verwendeten Wirkungsquerschnitte zurückgeführt. Eine weitere Flußunterschätzung oberhalb von mindestens 7 kmwe ist eine Propagator-abhängige Systematik.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Kosmische Strahlung	2
1.2	γ -Astronomie	5
1.2.1	Quellen kosmischer γ -Strahlung	5
1.2.2	Propagation kosmischer γ -Quanten: Test der infraroten Hintergrundstrahlung	11
1.3	Luftschauer	14
1.3.1	Grundlagen	14
1.3.2	Analytische Behandlung elektromagnetischer Schauer	16
1.3.3	Analytische Behandlung hadronischer Schauer	19
1.3.4	Erzeugung von Cherenkov-Photonen	20
1.4	Nachweis von γ -Quellen mit Luft-Cherenkov-Detektoren	22
1.5	Ziel der Arbeit	23
1.5.1	Hochenergie-Astrophysik: Beobachtungen unter großen Zenitwinkeln	23
1.5.2	Kosmische Teilchenphysik: Muonfluß unter Grund	24
2	Das HEGRA-Teleskop CT1	27
2.1	Das HEGRA-Experiment	27
2.2	Das Einzelteleskop CT1	30
2.2.1	Montierung	30
2.2.2	Reflektor	31
2.2.3	Kamera	32
2.2.4	Datennahme	34
2.3	Ereignis-Rekonstruktion	37
2.3.1	Kalibration der Kamera	37
2.3.2	Bildanalyse	40
3	Monte-Carlo-Simulation	47
3.1	Luftschauer-Simulation	47
3.1.1	CORSIKA	47
3.1.2	Atmosphärenmodell	49
3.1.3	Horizontnahe Simulation	50
3.2	Detektorsimulation	55
3.2.1	Atmosphärische Absorption	55
3.2.2	Simulation des Cherenkov-Teleskops CT1	58

4 Zenitnahe Beobachtungen	61
4.1 Simulation bei 10° Zenitwinkel	61
4.1.1 γ -Hadron-Separation	63
4.1.2 Teleskop-Parameter	67
4.2 Beobachtung des Krebs-Nebels	72
4.2.1 Der Krebs-Nebel	72
4.2.2 Analyse der Teleskop-Daten	74
5 Horizontnahe Beobachtungen	83
5.1 Simulation bei 70° Zenitwinkel	83
5.1.1 Signale von lokalen Muonen	83
5.1.2 Teleskop-Parameter vor γ -Hadron-Separation	87
5.1.3 γ -Hadron-Separation	89
5.2 Beobachtung von SN 1006	92
5.2.1 Die galaktischen Quelle SN 1006	92
5.2.2 Analyse der Teleskop-Daten	94
5.3 Diskussion der Ergebnisse	98
6 Simulation des Muonflusses unter Grund	99
6.1 Das Fréjus-Experiment	99
6.1.1 Der Fréjus-Detektor	99
6.1.2 Der 1-Muon-Ereignis-Datensatz	102
6.2 Simulation des atmosphärischen Muonflusses	104
6.3 Propagation durch Materie	109
6.3.1 Detektorsimulation	109
6.3.2 Muonfluß unter Grund	110
6.3.3 Diskussion der Ergebnisse	120
6.3.4 Zusätzliche Abweichungen bei Tiefen ≥ 6000 mwe	123
7 Zusammenfassung und Ausblick	127
7.1 TeV- γ -Quellen-Beobachtung unter großen Zenitwinkeln	127
7.2 Test der Simulation atmosphärischer und unterirdischer Muonen	129
A Hillas-Parameter	131
Abbildungsverzeichnis	133
Tabellenverzeichnis	137
Literaturverzeichnis	139
Danksagung	149

Kapitel 1

Einleitung

Bis in die 1930er Jahre war das schmale Frequenzintervall der sichtbaren elektromagnetische Strahlung das einzige Fenster zum Weltraum. Durch Auswertung dieser photonischen Information versuchten Forscher der Astrophysik ein möglichst vollständiges Bild des Universums zu erlangen. Da die Energie der einzelnen Photonen jedoch nur im Bereich von einigen Elektronenvolt liegt, konnten, neben der rein astronomischen Vermessung des Welt- raumes, vorwiegend atomphysikalische Prozesse studiert werden. Hierzu zählen vor allem Absorptions- und Emissionsvorgänge in Sternhüllen und im (extra-)galaktischen Staub. Die Entwicklung moderner Antennen gestattete es schließlich, auch im Lichte von Radiowellen Himmelsdurchmusterungen durchzuführen. Neue Phänomene, wie Pulsare und die diffuse ex- tragalaktische Mikrowellenhintergrundstrahlung, wurden beobachtet. Da die Erdatmosphäre für andere Wellenlängen undurchlässig ist, arbeitet man seit Mitte 1960 u.a. mit satelliten- gestützten Teleskopen. Dies erlaubte endlich auch die Beobachtung von extraterrestrischen Röntgenquellen.

In den letzten 20 Jahren ist ein neues Gebiet, die Hochenergie-Astrophysik, entstanden. Mit Hilfe von Techniken der Teilchenphysik wurden Satelliten-gestützte γ -Detektoren ent- worfen, die wiederum völlig neue Beobachtungen, wie enorme γ -Strahlungsausbrüche und bis dato unbekannte Objekte, nachweisen konnten. Auch bodengebundene Teleskope machen sich seit einigen Jahren die enorme Energie von γ -Quanten zunutze. Durch Beobachtung der ausgelösten Teilchen-Kaskaden in der Atmosphäre kann man auf die externe Strahlung zurückzuschließen. Endlich können teilchenphysikalische Prozesse in entfernten Objekten, als auch in der Erdatmosphäre selber, studiert werden. Außerdem lassen sich nun auch Wechsel- wirkungen von hochenergetischen Photonen mit dem dazwischen liegenden und mit Teilchen gefüllten Raum untersuchen.

Auf der anderen Seite weiß man seit etwa 90 Jahren, daß außer Photonen auch noch im wesentlich größeren Umfang elektrisch geladene Teilchen die Erde erreichen. Untersuchun- gen dieser Kosmischen Strahlung waren der Beginn der Erforschung der Elementarteilchen, welche heute mit Hilfe der Beschleunigerphysik ihren experimentellen Höhepunkt erlebt. Da irdische Beschleuniger in ihrer maximalen Schwerpunktsenergie begrenzt sind, die Teilchen der Kosmischen Strahlung aber bis zu höchsten Energien vorhanden sind, ist es ganz natürlich auch diese extraterrestrische Quelle für das Studium der grundlegendsten Wechselwirkungen auszunutzen.

Für die Astrophysik ist wiederum das Auffinden der Quellen und das Aufdecken der En-

stehungsmechanismen der geladenen Strahlung von hoher Bedeutung. Beide Betrachtungsarten, die Hochenergie-Astrophysik und die kosmische Teilchenphysik, sind somit verschiedene Aspekte der Astroteilchenphysik.

1.1 Kosmische Strahlung

Im Jahre 1912 entdeckte der österreichische Forscher V. Hess die Kosmische Strahlung (KS) [Hes12]. Ballonflüge sollten zeigen, daß die Ionisation der Luft in großer Höhe abnimmt. Entgegen seiner Erwartungen stellte er jedoch oberhalb einer Höhe von 5 km eine Zunahme der Reaktion seiner Ionsationskammer fest. Unabhängig von Hess bestätigte W. Kohlhörster diese Beobachtung im Jahre 1913 [Koh13].

Heute weiß man, daß die Zunahme der Radioaktivität in großen Höhen auf das Ansteigen der Zahl von Sekundärteilchen in von kosmischen Teilchen induzierten Teilchen-Kaskaden in der Erdatmosphäre zurückzuführen ist. Typischerweise erwartet man in etwa 10 km Höhe ein Maximum dieser Ionisationsrate (siehe auch Kapitel 1.3). Die Luftschauer-auslösenden Primärteilchen treffen dabei mit einer Rate von $1000 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ auf die Erdatmosphäre und bestehen zu etwa 90 % Protonen und zu 9 % aus Alpha-Teilchen [Gai90]. Der geladene Rest besteht aus schwereren Kernen.

Abbildung 1.1 zeigt die relativen Häufigkeiten der Kerne der Kosmischen Strahlung.

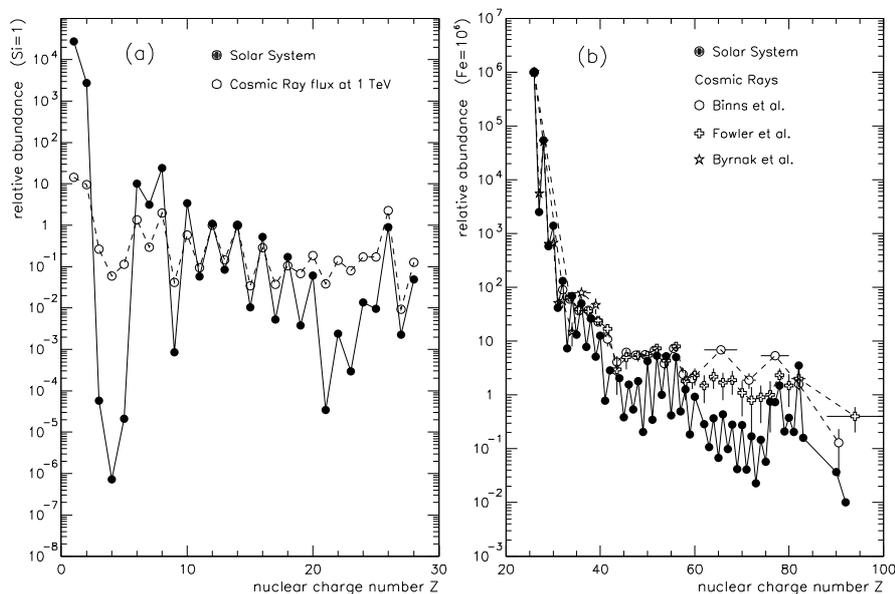


Abbildung 1.1: **Relative Häufigkeitsverteilung der Kerne der Kosmischen Strahlung.** Die Häufigkeit der einzelnen Kerne ist in dieser Darstellung relativ zur Häufigkeit der Elemente im Sonnensystem aufgetragen (Abbildung aus [Wie98]). **Links:** Die Häufigkeit der Elemente H - Ni relativ zu Si = 1. Die Komposition der Kosmischen Strahlung ist Daten bei 1 TeV/ Nukleon entnommen. **Rechts:** Die Häufigkeit der Elemente Fe - Fm relativ zu Fe = 10^6 . Die Daten der KS stammen aus dem Energiebereich $> 1.5 \text{ GeV/ Nukleon}$.

Die Struktur dieser Verteilung ähnelt der solaren Häufigkeit im hohen Maße. Speziell die Gerade-Ungerade-Struktur, welche bis zu den schwersten Elementen nachgewiesen wurde, legt es nahe, daß die Kerne der Kosmischen Strahlung innerhalb von Sternen durch Nukleosynthese erzeugt wurden. Unter anderem aus diesem Grunde werden Supernova-Explosionen als die Quellen der Kosmischen Strahlung betrachtet. Größere Unterschiede sind aber beispielsweise bei Lithium, Beryllium, Bor und den Elementen Scandium bis Mangan zu erkennen. Diese beiden Minima in der solaren Verteilung könnten in der KS aufgrund von Spallations-Effekten schwererer Kerne aufgefüllt worden sein. Lithium, Beryllium und Bor kann dann durch Kollisionen der schweren Elemente Karbon bis Schwefel mit interstellarer Materie entstehen. Scandium bis Mangan könnten ihren Ursprung in der Eisen-Gruppe der Kerne haben [Wie98a].

Die Energie dieses Teilchen-Flusses reicht von einigen MeV bis zu einigen 10^{20} eV. Abbildung 1.2 zeigt das von direkten und indirekten Messungen (Luftschauer-basierte Experimente) bestimmte Gesamtspektrum der Kosmischen Strahlung oberhalb von etwa 300 GeV. Weite Teile dieses Spektrums lassen sich mit einem Potenzgesetz der Form

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 E^{-\alpha} \quad (1.1)$$

beschreiben. Mit α wird hierbei der (differenzielle) spektrale Index und mit Φ_0 die Normierung des Flusses bei einer bestimmten Energie bezeichnet.

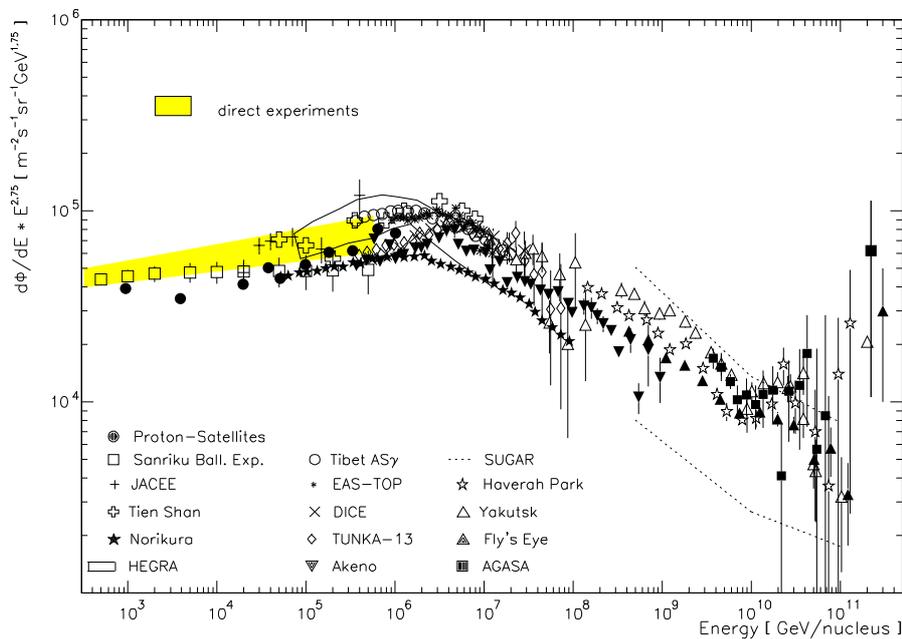


Abbildung 1.2: **Gesamtspektrum der Kosmischen Strahlung.** Zur besseren Darstellung des spektralen Verlaufs ist der differenzielle Fluß mit $E^{2.75}$ multipliziert (Abbildung aus [Wie98]).

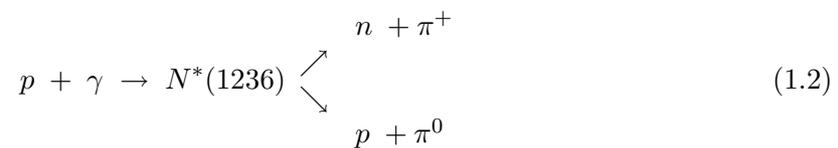
Man erkennt im spektralen Verlauf sofort verschiedene markante Stellen. Bis etwa 10^{15} eV hat das Spektrum einen differenziellen Index von $\alpha = 2.67$. Oberhalb dieser Energie ändert

es seinen Verlauf und fällt mit $\alpha = 3.1$ ab [Wie98]. Dieser Spektral-Bereich wird wegen seiner charakteristischen Form in dieser mit $E^{2.75}$ multiplizierten Darstellung auch als Knie bezeichnet. Bei etwa 10^{19} eV flacht das Spektrum wieder ab.

Eine zweifelsfreie Erklärung dieser spektralen Änderungen existiert bisher nicht. Dies hängt auch damit zusammen, daß die Quellen der KS bis zum heutigen Tage nicht eindeutig indentifiziert werden konnten. Mögliche Szenarios gehen davon aus, daß sich die Quellenart und die Komposition der Kosmischen Strahlung beim Knie ändert. Spätestens oberhalb von 10^{19} eV hat außerdem der Lamorradius der geladenen Teilchen, die vom Magnetfeld ($B \approx 10\mu\text{G}$ [Wei89]) der Milchstraße abgelenkt werden, die mehrfache Ausdehnung der galaktischen Scheibe erreicht. Die geladenen Kerne werden dann nicht mehr von der Galaxie gebunden, so daß sie wahrscheinlich extragalaktischen Ursprungs sind.

Der mit erdgebundenen Experimenten zugängliche Energiebereich selber ist durch natürliche Grenzen begrenzt. Unterhalb einer Energie von einigen MeV gelangen die Primärteilchen nicht mehr zur Erde, da das Erdmagnetfeld die geladenen Teilchen nun in großen Höhen ablenkt und zum Teil speichert [AMS00]. Es entsteht somit ein vom geomagnetischen Breitengrad scharfer unterer Abbruch des Energie-Spektrums. Die absolute Höhe des messbaren Flusses ist zudem bis etwa 10 GeV/ Nukleon von der Amplitude des solaren Windes abhängig (solare Modulation).

Die obere Grenze entsteht aufgrund teilchenphysikalischer Überlegungen. Photonen der sehr dichten thermischen 2.7 K-Mikrowellenhintergrundstrahlung [Pen65] haben bei diesen hohen Teilchenimpulsen im Schwerpunktsystem genügend Energie, um einen Kern der Kosmischen Strahlung anzuregen. Der Prozess



sorgt hier für einen sehr effizienten Energieverlust der Kosmischen Strahlung oberhalb einer Proton-Energie von $3 \cdot 10^{19}$ eV und damit für eine drastische Verkürzung der mittleren freien Weglänge hochenergetischer Kerne. 1966 sagten Greisen [Gre66] sowie unabhängig davon Zatsepin und Kuzmin [Zat66] ein natürliches Ende des Spektrums der Kosmischen Strahlung, den sogenannten Greisen-Zatsepin-Kuzmin-Abbruch (GZK-Abbruch), voraus. Nach detaillierten Studien [Sok89] sollte dieser scharfe Abbruch bei etwa 30 EeV stattfinden, falls sich mögliche Quellen dieser Strahlung in etwa 150 Mpc¹ Entfernung befinden. Für 50 Mpc bzw. 10 Mpc verschiebt er sich nach 50 EeV bzw. nach 70 EeV. Bisher ist diese Abbruch nicht beobachtet worden. Es wurden sogar etwa 20 Ereignisse jenseits 10^{20} eV Teilchenenergie entdeckt (siehe unter anderem [Tak99]), wodurch viele theoretische Überlegungen über mögliche neue physikalische Phänomene angeregt wurden.

Aufgrund des galaktischen (und extragalaktischen) Magnetfeldes werden geladene Teilchen abgelenkt und verlieren im Allgemeinen ihre Richtungsinformation, so daß ein isotroper Fluß kosmischer Strahlung vorliegt. Diese Isotropie geht erst bei sehr hohen Teilchenimpulsen verloren, die dann Aussagen über die Quellerichtung ermöglichen.

¹1 pc = 3.26 Lichtjahre = $3.086 \cdot 10^{16}$ m

1.2 γ -Astronomie

Da die Richtungsinformation der geladenen Kosmische Strahlung verloren ging, kann im Allgemeinen direkt keine Aussage über den Ort ihrer Entstehung gemacht werden. Die einzigen verfügbaren Meßgrößen sind der Verlauf des Energie-Spektrums einzelner Komponenten der geladenen Strahlung. Es existieren jedoch auch ungeladene Komponenten, wie Photonen und Neutrinos, welche möglicherweise in den gleichen Quellen erzeugt wurden. Mit Hilfe eines Modells, das die Erzeugung aller Komponenten sinnvoll wiedergibt, und entsprechender experimenteller Tests, die insbesondere die ungeladenen Komponenten beinhalten, kann ein indirekter Zugang zur Entstehung der kosmischen Strahlung geschaffen werden. Da Detektoren zur Erfassung hochenergetischer GeV-bis-TeV-Neutrinos bisher wahrscheinlich noch nicht genug Sensitivität besitzen, um theoretisch vorhergesagte ν -Flüsse zu vermessen, bleibt die Suche nach GeV-bis-TeV-Photonen mit den im Betrieb befindlichen γ -Detektoren. Dies sind zur Zeit im wesentlichen Cherenkov-Teleskope, da sie aufgrund ihres Detektionsprinzips große Sammelflächen und damit hohe Sensitivität für die sehr kleinen γ -Flüsse ($\approx 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ oberhalb 1 TeV) zu Verfügung stellen.

1.2.1 Quellen kosmischer γ -Strahlung

Abbildung 1.3 zeigt die Koordinaten von γ -Quellen, welche mit dem Satelliten-gestützten Experiment EGRET² [Tho93] an Bord des Compton-Gamma-Ray-Observatory (CGRO) nachgewiesen wurden. Der Energiebereich, für den das Instrument sensitiv war, liegt zwischen 100 MeV und einigen GeV. Von den 271 detektierten Quellen sind bislang 170 unidentifiziert, was zum Teil auf das schlechte Auflösungsvermögen des Experimentes von einigen Grad (für schwache Quellen) zurückzuführen ist. Die meisten identifizierten Quellen ließen sich als Aktive Galaktische Kerne (AGN³) klassifizieren.

Interessanterweise konnten erdgebundene Experimente, die mehr Nachweisfläche aber auch eine höhere Energieschwelle von bisher mindestens 300 GeV besitzen, nur noch etwa 13 γ -Quellen nachweisen. Dies weist auf einen Abbruch der Energiespektren hin. Leider existiert zur Zeit kein Experiment, das im dazwischenliegenden Energieintervall Beobachtungen durchführen kann. Die Lücke wird erst in den nächsten Jahren durch MAGIC⁴ [Lor99] und GLAST⁵ [Woo95] geschlossen.

Tabelle 1.1 gibt einen Überblick der bisher nachgewiesenen Objekte oberhalb 300 GeV. Dabei handelt es sich je zur Hälfte um galaktische und extragalaktische Quellen. Die galaktischen Quellen sind sämtlich den Überresten von Supernovae (SNR⁶) bzw. den übriggebliebenen Pulsar oder einer Kombination von Beiden (Plerion) zugeordnet.

Supernova-Überreste

Wie bereits angedeutet, werden Supernova-Überreste als die Quellen der Kosmischen Strahlung bis zu Teilchenenergien angesehen, die mindestens bis zum Knie der Energieskala reichen

²Energetic Gamma Ray Experiment Telescope

³engl.: Active Galactic Nuclei

⁴Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov detector

⁵Gamma-Ray Large Area Space Telescope

⁶engl.: SuperNova Remnant

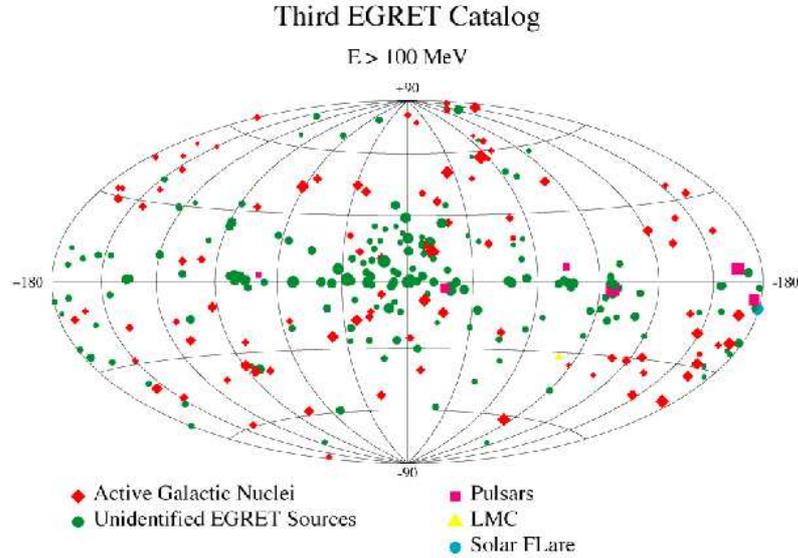


Abbildung 1.3: γ -Quellen des 3. EGRET-Katalogs. Dargestellt sind die galaktischen Koordinaten von mit dem EGRET-Experiment nachgewiesenen Quellen mit $E_\gamma > 100$ MeV. In dieser Aitoff-Projektion liegt die galaktische Scheibe am Äquator und das galaktische Zentrum auf dem Null-Längengrad. (Abbildung aus [Har99]).

[Bie93]. Zur Erzeugung der KS bedient man sich des Modells der stochastischen Beschleunigung von geladenen Teilchen an Schockfronten (siehe z.B. [Dru94]). Die Schockfronten entstehen dabei durch das Auftreffen der bei der Sternexplosion ausgestoßenen Plasmahülle auf das (ruhende) interstellare Medium (ISM).

Die Beschleunigung an Magnetfeldern, die in bewegten Plasmen eingefroren sind, wurde schon 1949 von Enrico Fermi vorgeschlagen [Fer49]. Im effektiven Prozeß der Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung (siehe z.B. [Bel78]) wird ein Plasma in einer Stoßwelle komprimiert. Bei jedem Überschreiten der Stoßfront erlangt das Teilchen einen relativen Energiegewinn $\Delta E/E \propto v_{diff}/v_{Teilchen}$. Hierbei ist v_{diff} die Differenzgeschwindigkeit der Materie vor und nach dem Stoß und $v_{Teilchen}$ die Teilchengeschwindigkeit. Durch die Fluktuationen des magnetischen Feldes wird das Teilchen häufig über die Stoßfront hin- und hergestreut, bevor es mit der komprimierten Plasmaströmung schließlich wegtransportiert wird. Durch eine einfache Überlegung [Lon94] läßt sich außerdem zeigen, daß das resultierende Energiespektrum der Teilchen einem Potenzgesetz folgen muß. Die reine Wechselwirkung mit dem ISM reicht nach [Bie93] nur bis Teilchenenergien von etwa 10 TeV. Höhere Energien sollen die Explosion massereicher Sterne in den vor der Supernova abgegeben eigenen Wind ermöglichen.

Ein Test dieser Vorstellung ist zur Zeit nur durch den Nachweis von γ -Strahlung aus Richtung von SNR möglich. Die γ -Strahlung entsteht dabei durch inelastische Wechselwirkungen der Ionen der Kosmischen Strahlung mit den Kernen des ISM:

$$Ion + ISM \Rightarrow \begin{cases} \text{radioaktive Sekundärteilchen} \Rightarrow \gamma - \text{Linien} \\ \pi^0 \Rightarrow 2\gamma \\ \pi^\pm \Rightarrow e^\pm \Rightarrow \text{Bremsstrahlung} \end{cases} \quad (1.3)$$

Name	Typ	Nachweis	EGRET
galaktische Quellen			
Krebs-Nebel	Plerion	[Wee89] [Vac91]	✓
PSR1706-44	Pulsar (+ SN-Überrest)	[Kif95] [Cha97]	✓
Vela	Plerion	[Yos97]	✓
SN 1006	SN-Überrest	[Tan98]	
RXJ1713.7-3946	SN-Überrest	[Mur99]	
Cassiopeia A	SN-Überrest	[Aha01]	
extragalaktische Quellen			
Markarian 421	AGN	[Pun92]	✓
Markarian 501	AGN	[Qui96]	
1ES2344+514	AGN	[Cat98]	
PKS2155-304	AGN	[Cha99]	✓
1ES1959+650	AGN	[Nis99]	✓
3C66A	AGN	[Nes98]	✓
1ES1426+428	AGN	[Boj01]	

Tabelle 1.1: **Nachgewiesene TeV- γ -Quellen.** Diese Liste tabelliert die am deutlichsten nachgewiesenen Quellen, welche eine Signifikanz $S > 5\sigma$ und meist auch eine Bestätigung durch ein anderes Experiment aufweisen. Einen Überblick auch anderer zur Zeit diskutierter Quellen gibt [Wee99]. Die Spalte *EGRET* zeigt an, ob die Quelle auch vom EGRET-Experiment nachgewiesen wurde.

Diese Prozesse können aber auch im diffusen interstellaren Medium auftreten, so daß der punktförmige Supernova-Überrest vom galaktischen Hintergrund isoliert werden muß.

Allerdings kann γ -Strahlung nicht nur durch Wechselwirkungen von Atomkernen der Kosmischen Strahlung mit dem ISM sondern auch von primären oder sekundären Elektronen oder Positronen erzeugt werden:

$$e^{\pm} + \begin{cases} \text{ISM} \Rightarrow \text{Bremsstrahlung} \\ \text{Sternenlicht, } 2.7K - \text{Hintergrund} \Rightarrow \text{Inverse Compton} - \gamma - \text{Quanten} \\ \text{Magnetfeld} \Rightarrow \text{Synchrotron} - \text{ und Cyclotron} - \text{Strahlung} \\ \quad + e^{\pm} \Rightarrow \text{Inverse Compton} - \gamma - \text{Quanten (SSC)} \end{cases} \quad (1.4)$$

Es ist daher auch denkbar, daß die detektierten γ -Quanten nicht direkt mit der Kosmischen Strahlung zusammenhängen. Existiert zum Beispiel ein rotierender Neutronenstern (Pulsar), der die Supernova-Explosion überstanden hat, so kann dieser die ausgestoßene Plasmahülle mit relativistischen Elektronen speisen. Über den Synchrotron-Selbst-Compton-Prozeß (SSC), werden in diesem auch Plerion genannten Objekt schließlich γ -Quanten erzeugt. Daher ist es notwendig, den betrachteten SN-Überrest auch in anderen Wellenlängenbereichen zu studieren, um z.B. den reinen SSC-Prozeß ausschließen zu können.

Aktive Galaktische Kerne

Eine weitere Quelle von TeV- γ -Strahlung sind sogenannte Aktive Galaktische Kerne (AGN) bzw. ihre Unterklasse Blazare⁷ (zur Klassifizierung von AGN siehe z.B. [Böt97]). Abbildung 1.4 zeigt als Beispiel einer AGN die Galaxie NGC 426.

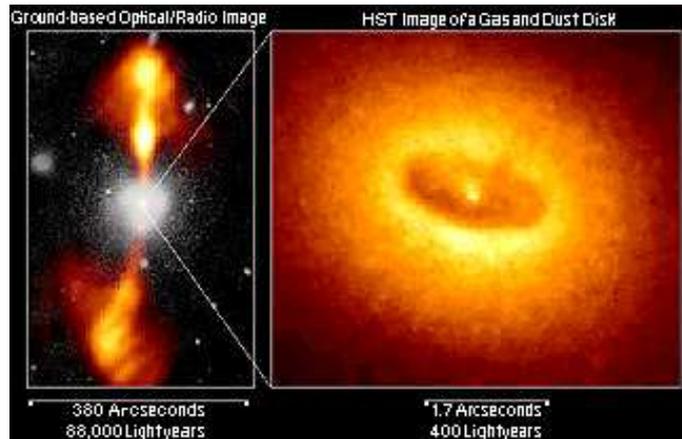


Abbildung 1.4: **Aufnahme der Aktiven Galaxie NGC 426.** Links: Zusammengesetzte Aufnahme erdgebundener Radio- und optischer Teleskope. Es sind deutlich zwei entgegengesetzte Plasma-Ausflüsse (Jets) zu erkennen, die sich vom Zentrum der Galaxie entfernen. Rechts: Diese Aufnahme des Hubble-Space-Teleskops (HST) zeigt den inneren Bereich der Galaxie. Neben einem Gas- und Staub-Torus ist noch ein zentraler und kleinerer heller Bereich zu sehen. Hier vermutet man ein schwarzes Loch, das von einer Akkretionsscheibe (hell) umgeben ist. Dieser Bereich soll die Quelle der Jets sein.

Nach einem vereinheitlichen Schema (siehe z.B. [Urr95]) können alle AGN als verschiedene Ansichten eines physikalischen Phänomen gedeutet werden. Hiernach besteht die Aktive Galaxie im Kern aus einem Schwarzen Loch mit etwa 10^6 bis 10^9 Sonnenmassen, welches die umgebende Materie anzieht. Wegen der Drehimpulserhaltung bildet die Materie in der Äquatorialebene des Schwarzen Lochs eine Akkretionsscheibe. Aufgrund von innerer Reibung, welche die Materie aufheizt, und den damit verbundenen Verlust an Rotationsenergie nähert sich die Materie dem Schwarzen Loch immer mehr. Ein nicht vollständig verstandener Mechanismus (für Ansätze siehe z.B. [Ouy97]) beschleunigt die Materie noch vor Erreichen des Ereignishorizonts auf relativistische Energien und wird in einem eng kollimierten Strahl (Jet) entlang der Rotationsachse vom Schwarzen Loch weggestoßen.

Wichtigster Parameter zur Klassifizierung ist hierbei der Beobachtungswinkel relativ zur Achse der Plasma-Ausflüsse. Schaut man senkrecht zur Jetachse, so sieht man eine Radiogalaxie, mit ihren gigantischen Radio-Keulen weit außerhalb der eigentlichen Galaxie. Schaut man genau in den Plasma-Ausfluß entlang der Jetachse, so detektiert man sehr variable Strahlung direkt aus dem Zentrum der Galaxie. Die Polarisation im optischen Bereich weist zudem auf Synchrotron-Strahlung hin. Aus Richtung dieser Blazare hat man TeV- γ -Strahlung nachgewiesen.

⁷Kunstwort aus **Bl Lac** und **Quasar**

Über welchen Erzeugungsmechanismus die γ -Quanten im Jet hauptsächlich produziert werden, ist noch nicht entschieden. Zum einen gibt es die leptonischen Modelle, nach denen der Hauptanteil dieser Strahlung von einer relativistischen Elektronen-Population herrührt, die im Magnetfeld des Plasmas Synchrotron-Strahlung produzieren und meist über den SSC-Prozeß hochenergetische Photonen erzeugen (z.B. [Mar85]). Die andere Erklärungsweise sind die hadronischen Modelle (z.B. [Man93]). Hier geht man davon aus, daß normale Materie bzw. Atomkerne in einem Schock im Jet nachbeschleunigt wird und über die Wechselwirkung mit Synchrotron-Photonen neutrale Pionen produziert werden, die schließlich in Photonen zerfallen und natürlich auch eine zusätzliche elektromagnetische Kaskade auslösen. Abbildung 1.5 zeigt ein Schema beider Erklärungsansätze.

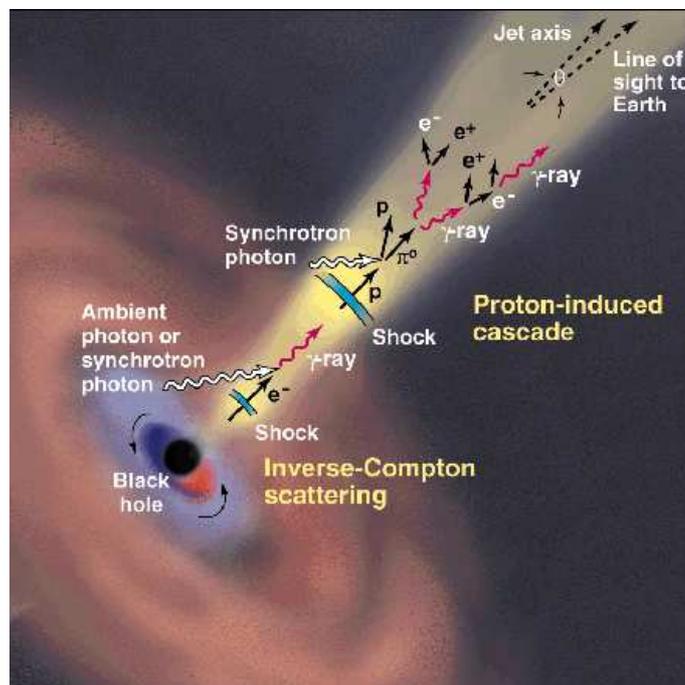


Abbildung 1.5: **Schema zweier möglicher Erzeugungsmechanismen von γ -Quanten in AGN.** Diese Abbildung ist [Buc98] entnommen. Sie stellt auf künstlerische Art die zwei diskutierten (leptonisch, hadronisch) dominanten Erzeugungsmechanismen der beobachteten hochenergetischen γ -Strahlung dar.

In den hadronischen Modellen ist es typischerweise einfacher hohe γ -Energien zu erzeugen, wohingegen die leptonischen Modelle weniger Schwierigkeiten haben, hohe Intensitäts-Variabilitäten wiederzugeben [Buc98]. Während im SSC-Prozeß eine fast gleichzeitige Produktion von z.B. harter keV-Synchrotronstrahlung und TeV-inverse-Compton-Quanten erwartet wird, kann es aufgrund der von hohen Energien herunterkaskadierenden hadroninduzierten Strahlung zu kleineren Zeitunterschieden bei hoher Quell-Variabilität geben. Ein direkter Nachweis von Neutrinos aus Richtung einer AGN würde auf Aktivität hadronischer Materie im Jet hindeuten. Durch eine solche Beobachtung könnte auch geklärt werden, ob AGN zur Produktion sehr hochenergetischer Kosmischer Strahlung (extragalaktischer Anteil) beitra-

gen. Diese könnte dann sowohl direkt im Jet oder in den großen Radio-Keulen am Ende der Jets produziert werden.

Abbildung 1.6 zeigt die TeV- γ -Lichtkurve des Blazars Mkn 501, der etwa 450 Millionen Lichtjahre (Rotverschiebung $z = 0.034$) von der Erde entfernt ist und von dem im Jahr 1997 ein extrem hoher γ -Fluß detektiert wurde (siehe z.B. [Aha99]). Neben des TeV-Flusses sind auch Daten aus dem weichen ($E_{\text{Photon}} = 5.2 \text{ keV}$) und dem harten ($E_{\text{Photon}} = 200 \text{ keV}$) Röntgenbereich, sowie optische und Radiodetektionen eingetragen. Es ist eine deutliche Abnahme der Variabilität nach kleineren Photon-Energien festzustellen.

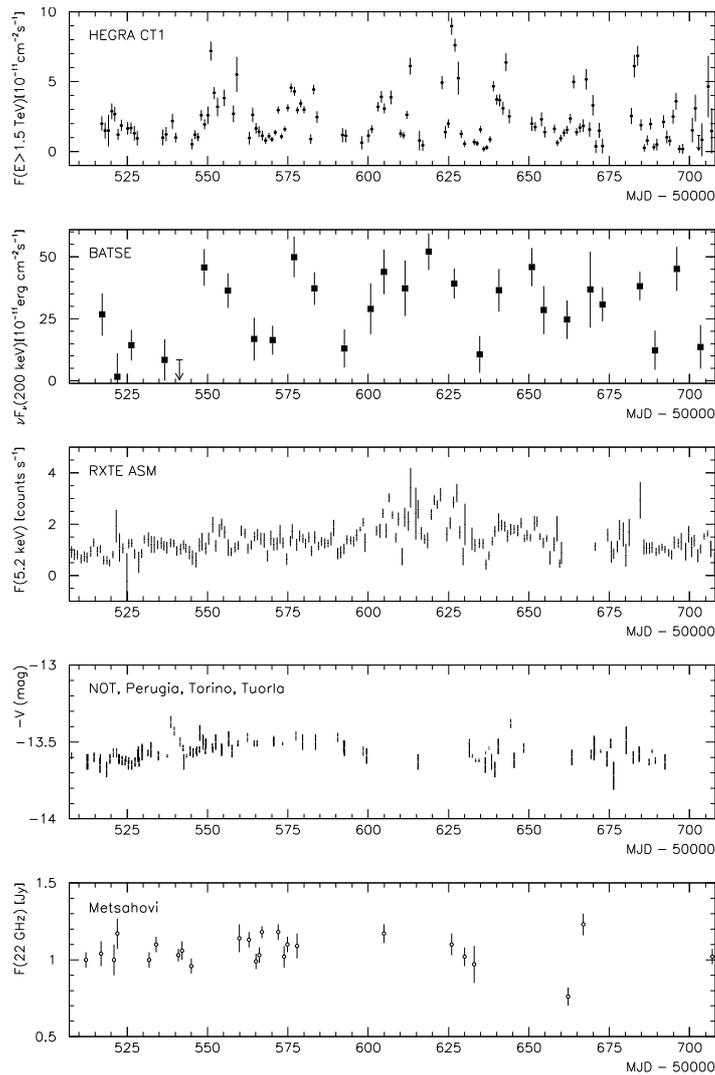


Abbildung 1.6: Die Lichtkurve der Aktiven Galaxie Mkn 501 im Jahr 1997 bei verschiedenen Wellenlängen. Die angegebenen Flüsse sind wöchentlich gemittelte Werte, da sonst keine gleichzeitigen Datenpunkte angegeben werden konnte. Es ist klar zu erkennen, daß die TeV-Strahlung die größte Variabilität zeigt (Abbildung aus [Pet00]).

Um die verschiedenen Erzeugungsmechanismen für γ -Strahlung von AGN zu testen, wurde innerhalb dieser Arbeit (siehe auch [Aha99] und [Pet00]) versucht, über eine Korrelationsfunktion mögliche Zeitunterschiede zwischen täglichen Mkn 501-Flüssen bei 5.2 keV (gemessen vom All-Sky-Monitor (ASM) des RXTE⁸-Satelliten [Bra93]) und TeV-Daten (gemessen mit dem Cherenkov-Teleskop CT1 der HEGRA-Kollaboration) zu detektieren. Abbildung 1.7 zeigt die Ergebnisse. Die maximale Korrelation von $r = 0.611$, die bei 125 unabhängigen Wertepaaren einer Signifikanz von etwa 8.56σ entspricht [Gre78], wurde bei 0 Tagen Verschiebung erreicht. Somit kann innerhalb dieser Analyse der mögliche Zeitunterschied auf weniger als 24 h begrenzt werden.

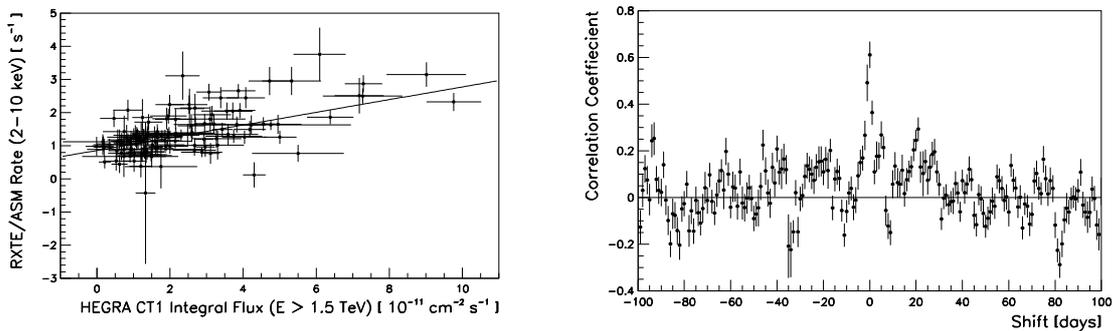


Abbildung 1.7: **Korrelationsanalyse zwischen weicher Röntgen- und TeV- γ -Strahlung aus Richtung von Mkn 501 im Jahr 1997.** Links: Korrelation zwischen RXTE/ASM (weicher Röntgenbereich) und HEGRA CT1-Daten (TeV-Bereich). Die verwendeten Daten sind in dieser Darstellung tägliche Mittelwerte. Rechts: Korrelationsfunktion: Korrelationskoeffizient r als Funktion der Zeitverschiebung der Röntgen- relativ zur TeV-Strahlung. Das Maximum $r = 0.611 \pm 0.057$ liegt bei 0 Tagen Verschiebung und entspricht bei maximaler Anzahl unabhängiger Datenpunkte (125 Wertepaare) einer Signifikanz von $S = 8.56\sigma$ [Aha99].

Innerhalb des SSC-Modells sollte sich eine bessere Korrelation zwischen dem harten Röntgenbereich und γ -Strahlung ergeben. Eine genaue Korrelationsanalyse ist aber wegen der zur Verfügung stehenden nur wöchentlichen Fluß-Mitteln der BATSE⁹-Daten schlecht möglich. Daher wurde in [Pet00] direkt ein SSC-Modell aus [Böt97] an die Lichtkurven in Abbildung 1.6 angepaßt. Wie erwartet werden hier die Fluß-Variationen durch Variationen der injizierten Elektron-Fluß-Dichte und ihres Spektrums erklärt. Neuere Multiwellenlängen (MWL)-Studien werden über zeitlich-koordinierten Einsatz von Röntgen-Satelliten und erdgebundenen TeV-Detektoren verbessert. Beispiele hierfür sind detailliertere MWL-Analysen von Mkn 501 [Sam00] oder der noch variableren aktiven Galaxie Mkn 421 [Kra01].

1.2.2 Propagation kosmischer γ -Quanten: Test der infraroten Hintergrundstrahlung

Die Messung von TeV-Photonen extragalaktischer Quellen hat neben der Suche der Quellen der Kosmischen Strahlung und des Verständnisses der Erzeugungsmechanismen einen weite-

⁸Rossi Xray Timing Explorer

⁹Burst And Transient Source Experiment (an Bord des CGRO)

ren wichtigen Forschungsschwerpunkt. Da der Raum, durch den die Photonen propagieren, kein reines physikalisches Vakuum darstellt, sondern mit kleinen Mengen von Materie und Photonen gefüllt ist, können TeV- γ -Quanten auf ihren Weg von der Quelle zur Erde absorbiert werden. Insbesondere die Absorption an der diffusen extragalaktischen (infraroten) Hintergrundstrahlung (DEBRA¹⁰) über die Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (1.5)$$

spielt für TeV-Photonen eine entscheidende Rolle (siehe [Ste92]. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist (siehe [Hei60]):

$$\sigma(E, \epsilon) = \frac{3\sigma_T}{16} (1 - \beta^2) \left[2\beta (\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right] \text{ cm}^2 \quad (1.6)$$

mit $\beta = [1 - (m_e c^2)^2 / (E\epsilon)]^{1/2}$, der Elektronmasse m_e , dem Thomson-Wirkungsquerschnitt $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$, der Energie E des TeV-Photons und der Energie ϵ des weichen Hintergrundphotons. Der Paar-Erzeugungs-Wirkungsquerschnitt wird maximal, wenn

$$\epsilon \approx \frac{2 (m_e c^2)^2}{E} = 0.5 \left(\frac{1 \text{ TeV}}{E} \right) \text{ eV} \quad (1.7)$$

gilt¹¹. Die Wellenlänge des weichen Hintergrundphotons ist daher durch

$$\lambda_{\text{Hintergrund}}(E) = 2.48 \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right) \mu\text{m} \quad (1.8)$$

gegeben.

Da dieser Prozeß sowie die Propagation eines TeV-Photons durch den extragalaktischen Hintergrund mit der Dichte $n(\epsilon)$ eine optische Tiefe $\tau_{\gamma\gamma}(E, d)$ bzw. eine mittlere freie Weglänge $\lambda(E)$ induziert, kann die TeV-Strahlung einer Quelle der Entfernung d bei einer bestimmten Energie vollständig absorbiert werden ($\tau_{\gamma\gamma} = 1$). Ist der Fluß am Ort der Quelle $F_0(E, d)$, so würde auf der Erde der Fluß

$$F(E, d) = F_0(E, d) \cdot \exp[-\tau_{\gamma\gamma}(E, d)] \quad (1.9)$$

detektiert. Die optische Tiefe $\tau_{\gamma\gamma}(E, d)$ ist natürlich bestimmt durch die mittlere DEBRA-Dichte $n(\epsilon)$ bzw. $n(\lambda_{\text{Hintergrund}})$. Da man z.B. den diffusen 2.7 K-Mikrowellenhintergrund (MBR¹²) und seine extrem hohe Dichte kennt, ist sofort klar, das ankommende TeV-Photonen oberhalb von 100 TeV nicht mehr extragalaktischen Ursprungs sein können. PeV-Photonen können noch nicht einmal mehr die gesamte Milchstraße durchqueren. Abbildung 1.8 gibt einen Überblick der mittleren freien Weglängen λ für verschiedene Photonenergien E .

Besitzt man andererseits ein genau vermessenes TeV-Spektrum, so kann man hieraus eine obere Grenze der DEBRA-Dichte erzielen¹³. Dies ist von großem Interesse, da direkte

¹⁰engl.: Diffuse Extragalactic Background Radiation

¹¹Im allgemeinen Fall muß noch der Winkel Θ zwischen den Photonen und die Rotverschiebung z der ausgesendeten TeV-Photonen beachtet werden: $\epsilon \approx \frac{2 (m_e c^2)^2}{E (1 - \cos \Theta) (1 + z)^2}$

¹²engl.: Microwave Background Radiation

¹³Einen Wert für den extragalaktischen Hintergrund kann man prinzipiell nur durch Beobachtung vieler extragalaktischer Quellen in verschiedenen Entfernungen angeben. Detektiert man beispielsweise einen Abbruch im gemessenen Energiespektrum, so kann dieser auch durch intrinsische Absorptionseffekte zustande kommen.

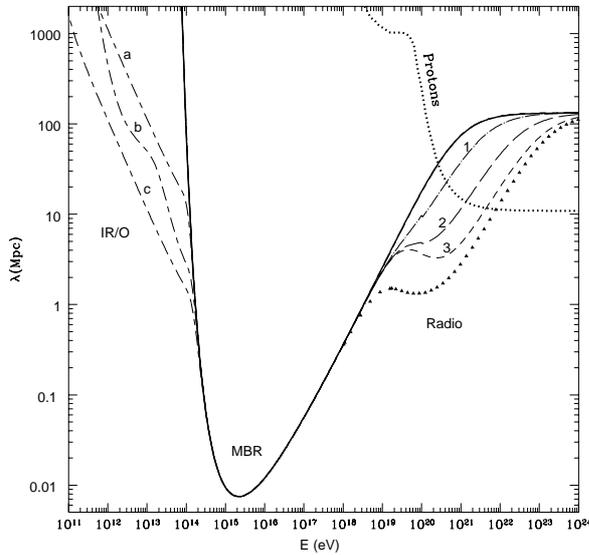


Abbildung 1.8: **Mittlere freie Weglänge für Paar-Produktion als Funktion der Photonenergie.** Es sind keine kosmologischen Effekte eingerechnet (Rotverschiebung $z = 0$). Die Kurven a, b und c stehen für verschiedene Modelle des extragalaktischen infraroten und optischen Hintergrunds und 1, 2, 3 für verschiedene Radio-Hintergrundsabschätzungen. Die Dreiecke sind untere Grenzen für die Annahme, daß der gesamte Radiohintergrund extragalaktischen Ursprungs ist. Die dickgepunktete Linie gibt die mittlere freie Weglänge der Protonen wieder (Abbildung aus [Cop97]).

Messungen des extragalaktischen infraroten Hintergrunds aufgrund der hohen Strahlung der Milchstraße, dem Zodiaklicht und der eigenen instrumentellen Störstrahlung sehr von Modellen der einzelnen Komponenten abhängen und daher mit großen systematischen Fehlern behaftet sind. Somit sind bisher fast nur obere Grenzen aus direkten Messungen bekannt.

Im Jahre 1997 hatte die Aktive Galaxie Mkn 501 (Rotverschiebung $z = 0.034$) eine derart hohe Flußaktivität, daß es möglich war, genug TeV-Photonen zu detektieren, um ein Energiespektrum bis weit über 10 TeV zu rekonstruieren. Das vom CT-System der HEGRA-Kollaboration sehr genau vermessene Spektrum ist in Abbildung 1.9 zu sehen. Die Anpassung eines Potenzgesetzes, das zusätzlich mit einem exponentiellen Abfall gefaltet ist, konnte die Daten am besten Beschreiben. Verschiedene Autoren (z.B. [Kon99], [Kra00]) leiteten hieraus mit unterschiedlichen Verfahren eine obere Flußgrenze des extragalaktischen infraroten Hintergrunds ab, die etwa eine Größenordnung niedriger als die der direkten Messungen im Bereich von 6 bis 80 μm liegt [Hau98].

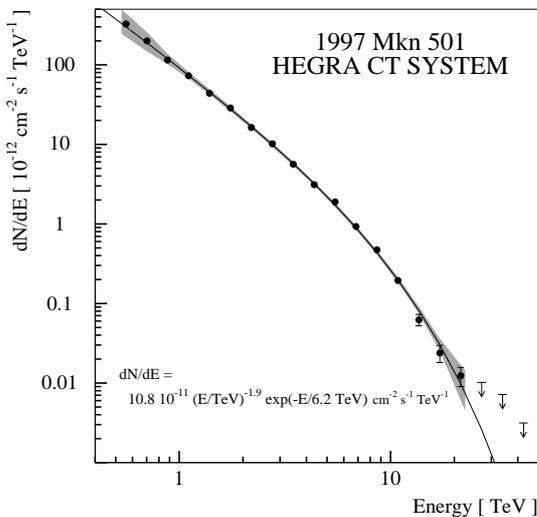


Abbildung 1.9: **Das vom HEGRA-CT-System im Jahre 1997 zeitgemittelte Energiespektrum von Mkn 501.** Die angepaßte Funktion ergibt einen exponentiellen Abfall im Spektrum ab etwa 6.2 TeV. Dies könnte als die Absorption von γ -Photonen durch den extragalaktischen Infrarot-Hintergrund gedeutet werden (Abbildung aus [Aha99]).

Eine weitere indirekte Messung beruht auf die in diesem Jahr nachgewiesene Aktive Galaxie 1ES1426+428 [Boj01]. Die mit einer Rotverschiebung von $z = 0.129$ etwa viermal weiter als Mkn 501 entfernte Quelle (≈ 600 Mpc) konnte bis zu Photon-Energien von einigen TeV signifikant nachgewiesen werden. Dieses Ergebnis deutet wiederum eine sehr große mittlere freie Weglänge und daher eine geringe Dichte der extragalaktischen Infrarot-Hintergrundstrahlung an (siehe z.B. Abbildung 1.8).

Trotz der oben genannten Schwierigkeiten der direkten Messungen wurden im Jahr 2000 Ergebnisse von DIRBE¹⁴ an Bord des COBE¹⁵-Satelliten publiziert [Fin00]. Bei $60 \mu\text{m}$ wird ein gemessener Strahlungsüberschuß $\nu F_\nu = (28.1 \pm 1.8^{stat} \pm 7^{syst}) \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ (entspricht $\epsilon^2 n(\epsilon) \approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ eV cm}^{-3}$) als Signal interpretiert. Diese Dichte ist um eine Größenordnung oberhalb der Grenzen, die aus TeV-Spektren abgeleitet wurden (vergleiche z.B. mit [Aha99]).

Wendet man dieses Ergebnis nun umgekehrt auf die gemessenen TeV-Spektren an, um das eigentliche Quellspektrum zu erhalten, so kommt man zu erstaunlichen Konsequenzen. Da die optische Tiefe bei einem derart hohen Hintergrund für 20 TeV-Photonen bei etwa $\tau = 10$ liegt, würde der Quell-Fluß um einen Faktor $e^{-10} \approx 4.5 \cdot 10^{-5}$ abgeschwächt. Um das gemessene TeV-Spektrum zu reproduzieren, müßte die Quelle (Mkn 501) daher ein sehr hartes (flaches) Energiespektrum produzieren. Dies ist im Rahmen der gängigen Modelle nicht plausibel zu erklären.

Um diesen Widerspruch aufzulösen, gibt es verschiedene Erklärungsansätze. Die Einfachsten gehen davon aus, daß das TeV-Spektrum oder das Signal des extragalaktischen Hintergrunds systematisch falsch gemessen wurde. Ein anderer Vorschlag [Har99a] geht davon aus, daß in der Quelle durch Wechselwirkungen eines Elektron-Positron-Plasmas mit einem Molekülmaser mehrere Photonen erzeugt werden, die eine einzige Phasenraumzelle belegen. Diese gleichzeitig am Rand der Atmosphäre ankommenden Bose-Einstein-Kondensate täuschen dann einen Schauer vor, der einem einzelnen Photon mit höherer Energie entspricht. Rekonstruierte 20 TeV-Photonen könnten dann in Wahrheit ein Bose-Einstein-Kondensat aus Photonen niedrigerer Energie sein, welche eine niedrigere DEBRA-Dichte durchlaufen müssen und daher weniger Absorption erleiden. Da jedoch die Position der Maxima der durch mehrere einzelne niederenergetische Photonen im Mittel höher in der Atmosphäre liegen müssen als die eines einzelnen hochenergetischen Photons, konnte durch die zusätzliche Rekonstruktion dieser Höhe mit Hilfe des CT-Systems der HEGRA-Kollaboration weitestgehend ausgeschlossen werden, das der Großteil von TeV-Schauern aus Bose-Einstein-Kondensaten besteht ([Aha00a], [Hor00]). Ein weiterer Ansatz geht davon aus, daß eine mögliche Verletzung der Lorentzinvarianz, z.B. durch Effekte der Quantengravitation, die Schwellenenergie ϵ für das Einsetzen von Elektron-Positron-Paarerzeugung verschiebt und die mittlere freie Weglänge vergrößert ([Fin00], [Pro00]).

1.3 Luftschauber

1.3.1 Grundlagen

Trifft ein Teilchen der Kosmischen Strahlung auf die Moleküle der Erdatmosphäre, so treten in der Regel Wechselwirkungen ein, bei denen im Falle genügender Primärteilchen-Energie

¹⁴Diffuse InfraRed Background Explorer

¹⁵COsmic Mircrowave Background Explorer

meist eine Fülle neuer Sekundärteilchen erzeugt werden. Die Atmosphäre ist daher, außer für zwei schmale Frequenz-Bereiche von Photonen (sichtbares Licht und Radiowellen), nicht transparent für extraterrestrischen Teilcheneinfall.

Man unterscheidet streng zwischen elektromagnetischen und hadronischen Luftschaue. Elektromagnetische Schauer sind meist durch Elektronen, Positronen oder Photonen induziert und im wesentlichen durch Prozesse der Bremsstrahlung und Elektron-Positron-Paar-Bildung bestimmt. Hierdurch wechselt sich die Produktion von Elektronen/Positronen und Photonen ab und die Primärteilchenenergie verbleibt in einer elektromagnetischen Kaskade.

Aufgrund ihres hadronischen Ursprungs ist die Entwicklung von Luftschauern, die durch Protonen oder schwereren Kernen der Kosmischen Strahlungen ausgelöst werden, wesentlich komplexer. Neben den elektromagnetischen Wechselwirkungen dominieren hier starke und schwache Prozesse. Trifft zum Beispiel ein Proton mit einer Energie von 1 TeV auf die Atmosphäre, so hat es im Mittel eine freie Weglänge von $\lambda_I \approx 86 \text{ g/cm}^2$ [Gai90]. Da die mittlere freie Weglänge deutlich größer ist als in einem elektromagnetischen Schauer, dringen Protonen wesentlich tiefer in die Atmosphäre ein¹⁶. Die typische Inelastizität eines solchen Stoßes liegt bei etwa 0.5, d.h ein Primärteilchen verliert im Mittel bei jeder Reaktion die Hälfte seiner Energie. Diese steht dann für die Erzeugung von Mesonen - vorwiegend geladene und neutrale Pionen - zur Verfügung. Niederenergetische geladene Pionen zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer $\tau = 2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ [PDG00] mit 99.99 % Wahrscheinlichkeit in den Zerfallskanal

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad , \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.10)$$

Bei höheren Pion-Energien ist eine erneute Wechselwirkung mit einem Kern wahrscheinlicher:

$$\pi^\pm + N \rightarrow \pi^0 + Y \quad (1.11)$$

Die hauptsächlich durch Pion-Zerfall (und in geringeren Maße durch Kaon-Zerfall) erzeugten Muonen können trotz einer Lebensdauer von nur $\tau = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ [PDG00] wegen der Zeitdilatation die Erde erreichen oder aber über den Prozeß

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad , \quad \mu^\mp \rightarrow e^\mp + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.12)$$

in Leptonen zerfallen.

Neutrale Pionen zerfallen aufgrund ihrer sehr kurzen Lebensdauer von nur $\tau = 8.4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$ [PDG00] mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa 99 % über

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.13)$$

in Photonen.

Die in den Muon-Zerfällen entstandenen Elektronen und Positronen sowie die im Zerfall des neutralen Pions produzierten Photonen können schließlich über Paarerzeugungs- und Bremsstrahlungsprozesse eine elektromagnetische Sub-Kaskade erzeugen. Allgemein haben hadronische Schauer also drei verschiedene Komponenten, die am Erdboden noch nachgewiesen werden können. Abbildung 1.10 stellt die hadronische, die muonische und die elektromagnetische Komponente schematisch dar.

¹⁶Zum Vergleich: Die gesamte Atmosphäre hat nur eine vertikale Tiefe von $\approx 1035 \text{ g/cm}^2$ oder $12 \lambda_I$.

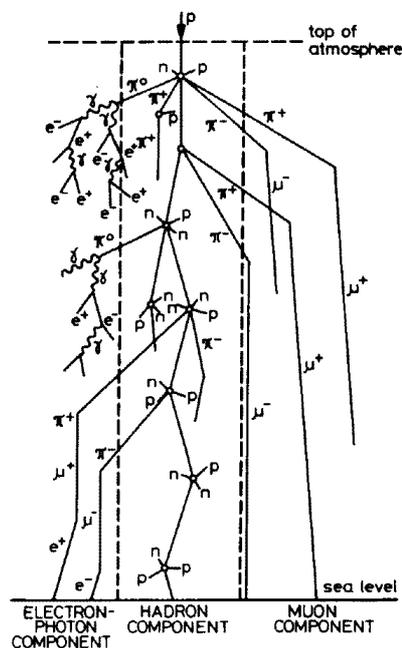


Abbildung 1.10: Darstellung der Komponenten eines hadronischen Luftschauers. (Abbildung aus [All84])

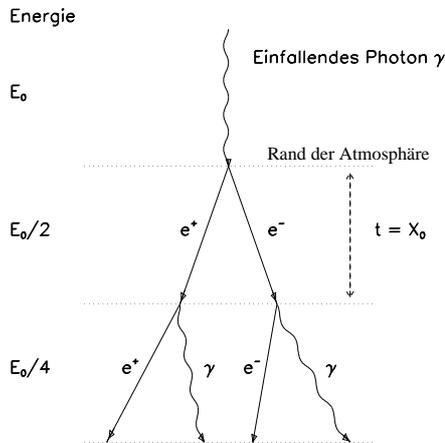
1.3.2 Analytische Behandlung elektromagnetischer Schauer

Zwischen den kosmischen Primär- und Sekundärteilchen und den Atomen der Erdatmosphäre findet eine Vielzahl von Wechselwirkungen statt, welche aufgrund ihres quantenmechanischen Ursprungs statistischer Natur sind. Dieser höchst komplexe Vorgang kann nur in vereinfachter Form analytisch behandelt werden.

Modell zur Schauerentwicklung

Ein analytisches Modell der Entwicklung elektromagnetischer Schauer wurde schon 1944 von Heitler [Hei44] vorgestellt. Trotz seiner sehr vereinfachten Sichtweise, liefert es wichtige Eigenschaften von Teilchenschauern.

Innerhalb dieses Modells arbeitet man mit der Startenergie des Primärteilchens E_0 , einer festen, energieunabhängigen Wechselwirkungslänge X_0 und der momentanen atmosphärischen Tiefe T . In jeder Wechselwirkung des Projektils mit den Molekülen der Atmosphäre entkommen zwei Teilchen. Seine Energie wird paritätisch auf diese Teilchen aufgeteilt (siehe Abbildung 1.11). Ionisationsverluste werden hierbei vernachlässigt. Nach $t = T/X_0$ Wechselwirkungen erhält man somit $N(t) = 2^t$ Sekundärteilchen. Die Energie jedes dieser Teilchen ist $E(t) = E_0 \cdot 2^{-t}$. Falls nun die Teilchen die sogenannte kritische Energie E_C erreichen, welche nicht mehr ausreicht, um in Wechselwirkungen neue Teilchen zu produzieren, ist das Schauermaximum erreicht. In Luft beträgt die kritische Energie $E_C = 84.2$ MeV [Coc61]. Danach verlieren die Teilchen nur noch Energie durch Ionisationsverluste und werden schließlich durch die Atmosphäre absorbiert. Ihre Energie am Schauermaximum ist $E(t_{max}) = E_C = E_0 \cdot 2^{-t_{max}}$. Daraus folgt:

Abbildung 1.11: **Einfaches Modell einer elektromagnetischen Kaskade.**

$$t_{max}(E_0) = \frac{T_{max}}{X_0} = \frac{\ln\left(\frac{E_0}{E_C}\right)}{\ln 2} \quad (1.14)$$

Die Tiefe des Schauermaximums wächst daher logarithmisch mit der Energie des Primärteilchens. Ausserdem gilt:

$$N(t_{max}) = 2^{t_{max}} = N_{max}(E_0) = \frac{E_0}{E_C} \quad (1.15)$$

Die Teilchenzahl wächst also exponentiell mit der Schauertiefe und ist im Schauermaximum proportional zur Primärteilchenenergie.

Räumliche Entwicklung elektromagnetischer Schauer

Eine komplexere analytische Beschreibung der longitudinalen Entwicklung wird in [Gre56] gegeben (siehe auch [Gai90]). Durch lösen von Kaskadengleichungen gelangt man zu folgenden Ausdruck für die Elektronenzahl:

$$N_e(t, E_0) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln\left(\frac{E_0}{E_C}\right)}} \cdot \exp(t[1 - 1.5 \ln s]) \quad (1.16)$$

mit

$$s = \frac{3t}{t + 2 \ln\left(\frac{E_0}{E_C}\right)} \quad (1.17)$$

Der Parameter s wird Schaueralter genannt. Er entwickelt sich von $s < 1$ (Zunahme der Sekundärteilchen) über $s = 1$ (Schauermaximum) zu $s > 1$ (Abnahme der Teilchenzahl; Schauer stirbt aus). In Abbildung 1.12 ist das Ergebnis dieser Beschreibung für verschiedene Schauerenergien aufgetragen.

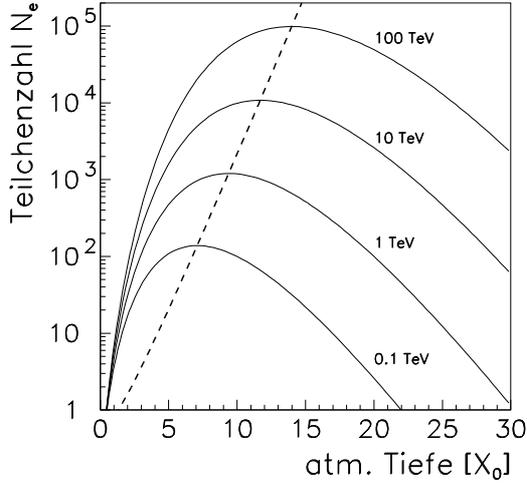


Abbildung 1.12: **Longitudinale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers.** Aufgetragen ist die Anzahl der Elektronen gegen die atmosphärische Tiefe in Einheiten der Strahlungslänge X_0 für verschiedene Primärteilchen-Energien. Zusätzlich ist die energieabhängige Position des Schauermaximums dargestellt (gestrichelte Linie).

Für $s = 1$ erhält man

$$t_{max} = \ln \left(\frac{E_0}{E_C} \right) \quad (1.18)$$

und somit

$$N_e(t_{max}, E_0) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln \left(\frac{E_0}{E_C} \right)}} \cdot \left(\frac{E_0}{E_C} \right) \quad (1.19)$$

Die Zusammenhänge, welche mit dem einfachen Modell abgeleitet wurden, gelten also auch bei einer komplexeren Betrachtung.

Die laterale Verteilung des elektromagnetischen Schauers wird vorwiegend durch die Coulomb-Vielfachstreuung der Elektronen und Positronen an den Atomkernen der Luft bestimmt. In der Molièreschen Theorie [Mol47][Mol48] ist der mittlere Ablenkwinkel $\langle \Theta \rangle$ eines Elektrons der Energie E nach Durchqueren einer Materieschicht der Dicke x bestimmt durch

$$\langle \Theta^2 \rangle \approx \left(\frac{21 \text{ MeV}}{E} \right)^2 \cdot \Delta t = \left(\frac{21 \text{ MeV}}{E} \right)^2 \cdot \frac{x}{X_0} \quad (1.20)$$

Analog zum Maß für die longitudinale Schauerausdehnung X_0 läßt sich eine Größe für die dazu transversale laterale Entwicklung angeben. Sie wird Molière-Radius r_m genannt und ergibt sich, wenn die durchlaufene Materieschicht gerade einer Strahlungslänge X_0 entspricht:

$$r_m \approx \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle} \cdot X_0 = \frac{21 \text{ MeV}}{E_C} \cdot X_0 \quad (1.21)$$

In Luft beträgt $r_m = 9.5 \text{ g/cm}^2$ (mit $X_0 = 37.7 \text{ g/cm}^2$), was auf Meereshöhe etwa 70 m Radius entspricht.

Für die laterale Dichte-Verteilung haben Nishimura und Kamata [Nis52] sowie Greisen [Gre56] eine Approximation angegeben, welche als NKG-Formel bekannt ist:

$$\rho_e(N_e, r, s) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi \Gamma(s) \Gamma(4.5 - 2s)} \cdot \frac{N_e}{r_m^2} \cdot \left(\frac{r}{r_m} \right)^{s-2} \cdot \left(1 + \frac{r}{r_m} \right)^{s-4.5} \quad (1.22)$$

In Abbildung 1.13 ist dieser Zusammenhang für verschiedene Schaueralter abgebildet.

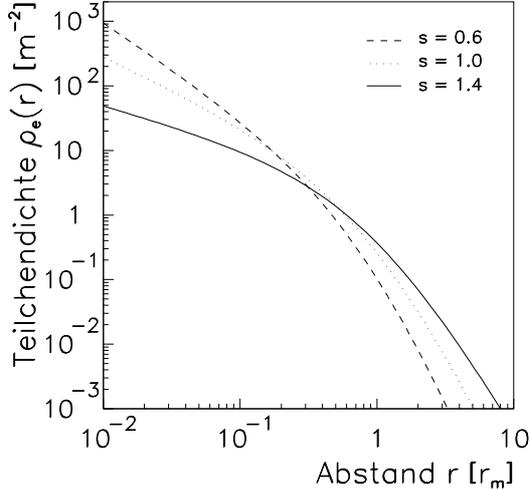


Abbildung 1.13: **Laterale NKG-Dichteverteilung eines elektromagnetischen Schauers.** Dargestellt ist die mit der NKG-Formel berechnete Teilchendichte gegen den Abstand zum Schauerkern für verschiedene Schaueralter. Die Teilchenanzahl wurde hierbei aus Darstellungsgründen als gleich angenommen.

Der NKG-Formalismus beschreibt die laterale Verteilung elektromagnetischer Schauer nicht perfekt. Er vernachlässigt, daß in wirklichen Schauern immer auch ein hadronischer Anteil in der Nähe des Schauerkerns vorliegt, welcher die Verteilung steiler werden läßt [Gai90]. Trotzdem wird diese Beschreibungsweise oftmals benutzt, da diese Formel sehr zeitsparend an die Teilchenfront gemessener Schauer angepasst werden kann. Somit sind Rückschlüsse auf Schaueralter bzw. Höhe des Schauermaximums und damit auf die Schauerenergie möglich.

1.3.3 Analytische Behandlung hadronischer Schauer

Die räumliche Entwicklung hadronischer Schauer ist durch die Ausbreitung der drei Sub-Komponenten bestimmt. Hierbei ist die elektromagnetische Komponente, gemessen an der Zahl der Teilchen, die Dominanteste. Da aber auf Teilchen aus hadronischen Wechselwirkungen Transversalimpulse der Größe $p_T = 500 \text{ MeV}$ übergehen, sind die Schauer weiträumiger als die kompakten elektromagnetischen Schauer. Zudem führen die komplexeren Wechselwirkungen im hadronischen Schauer zu größeren Fluktuationen und daher zu einer inhomogeneren Entwicklung in der Verteilung der Teilchendichte.

Um nun die laterale Verteilung hadronischer Schauer am Erdboden zu beschreiben, werden typischerweise die Einzelkomponenten verwendet. Neben des bereits im letzten Abschnitt angegebene NKG-Ansatzes für den elektromagnetischen Anteils, kann auch die laterale Dichte ρ_μ der muonischen Komponente parametrisiert werden ([Gre60] oder [Gai90]). Die Greisen-Formel geht hierbei von zwei Beobachtungen aus. Die Erste ist, daß die Muon-Lateralverteilung im wesentlichen unabhängig vom Schaueralter s ist:

$$\rho_e(N_\mu, r) = \frac{\Gamma(2.5)}{2\pi \Gamma(1.5) \Gamma(1.5)} \cdot \left(\frac{1}{320}\right)^{1.25} \cdot N_\mu r^{-0.75} \cdot \left(1 + \frac{r}{320 m}\right)^{-2.5} m^{-2} \quad (1.23)$$

Die zweite Beobachtung verknüpft die gemessene Anzahl der Muonen und der Elektronen und Positronen:

$$N_\mu(> 1 \text{ GeV}) \approx 0.95 \cdot 10^5 \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{3/4} \quad (1.24)$$

Die Greisen-Formel für Muonen lautet dann

$$\rho_{\mu}(N_e, r) = 18 \cdot \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{3/4} \cdot r^{-0.75} \cdot \left(1 + \frac{r}{320 \text{ m}}\right)^{-2.5} m^{-2} \quad (1.25)$$

1.3.4 Erzeugung von Cherenkov-Photonen

Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch ein Medium mit Brechungsindex n , so polarisiert es auf seiner Bahn anliegende Moleküle. Ist die Teilchengeschwindigkeit kleiner als die Lichtgeschwindigkeit im Medium ($v < c/n$), dann können sich die elektrischen Dipole symmetrisch um das Teilchen anlagern und das elektromagnetische Feld kompensieren. Gilt jedoch $v > c/n$, so ist eine Abschirmung nicht mehr möglich. Es verbleibt ein zeitlich veränderliche Dipolfeld und elektromagnetische Cherenkov-Strahlung wird emittiert [Che34] [Tam37].

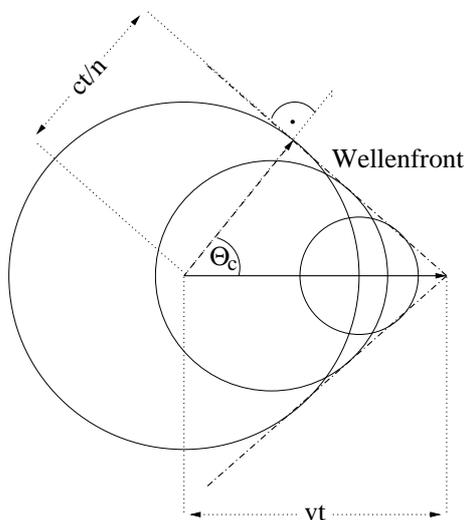


Abbildung 1.14: **Huygensche Konstruktion der Cherenkov-Wellenfront.** Mit Hilfe des Huygenschen Prinzips lässt sich (vergleichbar mit dem Machschen Prinzip für Überschallflugzeuge) eine Wellenfront und der Emissionswinkel konstruieren.

Mit dem Huygenschen Prinzip lässt sich die kegelförmige Wellenfront der Cherenkov-Strahlung konstruieren (siehe Abbildung 1.14). Der Emissionswinkel θ_c der Strahlung ist dann

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right) \quad (1.26)$$

mit $\beta = v/c$. Dieser wird maximal, falls das Teilchen exakt mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c durch das Medium propagieren würde.

Bewegt sich das Teilchen durch Luft, so kann die Höhenabhängigkeit des Brechungsindex $n(h)$ für eine angenäherte isotherm geschichtete Atmosphäre durch

$$n(h) = 1 + \eta_0 \cdot \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right) \quad (1.27)$$

beschrieben werden (analog zur barometrischen Höhenformel). Hierbei ist $h_0 = 8.4$ km die Skalenhöhe, $\eta_0 = n_0 - 1 = 2.9 \cdot 10^{-4}$ und n_0 der Brechungsindex der Luft auf Meereshöhe. Abbildung 1.15 (links) zeigt für diese Situation den von der Emissionshöhe abhängigen maximalen Emissionswinkel der Cherenkov-Photonen.

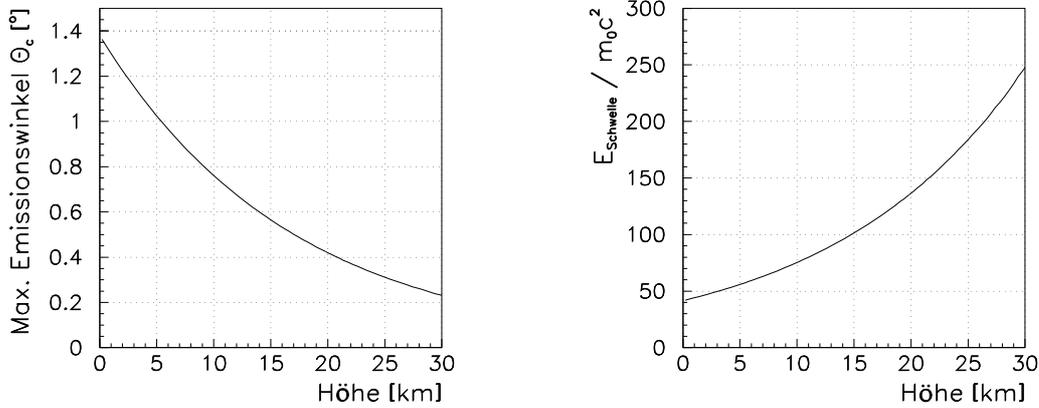


Abbildung 1.15: **Maximaler Emissionswinkel und Energieschwelle von Cherenkov-Photonen in Luft.** Links: Maximaler Emissionswinkel. Rechts: Energieschwelle $\gamma = E / m_0 c^2$. Dargestellt ist jeweils die Abhängigkeit von der Höhe über dem Meeresspiegels.

Die Energieschwelle, ab der es einem geladenen Teilchen möglich ist Cherenkov-Strahlung zu erzeugen, läßt sich einfach mit $v > c/n$ berechnen:

$$E_{Schwelle} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (1.28)$$

Sie ist von der Masse der Teilchen abhängig, und daher für Elektronen ($E_{Schwelle} = 21$ MeV) deutlich niedriger als etwa für Muonen (4.4 GeV) oder Protonen (38 GeV). Da Elektronen und Positronen auch oberhalb dieser Energieschwelle die häufigsten geladenen Teilchen in Luftschauern sind, dominieren sie auch die Cherenkov-Licht-Produktion. In Abbildung 1.15 (rechts) ist die Höhenabhängigkeit der massennormierten Energieschwelle aufgetragen.

Die Anzahl der Photonen pro Wegelement x ergibt sich zu

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (1.29)$$

mit der Feinstrukturkonstanten $\alpha = e^2/hc \approx 1/137$, der Ladung des Teilchens z und der Wellenlänge der Cherenkov-Photonen λ . Mit $\cos(\theta_c) = 1/\beta n$ erhält man schließlich die Anzahl dN der Cherenkov-Photonen, welche auf dem Wegelement l im Wellenlängenintervall $d\lambda$ erzeugt werden:

$$dN = 2\pi\alpha z^2 \sin^2 \theta_c \frac{d\lambda}{\lambda^2} l \quad (1.30)$$

Da diese Anzahl proportional zu $1/\lambda^2$ ist, fällt die Verteilung zu großen Wellenlängen hin ab. Bei kleinen Wellenlängen schneidet das Spektrum wiederum ab, da im fernen UV-Bereich der Brechungsindex $n(\lambda) < 1$ wird. Die meisten Photonen werden also im Blauen und Ultraviolett produziert. Bei Wellenlängen zwischen 300 nm und 600 nm werden auf Meereshöhe

etwa 44 Photonen pro Meter erzeugt. Der Energieverlust, den die geladenen Teilchen dabei erleiden, beträgt etwa 0.1 % des Ionisationsverlustes und ist daher zu vernachlässigen.

1.4 Nachweis von γ -Quellen mit Luft-Cherenkov-Detektoren

Nachdem die Physik von Luftschauern dargestellt wurde, soll nun auf die allgemeine Problematik beim Nachweis von γ -induzierten Luftschauern mit Luft-Cherenkov-Detektoren eingegangen werden. Einen Einblick in andere Meßmethoden findet sich in Kapitel 2.

Die von kosmischer Strahlung ausgelösten Luftschauern produzieren neben einer Kaskade geladener Teilchen auch Cherenkov-Strahlung, das im Mittel aus Richtung des Schauermaximums in einem Winkel α von etwa 1° relativ zur Primärteilchenachse abgestrahlt wird und somit eine große Fläche A am Erdboden beleuchtet. Steht nun ein Cherenkov-Detektor innerhalb des Cherenkov-Kegels, so kann er den Luftschauer über das Cherenkov-Licht nachweisen. Diesen Kegel kann man natürlich gedanklich umdrehen - mit der Spitze zum Detektor und der Fläche A am Ort des Schauermaximums mit Abstand D - und somit geometrisch andeuten, daß der Detektor alle Primärteilchen mißt, die die Fläche A durchqueren. Zenitnahe und zenitferne Schauer haben jedoch eine unterschiedliche Entfernung D zum Detektor, da sich die Schauermaxima bei größeren Zenitwinkeln θ aufgrund der größeren Luftüberdeckung höher in der Atmosphäre entwickeln. Dies führt dann dazu, daß die Nachweisfläche A eine Funktion des Zenitwinkels wird [Som87] (siehe auch Abbildung 1.16):

$$A(\theta) = \pi (D(\theta) \tan \alpha)^2 \sim D^2 \quad (1.31)$$

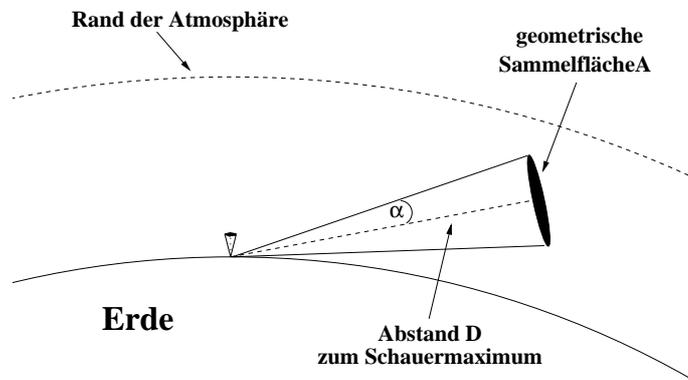


Abbildung 1.16: Zunahme der Sammelfläche bei großen Zenitwinkeln.

Vernachlässigt man nun die atmosphärische Absorption und geht davon aus, daß die Cherenkov-Lichtdichte mit $1/D^2$ abfällt, so steigt die Schwellenenergie, mit der der Detektor bei gegebener Rauschunterdrückung in der Lage ist, den Schauer nachzuweisen, mit $E_{Schwelle} \sim D^2$ an. Produziert nun die nachzuweisende TeV- γ -Quelle einen Fluß mit integrealem spektralem Index δ und der störende Untergrund an geladener Kosmischer Strahlung einen Gesamtfluß mit integrealem spektralem Index Δ , so erzeugen die einzelnen Komponenten folgende Nachweisrate im Detektor:

$$R_\gamma \sim A \cdot E_{Schwelle}^\delta \sim D^2 \cdot D^{-2\delta} = D^{2-2\delta} \quad (1.32)$$

$$R_{KS} \sim A \cdot E_{Schwelle}^\Delta \sim D^2 \cdot D^{-2\Delta} = D^{2-2\Delta} \quad (1.33)$$

Bildet man nun das Signal-zu-Rausch-Verhältnis

$$\frac{Signal}{Rausch} \sim \frac{R_\gamma}{\sqrt{R_{KS}}} \sim \frac{D^{2-2\delta}}{D^{1-\Delta}} = D^{1+\Delta-2\delta} \quad (1.34)$$

und setzt für $\Delta \approx 1.7$, so erkennt man, daß für γ -Quellen mit $\delta > 1.35$ die Nachweismöglichkeit mit der Entfernung D und daher mit dem Zenitwinkel θ zunimmt [Som87].

Diese Zunahme gilt hier nur für TeV-Quellen mit sehr flachen Spektren und bei deutlich höheren Energieschwellen als bei zenitnahen Beobachtungen. Außerdem ist die atmosphärische Absorption nicht mit einbezogen worden. Da aber auch nicht die unterschiedliche Struktur elektromagnetischer und hadronischer Schauer und damit die Möglichkeit hadronische Kaskaden zu unterdrücken ausgenutzt wurde, ist dieses Ergebnis schon bemerkenswert.

1.5 Ziel der Arbeit

1.5.1 Hochenergie-Astrophysik: Beobachtungen unter großen Zenitwinkeln

Die meisten Beobachtungen von γ -Quellen finden unter Zenitwinkeln $\theta < 45^\circ$ statt. Dies hat den Vorteil, daß man eine niedrige Energieschwelle und damit eine bessere Nachweismöglichkeit für potentielle neue Quellen besitzt. Beobachtungen unter größeren Zenitwinkeln würde es aber erlauben, die Beobachtungszeit für Objekte zu erhöhen, die bei kleinen Zenitwinkeln kulminieren. Zudem könnten Quellen beobachtet werden, die vom Standpunkt des Teleskops nur unter höheren Zenitwinkeln zu untersuchen sind. Der dritte Vorteil ergibt sich direkt aus der oben vollzogenen einfachen Ableitung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses. Unter großen Zenitwinkeln können eventuell noch γ -Quellen bei Energien beobachtet werden, die aufgrund der typischen stark abfallenden Spektren bei kleinen Zenitwinkeln und bei gegebener Beobachtungszeit sonst keinen signifikanten Beitrag mehr leisten würden. Somit kann auch der dynamische Bereich des Instrumentes erweitert werden. Aus diesem Grund ist dieser Beobachtungsmodus von einigen Autoren untersucht ([Som87], [Sch99]) bzw. direkt in aktuelle Beobachtungen miteingebracht worden ([Tan94], [Tan98a], [Kon99a], [Kre99], [Cha99], [Cha99a], [Moh99], [Pet01], [Oku01]).

In dieser Arbeit soll die Möglichkeit der horizontnahen Beobachtung für das Cherenkov-Teleskop CT1 der HEGRA-Kollaboration studiert werden. Aufgrund des Detektionsprinzips von allein stehenden Cherenkov-Teleskopen, seines sehr kleinen Gesichtsfeldes von nur 3.25° und der damit verbundenen geringen Effizienz, Schauer noch mit Energien weit oberhalb der Schwelle und bei großen Impakt-Parametern zu rekonstruieren, sowie der steil abfallenden Quellspektren endet der dynamische Energie-Bereich des Instruments bei gängigen Beobachtungszeiten und im zenitnahen Modus bei etwa 15 TeV. Die Erhöhung der Sensitivität oberhalb dieser Energie wäre daher - auch in der oben beschriebenen Situation bzgl. der Bestimmung des extragalaktischen Hintergrundes - eine wichtige Aufgabe. Zudem benötigen einige Quellen, die unter kleinen Zenitwinkeln gut von der Südhälfte der Erde zu beobachten sind, noch eine Bestätigung. Beispielsweise konnte die galaktische Quelle SN 1006 bisher nur von

einem Experiment (CANGAROO-Kollaboration) signifikant nachgewiesen werden [Tan98] [Har01] [Tan01]. Die Beobachtung durch ein anderes südliches Teleskop (University of Durham Mark 6) [Cha99b] ergab ein negatives Resultat. Da es sich bei dieser Quelle aber um einen der wenigen SNR-Kandidaten handelt, der möglicherweise hochenergetische Kosmische Strahlung in der abgestoßenen Plasma-Hülle produziert und im TeV- γ -Licht nachgewiesen werden kann, wäre hier eine Bestätigung für die gängigen Modellvorstellungen wertvoll.

Zum Studium des horizontnahen Beobachtungsmodus und einer möglichen Bestätigung von SN 1006 wurden daher folgende Arbeitsschritte verrichtet:

1. Erstellung einer geeigneten Simulationskette

- Modifikation eines der meist verwendeten Monte-Carlo-Programme zur Simulation von Luftschauer (CORSIKA):
Da kein Simulationsprogramm zur Verfügung stand, das horizontnahe Schauer korrekt berechnen kann, mußte CORSIKA entsprechend abgeändert werden.
- Anpassung einer bestehenden Teleskop-Simulation an die speziellen Anforderungen der Simulation und Analyse

2. Test der neuen Simulation an Krebs-Nebel-Daten (Beobachtung unter 10° Zenitwinkel)

- Auswertung und Analyse des Krebs-Nebel-Datensatzes
- Erstellung eines simulierten Datensatzes für 10° Zenitwinkel-Beobachtungen
- Optimierung der Teleskop-Sensitivität und Vergleich mit Daten

3. Anwendung der neuen Simulation auf Daten der Quelle SN 1006 (Beobachtung unter 70° Zenitwinkel)

- Auswertung und Analyse des SN 1006-Datensatzes
- Erstellung eines simulierten Datensatzes für 70° Zenitwinkel-Beobachtungen
- Optimierung der Teleskop-Sensitivität und Vergleich mit Daten

1.5.2 Kosmische Teilchenphysik: Muonfluß unter Grund

Da in der TeV- γ -Astronomie, der zukünftigen ν -Astronomie aber auch in der Beobachtung der Kosmischen Strahlung allgemein die Simulation von Luftschauern bei der Rekonstruktion von Primärteilchen und deren Energie aber auch bei der Bestimmung des Signal-Untergrundes eine entscheidende Rolle zukommt, sollen in einem zweiten Teil dieser Arbeit die Simulation von Luftschauern aber auch die Monte-Carlo-Methoden-basierte Berechnung von Energieverlusten bei der Propagation von Muonen durch Materie näher betrachtet werden.

Da nun ein Programm zur Luftschauerberechnung zur Verfügung steht, das auch horizontnahe Kaskaden simulieren kann, ist es möglich den atmosphärischen Muonfluß und durch Anwendung verschiedener Propagations-Modelle den Muonfluß unter Grund zu erzeugen. Da auch sehr präzise Messungen unterirdischer Muonen vorliegen (z.B. vom Fréjus-Experiment), können durch einen detaillierten Vergleich systematische Abweichungen in den Simulationen aufgedeckt werden. Mögliche Fehler im Algorithmus aber auch in der verwendeten physikalischen Information werden durch ein solches Vorgehen eingehend studiert.

Um diese zweite Untersuchung durchzuführen, waren folgende Schritte notwendig:

1. Test der Simulations des atmosphärischen Muonflusses

- Simulation des atmosphärischen Muonflusses mit dem modifizierten CORSIKA
- Analyse der Simulation und Vergleich mit Beobachtungen

2. Test der Simulation des Muonflusses unter Grund

- Anwendung mehrerer verschiedener Propagations-Modelle
- Erstellung einer einfachen Detektorsimulation des Fréjus-Detektors
- Analyse und Vergleich mit dem Fréjus-Datensatz

Kapitel 2

Das HEGRA-Teleskop CT1

Der folgende Abschnitt gibt einen Überblick über das HEGRA-Experiment, zu dem auch das Prototyp-Teleskop CT1 gehört. Im weiteren Verlauf des Kapitels wird schließlich der Aufbau von CT1 sowie dessen Ereignis-Rekonstruktion beschrieben.

2.1 Das HEGRA-Experiment

Das HEGRA¹-Experiment befindet sich auf dem Gelände des Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM) auf der Kanarischen Insel La Palma (28.76° N, 17.89° W) in einer Höhe von 2200 m über N.N. Das Observatorium wird vom Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) betrieben. Der Standort zeichnet sich durch exzellente atmosphärische Bedingungen sowie der für astronomische Beobachtungen hervorragenden aquatorialen Lage aus.

Bis in das Jahr 2000 war das HEGRA-Experiment durch seinen Multi-Detektor-Zugang zur Erforschung der Kosmischen Strahlung gekennzeichnet. Zu den 4 Detektortypen zählten Szintillations-Zähler, offene Cherenkov-Zähler, Geiger-Türme und Cherenkov-Teleskope. Die ersten drei Typen waren in einem Feld der Größe 200 m × 200 m angeordnet und konnten die laterale Verteilung der Luftschauerteilchen auf Beobachtungshöhe testen. Mit Hilfe zusätzlicher Ankunftszeit-Information war es außerdem möglich, die Richtung der Luftschauer anzugeben. Dieser auch *Array* genannte Teildetektor ist jetzt komplett deinstalliert.

Zur Zeit besteht das HEGRA-Experiment noch aus den bei γ -Quellsuche erfolgreichen 6 Cherenkov-Teleskopen. Fünf dieser Teleskope sind in ein System zusammengefasst. Mit dem Einzelteleskop CT1 wurden die in dieser Arbeit analysierten Datensätze gemessen. Abbildung 2.1 gibt einen schematischen Überblick der Luftschauer-Anlage aus dem Jahr 1997, als noch alle Komponenten installiert waren.

Szintillationszähler

Das Szintillationszähler-Feld diente zur Messung der Ankunftszeiten und der lateralen Verteilung von geladenen Schauerteilchen. Es bestand aus einer Matrix von 13 × 13 Stationen im Abstand von je 15 m. Im Zentrum kam später eine Verdichtung mit 74 Stationen hinzu, die in halber Gitterweite zur ursprünglichen Matrix verschoben war. Jeder Einzeldetektor hatte eine aktive Fläche von 1 m² und bestand aus 3 cm bis 5 cm dicken Plastik-Szintillator, der von

¹High Energy Gamma Ray Astronomy

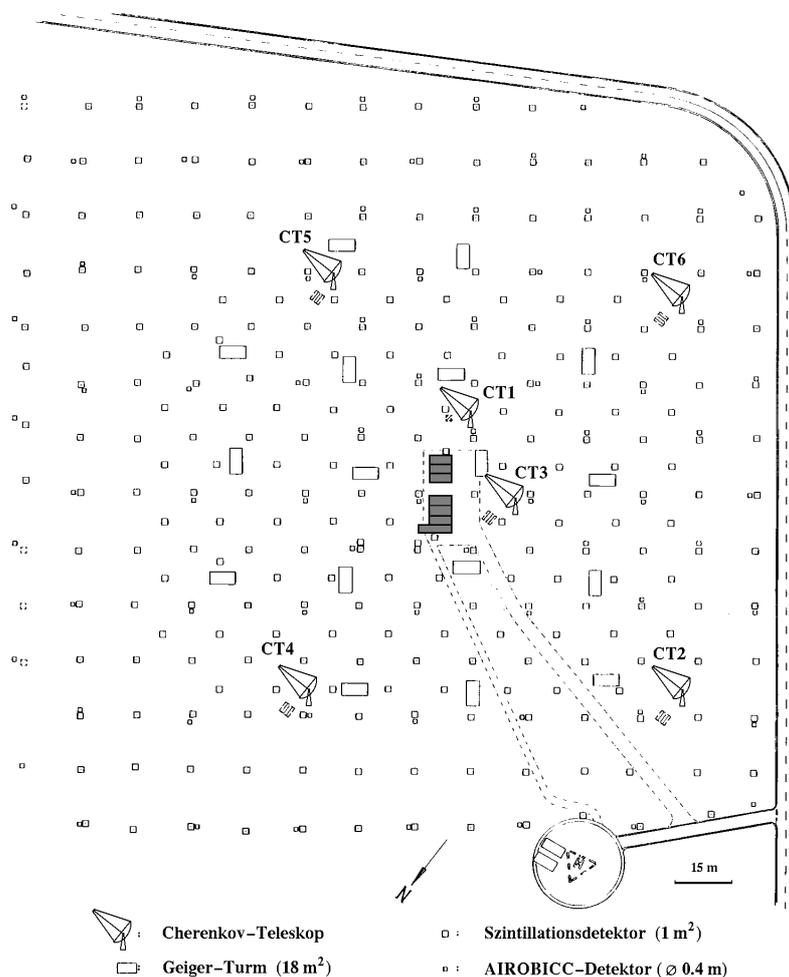


Abbildung 2.1: Schematische Übersicht des HEGRA-Experimentes.

einer 5 mm dicken Bleiplatte bedeckt wurde. Der Blei-Absorber führte zur Konversion von hochenergetischen Elektronen und Positronen in Photonen. Der Szintillator wurde schließlich von bis zu zwei verschiedenen betriebenen Photomultipliern² (PM) ausgelesen. Dies garantierte eine hohe Zeitaufösung und einen großen dynamischen Bereich für die Pulsamplituden. Eine genauere Beschreibung der Szintillationszähler-Matrix bietet [Kra96].

Offene Cherenkov-Zähler (AIROBICC)

Das Feld offener Cherenkov-Zähler (AIROBICC³) bestand ursprünglich aus einer Matrix mit 7×7 Detektoren im Abstand von je 30 m. Es wurde 1996 auf 77 Zähler erweitert. Die Photomultiplier sahen hier direkt in den mondlosen Nachthimmel, was die verfügbare Beobachtungszeit natürlich enorm reduzierte. Direkt über den Photomultipliern befand sich

²Photokathode mit Sekundärelektronenvervielfacher

³AIR shower Observation By angle Integration Cherenkov Counters

ein Glassfilter, der eintreffendes Licht mit Wellenlängen größer 470 nm absorbierte. Um die effektive Sammelfläche jeder Station auf 0.125 m^2 zu erhöhen, wurden oberhalb der Photomultiplier reflektierende Lichttrichter montiert. Hierdurch wurde die Richtungsakzeptanz auf maximal 30° Zenitwinkel beschränkt. Anders als das Szintillationszähler-Feld konnten mit AIROBICC Teilchen (Cherenkov-Photonen) der gesamten Schauarentwicklung nachgewiesen werden, was die Energieschwelle für Luftschauer deutlich reduzierte. Eine detaillierte Beschreibung von AIROBICC ist in [Kar95] zu finden.

Geiger-Türme

Die Geiger-Turm-Matrix diente zur Identifizierung der elektromagnetischen und speziell der muonischen Komponente von Luftschauern. Dadurch sollte in Zusammenarbeit mit dem Szintillator- und AIROBICC-Feld eine bessere Unterscheidung der Schauertypen, insbesondere der elektromagnetischen von den hadronischen Schauern, erreicht werden. Die Matrix bestand aus 17 Türmen, die in je 30 m Abstand zueinander aufgebaut waren. Jeder Turm bestand aus 6 Schichten mit 6 m langen Geiger-Rohren, die noch vom Fréjus-Experiment stammen. Die Türme hatten eine aktive Fläche von $2.7 \text{ m} \times 6.0 \text{ m}$. Nach der ersten und zweiten Geiger-Rohr-Schicht befand sich je eine Zwischenschicht aus 5 Strahlungslängen Blei, die sicherstellten, daß in den untersten Schichten mit hoher Wahrscheinlichkeit nur noch Muonen vorliegen. Da jeder Turm für sich nur eine zweidimensionale Darstellung der Schauerspuren leisten konnte, wurden benachbarte Türme senkrecht zueinander aufgebaut. Weitere Informationen zu diesem Teildetektor befinden sich in [Rho96].

Cherenkov-Teleskop-System

Zur Zeit befinden sich nur noch die 6 Cherenkov-Teleskope auf dem HEGRA-Gelände. Fünf der Teleskope sind zu einem System zusammengefaßt. Hierdurch ist es möglich, Luftschauer von mehreren Seiten gleichzeitig zu beobachten und somit stereoskopisch zu rekonstruieren. Dies hat neben der mehrfachen Bestimmung der Schauergrößen noch den Vorteil, den Impaktparameter, die Höhe des Schauermaximums sowie die genaue Richtung des Schauers zu vermessen. Vier der fünf System-Teleskope stehen in den Ecken eines Quadrates. Das fünfte Teleskop steht im Abstand von 70 m zu den Anderen im Zentrum des Systems. Jedes dieser Systemteleskope hat eine Spiegelfläche von 8.5 m^2 und eine Brennweite von 5 m. Die Montierung der Teleskope ist vom Alt-Azimuth-Typ. Jede der 5 Kameras ist mit 271 jeweils 21mm großen PMT⁴-Pixeln⁵ ausgerüstet. Das Gesichtsfeld der Kameras beträgt somit jeweils 4.3° . Die Pixel werden mit einem 8 Bit 120 MHz-Flash-ADC-System ausgelesen. Dies bietet den Vorteil der Reduzierung des Nachthimmelsrauschens in den Pixeln sowie der Bestimmung der relativen Ankunftszeiten der Cherenkov-Photonen. Da mindestens zwei der fünf Teleskope einen lokalen Trigger (2 benachbarte Pixel oberhalb einer Diskriminatorschwelle in 12 ns) absetzen müssen, vermindern sich außerdem zufällige Trigger durch Rauschen des Nachthimmelshintergrund. Hierdurch sinkt die Nachweisschwelle auf 500 GeV. Das System ist mit vier Teleskopen seit 1996 und mit fünf Teleskopen seit 1998 im Betrieb. Weitere Informationen zum CT-System sind in [Dau98] erhältlich.

⁴PhotoMultiplier Tube

⁵Pixel ist eine Abkürzung von picture element (engl.), zu deutsch: Bildelement

2.2 Das Einzelteleskop CT1

Das erste HEGRA-Cherenkov-Teleskop nahm 1992 seinen Meßbetrieb auf [Mir94]. Dieses Einzelteleskop gilt als Prototyp und Testdetektor für neuere Entwicklungen. So ist es in der Vergangenheit kontinuierlich verbessert worden. Zu Anfang hatte das Teleskop eine Kamera mit nur 37 Pixeln und eine Spiegelfläche von 5 m². Im Jahre 1995 wurde es mit einer 127 Pixel-Kamera aufgerüstet [Rau95]. Seit Ende 1997 konnte auch die Spiegelfläche mit neu entwickelten leichten Einzelspiegeln auf 10 m² erhöht werden [Cor99]. Abbildung 2.2 gibt einen Eindruck vom aktuellen Detektor.



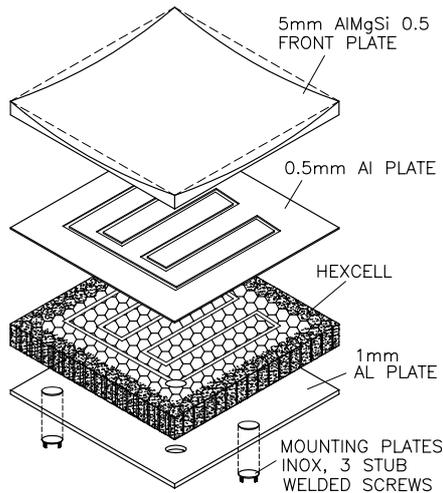
Abbildung 2.2: Das 10m²-Cherenkov-Teleskope CT1.

2.2.1 Montierung

Im Gegensatz zu den anderen fünf HEGRA-Teleskopen hat CT1 eine äquatoriale Montierung. Dies hat den Vorteil, daß das Teleskop, bis auf kleinere Korrekturen durch eine mögliche Mißweisung, nur um die Stundenachse nachgeführt werden muß, um ein Objekt am Himmel zu verfolgen. Außerdem entfällt hier die Rotation des Kameragesichtsfeldes relativ zum beobachteten Himmelsausschnitt. Sterne in der Nähe der beobachteten γ -Quelle leuchten immer in die gleiche Kameraregion. Ein Nachteil dieser Montierung ist, daß ein weiterer Himmelsbereich bei sehr großen Zenitwinkeln ($> 70^\circ$) nicht beobachtet werden kann. Bereiche, die im Süden liegen, sind hiervon aber ausgenommen, so daß die galaktische Quelle SN 1006 verfolgt werden konnte. Ein weiterer Nachteil sind die hohen Kosten einer solchen Montierung. Die Stabilität beider Teleskopachsen konnte nur mit schweren Gegengewichten gewährleistet werden.

2.2.2 Reflektor

Der aktuelle Reflektor, bestehend aus 33 sphärisch gekrümmten Einzelspiegeln, ist eine komplette Neuentwicklung [Bar97]. Ende 1997 wurden die alten 18 Glasspiegel demontiert und die gesamte Spiegelfläche mit leichten hochreflektierenden Aluminium-Spiegeln bestückt. Abbildung 2.3 gibt einen Überblick zum Aufbau der neuen Einzelspiegel.



EXPLODED VIEW OF A MIRROR ELEMENT

Abbildung 2.3: **Aufbau der Teleskopspiegel.** Die montierten Spiegel haben eine hexagonale Form und Al Mg 4.5 Mn als reflektierende Oberfläche (Abbildung aus [Cor99]).

Wie zu erkennen ist, haben die Spiegel einen HEXCELL-Aluminium-Kern, der sich zwischen dünnen Aluminium-Platten befindet. Die vorderste Platte hat eine reflektierende Oberfläche, die mit einem Diamanten gedreht wurde. Die Oberfläche wird von einer 120 mm dicken eloxierten Al_2O_3 -Schicht geschützt. In Abbildung 2.4 ist die spektrale Reflektivität der Spiegel nach der Eloxation aufgetragen. Sie beträgt im Mittel etwa 83 % bis 85 % (300 nm - 500 nm) [Cor99].

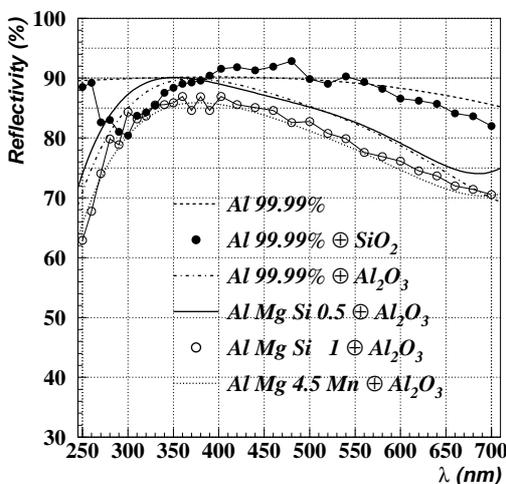


Abbildung 2.4: **Spektrale Reflektivität der CT1-Spiegel.** Die reflektierende Oberfläche der CT1-Spiegel besteht aus einer Al Mg 4.5 Mn Legierung und einer Al_2O_3 Schutzschicht (Abbildung aus [Bar97]).

Die fokale Aufweitung einzelner Lichtstrahlen, d.h. die Spiegelauflösung, liegt bei 2 Bogenminuten. Die Brennweite der Spiegel beträgt - abhängig von der Position des einzelnen Spiegels - etwa 490 mm [Bar97]. Im HEXCELL-Kern der Einzelspiegel ist noch zusätzlich ein Heizdraht integriert, der die Spiegel bei kaltem Wetter vor Tau und Eisbildung schützt. Aus der besseren Wärmeleitfähigkeit ergab sich auch die Notwendigkeit einen Aluminium-HEXCELL statt eines weniger teuren Plastikkerns zu verwenden. Um eine möglichst dichte Abdeckung des Spiegelträgers zu erlangen, wurden die 0.31 m^2 großen Einzelspiegel hexagonal geformt. Dank ihres geringen Gewichts von nur 6 kg (Glass-Spiegel: 11 kg) konnte am Spiegelträger noch ein weiterer Aussenring installiert werden. Damit vergrößerte sich die gesamte Spiegelfläche um 100 % auf 10 m^2 .

2.2.3 Kamera

Die CT1-Kamera ist mit Hilfe von 3 Kohlefaser-Masten in der Fokalebene des Reflektors fixiert. Um die Verbiegung der Masten klein zu halten, wurden sie mit Aluminiumrohren und Stahlkabel stabilisiert. Die Kamera selbst besteht aus einer hexagonal-dichten Packung von 127 Photomultipliern des Typs EMI-9083 A mit einem Gehäusedurchmesser von 20 mm. Die Quantenausbeute dieses Typs liegt bei 370 nm etwa bei 26 % und im Mittel ($270 \text{ nm} < \lambda < 620 \text{ nm}$) bei etwa 14 %. Abbildung 2.5 zeigt die in der Simulation verwendete Quanteneffizienz für Pixel 1 gegen die Photon-Wellenlänge.

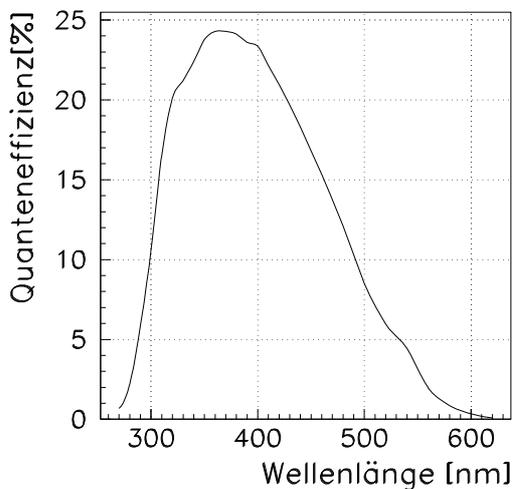


Abbildung 2.5: **Quantenausbeute der Kamera-Pixel** . Dargestellt ist die Quanteneffizienz gegen die Photon-Wellenlänge am Beispiel von Pixel 1.

Jeder einzelne Kamera-Pixel hat in der Brennebene ein Gesichtsfeld von 0.25° und die gesamte Kamera somit einen maximalen Durchmesser von 3.25° . Ein Foto der Kamera ist in Abbildung 2.6 zu sehen.

Um die Leerräume zwischen den Pixeln zu schließen und die Lichtausbeute zu erhöhen, wurden oberhalb der Pixel zusätzlich Lichtleiter befestigt, dessen Eintrittsfenster hexagonal geformt sind. In Abbildung 2.7 ist das Schema eines Lichtleiters dargestellt. Ein Foto der gesamten Lichtleitermaske zeigt Abbildung 2.8.

Wie aus Abbildung 2.7 hervorgeht, würde ohne die Lichtleiter ein großer Teil des Licht auf die weniger lichtempfindlichen Bereiche der Photokathode gelangen. Durch ihre Form wird das einfallende Licht optimal gesammelt. Die mit aluminisierter Mylar-Folie bedeckten

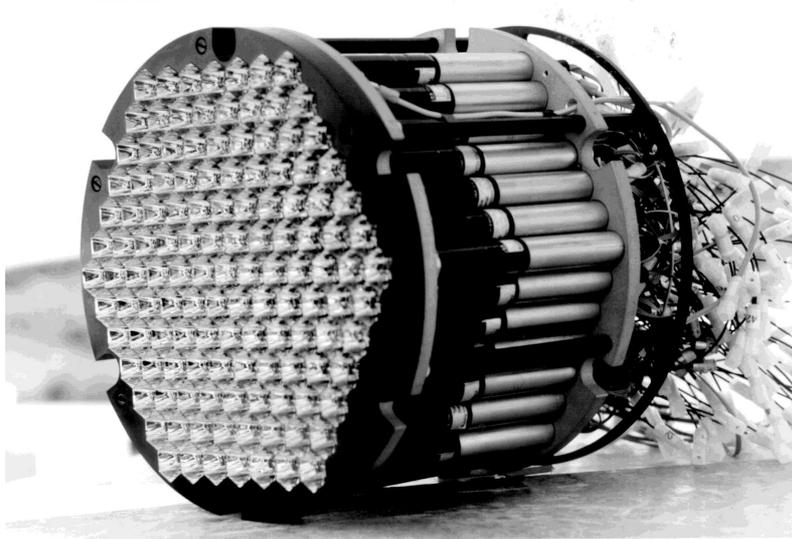


Abbildung 2.6: **Innere Konstruktion der CT1-Kamera.** (Abbildung aus [Dec97])

Wände führen dazu 93 % des Lichtes (rotes Laserlicht) auf die einzelnen Photokathoden [Rau95]. Unter Annahme einer Abnahme dieser Wahrscheinlichkeit bei kürzeren Wellenlänge wird die mittlere Sammel-Wahrscheinlichkeit für den gesamten Wellenlängenbereich in dieser Arbeit auf 85 % korrigiert. Im Gegensatz zur bis 1995 betriebenen 37 Pixel-Kamera, ist diese Lichtleitermaske aus hohlen Trichtern aufgebaut. Myonspuren, die damals die Plexiglas-Lichtleiter passierten, erzeugten Cherenkov-Licht, das einen Trigger auslösen konnte. Aufgrund der schmalen Kamerabilder kamen so oft Verwechslungen mit von γ -Schauer induzierten Triggern vor. Die Triggerrate dieser Ereignisse konnte durch die hohlen Leiter von 0.5 Hz auf weniger als 0.05 Hz verringert werden [Rau95].

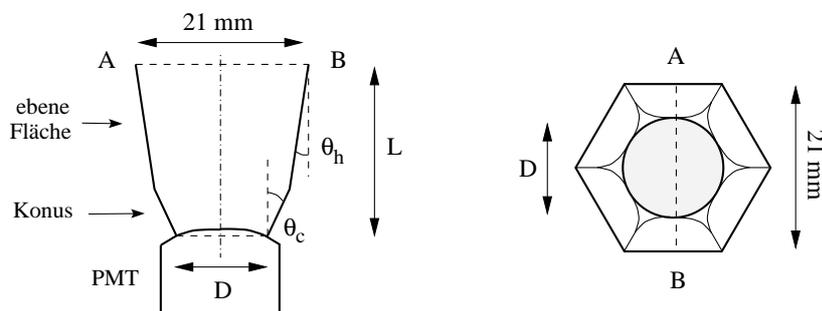


Abbildung 2.7: **Schema der Lichtleiter.** Querschnitt (links) und Aufsicht (rechts) der verwendeten Lichtleiter. Folgende Werte bestimmen die Lichtleiter-Geometrie: $D = 16 \text{ mm}$, $L = 20 \text{ mm}$, $\theta_h = 8.5^\circ$, $\theta_c = 13.0^\circ$ (Abbildung aus [Her96]).

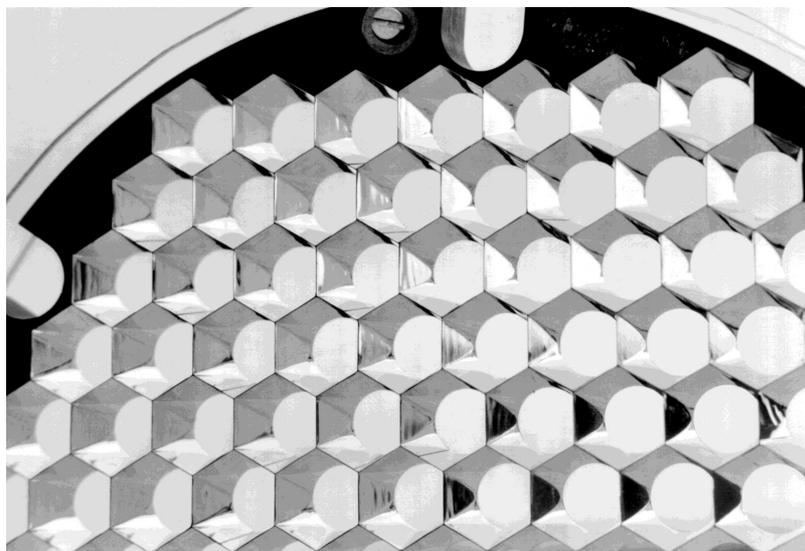


Abbildung 2.8: Lichtleitermaske der CT1-Kamera. (Abbildung aus [Dec97])

2.2.4 Datennahme

Bis Anfang 1998 wurden nur Ereignisse ausgelesen, die einen einfachen Majority-Trigger auslösten. Zwei der 127 Photomultiplier mußten ein Signal mit mindestens 15 Photoelektronen in 13 ns liefern. Die mittlere Triggerrate lag hier bei 1.2 Hz. Diese hohe Schwelle wurde gewählt, um die Anzahl der zufälligen Trigger, ausgelöst durch Photonen des Nachthimmels-hintergrundes oder aber durch die Ionen-Rückkopplung [Mir97], zu unterdrücken.

Der einfache Trigger wurde durch eine Nächste-Nachbar-Trigger-Logik [Bul98] ersetzt. Hierdurch war es möglich, die einzelne Pixelschwelle auf 12 Photoelektronen herabzusetzen. Durch die topologische Nebenbedingung, daß mindestens ein Nachbar ebenfalls über dieser Schwelle liegen muß, konnte die Triggerrate von 15 Hz auf 3 Hz reduziert werden [Cor99]. Falls die Triggerbedingung erfüllt ist, wird eine Rubidium-Uhr zur Messung der genauen Zeit ausgelesen. Die Rb-Uhr verwendet einen über die Atomfrequenz von Rb^{87} stabilisierten Quarzkristall mit einem Frequenzfehler von 10^{-11} s, der neben einem genauen Sekundenpuls eine stabilisierte Frequenz von 5 MHz liefert. Um die Genauigkeit dieser Uhr zu kontrollieren, wird nebenher noch eine autonome GPS⁶-Einheit betrieben.

Abbildung 2.9 zeigt ein Schema zur gesamten Datenauslese. Die 127 Photomultiplier vom Typ EMI-9083A senden ihre Signale an eine Zentralstation, in der sie mit Hilfe von CAMAC⁷- und NIM⁸-Elektronik weiterverarbeitet werden. Die ankommende Ladungsverteilung wird in einem 10 ns breitem Zeitfenster in LeCroy 2249A Analog-Digital-Konvertern (ADC⁹) digitalisiert. Der Nächste-Nachbar-Trigger ist in einem NIM-Modul implementiert. Weitere Module erlauben es, die ADC-Ströme, Trigger-Raten der Pixel und weitere Statusinformationen des

⁶Global Positioning System

⁷Computer Automated Measurement And Control

⁸National Instruments Methods

⁹Analoge Digital Converter; z. dt.: A/D-Wandler

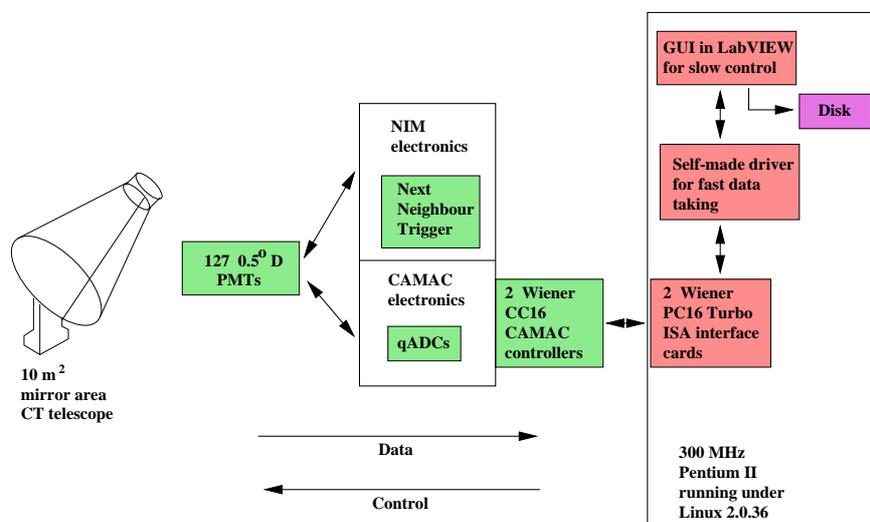


Abbildung 2.9: **Schema des neuen CT1-Datennahmesystems.** Der eingerahmte Teil des Schemas ist seit 1999 neu installiert (Abbildung aus [Cor99]).

Teleskops zu überwachen. Bis 1999 wurden die CAMAC-Module von einem Macintosh über zwei spezielle Crate-Controller¹⁰ ausgelesen [Rau95].

Um ein schnelleres und flexibleres System zu schaffen, stellte man die Auslese auf ein unter Linux 2.0.36 laufendes PC-System um. Dazu wurden zwei neue Wiener CC16 Crate-Controller installiert, die über Wiener PC16 Turbo ISA Karten mit einem 300 MHz Pentium II Rechner verbunden sind. Da Linux kein Echtzeit-Betriebssystem ist, die Totzeit für die normalen Teleskop-Operationen aber klein gehalten werden sollen, mußte das Auslesesystem in einen schnellen Event-Builder und eine langsame Benutzer-Schnittstelle aufgegliedert werden.

Für die neuen CAMAC-Schnittstellen-Karten wurde ein neuer Treiber entwickelt, der es erlaubt, eine sehr schnelle Interrupt-betriebene Auslese der Pixeldaten zu vollführen. Die Totzeit ist kleiner als 0.5 % und das gesamte System arbeitet stabil bis zu Raten von 50 Hz, was um einen Faktor 10 über der normalen Datennahmerate liegt. Der Treiber selber arbeitet dabei als Event-Builder. Er liest die Ereignisse während des Interrupts mit einer Wartezeit von weniger als 10 μ s aus und leiten sie über den Speicher (FIFO¹¹-Typ) weiter an ein Kontroll-Programm.

Das neue Teleskop-Kontroll-Programm und die Benutzer-Schnittstelle wurde mit Hilfe der LabVIEW Programmiersprache von National Instruments realisiert. Hiermit konnte auch auf einfache Weise eine grafische Oberfläche für die Benutzer-Schnittstelle erschaffen werden. Neue Funktionalitäten wie eine Online-Datenanalyse sind ebenfalls implementiert.

Zum Schluß werden die Ereignisse und Kontrolldaten auf Festplatte für die spätere Analyse gespeichert.

¹⁰Spezielle Steuermodule, welche in einem 19-Zoll-Überrahmen sitzen. Sie leiten die Informationen vom Rechner über einen Bus an die einzelnen Module weiter und geben deren Statusmeldungen zurück.

¹¹First In First Out

Montierung

Typ	äquatorial
Nachführung	Schrittmotoren
Positionskontrolle	14 bit Drehgeber
Winkelgenauigkeit	0.022°

Spiegel

Anzahl der Einzelspiegel	33
Form	hexagonal
Krümmung	sphärisch
Fläche der Einzelspiegel	0.31 m ²
Gesamtfläche	10 m ²
Brennweite	490 mm
Winkelauflösung	2 arcsec
Reflektivität	83 - 85 % (300 - 500 nm)
Gewicht der Einzelspiegel	6 kg

Kamera

Gesichtsfeld (Durchmesser)	3.25°
Anzahl der Pixel	127
Geometrie der Lichtleiter	hexagonal (Eintrittsfenster)
Typ der Photomultiplier	EMI-9083A (10-stufig)
Quantenausbeute	14 % (Mittelwert) 26 % (Höchstwert bei 370 nm)
Pixeldurchmesser	0.25° (= 21 mm)

Datennahme

Triggerbedingung	2 Nachbarn / 127 > 12 Ph.e in 10 ns
Mittlere Triggerrate im Zenit	3 Hz

Tabelle 2.1: Technische Daten des Teleskops CT1.

2.3 Ereignis-Rekonstruktion

Im folgenden soll die Rekonstruktion einzelner Luftschauer-Ereignisse skizziert werden, die im wesentlichen mit der GAMMAS-Software [Pet97] durchgeführt wurde. Eine genauere Beschreibung der allgemeinen Vorgehensweise kann in [Pet97] oder in [Dec97] nachgelesen werden. Für eine Beschreibung der Point-Run-Methode, die es erlaubt systematische Nachführungsfehler des Teleskops zu erkennen und zu korrigieren, sei auf [Pet97] oder [Kes01] verwiesen.

2.3.1 Kalibration der Kamera

Um den digitalisierten Pixelwerten physikalische und vergleichbare Werte zuordnen zu können, müssen instrumentelle Unterschiede der einzelnen Photomultiplier und A/D-Wandler berücksichtigt werden. Zum einen haben die PM's nicht alle den gleichen Verstärkungsfaktor bei Umwandlung des eintreffenden Photons in das ausgelesene Ladungssignal. Zum anderen sind die Signale durch die sogenannten Pedestals (elektronisches Rauschen der ADC-Module, Nachthimmelshintergrundleuchten (NHL) und voreingestellter Offset des Null-Niveaus) verfälscht. Daher muss das gemessene Signal auf beide Effekte korrigiert werden.

Dazu werden vor jedem normalen Daten-Run¹² sogenannte Pedestal- und Laser-Runs durchgeführt, um hierdurch die Korrekturwerte der einzelnen Kamera-Pixel zu messen.

Pedestals

Um das Rauschen der Pixel zu messen, werden sogenannte Pedestal-Runs durchgeführt. Während dieser Meßreihen wird die Kamera künstlich mit Hilfe eines Pulsgenerators 500 Mal getriggert und somit rein zufällig ausgelesen.

Neben dem Rauschen der Pixel können aber in seltenen Fällen auch noch Teilchen der Kosmischen Strahlung Signale liefern. Diese externen Verunreinigungen werden jedoch herausgefiltert. Dazu wird zunächst das Maximum der ADC-Verteilung der Pedestal-Ereignisse gesucht. Ereignisse mit ADC-Werten, die mehr als 15 ADC-Werte vom diesem Maximum entfernt liegen, werden schließlich von der Mittelwertbildung ausgeschlossen [Kes01].

Die Werte, welche die ADC's dann liefern, sind nach dieser Prozedur nicht mehr durch PM-Signale, die Cherenkov-Photonen auslösten, erhöht. Eine Verteilung aller ADC-Werte, die während dieses Pedestal-Runs gemessen wurden, legt Mittelwert und Standardabweichung des Rauschens fest. Da die Pedestals eine konstante Erhöhung der gemessenen Signale darstellen, die zudem noch bei jedem A/D-Wandler verschieden ist, müssen die Mittelwerte vom Signal subtrahiert werden. Die Standardabweichung, die im wesentlichen durch das Schwanken des NHL und dem Rauschen der Elektronik bestimmt ist, dient später zur Charakterisierung der Signalstärke und der Kamera-Bild-Optimierung. Außerdem läßt sich ein Stern im Gesichtsfeld daran erkennen, daß der Rauschpegel eines Pixels in Einheiten der Standardabweichung deutlich erhöht erscheint. Solche Kanäle werden dann meist von der weiteren Analyse ausgeschlossen.

¹²Ein Run ist ein Ereignis-Block bzw. eine Meßreihe. Während der normalen Datennahme ist ein Run nach 20 min beendet. Pedestal- oder Laser-Runs messen eine bestimmte Anzahl von Ereignissen.

Relative Empfindlichkeit

Da die Signalverstärkung der verwendeten Photomultiplier bei gegebener Hochspannung nicht exakt gleich ist, wird die relative Empfindlichkeit der Pixel mit einem Laserkalibrationssystem gemessen. Es setzt sich aus einem Stickstoff-Laser und einer 100 m langen Quarzfaser zusammen, welche die Lichtpulse zu einem 6 mm dicken Szintillatorplättchen in der Mitte der Spiegelfläche leitet. Der Szintillator des Typs NE-102A wird durch das Laserlicht (Wellenlänge 337 nm) angeregt und strahlt seinerseits ein kontinuierliches, bläuliches Licht isotrop in Richtung der Photomultiplier ab. Hierdurch wird die Kamera homogen mit einem dem Cherenkov-Licht ähnlichem Spektrum ausgeleuchtet. Um nun die relative Empfindlichkeit der Pixel zu messen, werden während eines Laser-Runs 100 extern getriggerte Lichtpulse erzeugt und die entsprechenden Pixel-Signale ausgelesen. Berechnet man nun die Mittelwerte der Pedestal-korrigierten ADC-Werte jedes Pixels und vergleicht sie mit dem Kamera-Mittel, so erhält man die relative Empfindlichkeit E_i jedes Pixels i:

$$L_i = \frac{1}{100} \sum_{j=1}^{100} (V_{ij} - P_i) \quad (2.1)$$

$$\langle L \rangle = \frac{1}{127} \sum_{i=1}^{127} L_i \quad (2.2)$$

$$E_i = \frac{L_i}{\langle L \rangle} \quad (2.3)$$

mit dem gemessenen Lasersignal V_{ij} in Ereignis j und dem gemessenen Pedestal P_i .

Um möglichst kleine Abweichungen in der relative Empfindlichkeit der Pixel zu gewährleisten, kann die angelegte Hochspannung für jeden Photomultiplier einzeln gesenkt oder erhöht werden. Dazu werden die einzelnen Kanäle in regelmäßigen Abständen derart justiert, daß die Abweichung der Pixel vom Kamera-Mittel weniger als 10 % beträgt.

Die verbleibenden Abweichungen werden schließlich in der Ereignisrekonstruktion dazu verwendet, das Pixel-Signal auf das Kamera-Mittel zu korrigieren, so daß die gesamte Kamera-Ebene zum Zeitpunkt der Bildanalyse die gleiche Signalempfindlichkeit aufweist.

Liegt zufällig ein heller Stern im Gesichtsfeld des Teleskops, dann werden ein oder mehrere Pixel dauerhaft ausgeleuchtet¹³. Die Abgleichung der Hochspannung für die einzelnen Kanäle wird aber nur in Richtung dunkler Himmelsregionen vorgenommen. Somit sind die vom Stern ausgeleuchteten Photomultiplier während der Bildrekonstruktion durch auffallend hohe relative Empfindlichkeiten zu erkennen und möglicherweise von der weiteren Analyse auszuschließen. Gleiches gilt auch, falls ein Kamera-Pixel technische Probleme aufweist. Meist liegt dann die relative Empfindlichkeit der Pixel deutlich oberhalb oder unterhalb von 100 %. Solche Kanäle werden dann ebenfalls von der weiteren Analyse ausgenommen, da keine verwertbare Information vorliegt.

Kalibration und Software-Trigger

Um einen späteren Vergleich mit Monte-Carlo-Rechnungen zu ermöglichen, muß noch eine absolute Kalibration der Pixel-Signale durchgeführt werden. In der Simulation erhält man

¹³Meistens wird dann schon während der Datennahme das oder die jeweiligen Pixel vom Trigger ausgeschlossen, um die Triggerrate klein zu halten.

nach der Anwendung der Quantenausbeute auf das Signal (Anzahl an Cherenkov-Photonen im Pixel) einen Puls in Einheiten von Photoelektronen. Damit man die gemessenen Werte U_i (in Einheiten von ADC-Kanälen) ebenfalls in Photoelektronen angeben kann, muß vorher der Konversionsfaktor ermittelt werden.

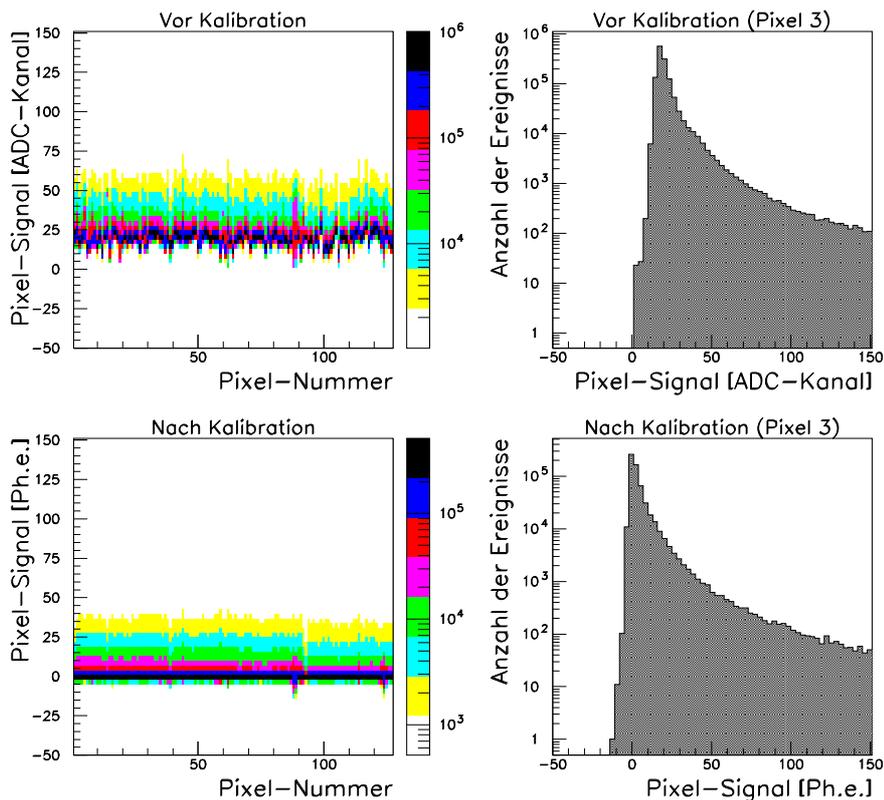


Abbildung 2.10: **Beispiel für die Kalibration der CT1-Kamera-Pixel.** Die beiden oberen Bilder geben die Pixel-Signale mehrerer Runs vor der Kalibration und Anwendung des Software-Triggers wieder. Unten sind die kalibrierten Signalverteilungen dargestellt. Links sind die Verteilungen aller Pixel und auf der rechten Seite ist beispielhaft die Verteilung des Pixels Nummer 3 aufgetragen. Es ist deutlich die Subtraktion der Pedestals, die Anwendung der relativen Empfindlichkeit und des Konversionsfaktors zu erkennen. Bei einigen Runs wurde ein oder mehrere Pixel von der Rekonstruktion ausgeschlossen.

Hierzu wurde das Einzelelektronenspektrum der Photomultiplier in der Kamera gemessen [Mir95]. Aus diesem Spektrum ergibt sich der Konversionsfaktor zwischen einem an der Photokathode ausgelöstem Elektron und dem mittleren ADC-Wert. Er betrug zum Zeitpunkt der Messung (Winter 1995/96) 1.39 ADC-Kanäle/Photoelektron (Fehler $\approx 10\%$). Als Konversionsfaktor wird daher $\chi_0 = 0.72$ Photoelektronen/ADC-Kanal definiert. Da die in dieser Arbeit analysierten Datensätze in den Jahren 1999 und 2000 aufgezeichnet wurden, mußte der Konversionsfaktor aufgrund von Alterungserscheinungen der Photomultiplier mit Hilfe der

abnehmenden Triggerrate oder der Fluktuationen des Laser-Signals korrigiert werden (siehe [Kra01] oder [Kes01]). Für die Analyse dieser Arbeit wurde als Konversionsfaktor $\chi_0 = 0.61$ Photoelektronen/ADC-Kanal verwendet.

Jetzt kann mit Hilfe von

$$u_i = \frac{\langle L \rangle}{L_i} (U_i - P_i) \cdot \chi_0 \quad (2.4)$$

das korrigierte und in Photoelektronen angegebene Pixel-Signal u_i berechnet werden.

Um nach diesen Korrekturen eine einheitliche Energie-Schwelle und Vergleichbarkeit mit Monte-Carlo-Rechnungen (der keine Kamera-Ebene mit unterschiedlicher Empfindlichkeit zugrunde lag) zu gewährleisten, wird in der Ereignis-Rekonstruktion noch ein einfacher *Majority-Software-Trigger* angewendet. Der äußere Pixel-Ring der Kamera wird dabei vom Trigger ausgeschlossen. Die Trigger-Bedingung fordert 2 von 91 Pixeln oberhalb einer Trigger-Schwelle $u_0 = 13$ Photoelektronen. Abbildung 2.10 gibt einen Überblick zur Kalibration.

2.3.2 Bildanalyse

Ziel der Bildanalyse ist es, Ereignis-Informationen herauszuarbeiten, die dabei helfen, den überwältigenden hadronischen Hintergrund zu reduzieren, um sensitiv für Signale von astronomischen Punkt-Quellen zu sein. Dazu werden die aufgezeichneten und kalibrierten Kamera-Bilder zunächst mit Hilfe der relativen Pedestal-Signalhöhe weiter aufbereitet. Schließlich werden Parameter benannt, die eine γ -Hadron-Separation möglich machen.

Bildentstehung

Um die Bildanalyse zu verstehen, ist es sinnvoll, sich klar zu machen, wie die Bilder in der Kamera zustande kommen. Abbildung 2.11 gibt dazu einen schematischen Überblick.

Nach Hillas [Hil96] entstehen 50 % des Cherenkov-Lichtes eines 1 TeV- γ -Luftschauers in einer schmalen Säule mit 40 m Breite und 3.5 km Länge. Dies wurde in Abbildung 2.11 angedeutet. Ebenfalls wurde das teilchenreichere Schauermaximum durch eine intensivere Schwärzung markiert. Liegt der Ort des Teleskops innerhalb des Kegels der gerichteten Cherenkov-Strahlung, so wird ein Teil des Lichtes vom Spiegel in die Kamera reflektiert. Aufgrund der Form des Reflektors wird hierbei eine winkeltreue Abbildung erzeugt. Photonen der gleichen Richtung (mit Winkel ϕ relativ zur optischen Achse des Teleskops), werden auf den selben Bildpunkt innerhalb der Kamera fokussiert. Für kleine Winkel relativ zur Teleskopachse sind dabei laterale Abstände in der Kameraebene proportional zum Winkelabstand der Richtung der eintreffenden Cherenkov-Strahlung (siehe Abbildung 2.11). Aufgrund dieser Eigenschaft erhält man eine Abbildung des gesamten Luftschauers, in der die richtungsabhängige Intensität der Cherenkov-Strahlung und damit der geladenen Teilchen kodiert ist.

Betrachtet man zunächst parallel zur optischen Achse einfallende Luftschauer der selben Energie und Art, so ist das Kamerabild im wesentlichen vom Impakt-Parameter, d.h. vom Abstand der Schauer- zur Teleskopachse in der Kamera-Ebene, abhängig. Erhöht sich der Impakt-Parameter, so vergrößert sich auch der Abstand (d2-d1) in Abbildung 2.11. Außerdem verlagert sich der Bildschwerpunkt weiter zum Kamerarand.

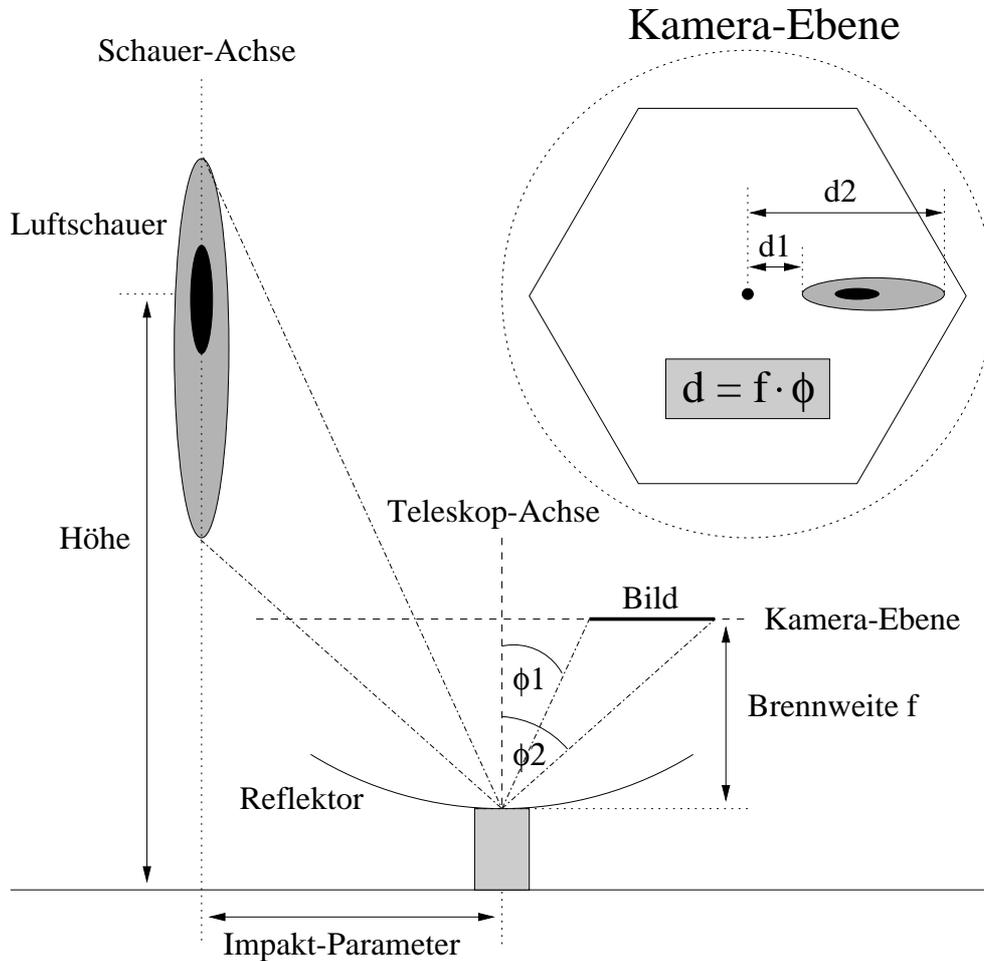


Abbildung 2.11: Schema der Bildentstehung in der Kamera.

Ist nun die Schauerachse windschief zur Teleskop-Achse, so liegt das Kamerabild, daß man für γ -Schauer näherungsweise als Ellipse parametrisieren kann (siehe weiter unten), verdreht in der Kamera-Ebene. Die große Halbachse zeigt in der Regel nicht mehr zum Kamera-Zentrum. Abbildung 2.12 gibt einen Überblick zum verwendeten Kamera-Koordinatensystem und Abbildung 2.13 zeigt Beispiele kalibrierter Kamera-Bilder.

Eine weitere Verkippung relativ zur optischen Achse kann mit nur einem Cherenkov-Teleskop aufgrund der nur 2-dimensionalen Abbildung nicht mehr zweifelsfrei aufgelöst werden. Hierzu benötigt man mindestens zwei Teleskope, die in einem System betrieben werden. Diese stereoskopische Aufnahme ermöglicht es, den Schauer genau zu rekonstruieren. Dazu zählen die exakte Schauerichtung, der Ort des Schauerauftreffpunktes [Dau98] und die Höhe des Schauermaximums [Hor00].

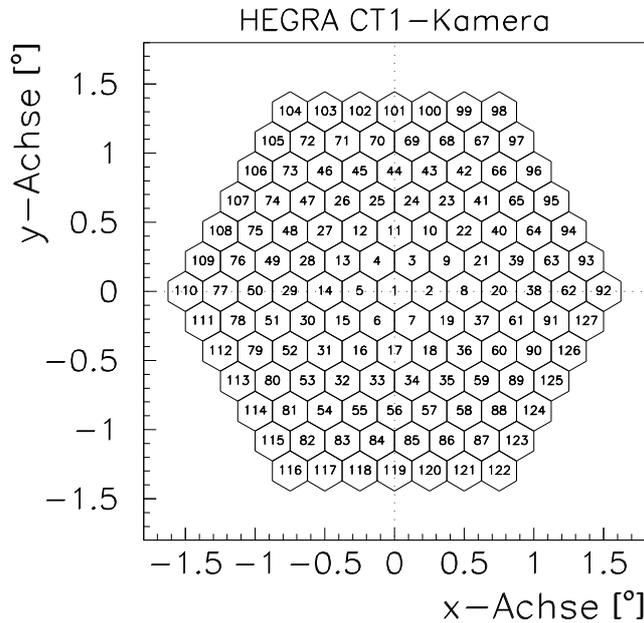


Abbildung 2.12: **Das CT1-Kamera-Koordinatensystem.** In der Abbildung sind die Dimensionen der Kamera in Grad sowie die Nummerierung und Orientierung der PMT-Pixel im Kamera-Koordinatensystem zu erkennen. Jedes Pixel hat einen Durchmesser (in x-Richtung) 21 mm oder von 0.25° . Die Ausdehnung der gesamten Kamera in x-Richtung beträgt 272 mm oder 3.25° und in y-Richtung 236 mm oder 2.81° .

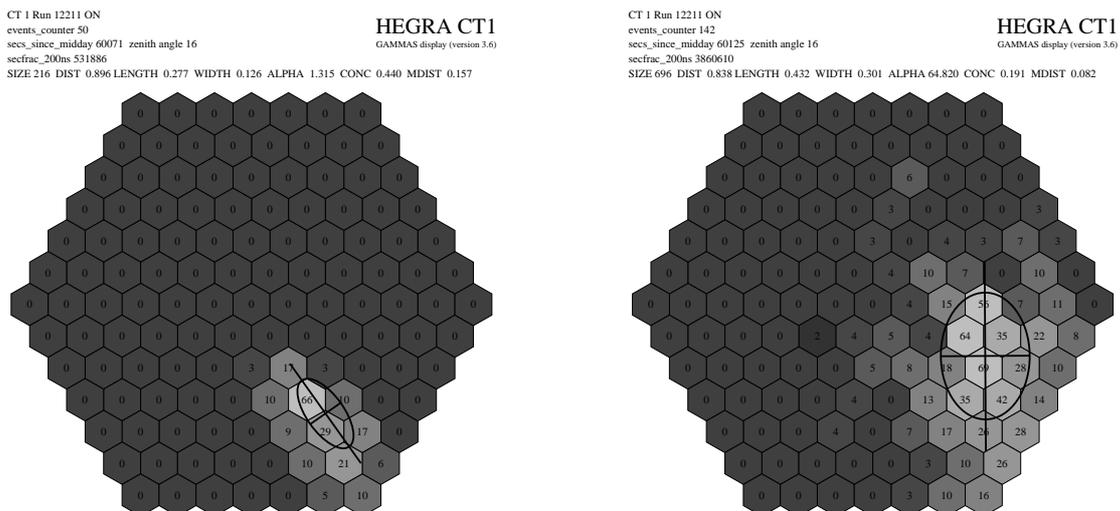


Abbildung 2.13: **Beispiele von kalibrierten Kamera-Bildern.** Links: γ -artiges Bild. Rechts: Hadron-artiges Bild.

Bildaufbereitung

Da die aufgenommene Signalverteilung durch Fluktuationen des NHL und des elektronischen Rauschens verfälscht wurden, muß vor der weiteren Bildanalyse die Qualität jedes Bildpixels neu bewertet werden. Die Signale konnten zwar im Mittel durch die Subtraktion der Pedestals korrigiert werden, Abweichungen einzelner Ereignisse blieben aber unberücksichtigt. In der Bildaufbereitung wird deshalb die Standardabweichung der Pedestals als Maßstab des Pixelsignals betrachtet. Liegt ein Signal nur wenige Standardabweichungen über dem Pedestal-Mittel, welches zuvor schon subtrahiert wurde, so wird dessen Signifikanz als Qualitätskriterium betrachtet.

Um nun die Bildanalyse und damit eine mögliche γ -Hadron-Separation zu verbessern, wird eine in [Rey93] beschriebene Methode angewandt. Im folgenden wird sie *dynamisch topologischer Tailcut* [Pet97] bezeichnet. Dabei werden die in jedem Run neu berechneten ("dynamisch") Standardabweichungen der Pedestals dazu verwendet, abhängig von der Position des Pixels relativ zum zusammenhängend ("topologisch") angenommenen Kamera-Bild, Pixel-Signale am unteren Rand der Signalverteilung aus dem Bild zu entfernen ("Tailcut"). Dazu werden zunächst die Standardabweichungen der Pedestals ΔP_i kalibriert, um sie mit den Signalen u_i vergleichen zu können:

$$\Delta p_i = \frac{\langle L \rangle}{L_i} \Delta P_i \cdot \chi_0 \quad (2.5)$$

Die folgende Auswahl an Signal-Pixeln erfolgt in drei Schritten:

- Ein Pixel gehört zum Bild, falls gilt:
 - 1) $u_i > 3.0 \cdot \Delta p_i$
 - 2) Es existiert ein Nachbarpixel, das die gleiche Bedingung erfüllt.
Diese Pixel bilden dann den Schauerbild-Kern.
- Als zweites werden Pixel ausgewählt, die zum Schauerbild-Rand gehören:
 - 1) $u_i > 2.5 \cdot \Delta p_i$
 - 2) Es hat ein Nachbarpixel im Schauerbild-Kern.
- Signale von Pixeln, die nicht im Schauerbild-Kern oder -Rand enthalten sind, werden auf Null gesetzt.
($u_i = 0.0$, $i \notin$ Schauerbild-Kern oder -Rand)

Die benutzten Schnitte wurden hierbei nicht optimiert. Sie wurden unter dem Gesichtspunkt gewählt, daß ein Maximum an Information über den Schauer erhalten bleiben soll und nicht zuviele Pixel von der weiteren Analyse ausgeschlossen werden sollten.

Parametrisierung der Kamera-Bilder

Nachdem die Kamera-Bilder in korrigierter Form vorliegen, muß nun mit Hilfe der Signalverteilung die γ -Hadron-Separation ermöglicht werden. Da nur zeitintegrierte Signale vorliegen, kann nur die räumliche Struktur dazu verwendet werden.

Eine bewährte Methode, die sich darauf beschränkt, stammt von Hillas [Hil85]. Mit Hilfe von Simulationen konnte er zeigen, daß durch die Auswahl bestimmter Bildformen und Bildorientierungen eine hohe Reduzierung des hadronischen Hintergrundes zu erzielen ist. Zur Beschreibung des Bildes berechnet man im wesentlichen Schwerpunkt und zweite Momente der

2-dimensionalen Signalverteilung. Durch vorherige Hauptachsentransformation erhält man zusätzlich noch die Orientierung der Verteilung. Die beiden einfachen Standardabweichungen definieren im transformierten Koordinatensystem eine Ellipse. Dessen Größe, Orientierung und Lage im Kamera-Koordinatensystem werden auch als Hillas-Parameter bezeichnet (siehe Abbildung 2.14). Da die Ellipse wesentliche Teile des Luftschauers widerspiegelt, kann jeder γ - oder Hadron-Schauer durch seine charakteristischen Eigenschaften am Bild erkannt werden.

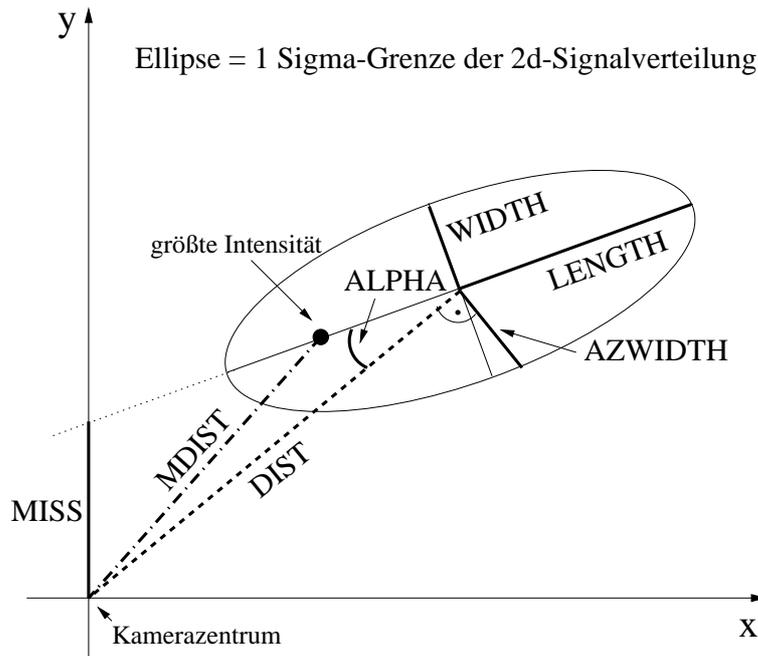


Abbildung 2.14: **Definition der Bildparameter.**

Im einzelnen sind folgende Parameter definiert:

- **WIDTH**
Die Kleinere der beiden einfachen Standardabweichungen ist ein Maß für die Breite des Luftschauers. Da hadronische Schauer aufgrund vieler hadronischer Wechselwirkungen eine breitere Lateralverteilung haben und sich diese Eigenschaft auf das Kamera-Bild überträgt, können sie durch Auswahl nur kleiner WIDTH-Werte vermindert werden.
- **LENGTH**
Die größere halbe Hauptachse der Ellipse spiegelt die Länge des Schauers wieder. Elektromagnetische Schauer sind kompakter und haben auch eine kürzere longitudinale Ausdehnung. Verläuft die Schauerachse parallel zur Teleskopachse und durch die Kamera, so sind WIDTH und LENGTH etwa gleich groß. Der Schauer wird dann von unten betrachtet. Derartige Ereignisse werden von der weiteren Analyse ausgeschlossen.

- DIST
Wie schon im Abschnitt Bildentstehung erwähnt, kann der Abstand des Ellipsen-Schwerpunkts vom Kamerazentrum ein Maß für den Impakt-Parameter sein.
- MDIST
Der Abstand des Pixels mit der höchsten Intensität vom Kamerazentrum wurde in [Pet97] definiert. Wie sich aus Abbildung 2.11 entnehmen läßt, ist MDIST ein Maß für die Lage des Schauermaximums. Für parallel zur optischen Achse verlaufene Luftschauer ist MDIST meist kleiner als DIST. Eine Auswahl von (DIST-MDIST)-Werten ermöglicht es meist ebenfalls photonische Schauer anzureichern, da die Höhe des Schauermaximums in hadronischen Schauern stärker fluktuiert.
- ALPHA
Liegt der Schauer windschief zur optischen Teleskop-Achse, so zeigt die große Halbachse der Bild-Ellipse meist nicht zum Kamera-Zentrum. Diese Orientierung wird durch den Winkel ALPHA beschrieben. Er ist nur für den Bereich $0^\circ - 90^\circ$ definiert. γ -Schauer sollten sämtlich parallel zur optischen Achse verlaufen und nur durch Auflösungseffekte leicht um $ALPHA = 0^\circ$ verschmiert sein. Da hadronische Schauer isotrop auf das Teleskop treffen, sollte hier ALPHA bis auf Effekte der Trigger-Effizienz flach verteilt sein.
- SIZE
Zur Beschreibung der gemessenen Gesamtlichtmenge dient der Parameter SIZE. Er berechnet sich aus der Summe aller Signale der Bildpixel. SIZE ist (auch in Kombination mit DIST) ein gutes Maß für die Schauerenergie.
- CONC
Um die Konzentration des Schauerbildes zu beschreiben, wurde der Parameter CONC eingeführt. Er ist definiert über das Verhältnis der Summe der zwei hellsten Pixel zu SIZE. Da γ -Schauer wegen der fehlenden hadronischen Wechselwirkungen sehr kompakt sind, ist auch der CONC-Parameter für eine Separation geeignet.
- MISS, AZWIDTH
Diese beiden Parameter sollen hier nicht weiter betrachtet werden, da sie im wesentlichen aus den Anderen hervorgehen.

Die Berechnung der Hillas-Parameter kann im Anhang nachgeschlagen werden.

Kapitel 3

Monte-Carlo-Simulation

Will man γ -Punkt-Quellen detektieren, so muß zunächst der überwältigende Untergrund an hadronischen Schauern unterdrückt werden. Außerdem sind einige Teleskop-Parameter, wie z.B. die effektive Sammelfläche, zu bestimmen, um Aussagen über die physikalische Beobachtungsgrößen machen zu können. Beides kann nur erreicht werden, wenn man die erwarteten Verteilungen der Observablen kennt.

Im folgenden wird die Berechnung von Schauer-Observablen mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode vorgestellt. Eine notwendige anschließende Faltung dieser Ergebnisse mit Detektoreigenschaften wird am Ende des Kapitels dargestellt.

3.1 Luftschaer-Simulation

Meist ist es nicht möglich die Verteilung von Schauerparametern unter den gegebenen Randbedingungen mit analytischen Methoden genau genug zu berechnen. Die Vielfalt an Wechselwirkungen und Produktionsmechanismen erfordert eine detaillierte Simulation des Schauers mit der Monte-Carlo-Methode. Die numerisch berechneten Resultate sind in ihrer Genauigkeit somit nur vom physikalischen Wissen und dessen Implementation sowie der Anzahl generierter Ereignisse abhängig.

3.1.1 CORSIKA

In dieser Arbeit kommt das Luftschaer-Simulations-Programm CORSIKA¹ (Version 5.945) [Hec98] zur Anwendung. Es wurde im Rahmen des KASCADE²-Experimentes [Kam99] [Kla97a] [Kla97b] am Forschungszentrum Karlsruhe entwickelt. Da es auch anderen Experimenten weltweit zur Verfügung gestellt wurde, hat es sich zu einem Standardwerkzeug der bodengestützten Astroteilchenphysik entwickelt. Durch Vergleiche mit Meßdaten wurde in den vergangenen Jahren eine laufende Verbesserung erzielt.

CORSIKA selber besteht im wesentlichen aus 4 Teilen. Zunächst einmal gibt es einen Programmrahmen, der die Ein- und Ausgabe, sowie die Neuberechnung der Teilchenpositionen unter Berücksichtigung von Ablenkung durch Vielfachstreuung und dem Magnetfeld der

¹COsmic Ray SIMulation with KAskade

²KArlsruhe Shower Core and Array DETector

Erde für hadronische Teilchen behandelt. Teil 2 und 3 behandeln hadronische Wechselwirkungen oberhalb und unterhalb einer Energie von 80 GeV pro Kern-Nukleon. Hierbei stehen verschiedene Wechselwirkungsmodelle zur Auswahl.

- Wechselwirkungsmodelle für Energien < 80 GeV pro Kern-Nukleon
 - ISOBAR [Cap92] (steht nur bis CORSIKA Version 5.60 zur Verfügung): Einfaches Fireball-Modell
 - GHEISHA ³ [Fes85]: Sehr detailliertes Modell zur Beschreibung hadronischer Kaskaden in Materie, welches auch im GEANT-Paket ([Cer94]) des CERN⁴ verwendet wird. Es kann Teilchen mit Energien bis etwa 100 GeV beschreiben. Kerne mit $A > 1$ könne nicht simuliert werden.
 - URQMD⁵ [Bas98] [Ble99]: Ein Modell, basierend auf der Quantenmolekulardynamik, das speziell für die Schwerionen-Physik entwickelt wurde.
- Wechselwirkungsmodelle für Energien > 80 GeV pro Kern-Nukleon
 - HDPM⁶ [Cap92]
 - SYBILL [Fle94] [Eng92] [Eng00]
 - DPMJET⁷ [Ran95] [Ran97] [Ran99]
 - VENUS⁸ (Version 4.12) [Wer93]
 - QGSJET⁹ (Versionsdatum: 07.10.99) [Kal93a] [Kal93b] [Kal94a] [Kal94b] [Kal97]
 - NEXUS [Wer97] [Dre99a] [Dre99b]

Während HDPM, basierend auf dem Dual Parton Modell [Cap80], und das schnelle SYBILL, welches speziell für die Luftschauergeneration entwickelt wurde, einfache phänomenologische Modelle sind, basieren DPMJET, VENUS und QGSJET (sowie das neue NEXUS) auf der Gribov-Regge-Theorie. Die domierenden weichen Stöße in Schauern werden über Pomeron-Austausch realisiert. VENUS und QGSJET zeigen dabei die beste Übereinstimmung mit Messungen von Beschleuniger- und Luftschauer-Daten[Kna96]. Während VENUS aufgrund der Simulation von sekundären Wechselwirkungen im Kern und der unzureichenden Implementierung von bei hohen Energien dominierenden harten Prozessen vorwiegend für Kern-Kern-Stöße bei kleinen Energien geeignet erscheint, liegt bei QGSJET genau der umgekehrte Fall vor. NEXUS ist als Weiterentwicklung dieser Beiden noch in der Testphase.

Da GHEISHA keine Kerne mit mehr als einem Nukleon behandeln kann, werden diese unterhalb einer Energie von 80 GeV pro Nukleon mit Hilfe des Superpositionsprinzips, dem Glauber-Ansatz [Gla70] und Wechselwirkungsquerschnitten aus HDPM simuliert.

Der vierte Teil dieses Simulations-Programmes besteht aus einer detaillierten Simulation des elektromagnetischen Teils des Luftschauers mit einer dem Rahmen angepaßten Version

³Gamma Hadron Electron Interaction SHower Algorithm

⁴Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁵Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics

⁶Hadronic Dual Parton Model

⁷Dual Parton Model mit JETs

⁸Very Energetic Nuclear Scattering

⁹Quark-Gluon-String Model mit JETs

des am SLAC¹⁰ in Stanford entwickelten EGS4¹¹-Programmes [Nel85]. In ihm werden sowohl die Wechselwirkungen als auch die Neuberechnung der Teilchenposition behandelt. Da das Programm im Original nur bis zu TeV-Energien konzipiert war, aber auch noch Schauer bei PeV-Energien simuliert werden sollen, wurde der Landau-Pomeranchuk-Migdal-Effekt und die Muonproduktion durch photonische Paarerzeugung und durch Photoproduktion von Hadron mit anschließendem Pion-Zerfall in Muonen implementiert [Kna97]. Alternativ zum EGS4-Programm stehen noch analytische NKG-Formeln [Lag79] [Cap91] zur Verfügung, um die Elektronendichte an ausgewählten Orten sowie die Gesamtzahl an Elektronen zu berechnen.

Die Simulation von Luftschauern für die Analyse von TeV- γ -Beobachtungen wurde in dieser Arbeit mit den Wechselwirkungsmodellen GHEISHA, VENUS sowie EGS4 durchgeführt.

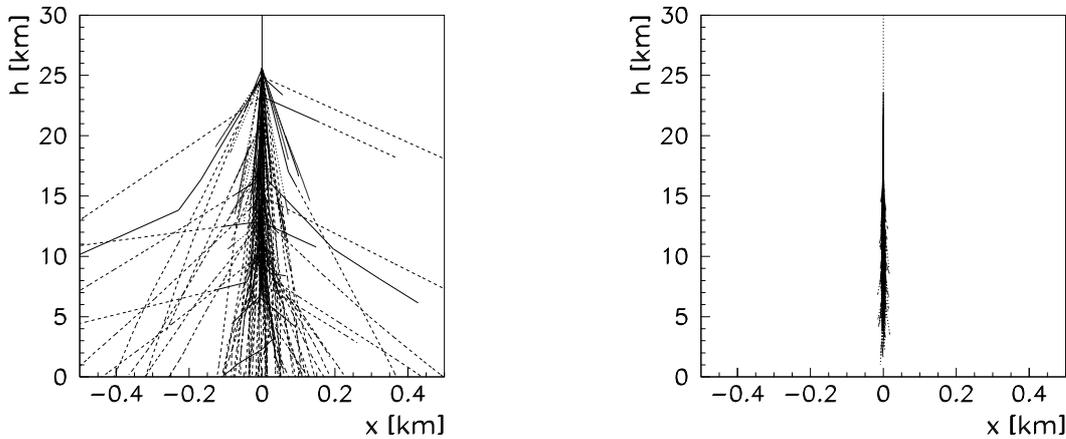


Abbildung 3.1: **Proton- und γ -induzierte Luftschauer der Energie 10 TeV.** Links: Beispiel für einen mit CORSIKA produzierten Proton-induzierten Schauer der Energie 10 TeV. Es sind nur Teilchen dargestellt, die eine Mindestenergie von 10 GeV aufweisen. Rechts: Beispiel eines γ -induzierten Luftschauers. Da die typische Energie der elektromagnetischen Kaskade im MeV-Bereich liegt, wurde die Mindestenergie auf 3 GeV gesenkt. Der Schauer wäre sonst nur sehr reduziert (als Linie auf der Schauerachse) zu erkennen. Es ist weiterhin zu beachten, daß die transversale Ausdehnung der Schauer verbreitert dargestellt ist (siehe Achsenbeschriftung).

3.1.2 Atmosphärenmodell

Die CORSIKA-Atmosphäre besteht aus einer Mischung von 78.1 % N₂, 21.0 % O₂ und 0.9 % Ar. Ihre höhenabhängige Dichteveriation wird durch ein Modell aus 5 Schichten realisiert. Die vertikale atmosphärische Tiefe $T(h)$ wird durch

$$T(h) = \begin{cases} a_i + b_i \exp(-\frac{h}{c_i}) & i = 1, \dots, 4 \\ a_i - b_i \frac{h}{c_i} & i = 5 \end{cases} \quad (3.1)$$

¹⁰Stanford Linear Accelerator Center

¹¹Electron Gamma Shower

parametrisiert [Hec98]. Die oberste Schicht ($i = 5$) fällt in einer Höhe $h = 112.8292$ km auf Null ab. Die Dichte ergibt sich durch

$$\rho(h) = -\frac{dT(h)}{dh} \quad (3.2)$$

Umrechnungen der Tiefe für von Null verschiedene Zenitwinkel werden unter Berücksichtigung der Atmosphären-Geometrie durchgeführt (siehe weiter unten). Für diese Parametrisierung stehen mehrere vorgegebene Atmosphären zur Verfügung. Eine der Meistbenutzten ist die US-Standardatmosphäre von Linsley [Hec98], die auch in dieser Arbeit verwendet wurde.

Außer in Form der obigen Parametrisierungen stehen die Atmosphären auch noch in Tabellen zur Verfügung, die mit dem externen MODTRAN-Atmosphärenmodell [Kne96] erzeugt wurden. Sie enthalten auch eine genauere Angabe des atmosphärischen Brechungsindex einer gegebenen Höhe, der insbesondere für die Erzeugung von Cherenkov-Photonen von Bedeutung ist.

3.1.3 Horizontnahe Simulation

Da das KASCADE-Experiment als Detektorfeld eine flächenartige Akzeptanz ($\sim \cos \Theta$) für Luftschauer-Nachweis besitzt, kann es im wesentlichen zenitnahe Beobachtungen durchführen. Aus diesem Grunde wurde in CORSIKA (bis Version 5.6) eine ebene, nicht gekrümmte Atmosphäre implementiert, die es erlaubt, schnelle Umrechnungen zwischen atmosphärischer Tiefe, Dichte und momentaner Höhe zu ermöglichen. Nachteil hierbei ist die Ungenauigkeit der Teilchenspuren und damit der Schauerentwicklung bei größeren Zenitwinkeln. In Abbildung 3.2 ist dieser geometrische Sachverhalt skizziert.

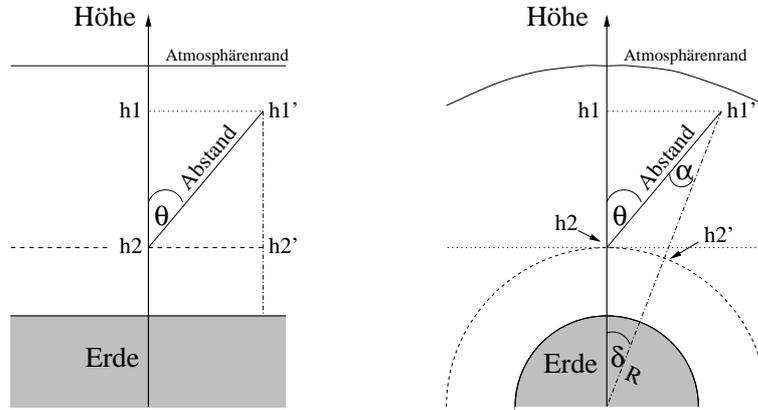


Abbildung 3.2: **Abstände in verschiedenen Atmosphären-Geometrien. Links:** Ebene Atmosphären-Geometrie (bisher in CORSIKA verwendet). Hier gilt: $h_1 = h_1'$ und $h_2 = h_2'$. **Rechts:** Richtigere sphärische Atmosphäre. Bezogen auf das Lot zum Erdmittelpunkt ist hier $h_1 \neq h_1'$. h_2 und h_2' wurden als gleich gewählt (Beobachtungshöhe).

In einer ebenen Atmosphäre wird der Abstand l durch

$$l = \frac{h_1 - h_2}{\cos \Theta} = \frac{h_1' - h_2'}{\cos \Theta} \quad (3.3)$$

beschrieben, während er im sphärische Fall durch

$$l = -(R + h2) \cos \Theta + \sqrt{(R + h1')^2 - (R + h2)^2 \sin^2 \Theta} \quad (3.4)$$

ausgedrückt werden kann. Da die Dichte $\rho(h)$ in CORSIKA nur durch die Höhe bestimmt ist, lassen sich die atmosphärische Tiefe sowie Tiefenunterschiede, welche ein Teilchen auf seinem Pfad durchläuft, durch Integration nach der Höhe berechnen:

$$\Delta T = \int_{h1}^{h2} \rho(h) dl = \int_{h1}^{h2} \rho(h) \frac{\partial l}{\partial h} dh \quad (3.5)$$

In einer ebenen Geometrie ist dieses Integral, welches für die Berechnung von Tiefenunterschieden in Monte-Carlo-Simulationen häufig ausgewertet werden muß, deutlich einfacher und schneller zu berechnen. In Tabelle 3.1 sind Absolutwerte für Distanz und Tiefe angegeben, welche ein Schauer bei verschiedenen Zenitwinkeln durchlaufen muß, um bis auf Meeressniveau zu gelangen. Grundlage für diese Zahlenwerte ist die Parametrisierung der US-Standardatmosphäre. Abbildung 3.3 gibt den relativen Unterschied zwischen ebener Näherung und realer sphärischer Geometrie wieder. Für die atmosphärische Tiefe erreicht dieser bei 70° ungefähr 1% und steigt dann sehr schnell zu größeren Werten an.

Zenitwinkel	flach		sphärisch	
	Abstand	Tiefe	Abstand	Tiefe
[°]	[km]	[g/cm ²]	[km]	[g/cm ²]
0	112.8	1036.9	112.8	1036.9
30	130.3	1197.4	129.9	1196.9
45	159.6	1466.5	158.2	1464.8
60	225.7	2073.9	220.1	2066.8
70	329.9	3031.8	310.7	3006.1
80	649.8	5971.5	529.0	5770.2
85	1294.6	11897.6	770.9	10580.2
89	6465.0	59415.53	1098.3	25935.2
90	∞	∞	1204.4	36467.6

Tabelle 3.1: **Anstieg des Abstandes und der atmosphärischen Tiefe mit dem Zenitwinkel für eine ebene und sphärische Geometrie.** Die Berechnungen wurden für $h1' =$ Rand der Atmosphäre (112.8292 km) und $h2 =$ Meereshöhe (0.0 km) mit der US-Standardatmosphäre durchgeführt.

In CORSIKA gab es bisher schon eine Option für horizontale Schauer. Hier wurde aber einfach die atmosphärische Tiefe für die bei größeren Zenitwinkeln verschiedene Atmosphärensäule tabelliert und somit schnell abrufbar bereitgestellt. Doch ist für die Schauerentwicklung nicht nur die atmosphärische Tiefe an sich, sondern auch die Inhomogenität der Teilchenverteilung senkrecht zur Schauerachse von Bedeutung. Diese wurde durch die Neuberechneten ebenen Atmosphärensäulen nicht korrekt behandelt. Ein weiterer Grund für die Implementierung einer neuen Horizontalversion war die Beschränkung auf rein hadronische Schauer.

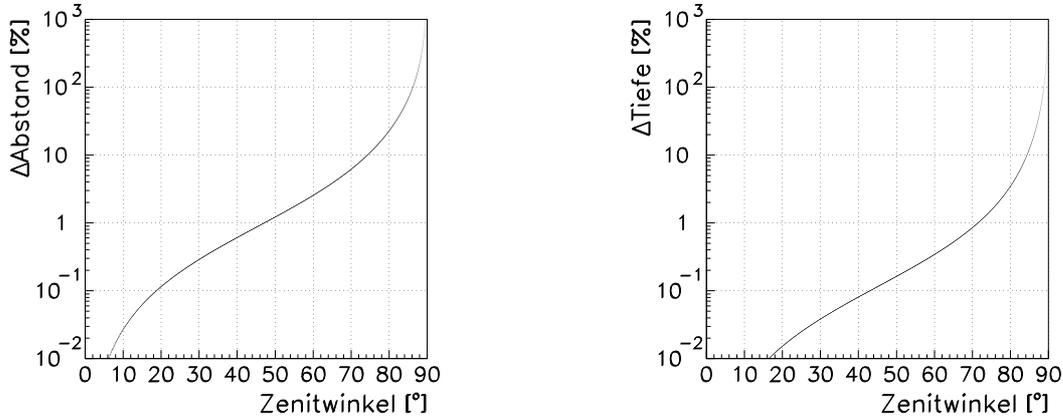


Abbildung 3.3: **Relative Differenz von Abstand und Tiefe von ebener zur sphärische Atmosphäre.** Die Werte beziehen sich wieder auf Schauer, die am Atmosphärenrand (112.8292 km) starten und bis auf Meereshöhe laufen.

Die gesamte elektromagnetische Kaskade und auch die Emission von Cherenkov-Photonen konnten nicht behandelt werden. Da aber genau diese Simulation ein Hauptanliegen dieser Arbeit ist, war eine Modifikation von CORSIKA unumgänglich.

Neues Verfahren zur Spurberechnung

Um die schnellen Umrechnungen zwischen atmosphärischer Höhe, Tiefe und Dichte zu erhalten, mußte am Prinzip der ebenen Atmosphäre festgehalten werden. Es läßt sich jedoch jede gekrümmte Geometrie durch lokal ebene kartesische Koordinatensysteme beschreiben. Dieser Ansatz wird daher zur Modifikation der Spurberechnung in CORSIKA verwendet.

Dazu wird an der aktuellen Teilchenposition ein lokal ebenes kartesisches Koordinatensystem berechnet, dessen Orientierung durch das Lot zur Erdmitte festgelegt ist. In diesem lokalen System können nun alle Berechnungen bezüglich lokaler bzw. vertikaler Höhe und atmosphärischer Tiefe am Start und Endpunkt der Teilchenspur wie bisher durchgeführt werden. Macht das Teilchen eine Wechselwirkung oder zerfällt es, so werden seine Koordinaten an diesem Ort zunächst in ein neues lokales System transferiert. Hier werden dann wiederum alle Berechnungen für den Fall einer ebenen Atmosphäre vollzogen. Die gekrümmte Erdkugel wird also stückweise durch lokal ebene Segmente angenähert (siehe auch Abbildung 3.4). Ein ähnliches Verfahren ist in [Sci98] beschrieben.

Einen wesentlichen Unterschied zum alten Verfahren mit einer global ebenen Atmosphäre ist aber noch vorhanden. Dort gibt es keine Notwendigkeit, den Ort des Detektors zu spezifizieren. Der einmal angegebene Wert der atmosphärische Höhe ist an jedem Punkt der ebenen Erdoberfläche gleich. Die Beobachtungshöhe wird festgelegt und Teilchenspuren werden maximal bis zu dieser Höhe gerechnet, unabhängig davon, an welchem Ort relativ zur Erdoberfläche sie sich befinden. Es gibt deshalb keinen natürlichen Bezugspunkt zum Detektor. Koordinaten werden im internen Schauer-Koordinatensystem angegeben, dessen Ursprung im wesentlichen frei wählbar ist.

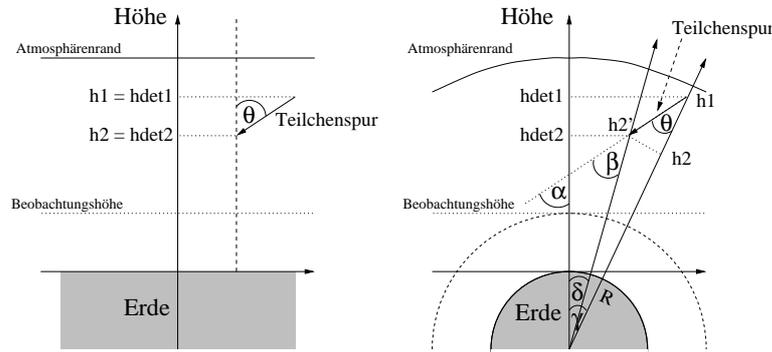


Abbildung 3.4: **Vergleich: Standard-CORSIKA und modifizierte Behandlung. Links:** CORSIKA-Geometrie in der Standardversion. **Rechts:** Skizze zur Behandlung von Teilchen in der modifizierten CORSIKA-Version. Höhen und Zenitwinkel: $h1$, $h2$, θ im ersten lokalen Koordinatensystem; $h2'$, β im nächsten Koordinatensystem; h_{det1} , h_{det2} , α im 'Detektor-System'.

Im Falle einer sphärischen Erdoberfläche sieht man ein weit entferntes Teilchen unter einer kleineren Höhe, als es sich tatsächlich vertikal zur Erdoberfläche befindet. Auch Zenitwinkel für eine Teilchenspur haben hier einen anderen Wert. Die positive Erdkrümmung macht es notwendig, den Ort der Schauerbeobachtung festzulegen, da nur die (scheinbaren) Koordinaten relativ zum ebenen lokalen Koordinatensystem des Detektors festgestellt werden. Zusätzlich zu den lokalen Koordinaten müssen also Koordinaten im System des Detektors berechnet werden, um die Ergebnisse der Simulation später mit Meßdaten vergleichen zu können.

Die Lage des Detektorsystems wird bei diesem Verfahren so gewählt, daß es mit dem lokalen System des Auftreffpunkts der Schauerachse mit dem Beobachtungsniveau übereinstimmt (\approx Lage des Schauerkerne). Die Beobachtungshöhe wird also im System des Detektors festgelegt. Sie ist global, d.h. für alle Teilchenpositionen relativ zur Erdoberfläche, gültig und variiert somit, wenn man sie in lokalen Höhen ausdrückt (siehe auch Abbildung 3.4 (rechts)). Auch wenn die Teilchen weit weg vom Detektor die global gewählte Beobachtungshöhe durchlaufen, werden sie in das Detektorsystem transferiert und die Weiterberechnung der Spuren beendet.

Das Detektorsystem ist somit immer das letzte lokale Koordinatensystem, welches die Teilchen durchlaufen. Die Umrechnung vom letzten normalen lokalen Koordinatensystem in das System des Detektors ist aber eine andere als von einem lokalen System in das Nächste. Hier wird im wesentlichen die Projektion der höhenabhängigen Teilchenkoordinaten auf die lokale Höhenachse gebildet.

Eine technische Schwierigkeit ergibt sich noch bei Anwendung dieses Verfahrens. Wann darf man die Krümmung der Erde vernachlässigen und ein lokal ebenes System verwenden? Mathematisch exakt ist dies nur im Grenzfall infinitesimaler Abstände zulässig. Technisch wäre dies aber auch zu vertreten, wenn die Berechnung einer Teilchenspur in einer ebenen Atmosphäre keinen signifikanten Unterschied zur Berechnung in einer sphärischen Atmosphäre aufweist. Da die entscheidende Größe für diese Berechnung die atmosphärische Tiefe ist, kann als Kriterium für die Zulässigkeit der Näherung auch die Änderung der Tiefe am Endpunkt der Spur bei Transformation von einem lokal ebenen System in das Nächste verwendet wer-

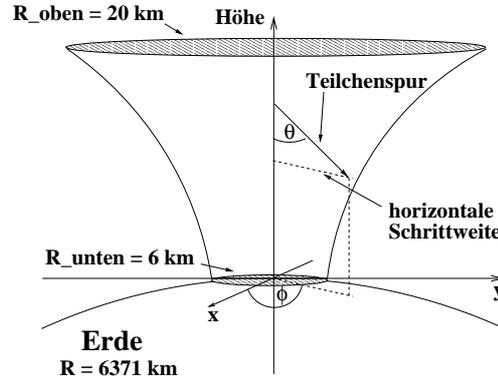


Abbildung 3.5: Grenze lokal ebener kartesischer Koordinatensysteme.

den. Diese Änderung wird natürlich nur durch die zugelassene horizontale Schrittweite der Teilchenspurspur in dem lokal ebenen Koordinatensystem bestimmt (siehe auch Abbildung 3.5).

Um die Änderung der atmosphärischen Tiefe von einem lokalen System in das Nächste klein zu halten, muß also die horizontale Ausdehnung der Teilchenspurspur begrenzt werden. Für die modifizierte CORSIKA-Version wurde eine tiefenabhängige maximale horizontale Schrittweite

$$R_{horizontal} = \frac{R_{unten} - R_{oben}}{T_{unten} - T_{oben}} \cdot (T - T_{oben}) + R_{oben} \quad (3.6)$$

gewählt, da aufgrund der dichteren Atmosphäre am Erdboden nach viel kürzeren Abstand ein signifikanter Unterschied zu erwarten ist. T_{oben} ($= 0 \text{ g/cm}^2$), T_{unten} , R_{unten} und R_{oben} sind hierbei die Tiefen und maximale horizontalen Schrittweiten am Rand der Atmosphäre und auf Meereshöhe. Diese lineare Parametrisierung für die tiefenabhängige horizontale Schrittweite übersetzt sich mit Hilfe der US-Standardatmosphäre natürlich in eine exponentielle Parametrisierung für eine höhenabhängige Schrittweite (Abbildung 3.5). Mit der Festlegung von $R_{unten} = 6 \text{ km}$ und $R_{oben} = 20 \text{ km}$ wurde eine relative Änderung von $\Delta T/T < 0.5 \%$ und eine absolute Änderung von $\Delta T < 1 \text{ g/cm}^2$ für den gesamten Höhenbereich erreicht.

Da die maximale horizontale Schrittweite für den nächsten Schritt schon am Startpunkt der Teilchenspurspur berechnet werden muß, ist es möglich, daß ein zu großer Wert verwendet wird, da die genaue Länge der Spurspur und ihre genaue Orientierung noch nicht festliegen. Im denkbar schlechtesten Fall würden einer Teilchenspurspur 20 km Schrittweite erlaubt, obwohl die maximale Schrittweite nur 6 km am Endpunkt Spurspur betragen würde. Dann wäre die relative Änderung $\Delta T/T < 0.5 \%$ und die absolute Änderung $\Delta T < 4 \text{ g/cm}^2$. Auch dies wären noch zu vernachlässigbare Änderungen bei atmosphärischen Tiefen zwischen 1000 g/cm^2 bei 0° Zenitwinkel und 37000 g/cm^2 bei 90° Zenitwinkel. Da dieser größere Fehler aufgrund der maximal zulässigen Schrittweiten von beispielsweise 377 g/cm^2 für Muonen nicht möglich ist, kann von deutlich kleineren absoluten Änderungen der Tiefe bei der Koordinatentransformation ausgegangen werden.

Mit der Einschränkung der horizontalen Schrittweite wird also jede Teilchenspurspur zwischen zwei Wechselwirkungen in ein oder mehreren Teilstücken behandelt. Jedes dieser Teilstücke wird wiederum in einem lokal ebenen Koordinatensystem berechnet. Hierdurch wird die

sphärische Atmosphäre hinreichend durch ebene Atmosphärensegmente angepaßt. Durchlaufen die Schauerpartikel die global definierte Beobachtungshöhe, so wird in das lokal ebene System der angenommenen Detektorposition transformiert. Somit können die berechneten Schauergrößen mit den experimentell Beobachtbaren verglichen werden und Schauer können für Richtungen bis nahe des Horizont simuliert werden.

Cherenkov-Strahlung

Cherenkov-Photonen werden direkt vom lokalen Koordinatensystem ihrer Entstehung in das System des Detektors transformiert, um dann ihre Position auf Beobachtungshöhe zu berechnen. Da mit größerem Zenitwinkel die Brechung der Cherenkov-Trajektorien durch die zunehmende Atmosphärensäule Bedeutung gewinnt, wurde auch die atmosphärische Refraktion bis zu Zenitwinkeln von 89° implementiert. Hierzu wird beim Start der Simulation eine numerisch berechnete Tabelle für horizontalen Abstand und Flugzeit bei gegebenem Zenitwinkel und Höhe erzeugt. Während der Simulation wird dann aus Gründen der Rechengeschwindigkeit zwischen den Werten nur noch linear interpoliert. Dadurch kann mit hoher Präzision die Orts- und Ankunftsverteilung der Cherenkov-Photonen auf Beobachtungshöhe berechnet werden.

Die neue Spurberechnungsmethode sowie die Berücksichtigung der Refraktion von Cherenkov-Strahlen ist seit der CORSIKA-Version 6.00 (Dezember 2000) im offiziellen Software-Paket enthalten (siehe auch [Hec99]). Die Modifikation kann mit Hilfe der Option *CURVED* aktiviert werden und hilft schon jetzt bei Luftschauer-Simulationen, die im Rahmen von HEGRA-, MAGIC- und AMANDA-Analysen durchgeführt werden.

3.2 Detektorsimulation

Um einen mit Meßdaten vergleichbaren Datensatz zu erhalten, muß die Detektorantwort auf eintreffende Cherenkov-Photonen berücksichtigt werden. Hierzu wurde in weiten Teilen ein Program von J.C. Gonzales verwendet [Gon01], das mit Hilfe verschiedener Vorgaben das HEGRA Teleskop CT1 oder das MAGIC-Teleskop simulieren kann. Erste Ergebnisse für das MAGIC-Teleskop sind in [Gon97] aufgeführt. Das Programm gliedert sich in ein Reflektor-Modul, welches die atmosphärische Absorption der Atmosphäre sowie die Simulation des eigentlichen Reflektors beinhaltet, und ein Kamera-Modul für die PMT-Antwort. Der Teleskop-Trigger und kleinere Korrekturen wurden mit Hilfe eines eigenen Modells realisiert.

3.2.1 Atmosphärische Absorption

Da die atmosphärische Absorption durch viele teilweise zeitlich schwankende Einflüsse bestimmt ist und ihre Anwendung auf die einmal produzierten Cherenkov-Photonen wenig Zeit in Anspruch nimmt, gliedert man sie meist aus der reinen Luftschauergeneration aus und betrachtet sie als Teil des Detektors. Somit hat man die Möglichkeit, die Simulation gezielt auf die Bedürfnisse der gemessenen Daten auszurichten und andere Wetterbedingungen auf die Luftschauer anzuwenden.

Allgemein läßt sich die durchgelassene Intensität I des Cherenkov-Lichts nach Durchlaufen eines Wegelements dx in der Erdatmosphäre durch das Lambert-Beer'sche Gesetz [Roe92] beschreiben:

$$dI = -I_0 \alpha_{ext} dx \quad \text{oder} \quad I = I_0 \exp(-\alpha_{ext} x) \quad (3.7)$$

Hierbei ist I_0 die Anfangsintensität und α_{ext} der Absorptionskoeffizient. Die Erdatmosphäre bietet hauptsächlich drei Möglichkeiten, Cherenkov-Photonen zu absorbieren:

- Rayleigh-Streuung
- Mie-Streuung
- Absorption am atmosphärischen Ozon

Der Absorptionskoeffizient ist dann die Summe der Koeffizienten der Einzelprozesse:

$$\alpha_{ext} = \alpha_{Rayleigh} + \alpha_{Mie} + \alpha_{Ozon} \quad (3.8)$$

Eine genaue Beschreibung des verwendeten Absorptions-Modells findet sich in [Iba99] und [Gon01]. Es besteht im wesentlichen aus dem sogenannten Elterman-Modell [Elt65], welchem wiederum die US-Standardatmosphäre und zusätzlichen Aerosol- und Ozon-Komponenten zugrunde liegt. Im Falle von Mie- und Ozon-Absorption liegen die verwendeten Absorptionskoeffizienten als Funktion der Photon-Wellenlänge und Höhe vor, so daß die optischen Tiefen τ_i ($= \alpha_{ext} X$) direkt berechnet werden können. Im Falle der Rayleigh-Streuung bestimmt man die optische Tiefe mit Hilfe der atmosphärischen Tiefe X (US-Standardatmosphäre) und der charakteristischen λ^{-4} -Abhängigkeit. Die Transmissionswahrscheinlichkeit T für ein Cherenkov-Photon aus Richtung des Zenits ergibt sich dann zu

$$T_i = \exp(-\tau_i) \quad i = Rayleigh, Mie, Ozon \quad (3.9)$$

und

$$T_{tot} = T_{Rayleigh} \cdot T_{Mie} \cdot T_{Ozon} \quad (3.10)$$

Im Falle von zenitfernen Cherenkov-Strahlen muß ein Korrekturfaktor $m(\theta)$ für die optischen Tiefen benutzt werden:

$$T_i = \exp(-m(\theta) \tau_i) \quad i = Rayleigh, Mie, Ozon \quad (3.11)$$

Diese Modifikation, welche die atmosphärische Tiefe korrigiert, kann auf verschiedene Arten erzeugt werden. Rein geometrische Korrekturen führen zu

$$m(\theta) = \sec(\theta) \quad (3.12)$$

im Falle einer ebenen Atmosphärenschicht oder kleiner Zenitwinkel bzw. im allgemeinen Fall zu

$$m(\theta) = \frac{\sqrt{(R + h_v)^2 - (R + h_0)^2 \sin^2 \theta} - (R + h_0) \cos \theta}{h_v - h_0} \quad (3.13)$$

Hierbei ist θ der Zenitwinkel der Cherenkov-Strahlen, R der Erdradius, h_v die beobachtete vertikale Höhe des Photon-Produktionsortes und h_0 die Beobachtungshöhe. Eine bessere

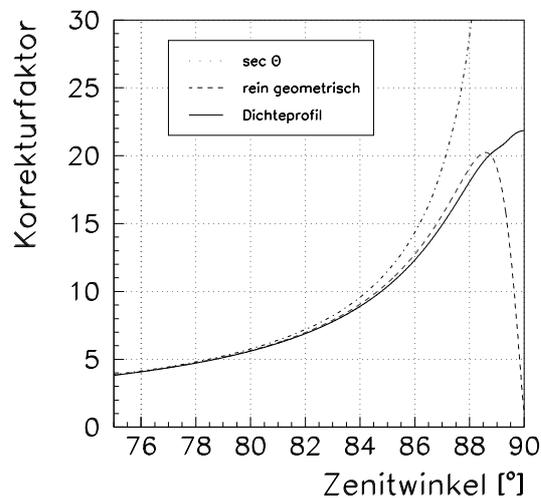


Abbildung 3.6: **Korrekturfaktor für zenitferne Absorption.** Die angegebenen Werte wurden für eine vertikale Starthöhe von 10 km und einer Beobachtungshöhe von 2.2 km berechnet.

Korrektur ist möglich, wenn man versucht, die tatsächliche Luftmasse zwischen Produktionsort und Beobachtungshöhe mit Hilfe eines exponentiellen Dichteprofiles zu berechnen. In Abbildung 3.6 sind die möglichen Korrekturfaktoren gegen den Zenitwinkel aufgetragen. Ein signifikanter Unterschied ergibt sich erst ab 75° Zenitwinkel. Da aber die Korrektur mit Hilfe des Dichteprofiles den tatsächlichen Verhältnissen am nächsten kommt, wurde diese Methode für die atmosphärische Absorption verwendet.

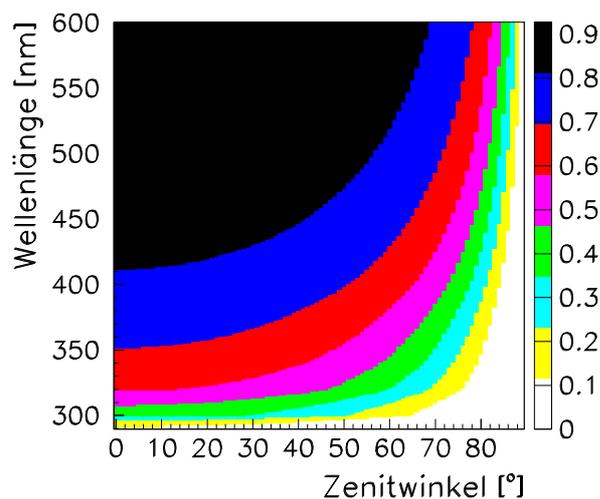


Abbildung 3.7: **Atmosphärische Transmission als Funktion von Zenitwinkel und Wellenlänge.** Die angegebenen Werte wurden für eine vertikale Starthöhe von 10 km und einer Beobachtungshöhe von 2.2 km berechnet.

Abbildung 3.7 gibt einen Überblick zur atmosphärischen Transmissionswahrscheinlichkeit bei verschiedenen Photon-Wellenlängen und Zenitwinkeln. Wie zu erkennen ist, nimmt der Transmissionsanteil bei großen Zenitwinkeln wie erwartet immer stärker ab. In Abbildung 3.8 sind die Anteile der Transmission bei einer festen Wellenlänge (320 nm) aufgetragen.

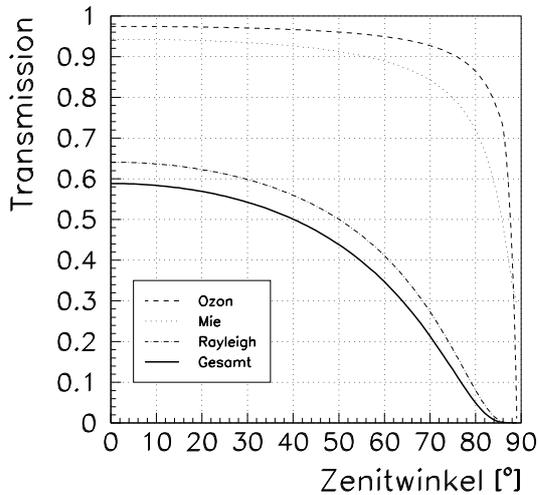


Abbildung 3.8: **Rayleigh-, Mie- und Ozon-Anteile zur atmosphärischen Absorption.** Die angegebenen Werte wurden für eine vertikale Starthöhe von 10 km, einer Beobachtungshöhe von 2.2 km und einer Photonwellenlänge von 320 nm berechnet.

3.2.2 Simulation des Cherenkov-Teleskops CT1

Reflektor und Kamera

Das Reflektor-Modul der Detektor-Simulation wendet das sogenannte Ray-Tracing-Verfahren zur Darstellung der Photon-Intensität auf der Kamera-Ebene an. Hier wird jede Photon-Spur über die Reflektion an den Einzelspiegeln verfolgt und auf die Kamera-Ebene abgebildet. Dabei wird die genaue Justierung und Krümmung der Einzelspiegel berücksichtigt. Liegt keiner der 33 Spiegel auf dem Weg des Photons, so geht es verloren. Die Reflektivität der Spiegel wurde hierbei durch stochastische Reduktion der eintreffenden Photonen realisiert. Da die genaue Justierung der Einzelspiegel zur Zeit der Messung nicht bekannt war, sind die Pixelsignale in dieser Arbeit nachträglich zusätzlich ausgeschmiert worden. Dies führte zu einer besseren Übereinstimmung mit den Messdaten.

Im Falle von simulierten γ -induzierten Schauern lag die Telekopachse immer in Schauerrichtung. Bei Hadron-induzierten Schauern lag die Schauerrichtung zufällig innerhalb eines Gesichtsfeldes mit 3° Radius. Studien zeigten, daß Schauer ausserhalb dieses Bereiches das Teleskop nur noch sehr selten triggerten. Jeder CORSIKA-Hadron-Schauer wurde für diese Richtungsstreuung zehnmal verwendet. Hierdurch konnte der Anteil der tatsächlich verwendeten Schauer deutlich erhöht werden.

Die Teleskop-Kamera konvertiert die auf der Kamera-Ebene eintreffenden Photonen in Photoelektronen. Photonen, welche die Kamera-Ebene erreichen, werden hier in die 2.1 cm breiten PMT-Pixel gefüllt. Trifft ein Photon keines der Pixel, d.h. liegt es außerhalb der Kamera, so ist es für die weitere Simulation verloren. Die Photonmenge jedes Pixels wird schließlich mit Hilfe der Transmissivität der Lichtleiter und der Quantenausbeute der Photomultiplier stochastisch reduziert. Danach liegen die Pixel-Signale in Einheiten von Photoelektronen vor.

Abbildung 3.9 zeigt alle in der (unkorrigierten) Simulation verwendeten Effizienzen sowie die Gesamteffizienz des Detektors, die auch als globaler Konversionfaktor zwischen den am Detektor einfallenden Photonen und den ausgelesenen Photoelektronen betrachtet werden kann.

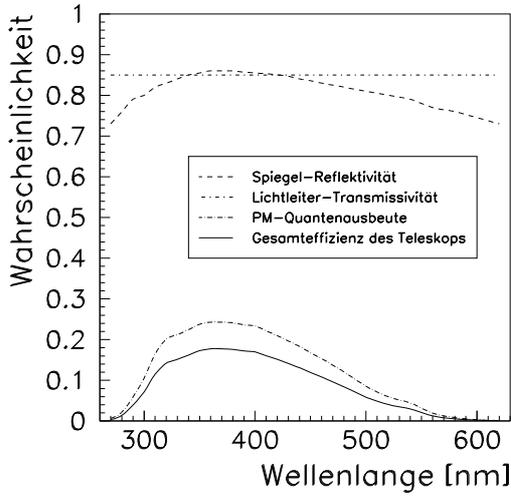


Abbildung 3.9: **Nachweiswahrscheinlichkeit von Cherenkov-Photonen.** Dargestellt ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der Cherenkov-Photonen bei verschiedenen Wellenlängen. Es sind die einzelnen Beiträge sowie die Gesamtwahrscheinlichkeit aufgetragen. Die Gesamtwahrscheinlichkeit kann als wellenlängenabhängiger Photon-zu-Photoelektron-Konversionsfaktor betrachtet werden.

Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon(\lambda)$ ergibt sich demnach aus

$$\epsilon(\lambda) = R(\lambda) \cdot T(\lambda) \cdot Q(\lambda) \quad (3.14)$$

mit der Spiegel-Reflektivität $R(\lambda)$, der Lichtleiter-Transmissivität $T(\lambda)$ sowie der PM-Quantenausbeute $Q(\lambda)$. Es ergibt sich für die unkorrigierte Simulation ein mittlerer Wert von $\epsilon(\lambda) = 10\%$.

Trigger und Korrekturen

Um die Monte-Carlo-Rechnung in kurzer Zeit an die Messdaten anzupassen, wurde der Pixel- und Teleskop-Trigger sowie mögliche Korrekturen zur Photonverteilung in der Kamera-Ebene und der aktuellen Quantenausbeute erst in einem eigenen späteren Modell verwirklicht.

Neben den Cherenkov-Signalen aus Luftschauern wurde noch Rauschen des Nachthimmelsleuchten (NHL) zum Pixel-Signal addiert. Da sich das Nachthimmelsleuchten aus verschiedenen Elementen zusammensetzt (Airglow, Zodiaklicht, Sternenlicht, extragalaktische Komponente sowie Lichtverschmutzung) unterliegt es richtungsabhängigen Variationen (galaktische Ebene und Ekliptik). Für eine Himmelsregion mit einer ekliptischen und galaktischen Breite größer als 30° gibt [Ben98] folgende Lichtdichten an:

$$f(\lambda) = \begin{cases} 0.12 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2} (")^{-2} \text{ nm}^{-1} & \text{bei } \lambda = 440 \text{ nm} \\ 0.17 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2} (")^{-2} \text{ nm}^{-1} & \text{bei } \lambda = 550 \text{ nm} \\ 0.29 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2} (")^{-2} \text{ nm}^{-1} & \text{bei } \lambda = 640 \text{ nm} \end{cases} \quad (3.15)$$

Die Rate mit der ein Photoelektron aus einem Photomultiplier entfernt wird kann folgendermaßen bestimmt werden:

$$R_{NHL} = A_{\text{Spiegel}} \cdot \Omega_{\text{Pixel}} \cdot \int_0^\infty f(\lambda) \cdot \epsilon(\lambda) \cdot d\lambda \quad (3.16)$$

Mit einem 10 m^2 -Spiegel und 0.25° -Pixeln erhält man eine Rate von $0.027 \text{ Ph.e. ns}^{-1}$. Der Übergang zwischen verschiedenen $f(\lambda)$ wurde bei dieser Rechnung in der Mitte der Intervalle, d.h. bei 500 nm und 600 nm , festgelegt. Dieses Ergebnis kann ebenfalls mit Hilfe der

Messungen aus [Mir94a] verifiziert werden und wurde daher für die Simulation des Nachhimmelsleuchten verwendet.

Außerdem wurde angenommen, daß neben den Bild-Fehlern, die durch die voreingestellte Spiegeljustierung eintreten, noch zusätzlich etwa 10 % des Lichtes jedes Kamera-Pixels in die 6 benachbarten Photomultiplier verschmiert werden. Dieses Vorgehen kann zumindest teilweise durch die Auflösung des gesamten Reflektors von etwa 0.06° [Lor00] gerechtfertigt werden.

Desweiteren mußten alle Pixel-Amplituden um etwa 15 % reduziert werden, um die Alterung der Photomultiplier zu berücksichtigen. Der Konversionsfaktor sank von 0.72 Ph.e./ADC-Kanal auf 0.61 Ph.e./ADC-Kanal. Dies verkleinert natürlich auch die Gesamteffizienz $\epsilon(\lambda)$ des Teleskops.

Zum Schluß kam der Pixel- und Nächste-Nachbarn-Trigger (NNT) des Teleskops zum Einsatz. Die Schwelle wurde direkt auf 13 Photoelektronen gesetzt, da Vergleiche zwischen Daten und Simulation erst nach Anwendung des Software-Triggers und der Rekonstruktions-Routinen stattfinden.

Kapitel 4

Zenitnahe Beobachtungen

In diesem Kapitel soll die Beobachtung von γ -Quellen im Standardmodus, d.h. nahe des Zenits, untersucht und diskutiert werden. Dies ist notwendig, da eine vollständig neue Simulation durchgeführt wurde, die sich signifikant von früheren Rechnungen unterscheidet. Zum einen wurde in früheren HEGRA-Publikationen zu CT1 (z.B. [Dec97] oder [Pet97]) der ALTAI¹-Algorithmus [Ply88] [Kon92] [Kon92] als Luftschauer-Generator verwendet. Zur Simulation der atmosphärischen Absorption und des Teleskops kam ebenfalls ein bisher nicht im Detail getestetes Programm zur Anwendung. Und zusätzlich wurde für die Luftschauergeneration nicht die CORSIKA-Standardversion benutzt, obwohl dies bei kleinen Zenitwinkeln zulässig wäre. Um aber das gesamte Simulation-Paket zu testen, welches schließlich bei horizontnahen Beobachtungen zum Einsatz kommt, wurden die Rechnungen schon mit dem neuen Spurberechnungs-Algorithmus der modifizierten CORSIKA-Version durchgeführt.

Zum Test der neuen Monte-Carlo-Simulation dienen Beobachtungen des Krebs-Nebels. Diese galaktische γ -Quelle mit (nahezu) konstanter Intensität ist ein gut untersuchtes astrophysikalisches Objekt. Die Qualität der gesamten Analyse kann daher mit Hilfe dieser Meßdaten verifiziert werden.

4.1 Simulation bei 10° Zenitwinkel

Um für die Beobachtung des Krebs-Nebels einen besseren γ -Nachweis zu erreichen sowie die Teleskop-Parameter zu bestimmen, mit denen die γ -Flußberechnung möglich wird, sind bei einem Zenitwinkel von 10° γ - und Proton-Schauer simuliert worden. Schauer schwerer Kerne mußten nicht produziert werden, da protonische Schauer die gemessenen Untergrund-Daten schon sehr gut beschreiben konnten. Außerdem sind Proton-Schauer aufgrund der niedrigsten Kern-Anzahl γ -Schauern noch am ähnlichsten und daher für eine γ -Hadron-Separation am geeignetsten. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick zu den verwendeten Luftschauern. Alle γ -Schauer wurden exakt bei 10° Zenitwinkel produziert. Proton-Schauer wurden bis zu 3° um diese Richtung gestreut. Zur Reduzierung der statistischen Fehler bei hohen Energien wurden die Schauer mit einem differenziellen Potenzspektrum der Steigung $\alpha = 1.5$ generiert. Steilere Spektren von typischen γ -Quellen und das Spektrum der protonischen Komponente der Kosmischen Strahlung wurden später durch Wichtung der Ereignisse produziert.

¹Atmospheric Light Telescope Array Image

Primärteilchen	Energiebereich	Radialbereich	Anzahl der Schauer
γ -Photon	0.1 - 30 TeV	0 - 300 m	76165
Proton	0.1 - 40 TeV	0 - 400 m	1681900

Tabelle 4.1: Statistik der Monte-Carlo-Schauer bei 10° Zenitwinkel.

Abbildung 4.1 zeigt einen Vergleich von Proton-Monte-Carlo-Daten und OFF-Daten zwischen 5° und 15° Zenitwinkel. Man erkennt keine größeren Differenzen in den Verteilungen. Einzig das SIZE-Spektrum scheint bei OFF-Daten etwas steiler zu sein. Dies kann aber durch das in den OFF-Daten vorhandene steilere Spektrum der Kosmischen Strahlung ($\alpha = 2.68$ [Wie98]) erklärt werden.

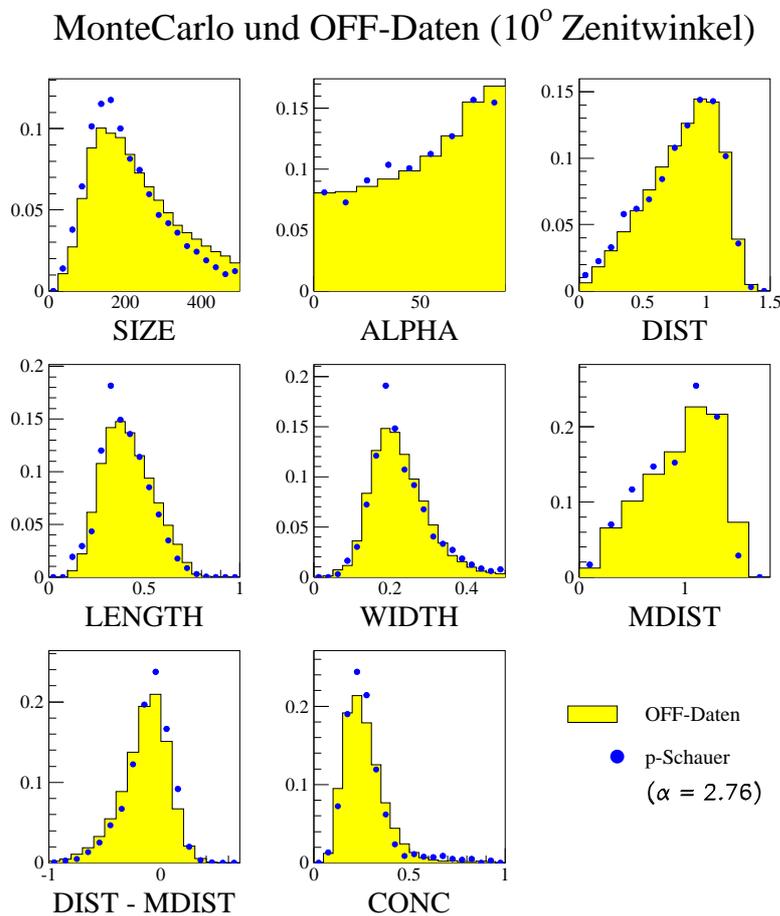


Abbildung 4.1: Vergleich der Hillas Parameter von Proton-Monte-Carlo-Daten und OFF-Daten. Die Verteilungen sind auf eins normiert und geben daher die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Wert an.

Abbildung 4.2 zeigt die Trigger-Effizienzen von γ - und Proton-induzierten Schauern als Funktion des Impakt-Parameters und der Schauerenergie. Dabei ist zu erkennen, daß hadronische Schauer seltener das Teleskop triggern. Die Trigger-Effizienz für γ -Schauer wird außerdem bei Impakt-Parametern kleiner als 150 m bzw. bei Schauerenergien größer als 1 TeV maximal.

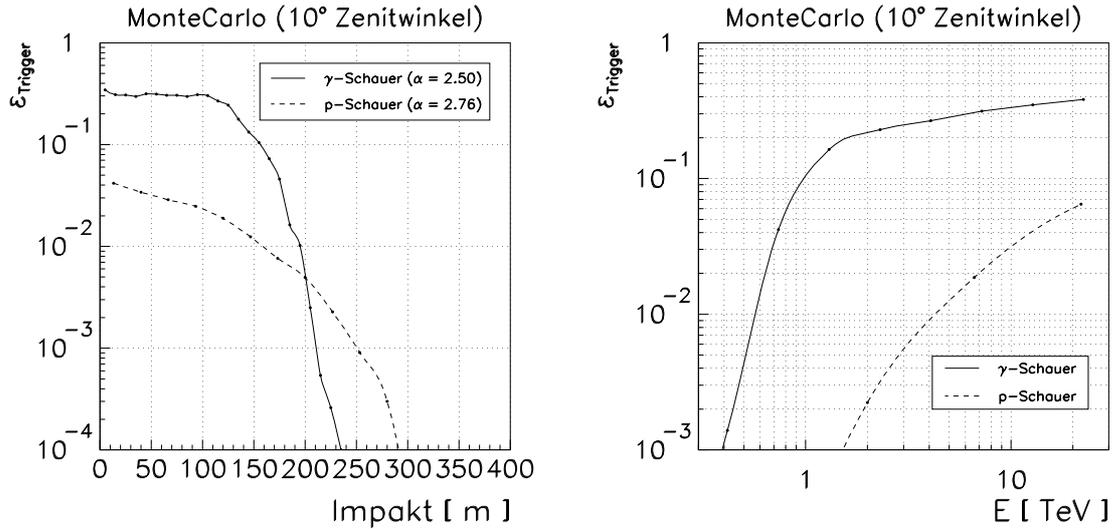


Abbildung 4.2: **Trigger-Wahrscheinlichkeit von protonischen und γ -Schauern.** Dargestellt sind die Trigger-Effizienzen (nach anschließender Filter-Prozedur) von protonischen und γ -Schauern. **Links:** Trigger-Wahrscheinlichkeit als Funktion des Impakt-Parameters. Es ist klar zu erkennen, daß in beiden Fällen die Trigger-Wahrscheinlichkeit im vorgegebenen Radialbereich abbricht. **Rechts:** Trigger-Wahrscheinlichkeit als Funktion der Schauer-Energie.

4.1.1 γ -Hadron-Separation

In der TeV-Astronomie hat man es typischerweise mit sehr schwachen γ -Quellen zu tun, da ihre Spektren sehr steil mit der Energie abfallen. Meist ist die Photon-Statistik am Rand der Nachweisschwelle und man ist nur in der Lage ein Signal zu messen, falls der überwältigende Signal-Untergrund der Kosmischen Strahlung, welcher hier eine Störquelle darstellt, um Größenordnungen reduziert werden kann oder aber mehr Beobachtungszeit investiert wird. Zweck der γ -Hadron-Separation ist die Anreicherung getriggelter γ -Ereignisse im Datensatz.

Definition der Signifikanz eines Signals

Seien N_S und N_U die Anzahl der Signal- und Untergrund-Ereignisse in den zu betrachtenden Datensatz mit $N = N_S + N_U$ Ereignissen, welche in der Beobachtungszeit T gemessen wurden. Da die Ereignisse meist Poisson-verteilt sind, ist ihr statistischer Fehler $\sqrt{N_S}$ und $\sqrt{N_U}$. Da nun der Untergrund aufgrund statistischer Schwankungen nicht exakt bestimmt werden kann, muß folgendes Verhältnis betrachtet werden:

$$\frac{\text{Signal}}{\text{Rauschen}} = \frac{N_S}{\sqrt{N_U}} \quad (4.1)$$

Nur wenn sich das Signal deutlich vom Rauschen des Untergrundes abhebt, kann ein positiver Befund festgestellt werden.

Im Allgemeinen besitzt man nur die Anzahl aller Ereignisse und eine Abschätzung oder Messung der Stör- oder Untergrund-Ereignisse im Datensatz. Die Anzahl der Signal-Ereignisse wird dann meist über die Differenz als Ereignis-Exzeß $N_E = N - N_U$ bestimmt. Die Signifikanz dieser Messung, d.h. die Abweichung des berechneten Exzeß-Signals zum Exzeß-Fehler, läßt sich dann auf einfachste Weise durch

$$S_{\text{einfach}} = \frac{N_E}{\sigma_{N_E}} = \frac{N - N_U}{\sqrt{N + N_U}} \quad (4.2)$$

angeben.

Betrachtet man nur die Ereignisraten $R = N / T$, so läßt sich die Signifikanz auch folgendermaßen angeben:

$$S_{\text{einfach}} = \frac{R - R_U}{\sqrt{R + R_U}} \cdot \sqrt{T} \quad (4.3)$$

Die Signifikanz eines Signals erhöht sich also nur mit der Wurzel der Beobachtungszeit. Eine genauere Abschätzung der Signifikanz eines Signals wird in [Li83] gegeben:

$$S_{\text{Li-Ma}} = \left\{ 2N \ln \left(\frac{2N}{N + N_U} \right) + 2N_U \ln \left(\frac{2N_U}{N + N_U} \right) \right\}^{1/2} \quad (4.4)$$

Meist sind Signifikanzen normalverteilt und ihre Verteilungsfunktion ist durch

$$F(S) = \int_{-\infty}^S f(x) dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^S \exp \left(-\frac{1}{2}x^2 \right) dx \quad (4.5)$$

gegeben. Die Berechnung der Signifikanz ermöglicht es nun, eine Wahrscheinlichkeit für die Hypothese anzugeben, daß ein Ereignis-Überschuß noch durch den Untergrund erklärt werden kann (Nullhypothese). Da nur positive Signale von Interesse sind, ist das Konfidenzniveau für diese Hypothese

$$P(S) = 1 - F(S) \quad (4.6)$$

In Abbildung 4.3 ist das Konfidenzniveau $P(S)$ dargestellt. Unterschreitet $P(S)$ nun eine Schwelle, die typischerweise bei $P(5\sigma)$ definiert ist, d.h. erhält man eine höhere Signifikanz als 5 Standardabweichungen, so wird dies als Beweis dafür betrachtet, daß der Untergrund zur Erzeugung dieses Signals nicht ausreicht. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Untergrund-Rauschen eine derartige Abweichung aufweist, scheint zu klein zu sein. Eine zusätzliche Signal-Quelle muß hierfür herangezogen werden.

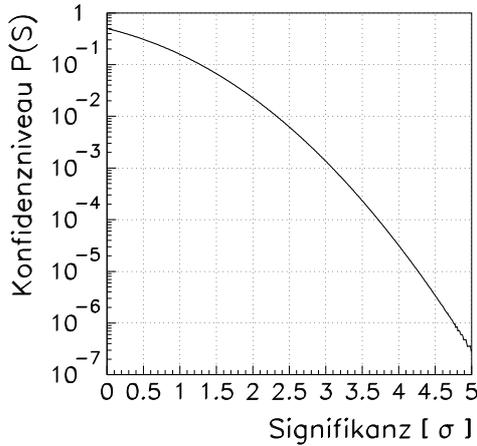


Abbildung 4.3: **Konfidenzniveau als Funktion der Signifikanz.** Es ist zu erkennen, daß die Abhängigkeit nahezu logarithmisch ist. Eine um eins höhere Signifikanz senkt die Wahrscheinlichkeit für die Nullhypothese dramatisch.

Optimierung der Separation

Wendet man Selektions-Schnitte an, so werden im Allgemeinen γ - und Hadron-Schauer aus dem zu bearbeitenden Datensatz entfernt, da sich beide im Parameter-Raum immer etwas überschneiden. Ziel der Separation ist es die Schnitt-Effizienz für γ -Schauer $\epsilon_S^\gamma = N_S^\gamma / N_T^\gamma$ groß und die Schnitt-Effizienz für Hadron-Schauer $\epsilon_S^H = N_S^H / N_T^H$ klein zu halten. N_T^γ und N_T^H sind dabei die Anzahl der Ereignisse nach dem Teleskop-Trigger (sowie nach der Anwendung der Filterprozedur (siehe nächster Abschnitt)) und N_S^γ und N_S^H sind die Anzahl der Ereignisse nach Anwendung der Separation.

Ein sinnvolles Maß für die Qualität der Separation ist der sogenannte Qualitäts- oder Q-Faktor

$$Q = \frac{\epsilon_S^\gamma}{\sqrt{\epsilon_S^H}} \quad (4.7)$$

der in Analogie zum Signal-zu-Rausch-Verhältnis definiert ist. Die Signifikanz

$$S_{einfach} = \frac{N_S^\gamma}{\sqrt{N_S^\gamma + 2N_S^H}} \quad (4.8)$$

mit $N = N_S^\gamma + N_S^H$ läßt sich mit obigen Definitionen zu

$$S_{einfach} = \frac{N_T^\gamma}{\sqrt{N_T^\gamma / \epsilon_S^\gamma + 2N_T^H / Q^2}} \quad (4.9)$$

umformen. Da letztendlich die Nachweiswahrscheinlichkeit für eine γ -Quelle bzw. die Signifikanz maximiert werden soll, muß jedoch neben des Q-Faktors, der quadratisch in die Berechnung eingeht, auch noch die γ -Effizienz für die Separationsmethode einen hohen Wert behalten.

Um nun einen optimalen Satz von Schnitten auf die gemessenen Parameterverteilungen, die Hillas-Parameter, zu erhalten, wurde gefordert, daß die γ -Effizienz mindestens 80 % beträgt. Mit dieser Nebenbedingung konnte der Q-Faktor unter der Variation der Schnittwerte

maximiert werden. Statistische Schwankungen der Effizienzen, die aus der endlichen Ereigniszahl der Monte-Carlo-Datensätze herrühren, konnten durch Teilen der Datensätze untersucht werden. Auf der ersten Hälfte der Datensätze konnten der Q-Faktor optimiert werden und auf der zweiten Hälfte wurden zur Kontrolle noch einmal die Effizienzen und der Q-Faktor berechnet. Der Fehler, der sich hier ergab, lag bei kleiner 5 %.

Werte der Separations-Schnitte für 10° Zenitwinkel

Für die Separation wurden folgende Einschränkungen auf die Hillas-Parameter angewendet:

- SIZE > 60.0
- WIDTH < 0.20
- LENGTH < 0.35
- CONC > 0.25
- 0.5 < DIST < 1.2
- (DIST - MDIST) > -0.3
- ALPHA < 10.0

Die SIZE-Grenze von 60 Ph.e. soll nur eine bessere Übereinstimmung mit Daten liefern. Eine Erniedrigung dieses Schnittes liefert fast keine andere γ - oder Hadron-Effizienz. Die γ -Effizienz für diese Separation beträgt $\epsilon_S^\gamma = 0.808$, die Hadron-Effizienz liegt bei $\epsilon_S^H = 0.013$ und der Q-Faktor hat den Wert $Q = 7.13$. Da nicht für verschiedene Energiebereiche separat optimiert wurde, sind die Schnitte natürlich an dem Energiebereich angepaßt, der die meisten Ereignisse zur Verfügung stellt. Dies ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Abbildung 4.5 zeigt schließlich die Parameter-Verteilungen und die Positionen der angegebenen Schnitt-Werte.

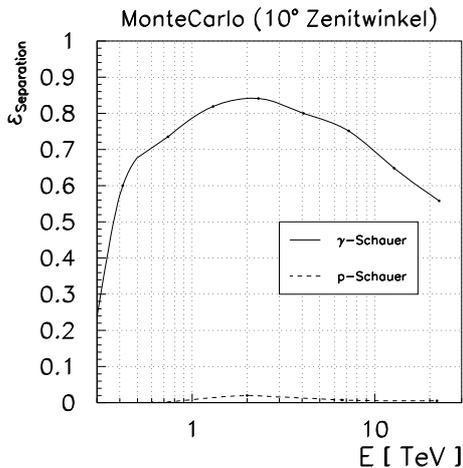


Abbildung 4.4: **Separations-Effizienz bei 10° Zenitwinkel.** Aufgetragen sind die Effizienzen ϵ_S^γ und ϵ_S^H gegen die Schauerenergie. Die verwendete Separationsmethode bevorzugt γ -Schauer bei niedrigen TeV-Energien. Dies kommt durch die größere Anzahl an getriggerten Schauern im Monte-Carlo-Datensatz bei diesen Energien und die Optimierungsmethode zustande.

Andere Methoden der Separation, die auch bei hohen Energien noch einen hohen Q-Faktor und eine hohe γ -Effizienz aufweisen, sind z.B. in [Dec97] oder [Kra97] nachzuschlagen.

MonteCarlo (10° Zenitwinkel)

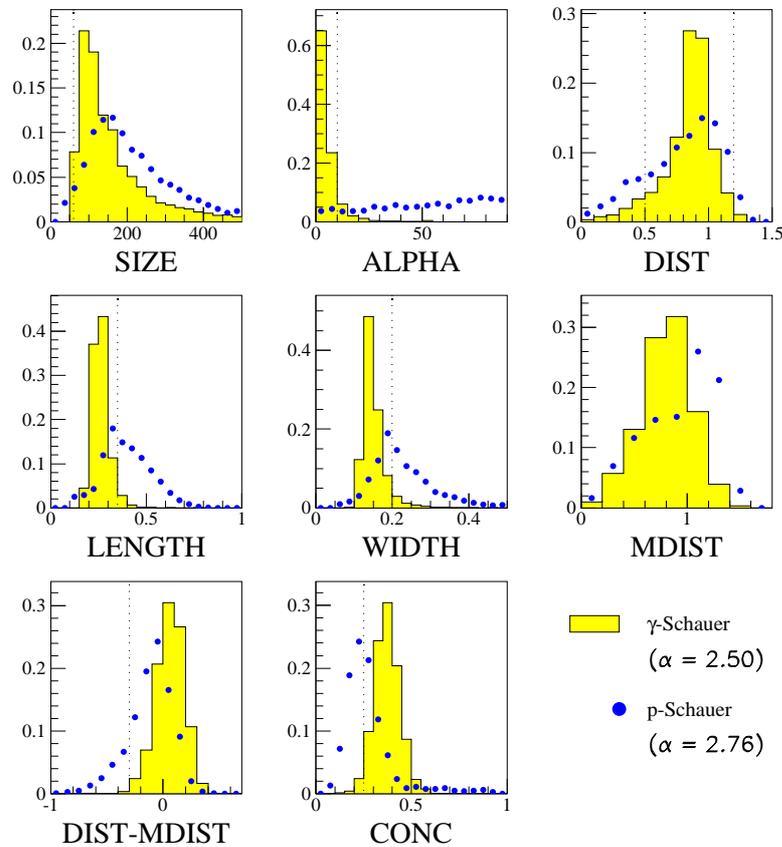


Abbildung 4.5: **Hillas Parameter von Monte-Carlo-Daten bei 10° Zenitwinkel.** Neben den Verteilungen für Proton-Schauer und γ -Schauern von typischen TeV-Quellen sind noch die verwendeten Schnitt-Werte gestrichelt eingetragen. Es ist zu erkennen, daß die Teilchensorten deutlich separieren. Die Verteilungen sind auf eins normiert und geben daher die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Wert an.

4.1.2 Teleskop-Parameter

Im folgenden Abschnitt werden Teleskop-Parameter wie effektive Sammelfläche und erwartete Raten berechnet, die es später erlauben, einen absoluten Fluß für die gemessenen Exzeß-Raten anzugeben. Die Berechnungen folgen dabei im wesentlichen dem Ansatz in [Aha95].

Effektive Sammelflächen

Zunächst muß die effektive Sammelfläche des Teleskops bestimmt werden. Sie ergibt sich aus der Integration über den Impakt-Parameter r und der Faltung mit der für diesen Teleskop-Abstand gültigen Trigger-Effizienz. Sie ist für γ -Schauer durch

$$A_{eff,T}^{\gamma}(E) = 2\pi \int_0^{\infty} \epsilon_T^{\gamma}(E, r) r dr \quad (4.10)$$

und für hadronische (protonische) Schauer durch

$$A_{eff,T}^H(E) = 2\pi \int_0^{\infty} \epsilon_T^H(E, r) r dr \quad (4.11)$$

gegeben. Abbildung 4.6 zeigt die effektiven Sammelflächen (nach Teleskop-Trigger).

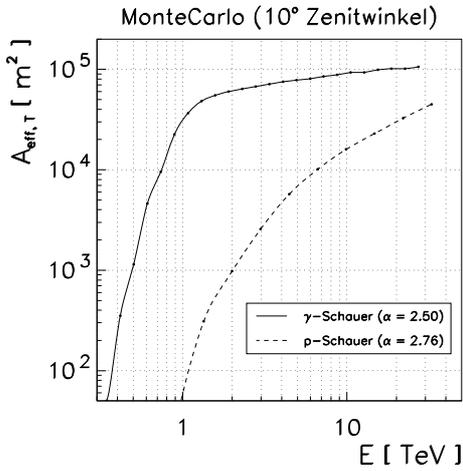


Abbildung 4.6: **Effektive Sammelflächen bei 10° Zenitwinkel.** Dargestellt sind die effektiven Sammelflächen $A_{eff,T}^{\gamma}(E)$ und $A_{eff,T}^H(E)$.

Oberhalb von 1 TeV erreicht die effektive Sammelfläche für γ -Schauer einen Wert von einigen 10^4 m². Hier zeigt sich der wirkliche Wert der Beobachtung mit Cherenkov-Teleskopen. Aufgrund der Nachweisteknik muß das Teleskop nur irgendwo im Cherenkov-Lichtkegel des Luftschaubers stehen. Bei typischen Radien dieses Kegels von etwa 100 m bei kleinen Zenitwinkeln erreicht die Sammelfläche der Teleskope diese eindrucksvolle Größe.

Schauer der geladenen Kosmischen Strahlung erreichen aufgrund ihrer deutlich niedrigeren Trigger-Wahrscheinlichkeit eine zwei bis drei Größenordnungen kleinere Sammelfläche. Elektromagnetische Schauer sind daher für diese Art der Beobachtung prädestiniert.

Erwartete Trigger-Raten

Im Allgemeinen läßt sich die erwartete Trigger-Rate über das doppelte Integral

$$R_T^{\gamma} = 2\pi \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{dF_{\gamma}}{dE} \epsilon_T^{\gamma}(E, r) r dr dE \quad (4.12)$$

bzw. für hadronische Schauer über

$$R_T^H = 2\pi \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{dF_H}{dE d\Omega} \epsilon_T^H(E, r) r dr dE d\Omega \quad (4.13)$$

bestimmen. Da aber der Teleskop-abhängige Anteil, die effektiven Sammelflächen, schon vorher berechnet wurde, kann die Berechnung der erwarteten Raten einfacher dargestellt werden:

$$R_T^\gamma = \int_0^\infty \frac{dF_\gamma}{dE} A_{eff,T}^\gamma(E) dE \quad (4.14)$$

$$R_T^H = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{dF_H}{dE d\Omega} A_{eff,T}^H(E) dE d\Omega \quad (4.15)$$

Der Fluß der γ -Quelle

$$\frac{dF_\gamma}{dE}(E) = F_N(> 1TeV) \cdot (\alpha - 1) \cdot E^{-\alpha} \quad (4.16)$$

wurde mit einer Normalisierung $F_N(> 1TeV) = 10^{-7} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und einem differentiellen Index $\alpha = 2.5$ simuliert. Der hadronische Fluß der Kosmischen Strahlung wurde nur mit dem protonische Anteil

$$\frac{dF_{Proton}}{dE d\Omega}(E) = \left(\frac{dF_{Proton}}{dE d\Omega} \right)_N \cdot E^{-\alpha} \quad (4.17)$$

mit einer Normalisierung von $\left(\frac{dF_{Proton}}{dE d\Omega} \right)_N = 10.57 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ und einem differentiellen Index $\alpha = 2.76$ berechnet.

Bei hadronischen Schauern muß noch zusätzlich der Raumwinkel, der in die Beobachtung einfließt, integriert werden. Der Raumwinkel ist durch den 3°-Streuradius gegeben, der verwendet wurde, um die Proton-Simulation zu erzeugen. Da alle γ -Schauer aus einer (Quell-) Richtung kommen, entfällt bei ihnen diese Integration.

Die erwartete integrale Trigger-Rate für Protonen beträgt 1.14 Hz. Mit Hilfe von [Wie98] läßt sich der Anteil des integralen Proton-Flusses am integralen Fluß der Kosmischen Strahlung oberhalb 1 TeV zu 43 % bestimmen. Damit beträgt die erwartete integrale Trigger-Rate der Kosmischen Strahlung 2.62 Hz. Dabei wurde natürlich angenommen, daß das Trigger-Verhalten schwerer Kerne denen von Protonen ähnlich ist. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, daß die gemessene mittlere Trigger-Rate zwischen 2.5 und 3 Hz liegt. Die Übereinstimmung der Simulation mit Daten kann also auch in diesem Punkt als gut betrachtet werden.

Neben den integralen Trigger-Raten können auch die energieabhängigen differentiellen Trigger-Raten mit

$$\frac{dR_\gamma}{dE}(E) = \frac{dF_\gamma}{dE}(E) \cdot A_{eff,T}^\gamma(E) \quad (4.18)$$

für γ -Schauer und mit

$$\frac{dR_H}{dE}(E) = \int_0^{2\pi} \frac{dF_H}{dE d\Omega}(E) \cdot A_{eff,T}^H(E) \cdot d\Omega \quad (4.19)$$

für Proton-Schauer bestimmt werden. Die differentiellen Raten geben Aufschluß über die Energieschwelle des Teleskops. Abbildung 4.7 zeigt die erwarteten differentiellen Trigger-Raten für γ -Photonen und Protonen.

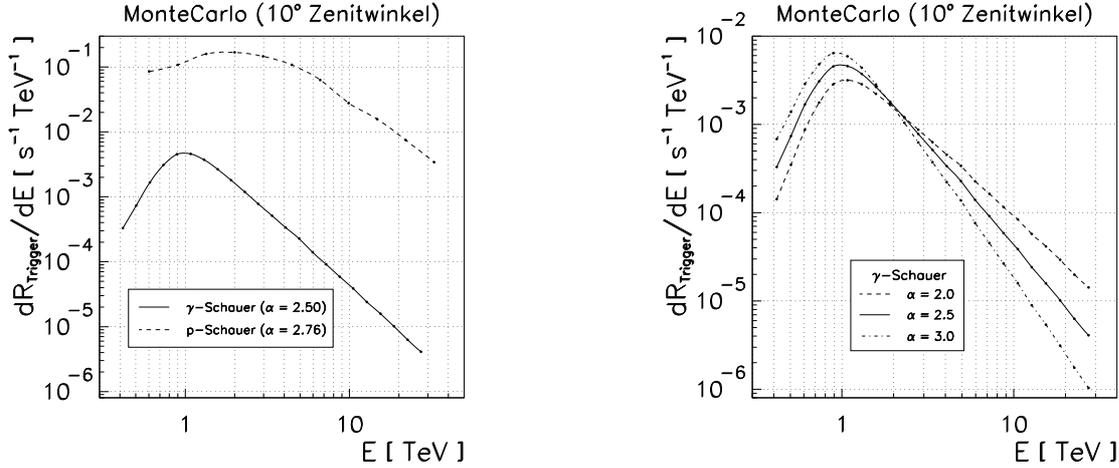


Abbildung 4.7: **Erwartete differenzielle Trigger-Raten bei 10° Zenitwinkel.** Links: Die erwarteten differenziellen Trigger-Raten für γ -Schauer typischer Quellen und für Protonenschauer. Es ist zu erkennen, daß das Maximum für Protonen bei deutlich höheren Energien liegt und breiter als das von γ -Photonen erscheint. Rechts: Differenzielle Trigger-Raten für γ -Quellen mit Spektren verschiedener Steigung. Das Maximum bei etwa 1 TeV zeigt keine große Abhängigkeit von der Steigung des Spektrums.

Erwartete Raten nach γ -Hadron-Separation

Insbesondere für den Vergleich mit Meßdaten sind die erwarteten integrale Raten von γ -Schauern nach der kompletten Separation von Interesse. Die Trigger-Raten sind dazu noch mit der Separations-Effizienz ϵ_S^γ zu falten:

$$R^\gamma = \int_0^\infty \frac{dF_\gamma}{dE} A_{eff,T}^\gamma(E) \epsilon_S^\gamma(E, r) dE \quad (4.20)$$

Für das oben angegebene γ -Spektrum mit einem differentiellen Index $\alpha = 2,5$ ergibt sich eine erwartete Rate von 20,73 γ -Photonen pro Stunde.

Die differentiellen erwartete Rate berechnet sich analog dazu

$$\frac{dR_\gamma}{dE}(E) = \frac{dF_\gamma}{dE}(E) \cdot A_{eff,T}^\gamma(E) \cdot \epsilon_S^\gamma(E, r) \quad (4.21)$$

Abbildung 4.8 zeigt die Teleskop-Parameter für γ -Schauer. Die dargestellte effektive Sammelfläche $A_{eff,S}^\gamma$ ist hierbei mit der Trigger und der Separations-Effizienz gefaltet. Hadronische Schauer sind nach der Separation nur noch in kleinen Mengen vorhanden, so daß sie für eine signifikante Darstellung nicht mehr ausreichen.

Energieschwelle des Teleskops

Zur Festlegung der Energieschwelle eines Detektors gibt es meherer Ansätze. Oft sind Schwellen an dem Ort im Spektrum definiert, an dem ein substantieller Anteil der Rate erreicht

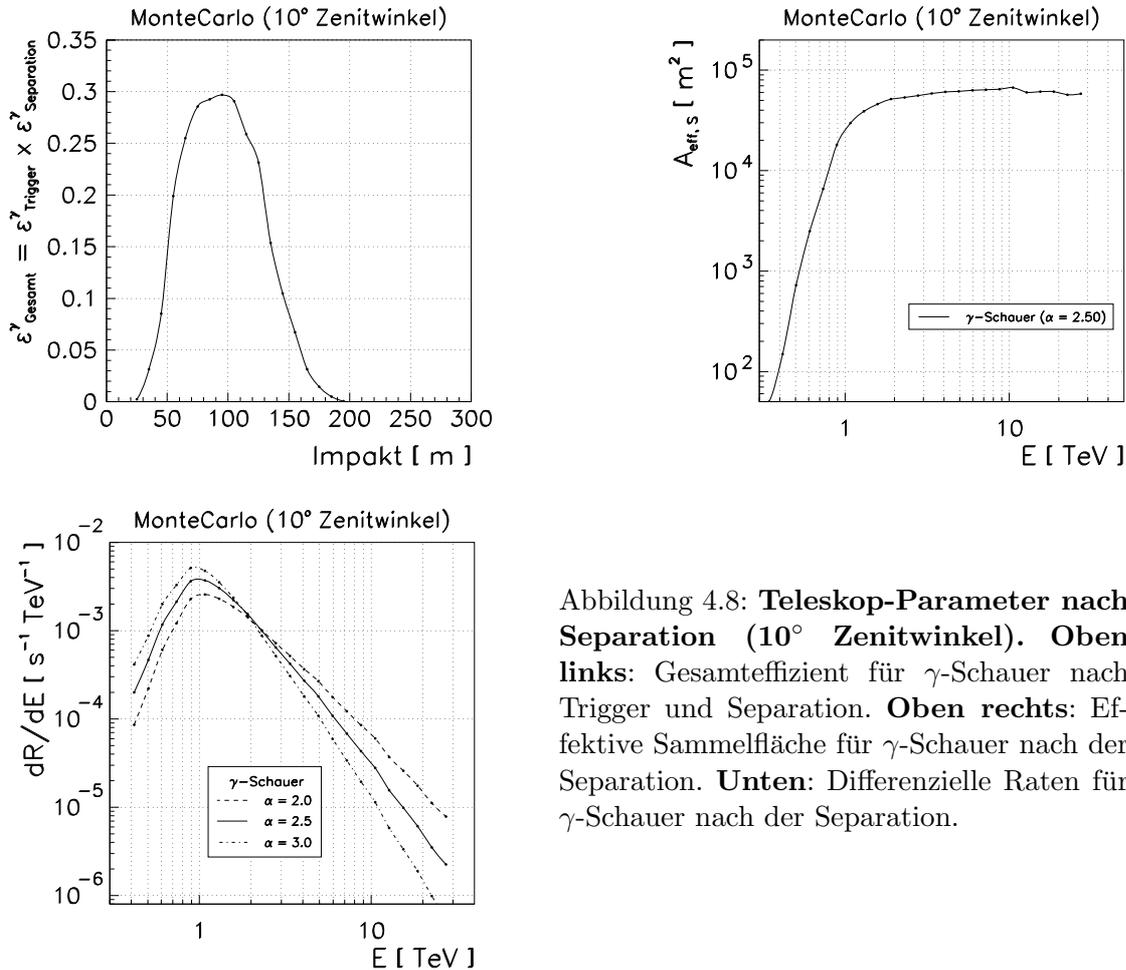


Abbildung 4.8: **Teleskop-Parameter nach Separation (10° Zenitwinkel)**. **Oben links:** Gesamteffizient für γ -Schauer nach Trigger und Separation. **Oben rechts:** Effektive Sammelfläche für γ -Schauer nach der Separation. **Unten:** Differenzielle Raten für γ -Schauer nach der Separation.

wurde. Dabei legt man diesen Teil meist auf 50 % fest. Diese Position befindet sich meist oberhalb des Maximums der differentiellen Rate.

Ein weiterer Ansatz [Aha95] geht davon aus, daß die detektierte γ -Rate nicht vom spektralen Index einer typischen Quelle abhängen soll. Da der Hauptteil der Rate aus der Region um das Maximum der differentiellen Rate stammt, liegt diese Schwelle unterhalb des Maximums.

Eine dritte Methode legt die Energieschwelle an die Position, ab der es leicht möglich ist, Spektren zu bestimmen. Hier ist das Maximum der differentiellen Rate ein idealer Kandidat, da vorher steil ansteigende Flanken vorkommen, die oft nicht gut genug bekannt sind. Zeitabhängige Detektoreffekte sind beispielsweise schwer zu modellieren. Nach dem Maximum fällt die differentielle Rate dann im wesentlichen nur noch mit dem tatsächlichen Spektrum ab. Die Position des Maximums sollte dann aber nicht zu sehr vom Quellspektrum abhängen.

In dieser Analyse wurde die Position des Maximums der differentiellen Rate als Energieschwelle bestimmt. Wie aus Abbildung 4.8 unten zu erkennen ist, liegt sie für typische Spektren mit differentiellen Indices zwischen zwei und drei und Beobachtungsrichtungen um 10° Zenitwinkel bei etwa 1 TeV.

4.2 Beobachtung des Krebs-Nebels

4.2.1 Der Krebs-Nebel

Historische Einleitung

Im Jahre 1054 n.Chr.² beobachteten chinesische Astronomen ein plötzlich auftauchendes neues sehr helles Objekt im Sternbild des Stiers (oberhalb des südlichen Horns). Überlieferungen zufolge war dieses Himmelsereignis etwa sechsmal heller als die Venus, so hell wie der Vollmond. Über einen Monat lang war es noch tagsüber sichtbar. Nachts war die Erscheinung noch etwa ein Jahr lang mit dem bloßem Auge zu beobachten.

Nach dem Verschwinden dieses Ereignisses gerat es bei den Menschen auch wieder in Vergessenheit. Erst 600 Jahre später - nach Erfindung des Teleskops - wurde das Objekt wieder entdeckt. Der englische Physiker und Amateurastronom John Bevis untersuchte 1731 die Formation aus Gas und Staub, die von dem damaligen explosionsartigen Ereignis zurückblieb. 1758 beobachtete Charles Messier den Nebel. Da er damals eigentlich auf der Suche nach Kometen war, der Nebel aber keine Bewegung aufwies, trug er ihn als erstes Objekt in seinen später berühmten und 1774 veröffentlichten *Catalogue of Nebulae and Star Clusters* ein. Dieses nun als *M1* bekannte Objekt wurde 1844 von Lord Rosse aufgrund seiner tentakel-artigen Struktur erstmals *Krebs-Nebel* genannt.

1939 erkannte John Duncan, daß sich der Nebel ausdehnt und 766 Jahre früher ein punktförmiges Objekt gewesen sein muß³. Walter Baade stellte schließlich bei genaueren Beobachtungen im Jahre 1942 fest, daß ein auffälliger Stern im Zentrum des Nebels mit seinem Ursprung in Verbindung stehen könnte [Baa42].

In den darauf folgenden Jahren wurden weitere Phänomene des Krebs-Nebels entdeckt. Zu Ihnen gehören die Detektion von starker Radioemission im Jahre 1948 und die Beobachtung von Röntgenstrahlung 1963. Mit der Entdeckung des Pulsars PSR 0531+21 im Jahre 1968 konnte schließlich die Natur von Baades auffälligem Stern geklärt werden [Sta68].

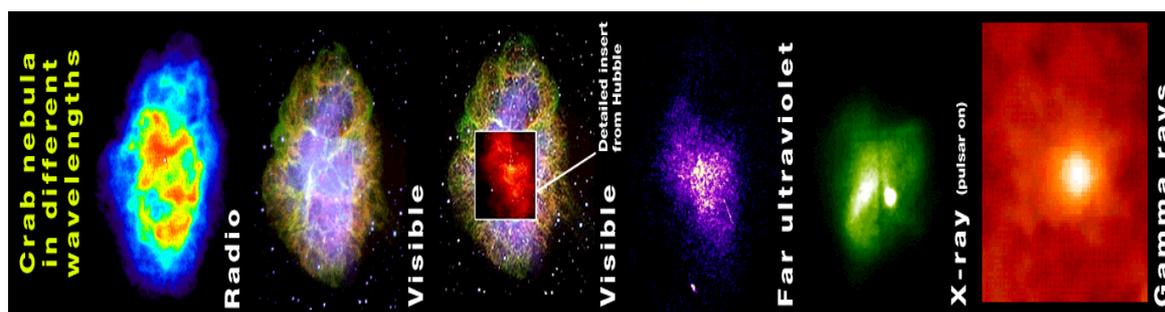


Abbildung 4.9: Der Krebs-Nebel bei verschiedenen Wellenlängen.

²Bezieht man sich auf Höhlenmalereien eingeborener Amerikaner in White Mesa oder Navajo Canyon, dann war die beobachtete Explosion wahrscheinlich im Juli des Jahres.

³Duncan verschätzte sich damals um ein Jahrhundert. Später wurde das Ereignis von 1054 mit der Entstehung des Krebs-Nebels in Verbindung gesetzt.

Theorie

Heute besitzt man ein relativ geschlossenes Bild vom Krebs-Nebel. Es ist klar, daß er den 2 kpc (etwa 6500 Lichtjahre) entfernten Überrest der Supernova SN 1054 aus dem Jahre 1054 n. Chr. darstellt [Uns91], welche damals die absolute Leuchtkraft von bis zu 400 Millionen Sonnen hatte. Abbildung 4.9 zeigt den Krebs-Nebel in allen bisher vermessenen Energiebereichen. Der sichtbare Nebel ist Teil der abgestoßenen Sternenhülle. Die Ausdehnung des innerern amorphen Gebietes beträgt etwa 10 Lichtjahre ($1.9 \text{ pc} \times 3.4 \text{ pc}$). Aus Richtung dieses Gebietes wird ein kontinuierliches elektromagnetisches Spektrum ausgesant. Die Hülle mit ihrem bizarren krebsartigen Filamenten strahlt vorwiegend in $H\alpha$ und dehnt sich mit etwa 1000 bis 1500 km/s aus.

Baades auffälliger Stern in der Mitte des Nebels ist der übriggebliebene Rest der Supernova-Explosion, welcher jetzt als Pulsar PSR 0531+21 weiter existiert. Er bewegt sich relativ zur großen Halbachse des Nebels mit etwa 100 bis 150 km/s und emittiert mit einer Periode von $P = 33.2 \text{ ms}$ Strahlung vom Radio- bis in den GeV- γ -Bereich. Anschaulich dreht sich der mit starken Magnetfeldern behaftete Neutronenstern 30 Mal in der Sekunde. Die Zeit $\tau = P/\dot{P}$, in der sich seine Periode verdoppelt, beträgt 2500 Jahre. Damit ist klar, daß der Pulsar Energie an seine Umgebung abgibt. Ein derartiges Gebilde, bestehend aus Pulsar, der in seine abgestoßene Supernova-Hülle strahlt, wird als Plerion bezeichnet.

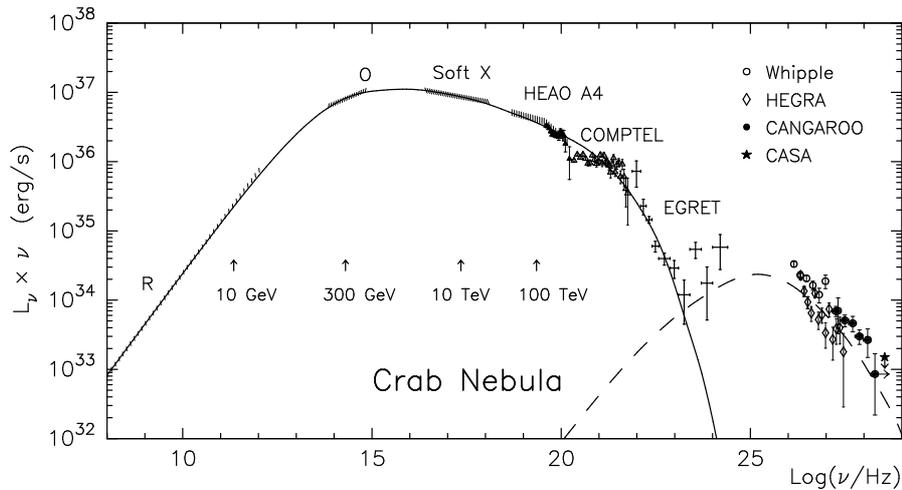


Abbildung 4.10: **Das Spektrum des Krebs-Nebels.** Dargestellt ist das Spektrum der nicht-thermische Strahlung aus Richtung des Krebs-Nebels (Abbildung aus [Aha98]). Die durchgezogene und die gestrichelte Linie beschreiben die Synchrotron- und die Inverse-Compton-Komponente (IC) (berechnet nach dem sphärisch symmetrischen MHD-Modell in [Ken84]). Die angegebenen Energien beziehen sich auf die Elektronen-Energien, welche die Synchrotron-Komponente erzeugen. Die Photonenergien lassen sich aus den angegebenen Frequenzen mit Hilfe von $E[\text{eV}] = \nu[\text{Hz}] / (2.419 \cdot 10^{14})$ berechnen. Die Datenpunkte an der rechten Flanke der IC-Verteilung liegen daher im TeV-Photon-Energie-Bereich.

Die kontinuierliche Strahlung des inneren Nebelgebiets erklärt man heute durch den Synchrotron-Selbst-Compton-Prozeß (SSC). Der Pulsar-Wind, bestehend aus Pointing- und

Teilchen-Energie-Fluß, erleidet im inneren des Nebels einen MHD⁴-Schock, der den Fluß geladener Teilchen, insbesondere Elektronen und Positronen, abbremst. Das nun von den geladenen Teilchen verstärkt wahrgenommene Magnetfeld zwingt sie auf gekrümmte Bahnen, was zur Emission von Synchrotron-Strahlung führt [Ken84]. Hierdurch wird ein Spektrum erzeugt, das bis zu Photon-Energien von etwa 1 GeV reicht. Streut dann die Elektronen-Population einen Teil ihrer eigenen Synchrotron-Photonen über den inversen Compton-Prozeß zu höheren Energien, so entsteht ein weiteres Photon-Spektrum bei GeV- bis TeV-Energien. Die niederenergetischen Photonen für diesen Prozeß können aber auch aus anderen Quellen stammen, z.B. aus der Infrarot-Strahlung des Staubs, der 2.7 K Mikrowellen- oder der galaktischer Infrarot-Hintergrund-Strahlung sowie aus Sternenlicht. In Abbildung 4.10 ist das Krebs-Nebel-Spektrum dargestellt. Durch Messung der Synchrotron- und Inverse-Compton-Verteilung, kann mit Hilfe dieses Modells auf das Magnetfeld im Nebel sowie die erzeugende Elektronen-Population geschlossen werden. Typischerweise ergibt sich ein Magnetfeld von 10^{-4} Gauss ($= 10^{-8}$ T). Um insbesondere bei TeV-Energien die Abweichungen der Meßdaten von diesem einfachen Modell zu erklären, werden zusätzliche Elektronen-Populationen (für Korrekturen > 100 TeV), Bremsstrahlung in den dichteren Filamenten (für Korrekturen im GeV-Bereich) oder γ -Quanten aus π_0 -Zerfällen (für Korrekturen > 10 TeV), die aus Wechselwirkungen der hadronischen Teilchenkomponente mit Gas-Teilchen aus den Filamenten herrühren [Aha98], verantwortlich gemacht. Neueste Beobachtungen mit dem HEGRA CT-System konnten das Krebs-Nebel-Spektrum bis 20 TeV vermessen. Der differenzielle γ -Fluß zwischen 1 und 20 TeV konnte dabei zu

$$\frac{dF}{dE} = (2.79 \pm 0.02 \pm 0.5) \cdot 10^{-7} \left(\frac{E}{1\text{TeV}} \right)^{-2.59 \pm 0.03 \pm 0.05} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (4.22)$$

bestimmt werden. Anwendungen neuerer Modellrechnungen führten hier zu einem Magnetfeld von 18 nT [Aha00].

4.2.2 Analyse der Teleskop-Daten

Datensatz und Datenreinigung

Die zur Analyse verwendeten Daten aus Richtung des Krebs-Nebels wurden in den Zeiträumen Oktober 1999 bis März 2000 und September 2000 bis November 2000 gemessen.

Um die Qualität der Pixel-Signale zu gewährleisten, wurden solche Pixel von der Analyse eines Runs komplett ausgeschlossen, die folgende Auffälligkeiten zeigten:

- Der berechnete Mittelwert des Pedestals ist größer als 50 ADC-Kanäle
- Die berechnete Streuung des Pedestals liegt nicht zwischen 0.5 und 15 ADC-Kanälen.
- Es liegen keine verwertbaren Laser-Run-Daten für dieses Pixel vor.
- Die relative Empfindlichkeit des Pixels befindet sich nicht zwischen 0.4 und 2.0.
- Die Streuung der Signal-Rohdaten liegt nicht zwischen 0.5 und 170 ADC-Kanälen.

⁴Magneto-Hydro-Dynamik

Zum Teil sind diese Kriterien schon in dem verwendeten Rekonstruktions-Programm implementiert und in [Kes01] oder [Pet97] beschrieben.

Der äußere Ring der Kamera-Pixel (Pixel 92 bis 127) war vom Trigger ausgeschlossen. Hierdurch sollte gewährleistet werden, daß die getriggerten Kamera-Bilder nicht mehrheitlich aus der Kamera herausreichen und somit schlecht zu rekonstruieren sind.

Speziell bei der Beobachtung des Krebs-Nebels wurden Pixel 88 und 89 zusätzlich vom Trigger ignoriert. Dies geschah, da in diesen Bereich der Kamera der sehr helle Stern ζ -Tauri (3. Größenordnung) zusätzliches Licht induziert, wodurch in dieser Kamera-Region liegenden PMTs ständig getriggert würden. Aus diesem Grund werden diese Pixel normalerweise schon während der Datennahme vom Trigger ausgeschlossen.

Zur Steigerung der Daten-Qualität müssen die Ereignisse eine Filterprozedur durchlaufen. Dazu zählt:

- Kalibration
- Software-Trigger
- Bildaufbereitung
- Ereignisse mit mehr als 92 Pixeln werden entfernt.
- Ereignisse mit weniger als 4 Pixeln im Bild-Kern oder einer SIZE < 60 Ph.e werden entfernt.
- Ereignisse mit einem Nachführungsfehler von mehr als 0.1° werden entfernt.
- Liegt die momentane Trigger-Rate, berechnet aus dem aktuellen, den 60 vorherigen und den 60 nachfolgenden Ereignissen, mehr als 6 Standardabweichungen über oder 8 Standardabweichungen unter der mittleren Trigger-Rate des Daten-Runs, so wird das Ereignis ebenfalls nicht weiter analysiert.

Der Schnitt auf die Anzahl der Pixel und der Gesamtlichtmenge soll die Rekonstruierbarkeit der Bilder sichern. Insbesondere kleine Ereignisse können durch Kalibrationsfehler zu systematische Unterschiede zur Monte-Carlo-Simulation führen. Die Kontrolle der momentanen Ereignis-Rate soll mögliche Ereignisse herausfiltern, die durch am HEGRA-Experiment vorbeifahrende Autos mit angeschaltenden Scheinwerfern ausgelöst wurden. Die genaue Beschreibung der Filterprozedur ist in [Pet97] nachzulesen.

Die einzelnen Runs aus diesem Zeitraum wurden ebenfalls durch eine Vorselektion bestimmt. Folgende Kriterien mußten die Daten erfüllen:

- Die Zenitwinkelabdeckung von Ereignissen in einem Run liegt zwischen 5° und 15° .
- Die mittlere Trigger-Rate des Runs (nach der Filterprozedur) liegt zwischen 0 Hz und 10 Hz.
- Nach den ersten beiden Punkten wird der Mittelwert und die Streuung der Ratenverteilung berechnet. Nur Runs mit mittleren Trigger-Raten (nach Filterprozedur) die sich maximal zwei Standardabweichungen vom Mittel entfernt befinden, werden für die weitere Analyse verwendet.

Der erste Punkt dient zur guten Übereinstimmung von Daten und Simulation. Simulationen wurden im zenitnahen Bereich ausschließlich bei 10° Zenitwinkel angefertigt, da auch das Maximum der Ereignisverteilung in der Nähe dieses Zenitwinkels liegt. In dem schmalen Intervall $10^\circ \pm 5^\circ$ ist keine Variation der mittleren Triggerrate vorhanden. Punkt 2 soll fehlerhafte Runs mit keiner oder deutlich zu hoher Rate vor der Berechnung des Mittelwertes und der Streuung aus dem Datensatz entfernen. Die mittlere Trigger-Rate von CT1 liegt typischerweise bei 3 Hz. Im letzten dieser Kriterien werden Runs, die merklich vom Mittelwert der Trigger-Rate abweichen, von der weiteren Analyse ausgeschlossen. Solche Abweichungen können z.B. durch ungeeignete Wetterbedingungen hervorgerufen werden. Abbildung 4.11 zeigt die Verteilung der mittleren Trigger-Raten des bereinigten Datensatzes und die Zenitwinkelverteilung der Ereignisse.

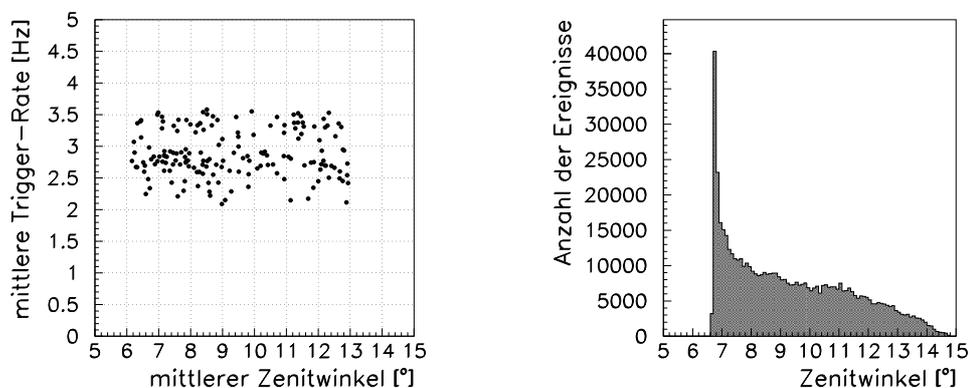


Abbildung 4.11: **Der verwendete Krebs-Nebel-Datensatz. Links:** Aufgetragen sind die mittleren Trigger-Raten (nach Filterprozedur) der verwendeten Runs gegen ihren mittleren Zenitwinkel. Eine Zenitwinkelabhängigkeit ist nicht zu erkennen. Eine leichte Aufspaltung des Datensatzes beruht auf der Anhebung der PM-Hochspannung zwischen den beiden Meßperioden. **Rechts:** Dargestellt ist die Zenitwinkelverteilung der Ereignisse des Datensatzes. Es ist deutlich das Maximum bei etwa 7° zu erkennen.

Nach der Datenreinigung enthält der betrachtete Krebs-Nebel-Datensatz noch 570998 Ereignisse, die in 56.1 Stunden effektiver Beobachtungszeit aufgezeichnet wurden.

Untergrund-Bestimmung und Signifikanz der Messung

Nun werden die γ -Hadron-Separationsschnitte (siehe vorheriger Abschnitt) auf den Datensatz angewandt, um den Anteil der photonischen Schauer und damit das Krebs-Nebel-Signal zu erhöhen. Die Signifikanz bzw. die Nachweiswahrscheinlichkeit berechnet sich danach entsprechend der früheren Ausführungen. Dabei ist die Anzahl aller Ereignisse im Datensatz durch die *on source*-Messungen, d.h. die Quell-Beobachtungen, gegeben. Im folgenden sollen nun verschiedene Methoden zur Untergrundabschätzung vorgestellt werden.

1. ON/OFF-Messung

Den Untergrund bestimmt man typischerweise mit Hilfe sogenannter *off source*-Messungen. Die Bahn der Quelle wird nochmals direkt nach der ON-Messung verfolgt. Die Himmelsposition, welche den Untergrund und damit die OFF-Messung liefert, hat die gleiche Deklination aber eine zeitlich etwas spätere Rektaszension. Hierdurch erhält man als Untergrund den Teilchenfluß einer leicht verschobene Himmelsposition. Geht man davon aus, daß dieser Untergrund im wesentlichen durch den isotropen Fluß der kosmischen Strahlung und nur wenig durch das lokale Nachthimmelsleuchten bestimmt ist, dann sollte diese Messung ein gutes Maß für die Untergrund-Ereignisse sein. Der Nachteil dieser ON/OFF-Messungen ist, das 50 % der gesamten Beobachtungszeit verloren geht.

2. Anpassung eines Standard-OFF-Datensatzes an ON-Daten

Für CT1 wurde aus obigen Grund ein anderer Ansatz gesucht. Dabei geht man davon aus, daß die Effekte des lokalen Nachthimmelsleuchten nach der Datenreinigung, der Datenaufbereitung und der γ -Hadron-Separation (ohne ALPHA-Schnitt) im wesentlichen verschwinden. Die Rate der isotropen kosmischen Strahlung hängt dann nur noch vom Zenitwinkel der OFF-Beobachtung ab. Dann ist es aber möglich, einen Standard-OFF-Datensatz zu verwenden, der nur durch eventuell notwendige Wichtung auf die Zenitwinkelverteilung im jeweiligen ON-Datensatz (nach Reinigung, Aufbereitung und Separation) angepaßt wird. Diese Methode ist in [Bra97] beschrieben.

Um diese Methode anzuwenden, betrachtet man die ALPHA-Verteilung der ON- und OFF-Daten nach Anwendung aller anderen Separations-Schnitte. Aus Monte-Carlo-Studien ist bekannt (siehe vorheriger Abschnitt), daß γ -Schauer aus Richtung der Quelle und d.h. parallel zur optischen Teleskopachse bei $\text{ALPHA} < 10^\circ$ liegen. Dieser Bereich wird als Signalregion bezeichnet. Da fehlrekonstruierte Ereignisse auch bei 90° noch einen Beitrag liefern könnten, wählt man als Bereich, der nur von hadronischen Schauern, dem Untergrund, gefüllt werden kann, das Intervall $20^\circ < \text{ALPHA} < 80^\circ$. Die Zenitwinkelverteilung von Schauern, die aus diesem auch Normalisierungsregion genannten Bereich stammen, wird nun zur Anpassung des OFF- and den ON-Datensatz verwendet. Die Wichtungen, welche mit Hilfe dieser Anpassung gewonnen wurden, wird schließlich auf den gesamten OFF-Datensatz - auch auf die Signalregion - angewendet. Diese Extrapolation liefert dann die Abschätzung für den Signaluntergrund.

Diese Methode zur Untergrund-Bestimmung funktioniert nur dann wirklich gut, falls eine sehr gute Abdeckung des Zenitwinkelbereichs der ON-Messungen durch OFF-Messungen vorhanden ist. Da die Wichtungsfaktoren direkt in die Fehlerberechnung des Untergrundes eingehen, müssen sie so klein wie möglich gehalten werden. Andererseits ist das im Falle weniger OFF-Ereignisse im betrachteten Zenitwinkelintervall nur zu erfüllen, wenn man das zu wichtende Bin, welches die Anzahl der Ereignisse definiert, groß wählt. Wurden jedoch nur wenige Bins zur Anpassung der Zenitwinkelverteilung verwendet, so ist die Übereinstimmung des ON- mit dem OFF-Datensatz nicht immer gut. Zum Beispiel wird die ALPHA-Verteilung im Normalisierungsbereich dann nicht gut wiedergegeben. Ist schließlich nur ein im Vergleich zur ON-Messung kleiner OFF-Datensatz vorhanden, dann erhält man entweder eine schlechte Beschreibung der Verteilungen oder einen großen Untergrundfehler, der schließlich in einer niedrigen

Signifikanz mündet. Während der Periode, in der die Krebs-Nebel-Daten gemessen wurden, hat man leider nur einen sehr kleinen Standard-OFF-Datensatz zwischen 5° und 15° Zenitwinkel aufgezeichnet. Nach Datenreinigung und Datenaufbereitung bleibt ein ON-zu-OFF-Verhältnis von 10/1 über. Damit ist eine realistische Beschreibung des Untergrundes nicht möglich. Hierzu benötigt man wenigstens ein ON-zu-OFF-Verhältnis von 1/1.

3. Anpassung einer Funktion an ON-Daten

In dieser Arbeit wird eine andere Methode zur Untergrundabschätzung verwendet, die den bisher beschriebenen Weg nur konsequent weiter verfolgt. Paßt man die OFF-Verteilung an die ON-Verteilung im Normalisierungsbereich der ALPHA-Verteilung an, dann ist das im wesentlichen nichts anderes als die Bestimmung einer Funktion, die diesen Bereich durch einen Satz von Wichtungsfaktoren und der ursprünglichen OFF-Verteilung beschreibt. Die Extrapolation dieser Wichtung in den Signalbereich der ALPHA-Verteilung ($ALPHA < 10^\circ$) gibt Aufschluß über den Untergrund.

Parallel zu dieser Vorgehensweise kann man an die gesamte ON-ALPHA-Verteilung eine Funktion der Art

$$f(x) = c_1 + c_2 \cdot x^2 + c_3 \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi c_4}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x}{c_4} \right)^2 \right] \quad (4.23)$$

anpassen. In dieser Parametrisierung wird der Untergrund durch eine konstante sowie eine quadratische Funktion und das Signal durch eine aufgesetzte Gauß-Funktion um $ALPHA = 0^\circ$ beschrieben. Der konstante Term dient hierbei als Skalierung des Untergrundes. Der quadratische Term beschreibt den Anstieg der ALPHA-Verteilung bei großen Werten. Durch geschickte Wahl der Startwerte läßt sich eine hervorragende Anpassung erzielen. Nebenbedingung dieser Anpassung war, daß die Gauß-Breite c_4 und die Gauß-Amplitude c_3 positiv sein müssen, da nur positive Signale im Datensatz gesucht werden. Liegt kein positives Signal vor, dann liegen diese beiden Parameter meist nahe Null und die ALPHA-Verteilung wird effektiv nur durch die ersten beiden Terme beschrieben. Außerdem muß die Gauß-Breite c_4 in einem vernünftigen Bereich ($5^\circ \leq c_4 < 15^\circ$) liegen, damit nicht die gesamte ALPHA-Verteilung durch den Gauß-Term beschrieben wird oder Fluktuationen auftreten. Sind die freien Parameter c_1 bis c_4 einmal festgelegt, so kann man durch Weglassen der zusätzlichen Gauß-Funktion den Untergrund in der Signalregion ($ALPHA < 10^\circ$) berechnen. Mit Hilfe der Unsicherheiten der Anpassung kann durch Fehlerfortpflanzung ein Maß der Unsicherheit der Untergrundabschätzung bestimmt werden. Andererseits kann man für die einfache Signifikanzberechnung auch die Poissonschen Fehler verwenden. Eine ähnliche Methode wird auch in [Kra01] beschrieben.

Zum Test des neuen Verfahrens wurde ein OFF-Datensatz erzeugt, der den gleichen Datenreinigungs- und Datenaufbereitungsschnitten genügen mußte, wie der ON-Datensatz. Die Anzahl der Ereignisse im Krebs-Nebel-Datensatz wurde auf die Anzahl im OFF-Datensatz beschränkt, und die Pixel 88 und 89 wurden vom Trigger ausgeschlossen, um die gleichen Detektorbedingungen und damit einen guten Vergleich zu erhalten. Nach allen Separations-

Schnitten wurde schließlich die Signifikanz mit der einfachen Methode berechnet⁵. An die ON-Daten in der ALPHA-Verteilung wurde nach der Separation (außer dem ALPHA-Schnitt) die obige Funktion angepaßt um eine Abschätzung des Untergrundes in der Signalregion zu erhalten. Beide Methoden ergeben eine zeitnormierte Signifikanz, die bei etwa $S/\sqrt{T} = 2.0$ bis 2.5 liegt. Die OFF-Anpassungs-Methode ist dabei etwas mehr von der genauen Einstellung der Intervallgröße der zu wichtenden Zenitwinkelverteilung bzw. der Mindestanzahl der Ereignisse je Intervall abhängig.

Abbildung 4.12 zeigt nun die Anpassung der obigen Funktion an die ALPHA-Verteilung des gesamten Krebs-Nebel-Datensatzes (nach Separation).

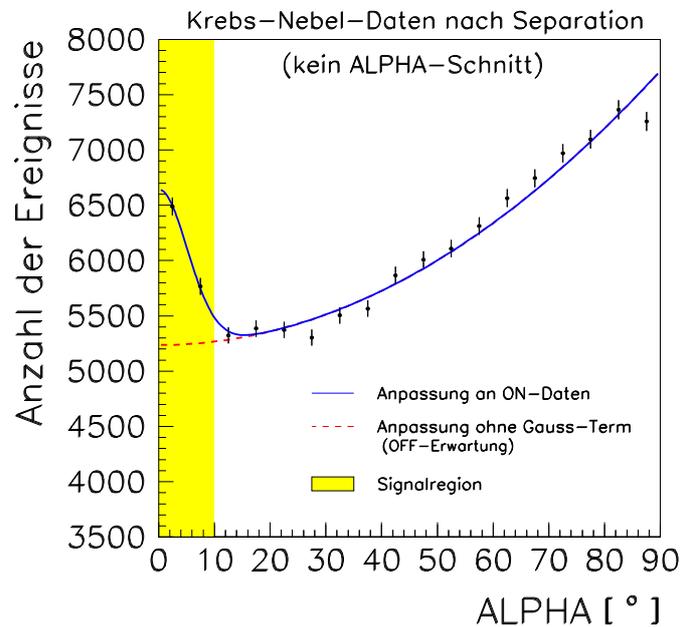


Abbildung 4.12: **ALPHA-Verteilung der Krebs-Nebel-Daten nach der Separation.** Die dargestellte ALPHA-Verteilung des ON-Datensatzes hat alle Separations-Kriterien außer den ALPHA-Schnitt durchlaufen. Die Verteilung läßt sich gut durch eine Funktion bestehend aus einem konstanten und eine quadratischen Term sowie einer Gauß-Funktion für das Signal beschreiben. Unter Weglassen des Gauß-Terms kann der Untergrund im markierten Signalbereich abgeschätzt werden.

Die Ereigniszahl im Signalbereich ist hierbei $N_{ON} = 12255$ und die Abschätzung für $N_{OFF} = 10492.9$. Der Ereignisexzeß ist daher $N_E = N_{ON} - N_{OFF} = 1762.1$. Mit Hilfe der richtigeren Signifikanzberechnung nach Li und Ma [Li83], in der nur die Anzahl der ON- und OFF-Ereignisse und nicht deren Fehlerabschätzungen direkt eingehen, erhält man

$$S_{Li-Ma} = 11.7\sigma \quad \text{in einer Beobachtungszeit } T = 56.1h \quad (4.24)$$

⁵Hiermit ist es einfacher eine Abschätzung des OFF-Fehlers im Signalbereich der ALPHA-Verteilung mit Hilfe der Gewichte anzugeben.

Hieraus ergibt sich eine zeitnormierte Signifikanz von $1.56 \sigma/\sqrt{T}$. Die Exzeßrate R_E ist durch N_E/T und ihr Fehler wegen $S \approx R_E/\Delta R_E$ durch R_E/S_{Li-Ma} gegeben:

$$R_E = 31.4 \pm 2.7 h^{-1} \quad (4.25)$$

Durch die Beschränkung auf einzelne Beobachtungsnächte können auch die täglichen Exzeß-Raten und damit das zeitliche Verhalten des Krebs-Nebels berechnet werden. Abbildung 4.13 zeigt dies für den analysierten Zeitraum. Die Zeit wird bei derartigen *Lichtkurven* in Einheiten des Modifizierten Julianischen Datums (MJD) angegeben. Zur Orientierung sind auch einzelne Datumsangaben in Tag, Monat und Jahr eingetragen.

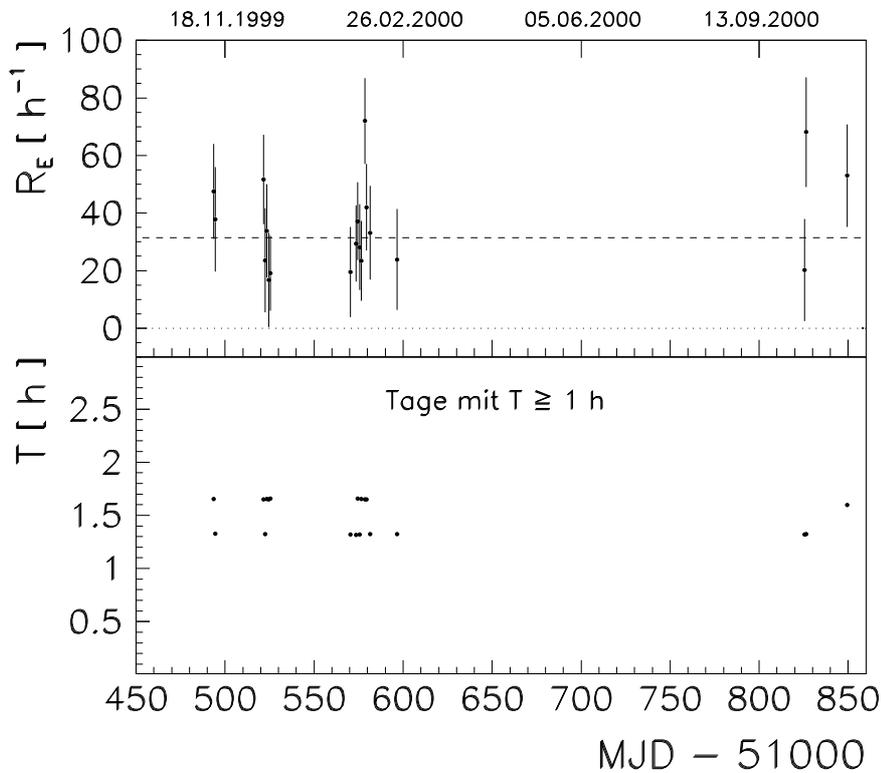


Abbildung 4.13: **Lichtkurve der täglichen Krebs-Nebel-Raten bei 10° Zenitwinkel.** Im oberen Teil der Abbildung sind die täglichen Exzeß-Raten der Krebs-Nebel-Beobachtungen aufgetragen. Um die statistischen Fluktuationen klein zu halten, wurden nur Beobachtungen von Tagen eingetragen, die wenigstens 1 Stunde Beobachtungszeit aufwiesen. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die mittlere Rate aller Beobachtungen ($31.4 h^{-1}$). Unten sind die zugehörigen Beobachtungszeiten T aufgetragen.

Wie zu erkennen ist, zeigt der Krebs-Nebel keine signifikante zeitliche Variation in den Exzeß-Raten. Da auch keine spektralen Unterschiede zu erwarten sind und sämtliche Beobachtungen in einem schmalen Zenitwinkelintervall um 10° erfolgten, müssen auch keine relativen Korrekturen angebracht werden. Der Krebs-Nebel- γ -Fluss zeigt daher auch in absoluten Einheiten keine signifikanten zeitlichen Variationen. Dies ist der Grund, warum man

ihn als Standardkerze der TeV- γ -Astronomie verwendet.

Deweiteren ist es möglich, eine Himmelskarte der Exzeßereignisse zu generieren. Da die Richtung der Schauer und damit die Position der Quelle zumindest bei der Analyse eines Ereignisses nicht eindeutig mit einem Einzelteleskop rekonstruiert werden kann, testet man die Position an verschiedenen Orten am Himmel (*False-Source-Darstellung*). Da die Kamera-Ebene für kleine Winkel ein gutes Abbild der Himmelskugel wiedergibt, wurde für jedes Karten-Bin das Kamera-Koordinatensystem von der Normposition verschoben und die systemabhängigen Hillas-Parameter (ALPHA, DIST, MDIST) neu berechnet. Nach der Separation kann mittels einer neuen Untergrundabschätzung die Anzahl der Exzeß-Ereignisse bestimmt werden. Abbildung 4.14 zeigt eine derartig erzeugte Himmelskarte.

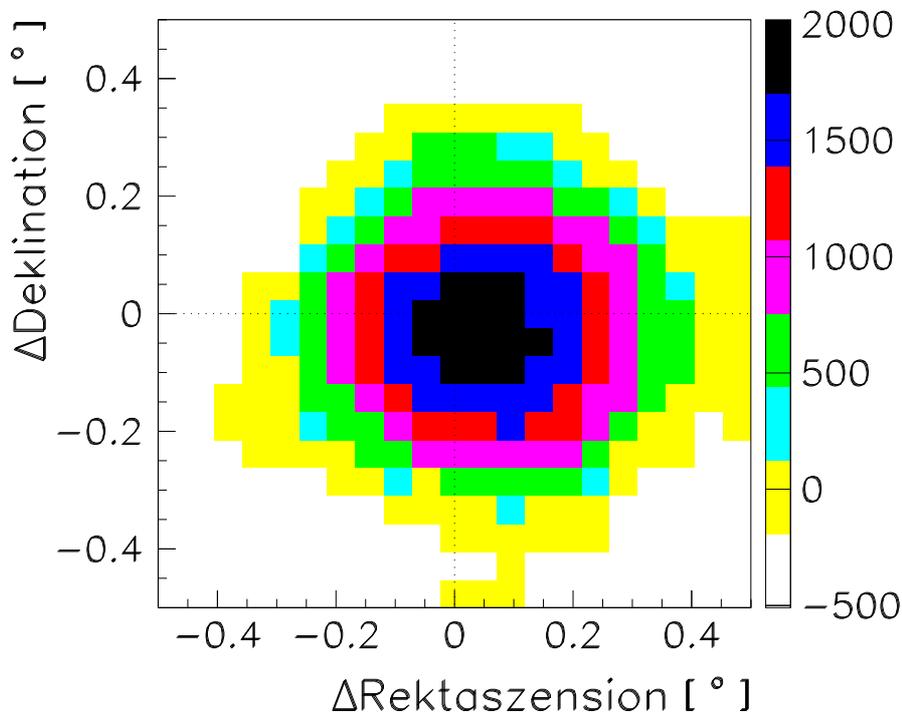


Abbildung 4.14: **Exzeß-Himmelskarte bei 10° Zenitwinkel.** Dargestellt ist die Anzahl der Exzeß-Ereignisse bei verschiedenen Abweichungen in Deklination und Rektaszension von der Soll-Position. Die Bin-Größe beträgt 0.05° , was etwa der halben geforderten Positionierungsgenauigkeit von CT1 in dieser Analyse entspricht. Die Breite der Verteilung beträgt etwa 0.2° .

In dieser Karte ist die Position und Größe des Krebs-Nebels im γ -Licht zu erkennen. Es zeigt sich außerdem eine leichte Verschiebung zur Soll-Position um etwa 0.05° , die auf eventuelle Positionierungsfehler von CT1 zurückgeführt werden können. Da die geforderte Positionierungsgenauigkeit in dieser Analyse bei 0.1° lag, liegt die Verschiebung unterhalb der effektiven Auflösung des Teleskops. Die Richtungsauflösung kann auch der Breite der Verteilung von etwa 0.2° entnommen werden. Die negativen Exzeßwerte am Rand der Karte kommen durch kleinere Fehler in der Abschätzung des Untergrundes zustande. Die ALPHA-

Verteilungen, welche praktisch kein Signal mehr enthalten und deutlich mehr Kamerarand-Effekte aufweisen, werden oft nicht mehr einwandfrei durch obige Funktion beschrieben.

Fluß-Bestimmung

Aus [Aha00] geht hervor, daß der differentielle spektrale Index des Krebs-Nebels $\alpha \approx 2.6$ beträgt. Bestimmt man nun die zu erwartende γ -Rate R_γ mit einem Normfluß von $F_N(> 1 \text{ TeV}) = 10^{-7} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, so erhält man mit Hilfe der Simulationen eine Rate von

$$R_\gamma = 21.0 \text{ h}^{-1} \quad (4.26)$$

Das Verhältnis von gemessener Exzeß-Rate R_E und für einen Normfluß simulierter γ -Rate R_γ gibt Aufschluß über den gemessenen γ -Fluß:

$$F_\gamma(> 1 \text{ TeV}) = \frac{R_E}{R_\gamma} \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (4.27)$$

Hiermit ergibt sich ein Photonenfluß von

$$F_\gamma(> 1 \text{ TeV}) = (1.50 \pm 0.13^{stat} \pm 0.45^{sys}) \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (4.28)$$

Der statistische Fehler stammt aus dem statistischen Fehler der Exzeß-Rate. Der systematische Fehler wurde mit 30 % abgeschätzt. Er stammt vorwiegend aus Unsicherheiten der Triggerschwelle und des Konversionsfaktors.

Vergleicht man diesen Wert mit dem Ergebnis aus [Aha00] ($F(> 1 \text{ TeV}) = 1.74 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$), so kann man im Rahmen der Unsicherheiten eine sehr gute Übereinstimmung feststellen.

Kapitel 5

Horizontnahe Beobachtungen

In diesem Kapitel werden horizontnahe Beobachtungen, d.h. Beobachtungen unter einem Zenitwinkel von 70° untersucht. Hierzu dienen Daten der galaktischen Quelle SN 1006, die mit CT1 in den Jahren 1999 und 2000 aufgezeichnet wurden. Um diesen extremen Beobachtungsmodus studieren und physikalisch interpretieren zu können, sind Rechnungen mit der im letzten Kapitel getesteten Monte-Carlo-Simulation durchgeführt worden. Dabei hat sich gezeigt, daß bei diesen extremen Winkeln Effekte durch lokale Muonen, welche die Lichtleiter kreuzen und dabei Cherenkov-Licht erzeugen, aufgrund der sehr niedrigen Trigger-Raten an Bedeutung gewinnen.

5.1 Simulation bei 70° Zenitwinkel

Zur Analyse der horizontnahen Meßdaten wurde bei einem Zenitwinkel von 70° eine Simulation durchgeführt. Außerdem wurde auf die Produktion schwererer Kerne als Wasserstoff (Protonen) verzichtet. Wie im Falle der 10° -Zenitwinkel-Simulation hat das differenziellen Spektrum der Schauer einen Index $\alpha = 1.5$. Steilere Spektren können wieder durch Umwichtung erzeugt werden. Protonische Schauer sind wie schon zuvor bis zu 3° um die Teleskop-Achse gestreut. Tabelle 5.1 gibt einen Überblick zu Energiebereich, Radialbereich sowie Anzahl der simulierten Schauer.

Primärteilchen	Energiebereich	Radialbereich	Anzahl der Schauer
γ -Photon	10 - 90 TeV	0 - 700 m	17290
Proton	20 - 150 TeV	0 - 1500 m	214950

Tabelle 5.1: Statistik der Monte-Carlo-Schauer bei 70° Zenitwinkel.

5.1.1 Signale von lokalen Muonen

Abbildung 5.1 zeigt OFF-Daten zwischen 68° und 72° Zenitwinkel. Schraffiert gekennzeichnet sind Ereignisse, die ein sehr schmales Kamerabild besitzen ($WIDTH < 0.1$).

Da die mittlere Trigger-Rate bei 70° Zenitwinkel nur bei etwa 0.65 Hz liegt (siehe nächster Abschnitt), werden Störsignale wichtig, die lokale Muonen in den Lichtleitern produzieren.

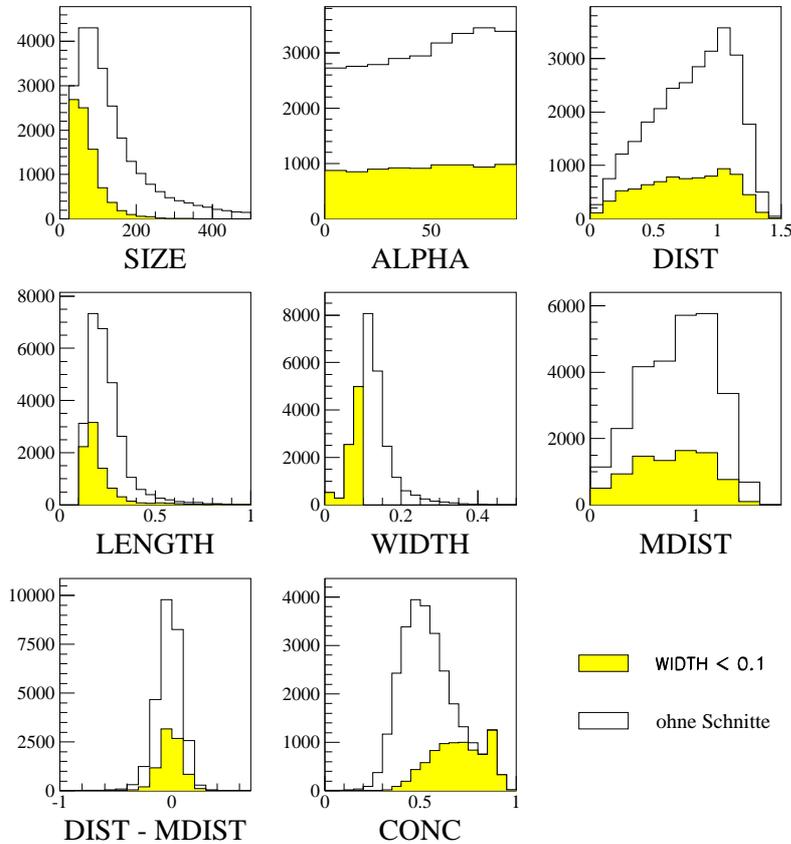
OFF-Daten (70° Zenitwinkel)

Abbildung 5.1: **Hillas Parameter von OFF-Daten bei 70° Zenitwinkel.** Die OFF-Daten wurden nach den selben Kriterien selektiert, die auch bei ON-Daten (siehe nächster Abschnitt) ihre Anwendung fanden. Ereignisse, die ein sehr schmales Kamerabild mit $WIDTH < 0.1$ besitzen, sind schraffiert dargestellt.

In der alten CT1-Kamera, bei der noch massive Lichtleiter verwendet wurden, konnten lokale Muonen häufig Cherenkov-Licht erzeugen. Die durch solche Effekte ausgelösten Signale triggerten das Teleskop mit einer Rate von 0.5 Hz. Durch die Verwendung von hohlen Lichtleitern konnte dieser Effekt um eine Größenordnung reduziert werden. Bei den niedrigen Trigger-Raten, die bei großen Zenitwinkeln vorliegen, wird diese Ereignisklasse aber wieder relevant. Da Spuren lokaler Muonen sehr schmale Kamerabilder erzeugen, würden sie einen oberen WIDTH-Schnitt, der bei der γ -Hadron-Separation verwendet wird, überleben.

Abbildung 5.2 zeigt OFF-Daten, die zwischen 68° und 72° Zenitwinkel mit geschlossener Kamera aufgezeichnet wurden. Da nur Muonen den Kameradeckel und die Kamerawände durchdringen können, liegt der Ursprung der getriggerten und rekonstruierten Ereignisse vorwiegend in dieser Ereignisklasse. Die Trigger-Rate dieser Ereignisse ist etwa zehnmal niedriger (0.06 Hz) als bei geöffneter Kamera.

Daten mit geschlossener Kamera (70° Zenitwinkel)

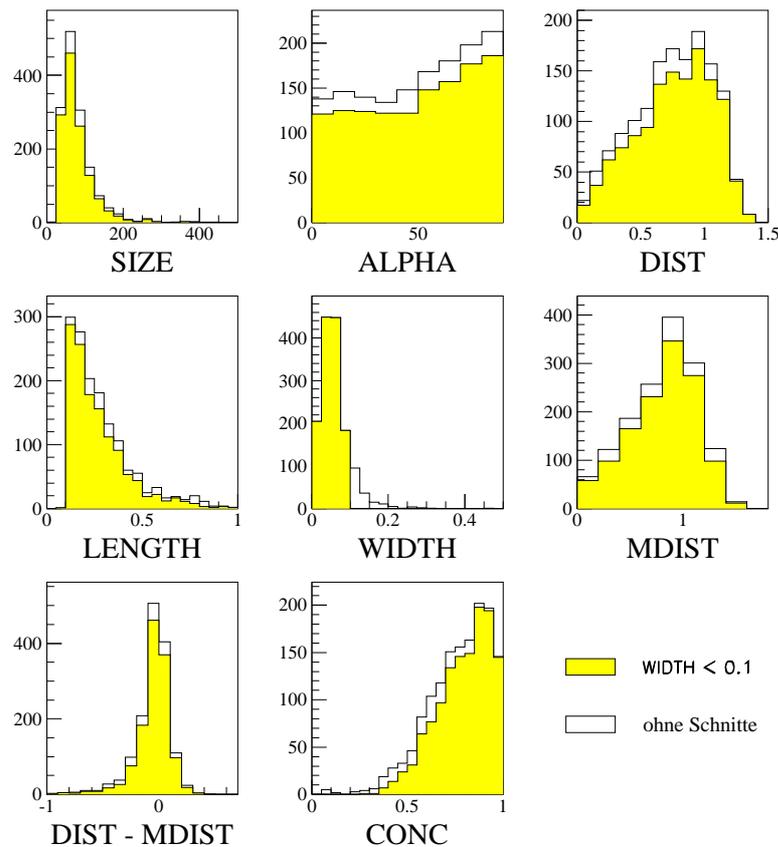


Abbildung 5.2: **Hillas Parameter von OFF-Daten mit geschlossener Kamera bei 70° Zenitwinkel.** Mit geschlossener Kamera können nur lokale Muonen, die beim Durchlaufen der Lichtleiter Cherenkov-Licht auslösen, Signale produzieren. Ereignisse, die ein sehr schmales Kamerabild mit $WIDTH < 0.1$ besitzen, sind schraffiert dargestellt. Dies sind etwa 88 % aller muonischen Ereignisse.

Wie zu erkennen ist, liegen die muonischen Hillas-Parameter in dem Bereich, in dem auch die schmalen Kamera-Bilder der normalen OFF-Daten vorkommen. Da in der Monte-Carlo-Rechnungen keine lokale Muonen simuliert wurden, die mit der Kamera reagieren, sind diese Ereignisse vor einem Vergleich aus dem Datensatz zu entfernen. Abbildung 5.3 zeigt einen Vergleich von normalen OFF-Daten und Proton-Monte-Carlo. Beide Datensätze mußten neben dem Teleskop-Trigger und Filter auch noch das Auswahlkriterium $WIDTH \geq 0.1$ erfüllen, um Verunreinigungen durch lokale Muonen auszuschließen.

MonteCarlo und OFF-Daten (70° Zenitwinkel)

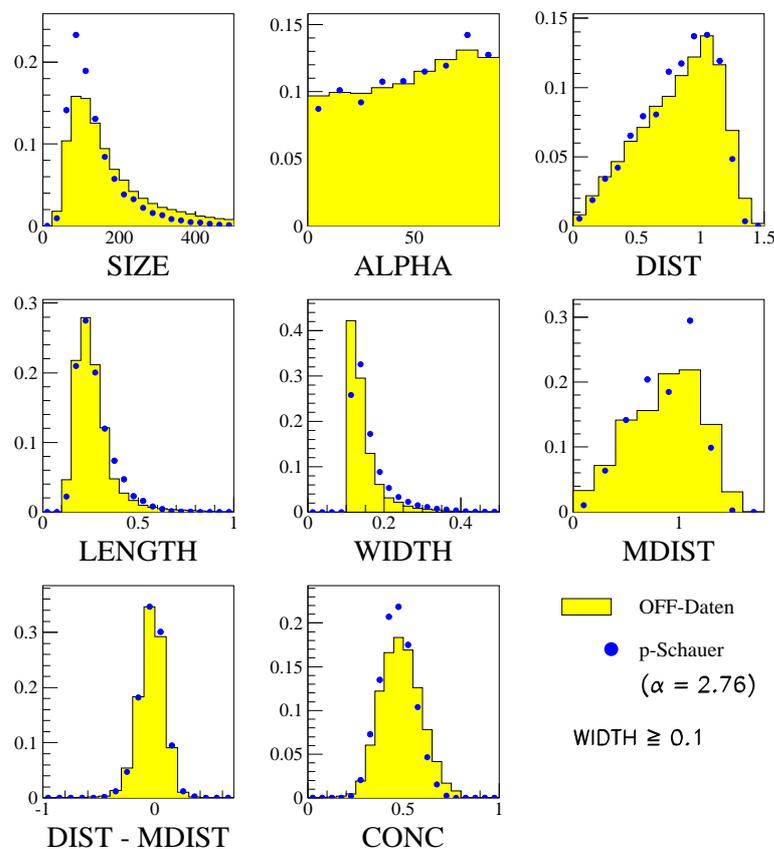


Abbildung 5.3: Vergleich der Hillas Parameter von Proton-Monte-Carlo-Daten und OFF-Daten bei 70° Zenitwinkel. Die Darstellung wurde mit Hilfe des WIDTH-Schnittes erstellt. Effekte durch z.B. lokale Muonen, die die Sammeltrichter der Kamera kreuzen und dort Cherenkov-Licht erzeugen, sind hierdurch weitestgehend unterdrückt. Die Verteilungen sind auf eins normiert und geben daher die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Wert an.

Es ist eine gute Übereinstimmung der Verteilungen festzustellen. Kleinere Abweichungen können durch mögliche Fehlstellungen einzelner Spiegel erklärt werden, die in der Simulation nicht berücksichtigt wurden. Ein weiterer Punkt wäre der zu kleine Streuradius von 3° , der bei der Simulation hadronischer Schauer verwendet wurde. [Pet97] gibt an, daß Schauer mit einer Abweichung von mehr als 3° zur optischen Achse bis zu 25 % der getriggerten hadronischen Ereignisse darstellen.

Da der zusätzliche WIDTH-Schnitt notwendig ist, um eine Vergleichbarkeit von Daten und Simulation zu gewährleisten, wird er für horizontnahe Beobachtungen in dieser Arbeit formal dem Trigger zugeordnet. Werden also Triggereffizienzen oder Trigger-Raten betrachtet, so ist neben dem Teleskop-Trigger und Filter auch immer das Kriterium $WIDTH \geq 0.1$ zu erfüllen. Durch diese zusätzliche Einschränkung wird etwa ein Drittel der OFF-Daten verworfen. Simulationen zeigten aber, daß nur etwa 13 % der γ -Schauer davon ausgeschlossen werden, obwohl ihre Kamerabilder im Mittel schmalere sind. Da die WIDTH-Verteilung von hadronischen Schauern aber deutlich breiter ist und bei horizontnahen Beobachtungen zu etwas kleineren WIDTH-Werten verschoben wurde, ergibt sich für γ -Schauer eine höhere Schnitt-Effizienz als für Hadronen.

5.1.2 Teleskop-Parameter vor γ -Hadron-Separation

Abbildung 5.4 zeigt die Trigger-Effizienzen (inklusive Schnitt auf lokale Muonen) als Funktion des Impakt-Parameters bzw. der Schauer-Energie.

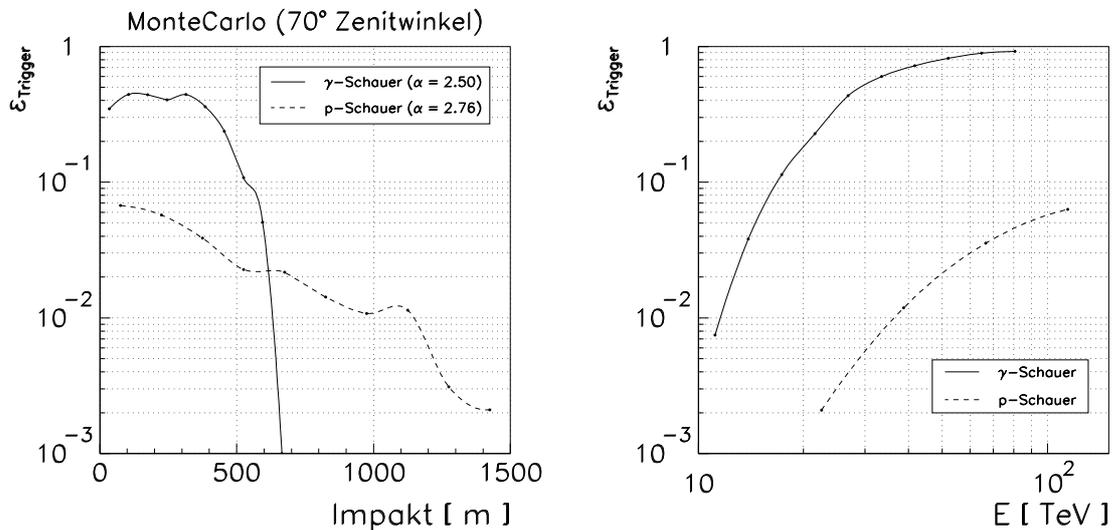


Abbildung 5.4: **Trigger-Wahrscheinlichkeit von protonischen und γ -Schauern bei 70° Zenitwinkel.** Dargestellt sind die Trigger-Effizienzen (nach anschließender Filter-Prozedur sowie dem Schnitt auf lokale Muonen) von protonischen und γ -Schauern. **Links:** Trigger-Wahrscheinlichkeit als Funktion des Impakt-Parameters. Es ist klar zu erkennen, daß in beiden Fällen die Trigger-Wahrscheinlichkeit im vorgegebenen Radialbereich abbricht. **Rechts:** Trigger-Wahrscheinlichkeit als Funktion der Schauer-Energie.

Die effektiven Sammelflächen $A_{eff,T}^H(E)$ (vor γ -Hadron-Separation) sind Abbildung 5.5 zu entnehmen. Hier wird deutlich, welchen Vorteil die horizontnahe Beobachtung für hohe

Schauer-Energien hat. Unterhalb von etwa 20 TeV sind die Sammelflächen bei zenitnahen Beobachtungen größer. Oberhalb dieser Energie nimmt jedoch die Sammelfläche bei horizontnahen Beobachtungen dramatisch zu. Bei 90 TeV und horizontalem Beobachtungsmodus ist die effektive Fläche etwa zehnmal höher als bei 10 TeV und zenitnaher Datenahme. Da im letzteren Fall $A_{eff,T}^H(E)$ außerdem in die Sättigung übergeht, ist zu erwarten, daß diese Fläche auch bis 90 TeV extrapoliert werden kann. Abbildung 5.6 zeigt schließlich die erwarteten differentiellen Trigger-Raten für γ -Photonen und Protonen.

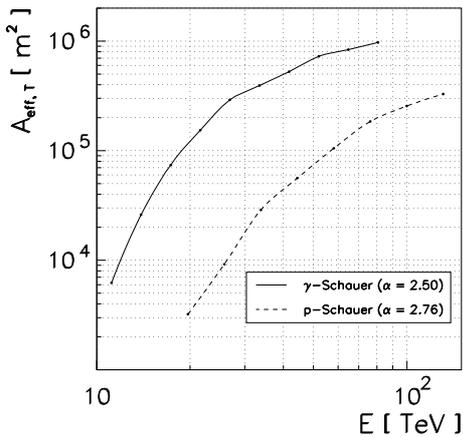


Abbildung 5.5: **Effektive Sammelflächen bei 70° Zenitwinkel.** Dargestellt sind die effektiven Sammelflächen $A_{eff,T}^\gamma(E)$ und $A_{eff,T}^H(E)$. Neben dem Trigger und Filter wurde auch der Schnitt auf lokale Muonen angewendet.

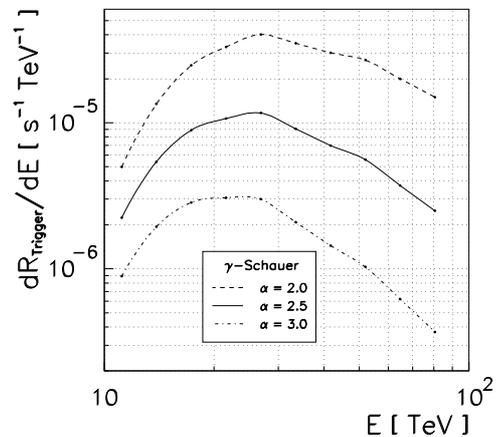
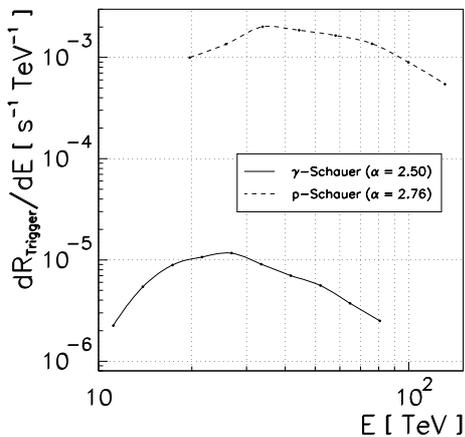


Abbildung 5.6: **Erwartete differentielle Trigger-Raten bei 70° Zenitwinkel.** Links: Die erwarteten differentiellen Trigger-Raten für γ -Schauer typischer Quellen und für Proton-Schauer. Wieder liegt das Maximum bei Protonen bei höheren Energien und ist breiter als das von γ -Photonen. Rechts: Differentielle Trigger-Raten für γ -Quellen mit Spektren verschiedener Steigung. Das Maximum bei etwa 25 TeV zeigt nur kleinere Abhängigkeit von der Steigung des Spektrums. Um Signale durch lokale Muonen zu vermeiden und die Vergleichbarkeit mit Meßdaten zu gewährleisten wurde der Schnitt auf lokale Muonen angewendet.

Die erwartete integrale Trigger-Rate der Protonen liegt bei 0.16 Hz. Werden wieder die gemessenen Spektren aus [Wie98] verwendet, dann liegt der Proton-Anteil am Gesamtfluß der kosmischen Strahlung oberhalb etwa 40 TeV (\approx Maximum der differentiellen Trigger-Rate der Protonen) bei 32 %. Unterstellt man die gleiche Trigger-Effizienz für alle Primärkerne der kosmischen Strahlung, so kann man eine Trigger-Rate des Teleskops (nach Schnitt auf lokale Muonen) von etwa 0.5 Hz extrapolieren. Die Trigger-Rate der betrachteten OFF-Daten liegt bei etwa 0.65 Hz (70° Zenitwinkel). Da die Trigger-Rate auf sehr niedrigem Niveau liegt, können viele kleinerer Effekte signifikante Störungen beisteuern. Innerhalb der systematischen Fehler der Simulation (mögliche Dejustierung einzelner Spiegel, eventuell 3° Streuradius zu klein, keine Simulation lokaler Muonen, keine (hellen oder dunkleren) Sterne im Gesichtsfeld, atmosphärische Störungen durch Wolken oder Staub) kann man daher von einem zufriedenstellendem Ergebnis ausgehen.

5.1.3 γ -Hadron-Separation

Für die Separations wurden (neben den schon benutzten Schnitt auf lokale Muonen $WIDTH > 0.1$) folgende Einschränkungen auf die Hillas-Parameter angewendet:

- $SIZE > 60.0$
- $WIDTH < 0.15$
- $LENGTH < 0.20$
- $CONC > 0.30$
- $0.2 < DIST < 1.05$
- $(DIST - MDIST) > -0.2$
- $ALPHA < 15.0$

Dieser Parametersatz wurde durch Optimierung des Q-Faktors berechnet. Nebenbedingungen waren eine minimale γ -Schnitt-Effizienz von 50 % und $SIZE > 60.0$. Die minimale γ -Effizienz wurde hier niedriger gewählt, da der Schnitt auf lokale Muonen schon zur Optimierung beiträgt. Der Q-Faktor des obigen Schnittsatzes beträgt 5.0, die γ -Schnitt-Effizienz erreicht 0.52 und die Proton-Schnitt-Effizienz kann auf 0.01 begrenzt werden. Die Fehler dieser Werte liegen bei etwa 5 % bis 10 %. Sie stammen wieder aus der Betrachtung eines zweiten Monte-Carlo-Datensatzes, auf dem die Schnitte nicht optimiert wurden. Abbildung 5.7 zeigt die simulierten Hillas-Parameter-Verteilungen von γ - und Proton-Monte-Carlo-Daten sowie die Positionen der Schnitt-Parameter.

In Abbildung 5.8 und Abbildung 5.9 sind die Separations-Effizienz für γ - und Proton-Schauer als Funktion der Energie sowie weitere Teleskop-Parameter für γ -Schauer nach der Separation aufgetragen.

Aus Tabelle 3.1 kann man entnehmen, daß die atmosphärische Tiefe bei 70° Zenitwinkel etwa dreimal so hoch ist wie nahe des Zenits. Da sich Luftschauer bei 70° Zenitwinkel wegen der größeren atmosphärischen Tiefe auch höher in der Atmosphäre entwickeln, liegt deren Schauermaximum etwa dreimal so weit entfernt. Bei gleichem mittleren Cherenkov-Winkel hat ihr Cherenkov-Kegel am Ort des Teleskops einen etwa dreimal größeren Radius. In den

MonteCarlo (70° Zenitwinkel)

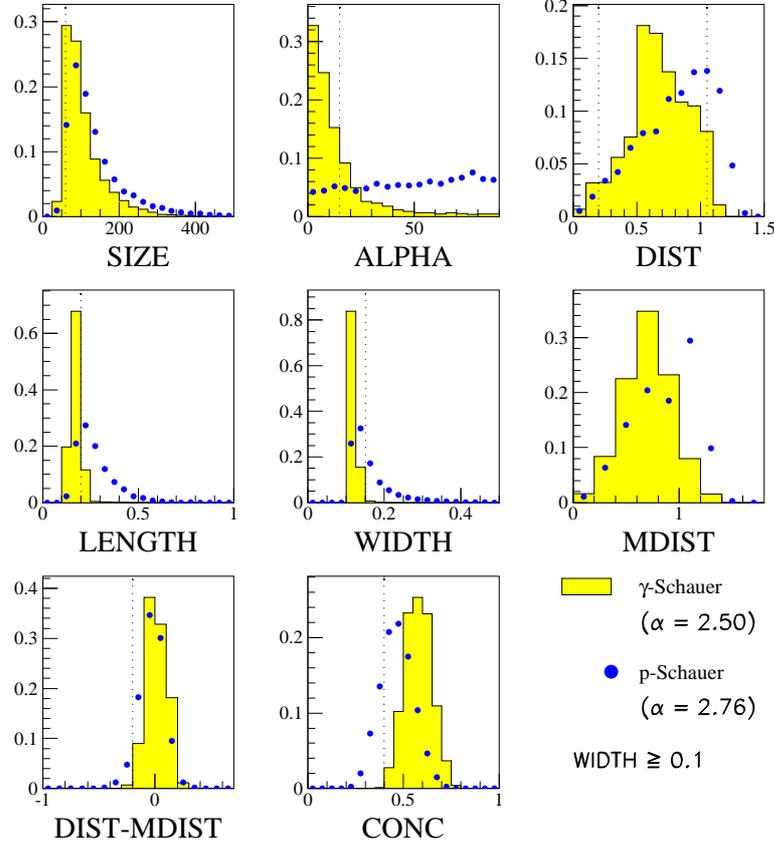


Abbildung 5.7: **Hillas Parameter von Monte-Carlo-Daten bei 70° Zenitwinkel.** Die gestrichelten Linien geben die Position der verwendeten Schnitte zur γ -Hadron-Separation an.

Abbildungen 4.8 und 5.9 ist genau dieser Faktor in der Position des Maximums der γ -Effizienz als Funktion des Impakt-Parameters wiederzufinden. Interessant ist auch, daß die maximale Gesamteffizienz für γ -Schauer bei 10° und 70° etwa 0.3 beträgt.

Da der Radius quadratisch in die Fläche eingeht, ist es nicht verwunderlich, daß die effektive Sammelfläche nach Separation bei 70° etwa zehnmal so groß wird wie bei zenitnahen Beobachtungen. Dies gilt aufgrund der höheren Schwelle und der erst spät in Sättigung gehenden effektiven Sammelfläche aber erst bei Energien von etwa 60 TeV.

Die Energieschwelle für diesen Beobachtungsmodus kann wieder anhand des Maximums der differentiellen Rate abgelesen werden. Sie ist für spektrale Indices typischer Quellen bei etwa 25 TeV. Hier liegt die Zunahme der effektiven Sammelfläche nur bei einem Faktor drei relativ zur Sammelfläche bei 1 TeV und zenitnahen Beobachtungen.

Die erwartete differentielle γ -Rate wurde wieder mit Hilfe eines γ -Normflusses von $F_N(> 1 \text{ TeV}) = 10^{-7} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ berechnet. Für ein Spektrum mit einem Index $\alpha = 2.5$ ergibt sich hieraus eine erwartete integrale γ -Rate von 0.86 h^{-1} .

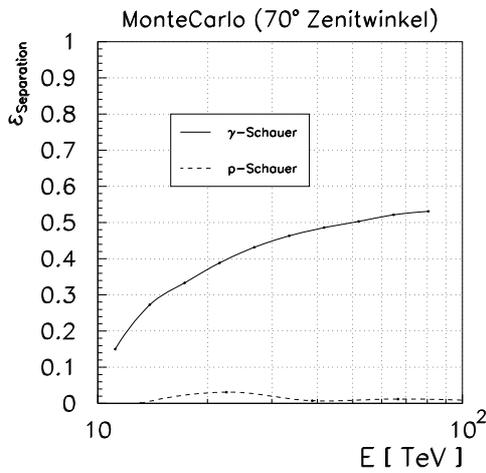


Abbildung 5.8: **Separations-Effizienz bei 70° Zenitwinkel.** Aufgetragen sind die Effizienzen ϵ_S^γ und ϵ_S^H gegen die Schauerenergie.

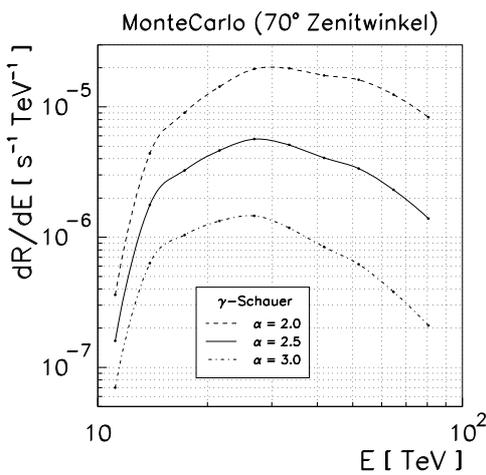
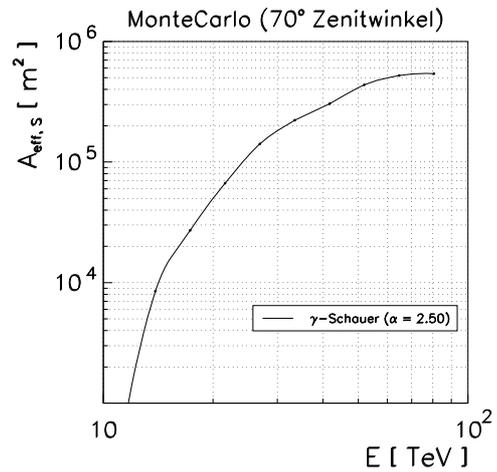
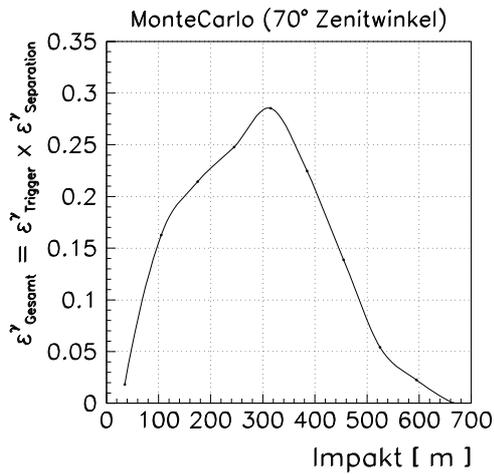


Abbildung 5.9: **Teleskop-Parameter nach Separation (70° Zenitwinkel).** **Oben links:** Gesamteffizient für γ -Schauer nach Trigger und Separation. **Oben rechts:** Effektive Sammelfläche für γ -Schauer nach der Separation. **Unten:** Differenzielle Raten für γ -Schauer nach der Separation.

5.2 Beobachtung von SN 1006

5.2.1 Die galaktischen Quelle SN 1006

Die Supernova aus dem Jahre 1006 n.Chr. war vielleicht das hellste stellare Ereignis, das Menschen aufgezeichnet haben. Chinesischen und japanischen Astronomen zufolge, gab es genau am 30. April 1006 eine Supernovae in unserer Milchstraße. Astrologen aus Europa, China, Japan und dem islamischen Ägypten sollen dieses Objekt in der Nähe des Sterns Beta Lupi, an der Grenze zu Centaurus, beobachtet haben. Dieser hellste 'neue Stern' strahlte über ein Jahr lang im scheinbar gelben Licht. Mit Hilfe der sehr detaillierten Aufzeichnungen der Lichtkurve kann festgelegt werden, daß es sich um eine Supernova vom Typ Ia handelte.

1965 haben Radioastronomen den Überrest dieser Explosion wiederentdeckt [Gar65]. Seine genaue Position konnte zu $15^h 02.8^m$ Rektaszension und $-41^\circ 57^m$ Deklination (J2000) bestimmt werden. Seine kurze Entfernung von nur etwa 1.8 kpc [Win97] erklärt die enorme Helligkeit des Ereignisses von 1006. Neuere Radiobilder zeigen einen zylinderartigen bipolaren Überrest, der im Nord-Osten und Süd-Westen am hellsten leuchtet. Diese Asymmetrie ist jedoch häufiger bei jungen und alten Supernova-Überresten zu finden [Kes87] [Rog88]. Als Erklärungsansatz für diese Asymmetrie wird meist das umgebende Medium oder die Supernova-Explosion selber verantwortlich gemacht. [Rog88] schlug vor, daß das interstellare Magnetfeld in SN 1006 entlang der Symmetrieachse ausgerichtet ist. Die zylinderartige Struktur entsteht dann durch das Ausdehnen der Seiten des Zylinders, also der Nord-Osten und der Süd-Westen, senkrecht zum interstellaren Magnetfeld.

ASCA¹ und ROSAT² haben 1995 und 1996 Röntgenstrahlung aus Richtung dieser Quelle nachgewiesen. Abbildung 5.10 zeigt Falschfarbenaufnahmen dieser Beobachtungen.

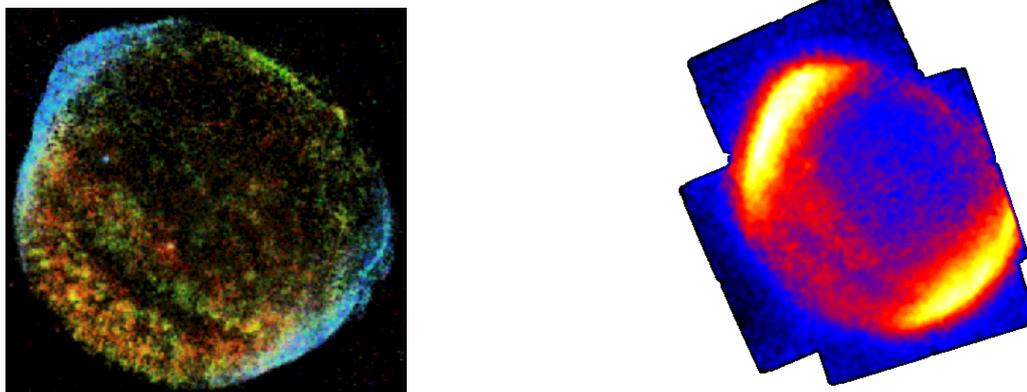


Abbildung 5.10: **Röntgen-Aufnahmen von SN 1006.** **Links:** ROSAT-Aufnahme. Die blauen Ränder stammen aus nicht-thermischer Emmission. Rot repräsentiert in dieser zusammengesetzten Falschfarben-Aufnahme thermische Emission. **Rechts:** ASCA-Aufnahme. Es sind deutlich die beiden Bereiche mit höherer Intensität am nord-östlichen und am süd-westlichen Rand zu erkennen. Der Ort mit der höchsten Aktivität befindet sich in dieser Falschfarben-Aufnahme am Nord-Ost-Rand.

¹Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics

²ROentgen SATellite

Die ASCA-Beobachtungen der Röntgen-Synchrotronstrahlung aus Richtung der Schale sind deutliche Hinweise auf eine Elektronenpopulation mit Energien bis zu 100 TeV [Koy95].

1996 und 1997 konnte die CANGAROO³-Kollaboration ein TeV-Photon-Signal aus Richtung des Nord-Ost-Randes nachweisen [Tan98]. Unter der Annahme, daß der TeV-Fluß durch inverse Compton-Streuung von 2.7 K-Hintergrund-Photonen an hochenergetischen Elektronen erzeugt wurde, kann mit Hilfe beider Messungen das Magnetfeld bestimmt werden. Abbildung 5.12 zeigt das gemessene TeV-Spektrum [Tan01] zusammen mit theoretischen Erwartungen für verschiedene Magnetfeldstärken. Die beste Anpassung eines Potenzgesetzes ergibt einen differentiellen Fluß von

$$\frac{dF}{dE} = (1.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-11} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{2.3 \pm 0.2} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (5.1)$$

zwischen 1.5 TeV und 20 TeV. Sie ist konsistent mit einem Magnetfeld von $4 \pm 1 \mu\text{G}$ und einer maximale Elektronenenergie von 50 TeV.

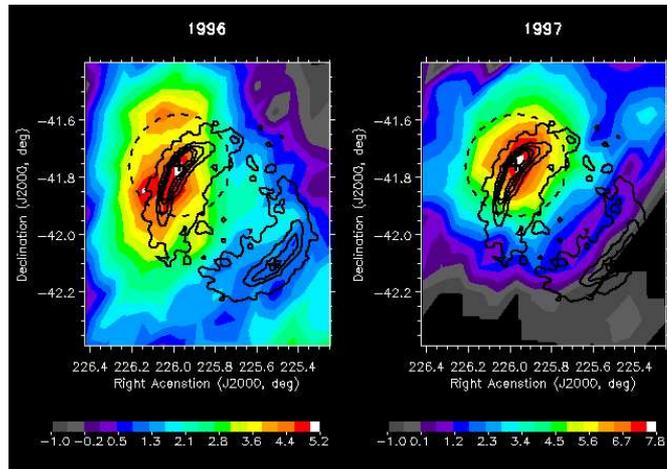


Abbildung 5.11: **CANGAROO-Himmelskarte der SN 1006-Region.** Es sind die Signifikanzen für verschiedene Himmelspositionen aufgetragen, die mit Hilfe des CANGAROO-Teleskops im Jahr 1996 (links) und 1997 (rechts) rekonstruiert wurden. Die Position der höchsten ASCA-Intensität im 2 bis 10 keV-Band ist mit einem Kreuz gekennzeichnet. Sie ist identisch mit der Position der höchsten CANGAROO-Signifikanz (Abbildung aus [Tan98]).

Da nicht-thermische Strahlung im keV- und TeV-Energiebereich nur aus Richtung der Supernova-Hülle nachgewiesen werden konnte, ist es zudem naheliegend, daß die geladenen Teilchen auch dort auf TeV-Energien beschleunigt wurden. Neben Elektronen können dann aber auch Atomkerne beschleunigt werden, die durch Reaktionen mit der Umgebung π^0 -Mesonen erzeugen und ebenfalls γ -Quanten produzieren. In [Ber01] wird ein kinetisches Modell vorgestellt, in dem der TeV- γ -Fluß, welcher durch π^0 -Mesonen produziert wurde, sogar den aus der inversen Compton-Streuung dominiert. Das vorhergesagte flache TeV-Spektrum ($\alpha_{\text{differentiell}} = -2$) sollte in diesem Fall bis etwa 100 TeV reichen. Trifft dies zu, so wäre eine Quelle der kosmischen Strahlung identifiziert.

³Collaboration of Australia and Nippon (Japan) for a GAMMA RAY OBSERVATORY in the OUTBACK

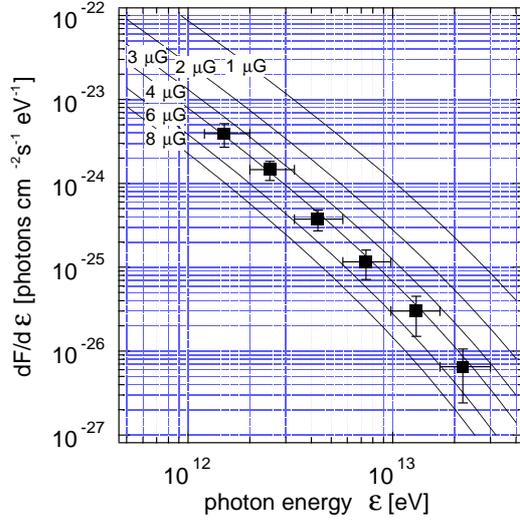


Abbildung 5.12:
CANGAROO-Energiespektrum von SN 1006 (Nord-Ost-Rand). (Abbildung aus [Tan01])

5.2.2 Analyse der Teleskop-Daten

Datensatz und Datenreinigung

Für die Analyse von SN 1006 wurden Beobachtungen aus den Zeiträumen April 1999 bis Juli 1999 und April 2000 bis Juni 2000 verwendet. Die Qualitäts-Schnitte für Pixelsignale, Ereignisse und Runs, die im letzten Kapitel diskutiert wurden, kamen auch hier zum Einsatz. Im Gesichtsfeld der Kamera befinden sich bei Beobachtung von SN 1006 zwei helle Sterne. In Pixel 117 liegt der Stern Lup Beta (2.68 Magnituden). Da der äußere Ring der Kamera (Pixel 92 bis 127) vom Software-Trigger ausgeschlossen ist, werden hierdurch keine zusätzlichen Ereignisse generiert. Ein weiterer Stern (Cen Kappa, 3.13 Magnituden) befindet sich im Schnittpunkt der Pixel 30/31/52. Hier wurde der Pixel, den Cen Kappa am meisten ausleuchtete, bereits während der Datennahme vom Trigger ausgeschlossen. Danach kann man für diese Kameraregion keine höhere Aktivität mehr festzustellen. Ein zusätzlicher Ausschluß einer oder aller drei Pixel vom Software-Trigger war daher nicht notwendig. Abbildung 5.13 zeigt die Zenitwinkelverteilungen der mittleren Trigger-Raten sowie der Ereignisse des verwendeten Datensatzes.

Ergebnisse zur zentralen SN 1006-Beobachtung

Die Ereigniszahl im Signalfeld sowie die Untergrund-Abschätzung beträgt $N_{ON} = 2110$ und $N_{OFF} = 2062.4$. Der Ereignisexzeß ist daher $N_E = N_{ON} - N_{OFF} = 47.6$, was nach [Li83] einer Signifikanz von

$$S_{Li-Ma} = 0.74\sigma \quad \text{in einer Beobachtungszeit } T = 58.4h \quad (5.2)$$

entspricht, und eine (rechnerische) Exzeßrate R_E von

$$R_E = 0.8 \pm 1.1 h^{-1} \quad (5.3)$$

ergibt.

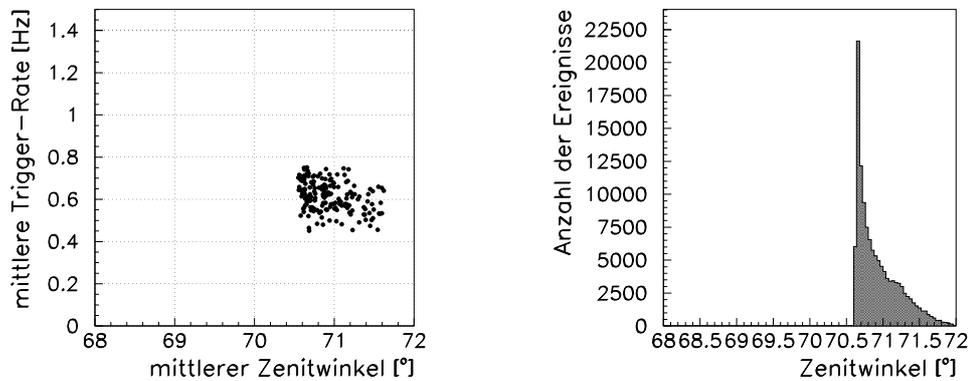


Abbildung 5.13: **Der verwendete SN 1006-Datensatz. Links:** Aufgetragen sind die mittleren Trigger-Raten (nach Filterprozedur) der verwendeten Runs gegen ihren mittleren Zenitwinkel. Eine Zenitwinkelabhängigkeit ist nicht zu erkennen. **Rechts:** Dargestellt ist die Zenitwinkelverteilung der Ereignisse des verwendeten Datensatzes. Es ist deutlich das Maximum bei etwa 70.7° zu erkennen.

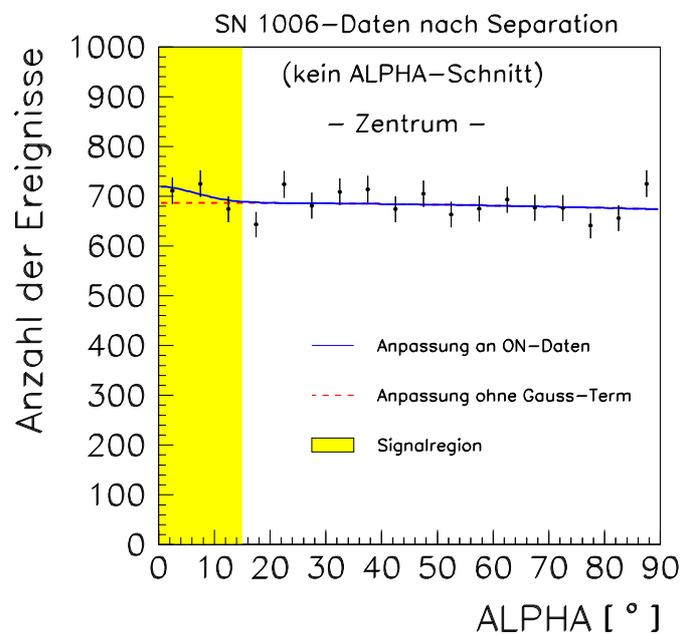


Abbildung 5.14: **ALPHA-Verteilung der SN 1006-Daten nach der Separation (Zentrum).**

Die vorliegende Messung von γ -Photonen aus Richtung des Zentrums von SN 1006 ist leider nicht signifikant. In einem derartigen Fall bietet es sich an, nicht die Rate oder den physikalischen Fluß selber sondern eine obere Grenze für diese Größen anzugeben, die sich aus statistischen Überlegungen nach [Hel83] ergeben. Mit 90 % Wahrscheinlichkeit kann für die Exzeßrate eine obere Grenze von 2.37 h^{-1} bestimmt werden. Die obere Grenze für den Fluß ist dann

$$F_{\text{obereGrenze,90\%}}^{\gamma}(> E_{\text{Schwelle}} \text{TeV}) = \frac{R_{\text{obereGrenze,90\%}}^E}{R_{\gamma}} \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \cdot (E_{\text{Schwelle}})^{-\alpha+1} \quad (5.4)$$

Mit einer Schwellenenergie von etwa 25 TeV, einem angenommenen spektralen Index typischer Quellen von $\alpha = 2.5$ und der erwarteten integralen Rate von 0.86 h^{-1} erhält man eine obere Flußgrenze von

$$F_{\text{obereGrenze,90\%}}^{\gamma}(> 25 \text{TeV}) = (2.20 \pm 1.10^{\text{sys}}) \cdot 10^{-9} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (5.5)$$

Der systematische Fehler wurde mit 50 % angegeben. Er stammt aus der Unsicherheit über die genaue Position der Schwelle und dem Wert des spektralen Indexes.

Ergebnisse zur Beobachtung des Nord-Ost-Randes

Die Ereigniszahl $N_{ON} = 1818$ im Signalebereich und die Abschätzung für den Untergrund $N_{OFF} = 1807.5$ ergeben einen Ereignisexzeß von $N_E = N_{ON} - N_{OFF} = 10.5$. Dies führt nach [Li83] zu einer Signifikanz von

$$S_{Li-Ma} = 0.18\sigma \quad \text{in einer Beobachtungszeit } T = 58.4h \quad (5.6)$$

und zu einer (rechnerischen) Exzeßrate R_E von

$$R_E = 0.2 \pm 1.0 \text{ h}^{-1} \quad (5.7)$$

Die obere Grenze (90 % Wahrscheinlichkeit) für diese nicht signifikante Exzeßrate beträgt 1.77 h^{-1} . Hiermit berechnet sich die obere Flußgrenze für den Nord-Ost-Rand zu

$$F_{\text{obereGrenze,90\%}}^{\gamma}(> 25 \text{TeV}) = (1.60 \pm 0.80^{\text{sys}}) \cdot 10^{-9} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (5.8)$$

Wiederum beträgt der systematische Fehler aufgrund von Unsicherheiten bezüglich der Energieschwelle und des spektralen Indexes 50 %. Dieser Wert ist mit dem Ergebnis der CANGAROO-Messung am Nord-Ost-Rand [Tan01] zu vergleichen. Extrapoliert man den mit CANGAROO erhaltenen Fluß zu höheren Energien, so erhält man $F_{\text{CANGAROO}}(> 25 \text{TeV}) = 1.3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Damit ist die in dieser Arbeit bestimmte obere Flußgrenze konsistent mit den CANGAROO-Beobachtungen.

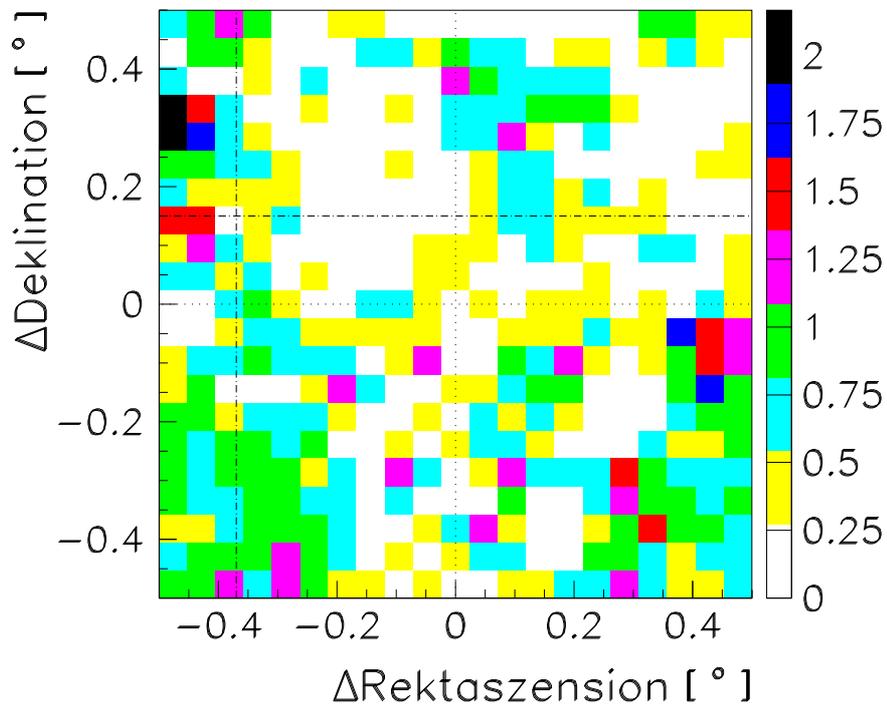


Abbildung 5.15: **Signifikanz-Himmelskarte der Region um SN 1006.** Dargestellt ist Signifikanz bei verschiedenen Abweichungen in Deklination und Rektaszension von der Soll-Position der Quelle SN 1006. Die Bin-Größe beträgt 0.05° . Die Position der höchsten Signifikanz in der CANGAROO-Analyse bzw. des höchsten Flusses in der ASCA-Messung ist gestrichpunktet gekennzeichnet.

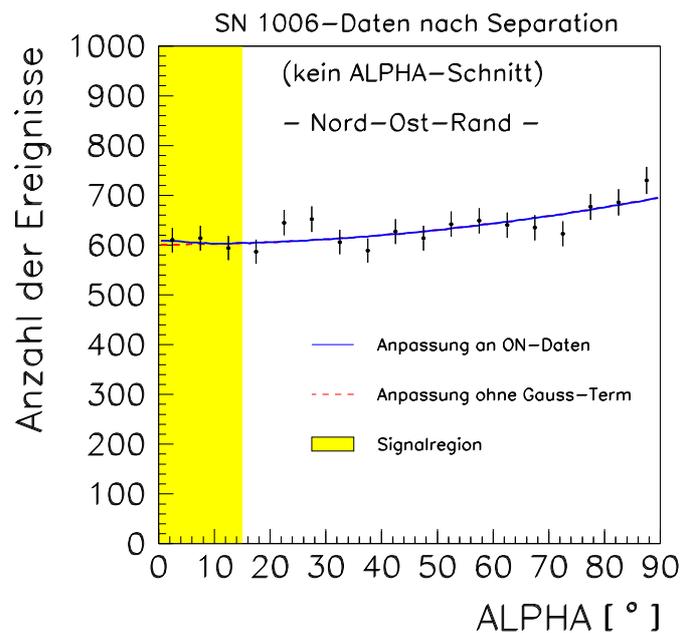


Abbildung 5.16: **ALPHA-Verteilung der SN 1006-Daten nach der Separation (Nord-Ost-Rand).**

5.3 Diskussion der Ergebnisse

Der von der CANGAROO-Kollaboration publizierte Fluß der Quelle SN 1006 hat bei 1 TeV in etwa die gleiche absolute Höhe wie der Krebs-Nebel. Aufgrund eines ähnlich flachen spektralen Verlaufs ($\alpha_{diff} \approx 2.5$) ändert sich dieses Verhältnis nicht deutlich bei höheren Energien (SN 1006 scheint sogar ein etwas flacheres Spektrum zu haben). Obwohl es möglich war, den Krebs-Nebel bei zenitnahen Beobachtungen mit CT1 nachzuweisen, funktioniert dies nicht mehr im horizontnahen Modus. Hierbei ist zu beachten, daß in beide Beobachtungen in etwa die gleiche Beobachtungszeit (58 Stunden) einfloß. Die Energieschwelle hat sich jedoch von 1 TeV (bei 10° Zenitwinkel) auf 25 TeV (bei 70° Zenitwinkel) verschoben. Hierdurch verringerte sich der Fluß um den Faktor $(1 \text{ TeV})^{-1.5}/(25 \text{ TeV})^{-1.5} = 125$. Die effektive Nachweisfläche erhöhte sich jedoch nur um einen Faktor 3 direkt an der Schwelle, obwohl das sehr flache SN 1006-Spektrum für horizontnahe Beobachtungen geeignet ist. Daher ist klar, daß für einen Nachweis deutlich mehr Beobachtungszeit notwendig ist. Eine bessere γ -Hadron-Trennung und eine höhere γ -Nachweis-Effizienz würden natürlich helfen, die Zunahme der effektiven Sammelfläche und damit auch die Nachweiswahrscheinlichkeit zu steigern. Dies liegt aber wahrscheinlich ausserhalb der Möglichkeiten von CT1, da die relativ grobe Pixelstruktur keine bessere Unterscheidung der sehr klein gewordenen Kamera-Bilder ermöglicht.

Kapitel 6

Simulation des Muonflusses unter Grund

Eine andere Anwendung des für große Zenitwinkel modifizierten Luftschauergenerators CORSIKA ist die Simulation des atmosphärischen Muonflusses. Speziell der Vergleich mit Muonfluß-Messungen von Untergrundexperimenten bei großen Tiefen, die im Allgemeinen bei großen Zenitwinkeln auftreten, ist von Interesse, um mögliche systematische Abweichungen aufzudecken.

Die genaue Simulation und Kenntnis des Muonflusses unter Grund ist für Neutrino-Telkope wie AMANDA¹ [And01] von hoher Bedeutung, da die Qualität der Beschreibung ihres Untergrundes Einfluß auf die Sensitivität bei Neutrino-Quellsuche hat. Außerdem deuten größere Abweichungen auf allgemeine Probleme der Kenntnis der differentiellen Flüsse der einzelnen Komponenten der Kosmischen Strahlung, der Luftschauergeneratoren bzw. der verwendeten Wechselwirkungsmodelle sowie der Programme zur Simulation der Propagation von Muonen durch Materie (Propagatoren).

Probleme in den Luftschauergeneratoren verursachen aber auch Schwierigkeiten in der γ -Astronomie und der Beobachtung der Kosmischen Strahlung im Allgemeinen. Insbesondere die Energiebestimmung, die oft nur mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen möglich wird, könnte hiervon betroffen sein. Aktuelle Beispiele, in der diese Problematik relevant wird, ist die möglicherweise zu hohe Photon-Energie in Spektren von γ -Quellen oder die hohe Anzahl von Trans-Greisen-Ereignissen.

6.1 Das Fréjus-Experiment

6.1.1 Der Fréjus-Detektor

Der in den 1980er Jahren betriebene Fréjus-Detektor befand sich im Modane-Untergundlabor, in der Mitte des Fréjus-Tunnels, der Frankreich und Italien in den westlichen Alpen verbindet (siehe Abbildung 6.1). Der Detektor lag unter dem Pte de Fréjus ($45^{\circ} 8' 32''$ Nord und $6^{\circ} 41' 21''$ Ost) 1260 m über N.N. und mindestens 1450 m unter der Gesteinsoberfläche. Geologischen Untersuchungen zufolge hat dieses Gebirge eine homogene Gesteinsstruktur mit

¹Antartic Muon And Neutrino Detector Array

einer Dichte von 2.74 g/cm^3 . Seine mittlere chemische Zusammensetzung ist in Tabelle 6.1 aufgelistet.

Element	C	O	Mg	Al	Si
[%]	11.117	61.9375	0.74	3.60	10.275
Element	S	K	Ca	Mn	Fe
[%]	0.255	0.651	10.4025	0.0352	0.9727

Tabelle 6.1: **Mittlere chemische Zusammensetzung der Gebirgsüberdeckung des Fréjus-Detektors.** (Werte aus [Rho93])

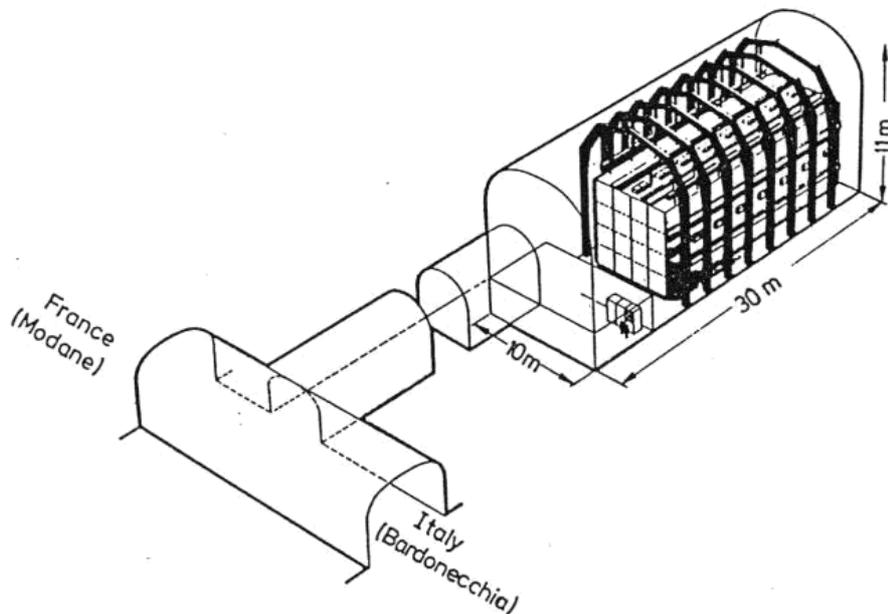


Abbildung 6.1: **Das Modane-Untergrundlabor mit dem Fréjus-Detektor.** (Abbildung aus [Rho93])

Der Fréjus-Detektor war ein hochauflösendes Kalorimeter mit einer Ausdehnung von $6 \cdot 6 \cdot 12.3 \text{ m}^3$. Abbildung 6.2 zeigt seinen Aufbau. Der in einer Schichtkonstruktion konzipierte Detektor bestand aus 114 Modulen. Jedes einzelne Modul war aus acht Lagen mit jeweils 1024 Flash-Kammern aufgebaut, die sich zwischen zwei Lagen mit jeweils 352 Geiger-Rohren befanden. Die laterale Auflösung des Detektors lag bei 0.7 cm. Seine Winkelauflösung betrug 0.4° . Eine detaillierte Beschreibung befindet sich in [Ber87].

Das Fréjus-Experiment war zur Messung der Proton-Lebensdauer konzipiert. Damalige Abschätzungen gingen von einer Lebensdauer von etwa 10^{30} Jahren aus. Die Masse des Detektors von fast 1 Kilotonne (Masse von etwa $6 \cdot 10^{32}$ Protonen) sollte reichen, um einige Zerfälle pro Jahr zu detektieren. Um den Untergrund von Ereignissen, welche durch die Kosmische Strahlung ausgelöst wurde, zu reduzieren, mußte der Detektor tief unter der Erdoberfläche aufgebaut werden. Da keine Proton-Zerfälle beobachtet wurden, mußten theoretische

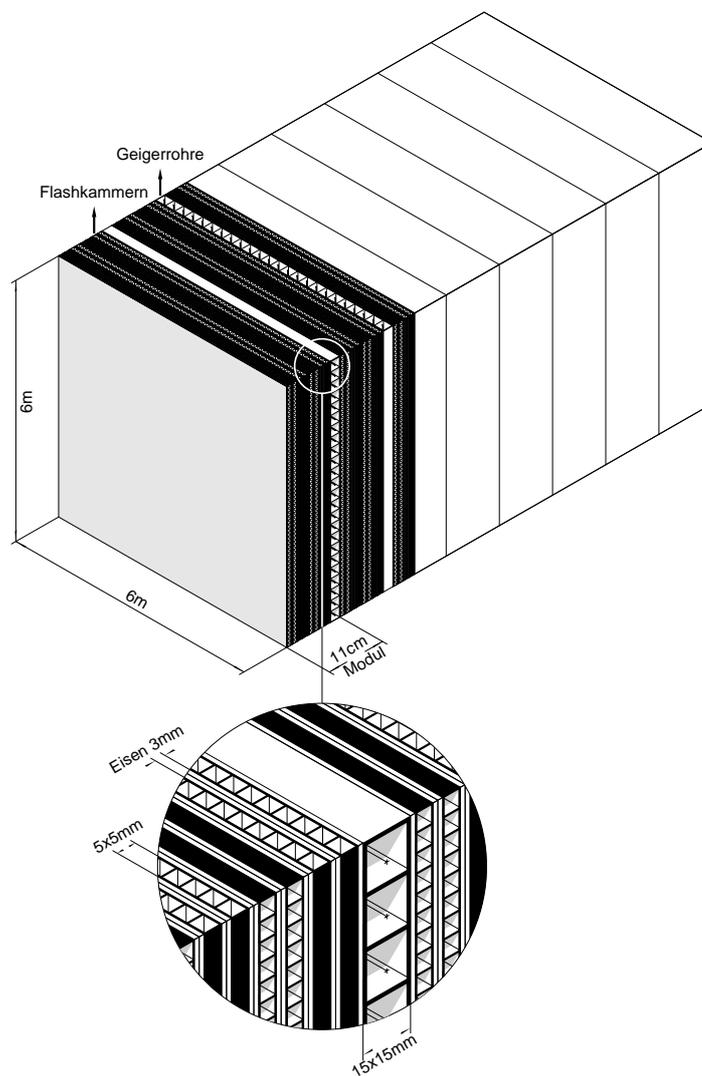


Abbildung 6.2: **Der Aufbau des Fréjus-Detektors.** (Abbildung aus [Rho93])

Abschätzungen der Proton-Lebensdauer in späteren Jahren um etwa 2 Größenordnungen nach oben korrigiert werden.

Ein weiterer Forschungsaspekt, der in dieser Arbeit näher untersucht werden soll, war die Bestimmung des atmosphärischen Muonen- und Neutrinoflusses [Rho93]. Aufgrund der hohen Gesteinsüberdeckung, die alle anderen geladenen Teilchen absorbierte, konnte der feingranulierte Detektor Spuren von hochenergetische Muonen mit hoher Energie- und Richtungsauflösung vermessen. Die Ereignisse selber werden noch in verschiedene Klassen unterteilt (1-Muon-Ereignisse, ..., n-Muon-Ereignisse), von denen hier nur die 1-Muon-Ereignisse näher betrachtet werden.

6.1.2 Der 1-Muon-Ereignis-Datensatz

Die verwendeten Muon-Daten wurden zwischen Februar 1984 und September 1988 aufgezeichnet ($\approx 1 \cdot 10^8$ s Beobachtungszeit). Der in [Rho93] beschriebene Datensatz enthält 481817 rekonstruierte 1-Muon-Ereignisse oberhalb der Energie-Schwelle des Detektors von 300 MeV. Andere Ereignisklassen werden in dieser Arbeit für einen Vergleich mit Monte-Carlo-Simulationen nicht verwendet.

Aufgrund seiner Winkelauflösung von 0.4° konnte mit Hilfe des Detektors eine Himmelskarte mit Ereignisanzahlen oder - mit Hilfe der Beobachtungszeit - Ereignisraten erstellt werden. Die Granularität dieser Karte beträgt $1^\circ \times 1^\circ$. Abbildung 6.3 zeigt die 1-Muon-Himmelskarte.

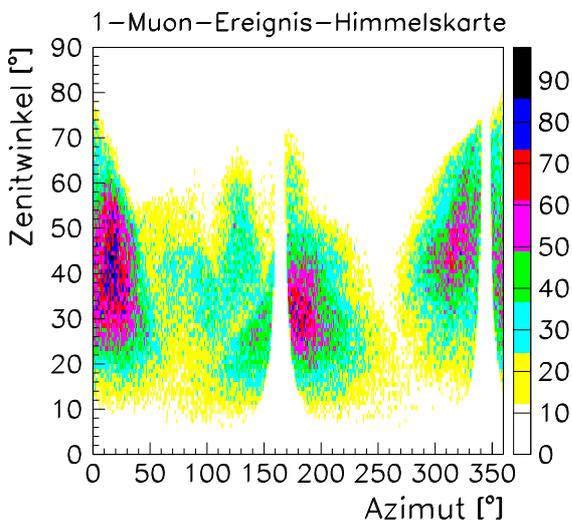


Abbildung 6.3: **Himmelskarte der gemessenen 1-Muon-Ereignisse.** Die rechte Skala gibt die Muonzahl pro Bin an. Die Einschnitte insbesondere bei etwa 165° und 345° Azimut sind auf die Detektor-Akzeptanz zurückzuführen (siehe auch Abbildung 6.4 (rechts)). Die mit dem Zenitwinkel ansteigenden Muonzahlen werden bei großen Zenitwinkeln durch die hohe Gebirgstiefe vermehrt absorbiert.

Neben den richtungsabhängigen Ereignisraten wurde noch die Tiefe der richtungsabhängigen Gesteinsüberdeckung gemessen. Mit Hilfe der Auswertung von stereographischen Aufnahmen, die während des Space-Shuttle-Flugs der D-1 Mission aufgezeichnet wurden, und der Analyse von kartographischen Höhenlinienprofilen, ist eine winkelabhängige Tiefenkarte mit einer Rasterung von $1^\circ \times 1^\circ$ in Zenit- und Azimutwinkel erstellt worden [Sey91] [Wei93]. Die mittlere Tiefe beträgt 1720 m. Die Genauigkeit der Karte wird mit etwa 30 m angegeben [Rho93]. Abbildung 6.4 zeigt die verwendete Tiefen- und Detektor-Akzeptanz-Karte. Mit Hilfe der Detektor-Akzeptanz, die eine richtungsabhängige Nachweisfläche für mindestens 1 m lange Muonspuren im Fréjus-Detektor angibt, kann der gemessenen Muon-Fluß berechnet werden. Die mittlere Akzeptanz-Fläche des Detektors beträgt 80.63 m^2 . Um in der späteren Simulation für bestimmte Einfallswinkel möglichst exakte Tiefen- oder Akzeptanz-Werte zu erhalten, wird in dieser Analyse zwischen den Bin-Werten der Karten quadratisch interpoliert.

Bevor der Muon-Fluß berechnet werden kann, sind noch bestimmte Qualitäts-Schnitte auf die Daten anzuwenden:

- Der Zenitwinkel der einfallenden Muonen muß $\leq 83^\circ$ sein. Oberhalb dieses Winkels sind die Gesteinsüberdeckungen oft unbestimmt (siehe Abbildung 6.4 links).
- Es wird eine minimale Gesteinstiefe von 1448 m (= 3967 mwe) gefordert. Dies ist auch der kleinste sinnvolle Wert in der Tiefenkarte.

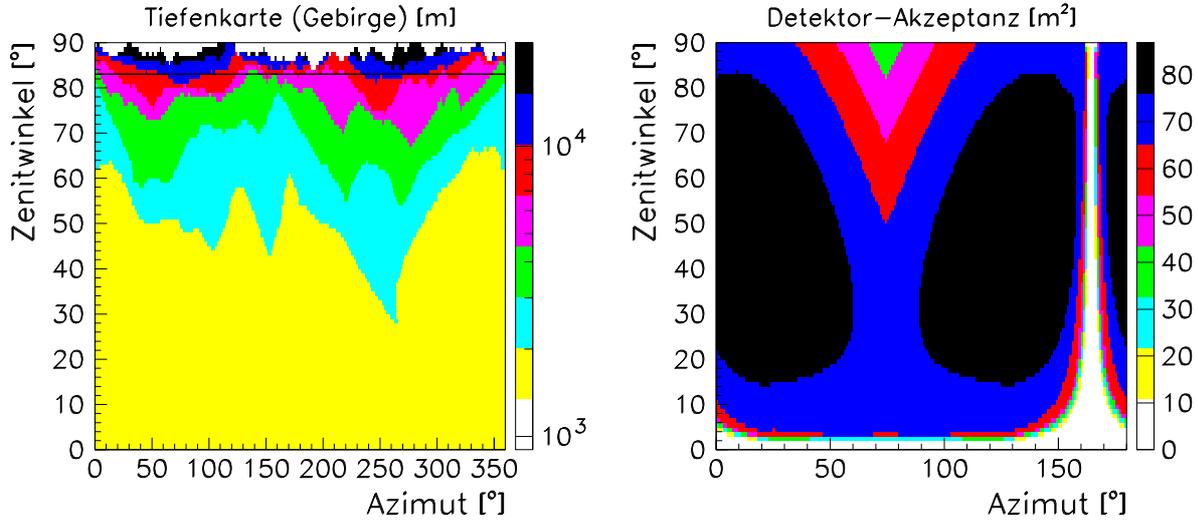


Abbildung 6.4: **Tiefenkarte und Detektor-Akzeptanz als Funktion der Blickrichtung.** **Links:** Die Gebirgstiefe (in m) ist in dieser Abbildung logarithmisch dargestellt. Die Tiefen liegen zwischen 1450 m und 22780 m. Die Linie bei 83° deutet die Grenze des verwendeten Zenitwinkelbereiches an. **Rechts:** Die richtungsabhängige Akzeptanz des Fréjus-Detektors. Da der Detektor symmetrisch aufgebaut ist, muß die Akzeptanz nur bis 180° Azimut tabelliert sein. Das Akzeptanzloch bei 164.73° Azimut resultiert aus der Tatsache, daß bei senkrecht zur Längsachse einfallenden Muonen nur ein Modul durchlaufen wird und somit keine dreidimensionale Rekonstruktion der Spur möglich ist. Außerdem ist die Detektor-Längsachse um 74.73° gegenüber der Nordrichtung gedreht.

- Der auf die Längsachse des Detektors projizierte Zenitwinkel der Muonen muß $\geq 4^\circ$ sein. Für kleinere Winkel ist die korrekte Rekonstruktion der Muonspur nicht gewährleistet. Um ein klar definiertes Zenitwinkelintervall zu verwenden, wird zusätzlich ein minimaler Zenitwinkel von 4° (ohne Projektion) gefordert.
- Die Detektor-Akzeptanzfläche muß für die Richtung der einfallenden Muonen mindestens 25 m^2 betragen. Diese Bedingung ist kompatibel mit der Forderung nach einer Spurlänge im Detektor von mindestens 1 m sowie der Triggerung von mindestens zwei Modulen.

Um den Fluß zu bestimmen, muß noch die Anzahl der 1-Muon-Ereignisse mit Hilfe der Rekonstruktionseffizienz (99.998 % [Rho93]) auf die wahre Anzahl eintreffender 1-Muon-Ereignisse korrigiert werden. Dann wird mit

$$I(t, t + \Delta t) = \frac{\sum_{Bin(\theta, \phi) | t(\theta, \phi) \leq t + \Delta t} N_\mu(Bin)}{T \cdot \sum_{Bin(\theta, \phi) | t(\theta, \phi) \leq t + \Delta t} A(Bin) \cdot \Delta\Omega(Bin)} \quad (6.1)$$

der Fluß in dem Tiefenintervall $(t, t + \Delta t)$ bestimmt, wobei θ und ϕ der Zenitwinkel und Azimuth im Detektor-Koordinatensystem, $N_\mu(Bin)$ die Anzahl der Muonen, $A(Bin)$ die Akzeptanz-Fläche und $\Delta\Omega(Bin)$ den Raumwinkel des Bins der 1-Muon-Ereigniskarte darstellen. Die Gesamtbeobachtungszeit wurde wieder mit T bezeichnet. Als Tiefe wird hier nicht

der von den Muonen durchlaufene geometrische Weg (in m) sondern die durchlaufene Gesteinsmasse (in mwe²) bezeichnet. Sie ist mit Hilfe von $t[\text{mwe}] = \rho_{\text{Gestein}} \cdot t[\text{m}]$ zu berechnen. Als Ergebnis der obigen Berechnung läßt sich der beobachtete Muon-Fluß als Funktion der Materie-Tiefe angeben. Das Ergebnis wird beim Vergleich mit Simulationen präsentiert.

Mit Hilfe einer analytischen Abschätzung des Energieverlustes im Gebirge kann schließlich das Energiespektrum des atmosphärischen Muon-Flusses angegeben werden.

6.2 Simulation des atmosphärischen Muonflusses

Die Generation der Luftschauer geschah auch hier mit CORSIKA (Version 5.9451). Um eine schnelle aber dennoch realistische Simulation zu erreichen, sind einige Modifikationen implementiert worden.

1. Chemische Zusammensetzung der Kosmischen Strahlung

Die Information über die chemische Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung stammt aus [Wie98]. Diese Kompilation enthält die mittleren absoluten Flüsse bei 1 TeV sowie die spektralen Indices der einzelnen Komponenten. Nach [Wie98] liegt die Unsicherheit der Flussnormalisierungen bei wenigen Prozent (gesamte Kosmische Strahlung: 6.34 %). Die Fehler der angegebenen spektralen Verläufe sind sogar kleiner als ein Prozent (gesamte kosmische Strahlung: 1.12 %). Die verwendeten Indices gelten exakt nur bis zum Knie der Kosmischen Strahlung. Da aber schon bei wenigen TeV begonnen wurde, den integralen Fluß zu simulieren, resultieren mögliche Abweichungen der spektralen Indices im PeV-Energiebereich nur in einen absoluten Flußfehler von wenigen Promille.

CORSIKA akzeptiert nur eine Teilchenart als Eingabe-Parameter. Damit während eines Programm-Durchlaufes alle Komponenten der kosmischen Strahlung generiert werden konnten, mußte eine Modifikation implementiert werden. Sie behandelt Primär-Spektren von H bis Fe und mischt diese Primärteilchen entsprechend ihres relativen Anteils am integralen Fluss der Kosmischen Strahlung [Chi99].

2. Isotrope Schauerverteilung

Um eine realitätsnahe Simulation zu erhalten, muß der Fluß der Primärteilchen isotrop gewürfelt werden. Insbesondere die Zenitwinkel-Abhängigkeit muß dann $dN/d\theta \sim \sin \theta$ lauten. In älteren CORSIKA-Versionen war die verwendete Zenitwinkel-Abhängigkeit $dN/d\theta \sim \sin \theta \cdot \cos \theta$. Hier war gleichzeitig die Akzeptanz eines flächenartigen Detektorfeldes mitberücksichtigt. Zur Erzeugung eines isotropen Flusses für einen volumenartigen Detektor kann nun die neue Option *VOLUMEDET* [Hec00] verwendet werden.

Desweiteren wird hier wieder die in dieser Arbeit entwickelte *CURVED*-Option verwendet, die es ermöglicht, Luftschauer bis zu 89° Zenitwinkel zu simulieren. Somit wurde fast bis zum Horizont ein isotroper Fluß geladener Kosmischer Strahlung produziert.

3. Beschleunigung der Luftschauer-Generation

Da diese Analyse nur die muonische Komponente der Schauer einbezieht, wurde auf die Rechenzeit-intensive Erzeugung der elektromagnetischen Komponente verzichtet.

²1 mwe = engl. Abkürzung für 1 Meter Wasseräquivalent = 100 g/cm²

Außerdem sollten nur solche Schauer generiert werden, die genug Energie besitzen, um Muonen zu erzeugen, welche den Fréjus-Detektor auch durch das Gebirge erreichen können. Gerade bei großen Zenitwinkeln ist das Gebirge meist so tief, daß bei einer konstanten unteren Produktionsenergie die meisten Schauer nicht in der Lage sind, zum unterirdischen Muon-Fluß beizutragen. Daher wird nach der stochastischen Bestimmung der Primärteilchen-Energie und -Richtung eine analytische Energie-Reichweite-Relation verwendet (siehe weiter unten), um herauszufinden, ob die gesamte Primärteilchen-Energie für die Durchquerung ausreichen würde. Ist selbst die gesamte Schauer-Energie nach dieser Abschätzung zu gering, so wird ein neues Primärteilchen gewürfelt. Bei ausreichender Primärteilchen-Energie simuliert CORSIKA den Schauer. Allerdings wird die Mindestenergie, bis zu der ein Muon weiterbehandelt wird, auf ein Viertel der minimalen Schauer-Energie festgelegt. Diese niedrige Schwelle garantiert, daß auch nicht-analytischen Energie-Reichweite-Berechnungsmethoden noch alle relevanten Muonen für spätere Propagations-Versuche zur Verfügung stehen. Untersuchungen (mit PROP-MU) zeigten, daß deutlich weniger als ein Prozent aller mit nicht-analytischen Propagatoren und am Fréjus-Detektor angekommenen Muonen eine Energie von weniger als ein Viertel der oben angegebenen minimalen Primärteilchen-Energie haben [Rho01a].

Damit auch bei großen Tiefen noch eine hohe Anzahl an Muonen zur Verfügung stehen, die es erlauben, eine signifikante Aussage über den Verlauf des Spektrums anzugeben, ist zusätzlich ein weiterer Datensatz simuliert worden, der neben den obigen Energie-Schnitten eine zusätzliche Bedingung an die Primärteilchen-Richtung stellt. Nur solche Schauer sollen generiert werden, dessen Muonen im Gebirge mindestens 6500 mwe zurücklegen müssen. Diese Bedingung wurde wieder mit Hilfe der analytischen Energie-Reichweite-Relation berechnet (siehe unten). Die Muon-Spektren beider Datensätze werden schließlich zusammengefaßt, so daß nicht über den gesamten Tiefen-Bereich eine stetige Abnahme der Ereignisstatistik zu beobachten sein wird.

Um später die wahre Zahl aller generierten Schauer bestimmen zu können, werden die Effizienzen beider oben beschriebenen Schnitte gespeichert. Außerdem wurde noch ein kleinerer Datensatz ohne die beiden obigen Einschränkungen (aber mit einem Schnitt auf die minimale Muon-Energie von 400 GeV) simuliert, um mögliche systematische Effekte studieren zu können.

4. Weitere Produktionsparameter

Als niederenergetisches ($E < 80$ GeV/ Nukleon) hadronisches Wechselwirkungsmodell kam GHEISHA zum Einsatz. Allerdings kann GHEISHA nur Wasserstoffkerne als Projektil detailliert behandeln. Schwerere Kerne werden in neueren CORSIKA-Versionen (Versionsnummer > 5.8) mit Hilfe des Superpositionsansatzes, den HDPM-Wirkungsquerschnitten (für einzelne Nukleon-Nukleon-Stöße) und der Glauber-Theorie (Zahl der einzelnen Nukleon-Nukleon-Stöße und Kern-Kern-Streuamplituden) behandelt.

Für hohe Teilchenenergien ($E > 80$ GeV/ Nukleon), die vorwiegend in der ersten hadronischen Wechselwirkung vorkommen, wird eine neuere Version von QGSJET (Versions-Datum: 99/10/07) verwendet. Für die spätere Analyse ist dabei relevant, daß QGSJET nur Muonen aus Pion- und Kaon-Zerfällen produziert.

Der Energiebereich, in dem Luftschauer generiert wurden, erstreckt sich von 2 TeV bis 10^6 TeV. Das geomagnetische Feld sowie die Höhe des Beobachtungsniveaus sind dem Ort und der Höhe (1260 m) des Fréjus-Detektors angepaßt. Insbesondere existiert in der Luftschauergeneration kein Gebirge. Der Detektor steht in dieser Simulation also an der Erdoberfläche mit direkter Verbindung zur Erdatmosphäre. Der Energieverlust, der durch das Gebirge hervorgerufen wird, muß nachträglich berechnet werden (siehe weiter unten). Der zusätzliche Energieverlust, den die Muonen auf ihren längeren Weg durch die Atmosphäre erleiden (gesamte Atmosphärentiefe: 10 mwe), ist jedoch klein gegenüber dem gesamten Energieverlust (Gebirgstiefe > 4000 mwe).

Um den spektralen Index α des simulierten atmosphärischen Muonflusses zu bestimmen, wird ein analytischer Ansatz aus [Gai90] verwendet, der sich aus einem pionischen und einem kaonischen Anteil zusammensetzt:

$$\frac{dN}{dE_\mu} \sim E_\mu^{-\alpha} \cdot \left(\frac{1}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos \theta^*}{115 \text{ GeV}}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos \theta^*}{850 \text{ GeV}}} \right) \quad (6.2)$$

Da für diesen Ausdruck nur die Kinematik der Pion- und Kaon-Zerfälle verwendet wurde, muß für niederenergetische Muonen noch auf den Energieverlust und die Zerfallswahrscheinlichkeit für ihren Weg vom Produktionsort bis zur Beobachtungshöhe korrigiert werden [Rho93]:

$$\Delta E = \left(0.25 \frac{\text{GeV}}{\text{mwe}} + 3.5 \cdot 10^{-4} \frac{E_\mu}{\text{mwe}} \right) \cdot \Delta X \quad (6.3)$$

$$P_\mu^{-1}(E_\mu) = \exp \left(\frac{l \cdot m_\mu}{c \cdot \tau_\mu \cdot E_\mu} \right) \quad (6.4)$$

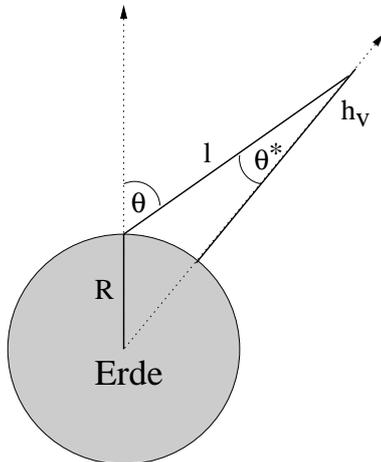
Dabei ist θ^* der lokale Zenitwinkel am Produktionsort (siehe Abbildung 6.5), ΔX die durchlaufene Atmosphärenmasse und l der geometrische Weg zwischen Produktionsort und Beobachtungshöhe, c die Lichtgeschwindigkeit und m_μ , τ_μ und E_μ sind die Masse, Lebensdauer und Energie des Muons.

Die Anpassung an die simulierten Muon-Daten ergab einen spektralen Index $\alpha = 3.73 \pm 0.01$. Abbildung 6.6 zeigt das angepaßte Spektrum. Zum Test systematischer Abweichungen wurde die Detektorsimulation (siehe weiter unten; ohne Energieverlust im Gebirge) auf die Muonen angewendet. Eine Anpassung des obigen Ansatzes ergab einen spektralen Index $\alpha = 3.79 \pm 0.06$. Innerhalb der Fehler der Anpassung hat die Detektorsimulation daher keine signifikanten Auswirkungen auf das Eingangsspektrum.

Dieses Ergebnis ist nun mit der experimentellen Datenlage zu vergleichen. Eine neuere Kompilation der vertikalen atmosphärischen und auf Meereshöhe gemessenen Muon-Flüsse [Heb01] zeigt deutliche Unsicherheiten (7 % bei 10 GeV, 17 % bei 1 TeV) bei der experimentellen Bestimmung. Abbildung 6.7 zeigt Daten dieser Kompilation.

Oberhalb von etwa 120 GeV zeigen die experimentellen Muon-Fluß-Daten ein ungebrochenes Potenzgesetz. Eine Anpassung von Formel 6.2 ergibt einen spektralen Index von $\alpha = 3.63$. Dieser flachere spektrale Verlauf ist jedoch aufgrund der großen experimentellen Unsicherheiten verträglich mit dem Monte-Carlo-Resultat.

Zum Schluß kann noch der Anteil der Kaon- und Pion-Muonen, die nach Formel 6.2 verschiedene spektrale Verteilungen haben, getestet werden. Abbildung 6.8 zeigt, das der generierte Monte-Carlo-Datensatz die Erwartung widerspiegelt.



$$\text{Sinussatz: } \frac{R}{\sin(\Theta^*)} = \frac{(R + h_v)}{\sin(\Theta)} \quad (6.5)$$

Abbildung 6.5: **Skizze zur Bestimmung des Produktionswinkels.** Mit Hilfe des Sinussatzes läßt sich der Beobachtungswinkel in den Muon-Produktionswinkel umrechnen. Hierbei ist R der Erdradius, h_v die vertikale Produktionshöhe, Θ der Beobachtungswinkel und Θ^* der Produktionswinkel. Bei nicht bekannter Produktionshöhe h_v (z.B. beim experimentellen Datensatz oder Monte-Carlo-Daten nach Propagation) wird eine mittlere Wechselwirkungshöhe von 28.6 km (für $\Theta^* = 0^\circ$) zur Berechnung verwendet.

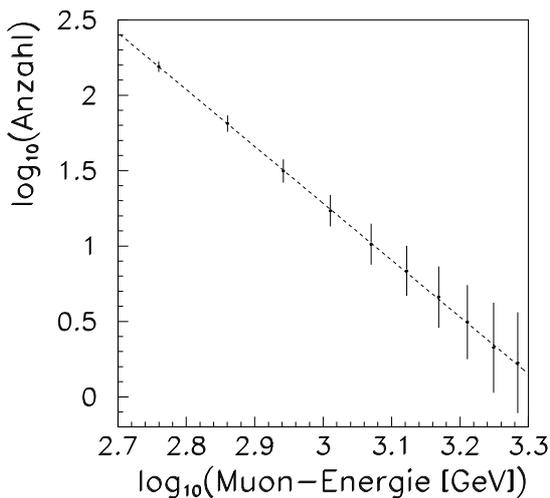


Abbildung 6.6: **Simuliertes Energiespektrum atmosphärischer Muonen.** Das mit Corsika simulierte Energiespektrum atmosphärischer Muonen oberhalb 400 GeV kann mit einem differentiellen spektralen Index von $\alpha = 3.73 \pm 0.01$ beschrieben werden. Die dargestellte Anzahl ist gemäß Formel 6.2 korrigiert.

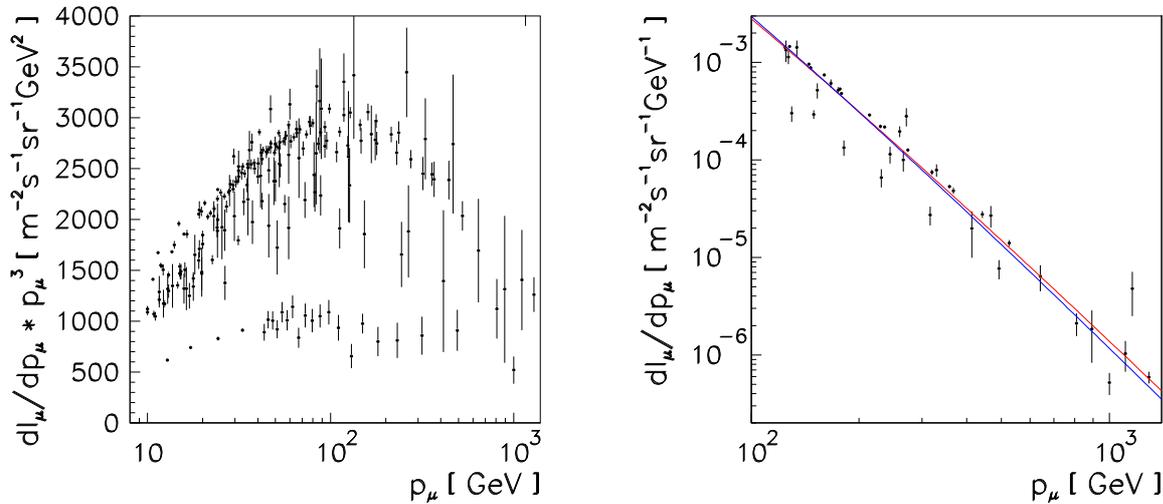


Abbildung 6.7: **Experimentelle Daten vertikaler atmosphärischer Muon-Flüsse.** **Links:** Daten vertikaler atmosphärischer Muon-Flüsse oberhalb von 10 GeV [Heb01]. Es ist ein deutliches Abknicken des Spektrums bei etwa 100 GeV aufgrund großer relativer Energieverluste oder des Muonzerfalls zu beobachten. **Rechts:** Daten vertikaler atmosphärischer Muon-Flüsse oberhalb von 120 GeV [Heb01]. Neben den Datenpunkten sind noch Ergebnisse der Anpassung von Formel 6.2 eingezeichnet. Die obere Linie ergibt einen spektralen Index $\alpha = 3.63$. Bei der unteren Linie wurde der Index $\alpha = 3.73$ (Simulation) bei der Anpassung festgehalten. Im Rahmen der großen experimentellen Unsicherheiten (7 % bei 10 GeV, 17 % bei 1 TeV [Heb01]), ist der um 2.8 % höhere simulierte spektrale Index verträglich mit der vorliegenden Datenlage.

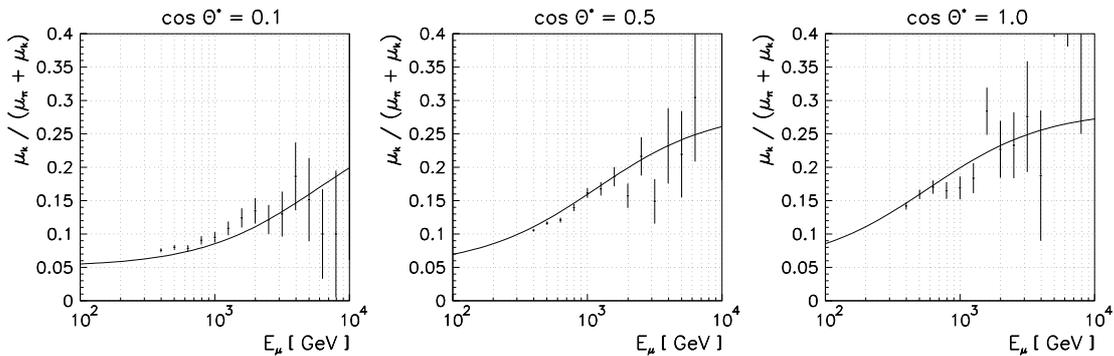


Abbildung 6.8: **Anteil der Kaon-Muonen im simulierten Datensatz.** Die drei Abbildungen zeigen den Anteil der Kaon-Muonen relativ zu allen Muonen für verschiedene Bereiche des Produktionswinkels Θ^* als Funktion der Muon-Energie. Die eingezeichnete Funktion gibt die Erwartung dieses Verhältnis wieder. Sie wurde mit Hilfe von Formel 6.2 berechnet. Die eingezeichneten Datenpunkte stammen aus der Monte-Carlo-Simulation (Datensatz ohne relative Energieschnitte), wobei die verwendeten Ereignisse jeweils aus dem Intervall $\cos \Theta^* \pm 0.1$ ($\Theta^* = 0.1, 0.5, 1.0$) stammen. Im Rahmen der statistischen Fehler kann man eine sehr gute Übereinstimmung feststellen.

6.3 Propagation durch Materie

6.3.1 Detektorsimulation

Nach der Luftschauergeneration befinden sich die Muonen auf Höhe des Fréjus-Detektors. An dieser Stelle findet die Berechnung des Energieverlustes der Muonen auf ihrem Weg durch das Gebirge statt. Eine vollständige dreidimensionale Propagation kann jedoch nicht durchgeführt werden, da sie in den meisten verfügbaren Muon-Propagations-Routinen nicht vorgesehen ist. Es wird lediglich der Energieverlust für die vorgegebene Muon-Flugrichtung bestimmt und überprüft, ob die Restenergie oberhalb der Energieschwelle des Detektors liegt.

Muonen, die genug Energie besitzen, um den Detektor zu triggern, durchlaufen eine schnelle, rein geometrische Detektorsimulation. Zunächst müssen die simulierten Spuren die gleichen Bedingungen (minimale Akzeptanz, Zenitwinkelbereich) wie die experimentellen Muon-Daten erfüllen. Danach wird mit Hilfe der Simulation eines Detektorfeldes (siehe Abbildung 6.9) nach 1-Muon-Ereignissen gesucht. Hierbei fallen die am Detektor ankommenden Muonen des Luftschauers zufällig in eine Matrix, wobei jedes Feld die Größe der Akzeptanzfläche für die Richtung des Primärteilchens besitzt und einen unabhängigen Detektor repräsentiert. Nur Muonen, die ein eigenes Feld belegen, werden als 1-Muon-Ereignisse angesehen und weiterverwendet. Durch diese Methode reduziert sich die Zahl aller am Detektor ankommenden Muonen um etwa 8 % (± 2 % Abhängigkeit von der Energieverlustmethode), was gut zur experimentell bestimmten Anzahl an Multi-Muonen-Ereignisse von etwa 6.6 % [Rho93] paßt.

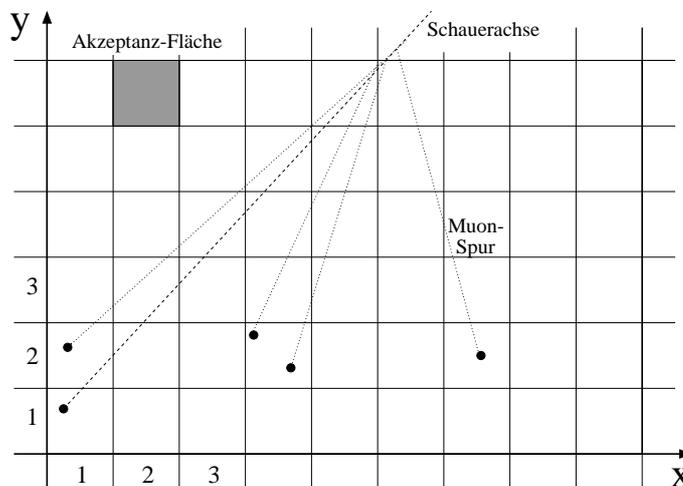


Abbildung 6.9: **Illustration der Detektorfeld-Simulationsmethode.** Mit Hilfe einer effektiven Mehrfachbenutzung eines simulierten Luftschauers, läßt sich die Abstandsverteilung des Schauerauftreffpunktes relativ zum Detektor simulieren. Außerdem können möglichst viele der simulierten Muonen für die weitere Analyse verwendet werden. Bei dieser Methode repräsentiert jedes der eingezeichneten Felder (Größe = Akzeptanzfläche) einen unabhängigen Fréjus-Detektor. Der Ort des Schauerauftreffpunktes wird gleichverteilt im Feld (1/1) gewürfelt. Damit ist die Zufälligkeit der Feldzuweisung einzelner Muonen gesichert. Nur Muonen, die ein Feld (Detektor) alleine belegen (1-Muon-Ereignisse), gehen in die Flußberechnung ein.

Mit Hilfe dieser Methode kann die richtige Abstandsverteilung des Schauerauftreffpunktes relativ zum Detektor generiert werden. Außerdem ermöglicht sie die Verwendung möglichst vieler Muonen eines Luftschauers und trägt somit zur Beschleunigung der Simulation bei.

6.3.2 Muonfluß unter Grund

Im Folgendem soll der simulierte Muonfluß unter Grund mit den experimentellen Daten verglichen werden. Wie erwähnt, existieren für die Bestimmung des Energieverlustes im Fréjus-Gebirge verschiedene Methoden. Neben einem analytischen Ansatz gibt es vier Monte-Carlo-Propagatoren (MUDEX, PROP-MU, MUM und MMC), die im Rahmen dieses Vergleichs zum Einsatz kommen. Jeder der betrachteten Methoden steht der gleiche Datensatz an simulierten atmosphärischen Muonen zur Verfügung. Nach der Energieverlustbestimmung findet dann, wie oben dargelegt, die geometrische Detektorsimulation statt.

Einfacher analytischer Ansatz

Der Muon-Energieverlust beim Durchlaufen des Gebirges kann allgemein in kontinuierliche und diskrete Energieverluste aufgeteilt werden. Der kontinuierliche Anteil stammt dabei von der Ionisation der Umgebung und ist für relativistische Muonen nahezu konstant in der Energie [Gai90]. Der diskrete Teil stammt aus Muon-Elektron-Wechselwirkungen mit größerem Energieübertrag (Knock-On-Elektron-Produktion), Bremsstrahlungsverlusten, direkter Elektron-Positron-Paarerzeugung und Photo-Nuklearen-Wechselwirkungen (siehe z.B. [Gai90], [Lip91], [Rho93] und [Sok00]). Diese Prozesse sind sehr energieabhängig und nur bei hohen Muonenergien relevant. Nach [Gai90] kann ein linearer Ansatz der Energieverlustrate dE/dX der Art

$$\frac{dE}{dX} = a + b \cdot E \quad (6.6)$$

vorgenommen werden. Hierbei ist E die Muon-Energie und X die durchlaufene Materiemenge. a und b sind zwei effektive Parameter, die den energieunabhängigen Teil (Ionisation) und den energieabhängigen Teil (diskreter Anteil) beschreiben. Nach [Gai90] beträgt $a \approx 0.2$ GeV/mwe und $b = 4 \cdot 10^{-4}$ mwe $^{-1}$ für Standardgestein. Die Parameter a und b können allgemein aus einer genauen (Monte-Carlo-)Studie aller beteiligten Wirkungsquerschnitte für ein gegebenes Medium bestimmt werden.

Zur Beschreibung der Fréjus-Daten, wird im Rahmen dieses analytischen Ansatzes das Parameter-Paar

- $a = 0.217$ GeV/mwe
- $b = 4.12 \cdot 10^{-4}$ mwe $^{-1}$

verwendet. Es ist im Rahmen einer detaillierten Studie des experimentellen Datensatzes gewonnen worden [Rho93].

Mit Hilfe dieses einfachen Modells kann man die minimale Energie, welche die Muonen benötigen, um den Detektor zu erreichen, bestimmen. Ein Muon der Energie E hat in Materie folgende Reichweite:

$$X(E) = \rho \cdot t = \int_E^0 -\frac{dE'}{dE'/dX} = \frac{1}{b} \cdot \ln\left(\frac{a + b \cdot E}{a}\right) \quad (6.7)$$

In diesem Ausdruck ist t die geometrische Materietiefe in m und ρ die Gebirgsdichte (hier: 2.74 g/cm^3). Stellt man nach der Energie E um, so erhält man einen einfachen Ausdruck für die minimale Energie, die das Muon besitzen muß, um ein Materiestück der Tiefe X zu durchqueren:

$$E = E_{min} = \frac{a}{b} \cdot (\exp(\rho \cdot t \cdot b) - 1) \quad (6.8)$$

Dieser Ausdruck wurde in CORSIKA verwendet, um den Energie-Schnitt für die Primärteilchen zu formulieren (siehe oben).

Der totale Energieverlust der Muonen im Gebirge kann analog berechnet werden:

$$X(E) = \rho \cdot t = \int_{E_{vorher}}^{E_{nachher}} -\frac{dE'}{dE'/dX} = \frac{1}{b} \cdot \ln\left(\frac{a + b \cdot E_{vorher}}{a + b \cdot E_{nachher}}\right) \quad (6.9)$$

$$E_{nachher} = \left(\frac{a}{b} + E_{vorher}\right) \cdot \exp(\rho \cdot t \cdot b) - \frac{a}{b} \quad (6.10)$$

Da der Muon-Fluß unter Grund einem Potenzgesetz der Form

$$F = F_0 \cdot E^{-\alpha} \quad (6.11)$$

folgt, ergeben sich enge Korrelationen zwischen der zur Energieverlustberechnung verwendeten Gebirgs-Dichte ρ , der geometrischen Tiefe t , dem Parameter b , welcher die Physik beinhaltet, und dem spektralen Index α des Muon-Flusses unter Grund. Wurde in der Berechnung etwa einer der Parameter ρ , t oder b falsch gewählt, so kann auch der unter Grund bestimmte Fluß nicht den experimentellen Vorgaben folgen.

Um den simulierten Muon-Fluß unter Grund angeben zu können, muß die simulierte Beobachtungszeit bestimmt werden:

$$T = \frac{N_{Schauer} \cdot (\alpha - 1)}{F_0 \cdot E_0^{(-\alpha+1)} \cdot \Omega \cdot A} \quad (6.12)$$

In dieser Formel ist $N_{Schauer}$ die Gesamtzahl an produzierten Schauern (effizienzkorrigiert bezüglich der Energie-Schnitte während der CORSIKA-Simulation), α der differenzielle spektrale Index des Flusses der kosmischen Strahlung ($\alpha = 2.68$ [Wie98]), F_0 die Normierung dieses Flusses bei 1 TeV ($F_0 = 25.70 \cdot 10^{-2} (\text{m}^2 \text{ s sr TeV / Kern})^{-1}$ [Wie98]), $E_0 = 2 \text{ TeV}$ die minimale Produktionsenergie, Ω der Raumwinkel, in dem Schauer produziert wurden, und A die mittlere Detektor-Akzeptanz. Der simulierte Datensatz ohne zusätzliche Richtungseinschränkung hat eine integrale Beobachtungszeit von etwa $T = 1.5 \cdot 10^8 \text{ s}$, was etwa 50 % über der Zeit des gemessenen Datensatzes liegt. Der zweite Datensatz (mit Richtungseinschränkung) repräsentiert eine Datennahmezeit von etwa $T = 24 \cdot 10^8 \text{ s}$. Diese hohe Beobachtungszeit konnte nur erreicht werden, da die meisten Schauer bereits nach der Bestimmung der Energie und Richtung des Primärteilchens aufgrund der restriktiven Bedingungen nicht mehr weiter verfolgt wurden.

In Abbildung 6.10 ist ein Vergleich zwischen den Winkelverteilungen gemessener und simulierter Daten aufgetragen. Die relative Übereinstimmung ist sehr gut.

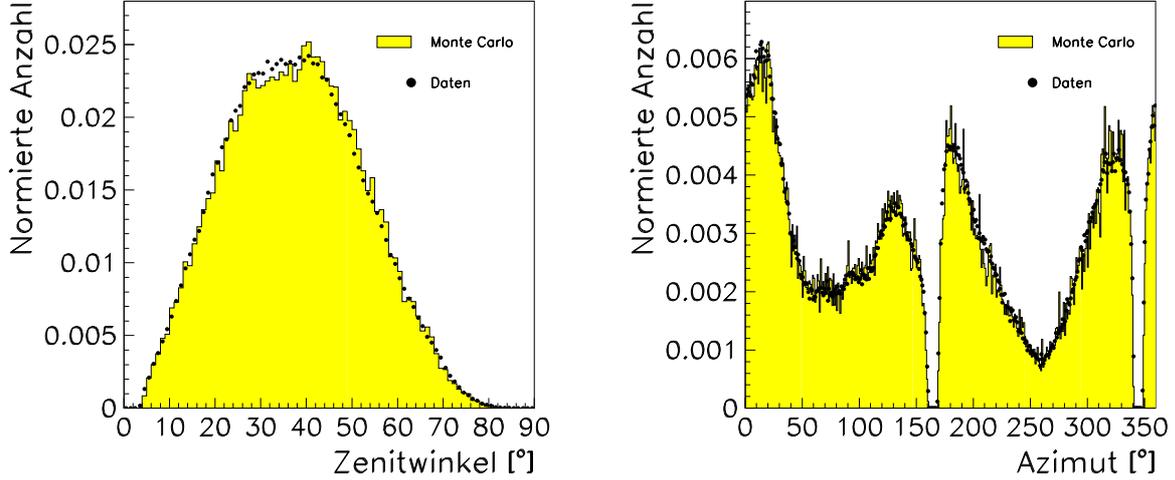


Abbildung 6.10: Vergleich der gemessenen und simulierten Muon-Winkelverteilungen.

Abbildung 6.11 zeigt nun den simulierten und den gemessenen Muon-Fluß unter Grund als Funktion der Materietiefe.

Die Simulation mit Hilfe des analytischen Ansatzes zur Bestimmung des Energieverlustes im Gebirge liefert eine gute Beschreibung des spektralen Verlaufs der Daten. Eine Energieabhängigkeit der Parameter a und insbesondere b , wie sie theoretisch für eine exakte Beschreibung notwendig wäre [Lip91], scheint hier nicht nötig zu sein. Eine größere Abweichung ist lediglich in der Höhe des absoluten Flusses festzustellen.

Will man nun das integrale Energiespektrum der gemessenen Muonen bestimmen, so kann man die Daten an einen Ansatz aus [Gai90] anpassen:

$$F_{\mu_{\pi, \mu_k}}(> E_{\mu}) \sim \sec \theta^* \frac{E_{\mu}^{-\alpha}}{\alpha(\alpha + 1)} \quad (6.13)$$

Hiebei ist E_{μ} die minimale Energie, welche mit dem analytischen Ansatz bestimmt wurde. Dieser Ansatz gilt nur für Produktionswinkel $\Theta^* < 60^\circ$ und für normale Muonen aus π - und K -Meson-Zerfällen. Die Muon-Komponente ist konsistent mit der verwendeten CORSIKA- bzw. QGSJET-Simulation. Kleine Produktionswinkel werden durch eine Beschränkung auf Tiefen kleiner 6000 mwe gesichert (Tiefe \sim Zenitwinkel \sim Produktionswinkel).

Bei realen Daten muß allerdings noch eine weitere Muon-Komponente berücksichtigt werden, die aus dem Zerfall sehr kurzlebiger Teilchen mit Charm-Quark-Anteil stammen [Gai90]:

$$F_{\mu_{prompt}}(> E_{\mu}) \sim \frac{E_{\mu}^{-\alpha+1}}{\alpha - 1} \quad (6.14)$$

Diese prompten Muonen treten wegen der deutlich geringeren Anzahl an Eltern-Teilchen erst bei deutlich höheren Muon-Energien (d.h. größeren Tiefen) auf, folgen dann aber einem

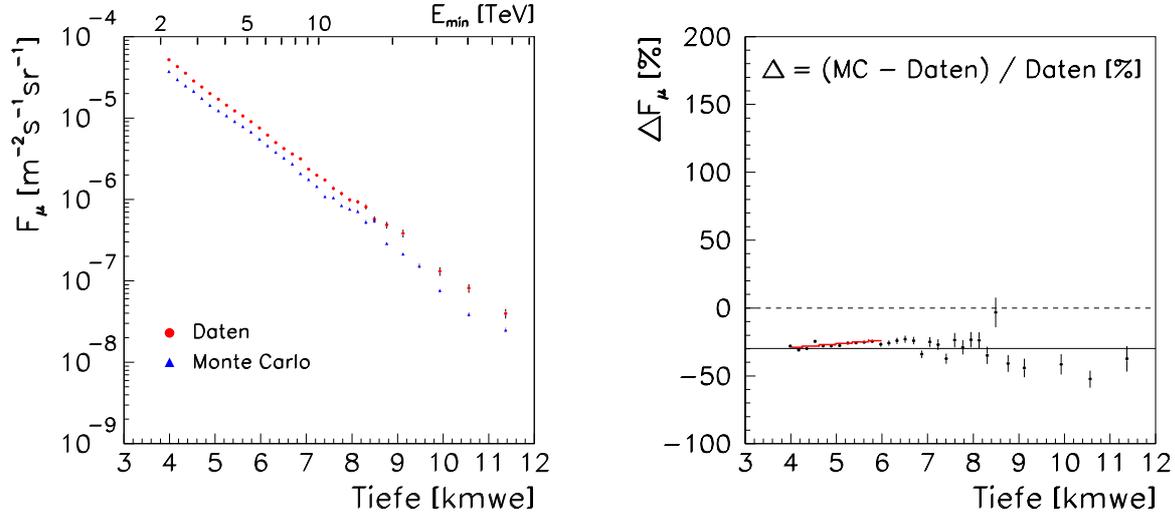


Abbildung 6.11: **Das gemessene und mit analytischem Ansatz simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund.** **Links:** Rekonstruierte Tiefenspektren der experimentellen Daten und der Simulation (analytischer Ansatz). **Rechts:** Relative Abweichung des simulierten vom gemessenen Muon-Fluß. Zwischen 4 kmwe und 6 kmwe ist die Anpassung einer linearen Funktion eingezeichnet. Neben eines Unterschiedes in der absoluten Flußnormierung (-29.7 % bei 4 kmwe) ist noch eine ganz leichte Abweichung im spektralen Verlauf zu erkennen (2.8 % kmwe⁻¹).

flacheren Spektrum (ähnlich dem Primärteilchen-Spektrum). Außerdem besitzen sie im Gegensatz zu normalen Muonen eine isotrope Winkelverteilung, die aufgrund des sehr schnellen Zerfalls (etwa 1000 mal schneller als bei leichten Mesonen) der Elternteilchen erzeugt wird.

Bei der Bestimmung des integralen spektralen Indexes α für Daten muß man also beide Komponenten berücksichtigen:

$$F(> E_\mu) = F_{\mu_\pi, \mu_k}(> E_\mu) + F_{\mu_{prompt}}(> E_\mu) \quad (6.15)$$

Werden die experimentellen Daten an diese Funktion angepaßt, so erhält man einen integralen spektralen Index $\alpha = -2.75 \pm 0.01$. Die prompte Komponente ist für Tiefen unterhalb 6000 mwe nicht nachzuweisen. Die mit dem analytischen Ansatz erhaltene Simulation liefert (nur normale Muonen) einen Index $\alpha = -2.67 \pm 0.01$, was etwa 2.9 % unterhalb des experimentellen Ergebnisses liegt.

Um die durch normale Muonen bestimmte charakteristische $\sec(\Theta^*)$ -Abhängigkeit nachzuprüfen, ist in Abbildung 6.12 für Daten und Simulation der Muon-Fluß unter Grund, multipliziert mit E_μ^α , wobei α der angepaßte spektrale Index ist, gegen $\sec(\Theta^*)$ aufgetragen. Die zusätzlich eingezeichnete angepaßte lineare Funktion demonstriert die Genauigkeit dieses Verhaltens. Die absolute Höhe dieses Flusses ist sehr sensitiv auf den verwendeten spektralen Index. Da bei dem gemessenen Datensatz ein etwas steilerer Index bestimmt wurde als bei der Simulation, liegt die Fluß-Kurve deutlich höher.

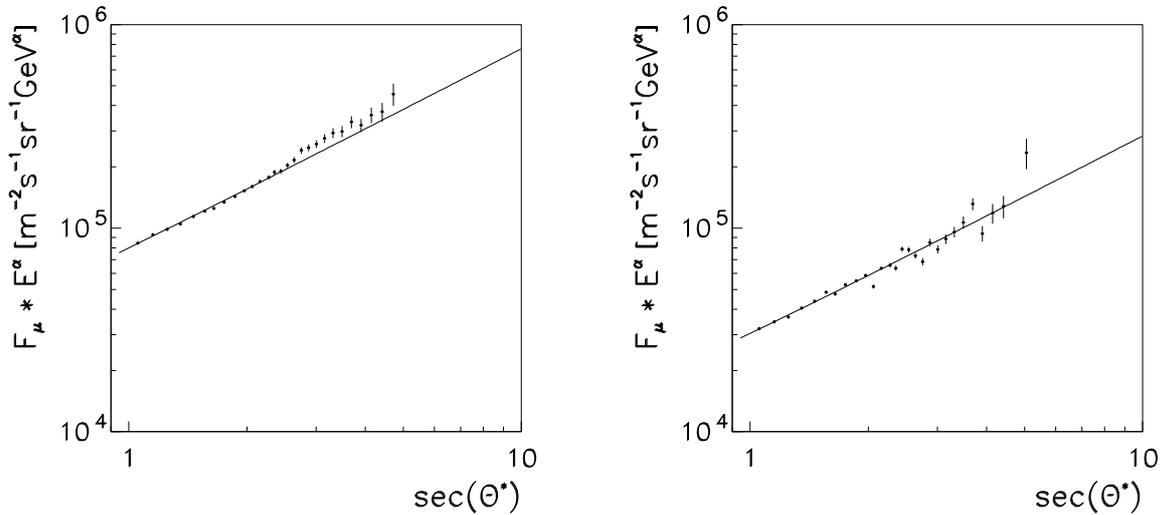


Abbildung 6.12: **Muonfluß als Funktion von $\sec(\Theta^*)$.** **Links:** Experimenteller Fréjus-Datensatz. Hier sind leichte Abweichungen vom linearen $\sec(\Theta^*)$ -Verlauf bei großen Zenitwinkeln und daher großen Tiefen zu erkennen. **Rechts:** Simulierter Datensatz (Propagation durch das Gebirge mit analytischem Ansatz). Es liegt eine deutliche $\sec(\Theta^*)$ -Abhängigkeit vor.

MUDEX

Eine andere Möglichkeit den Muon-Energieverlust beim Durchqueren des Gebirges zu bestimmen, ist die Anwendung eines Propagations-Monte-Carlo-Programms, das die theoretischen Wirkungsquerschnitte explizit verwendet. Mögliche Unterschiede, die sich hier ergeben können, beruhen auf den Propagations-Algorithmus selber sowie die benutzte Näherung der Wirkungsquerschnitte. Näherungen sind im Allgemeinen notwendig, da der Energieverlust des Muons im Gebirge für einen bestimmten Prozeß durch

$$\frac{dE}{dX} = \frac{N_A}{A} E_\mu \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{d\sigma(E, v)}{dv} v dv \quad (6.16)$$

berechnet wird [Lip91]. E_μ ist hier die Muon-Energie und v der relative Energieübertrag, N_A die Avogadro-Konstante, A die Massenzahl des wechselwirkenden Materials und $\sigma(E, v)$ der Wirkungsquerschnitt des Prozesses. Das Integral kann in der Regel nicht analytisch gelöst werden. Außerdem benötigt die numerische Berechnung dieser Integrale während der Simulation zuviel Rechenzeit. Aus diesem Grunde werden meist Parametrisierungen der Lösungen vor dem eigentlichen Programmstart angelegt. Die Güte dieser Parametrisierungen bestimmt dann die Genauigkeit der Berechnungen.

Eines der ersten Monte-Carlo-Programme für die Propagation von Muonen durch Materie ist MUDEX. In diesem Propagator werden Wirkungsquerschnitte aus [Loh85] verwendet. Leider benötigt dieses Programm als externe Information eine sogenannte Inertialisierungs-Energie E_{ini} sowie die kleinste und größte Teilchen-Energie. Bei der Inertialisierungs-Energie werden die Energieverlust-Parameter (bzw. die Lösungen des obigen Integrals) berechnet.

Von diesem Fixpunkt werden die Parameter dann auf den vorgegebenen Energie-Bereich extrapoliert. Es hat sich gezeigt, daß die Simulationsergebnisse sehr sensitiv auf die Einstellung der Energie E_{ini} reagieren. Aufgrund dieser schlechten Näherungsmethode ist diese Energieverlustberechnung höchst Parameter-abhängig und daher ähnlich aussagegelos wie der einfache analytische Ansatz.

Bei der Verwendung von MUDEDX mußte daher bedacht werden, welche typische Energie Muonen im Fréjus-Gebirge haben. Die mittlere Energie der am Detektor ankommenden Muonen ist 250 GeV [Rho93]. Für alle Muonen im Fréjus-Gebirge, auch jene, die nicht genug Energie besitzen, den Detektor zu erreichen, wurde daher eine Inertialisierungs-Energie $E_{ini} = 100$ GeV gewählt. Die minimale und die maximale Energie ist auf 0.5 GeV und 10 TeV festgelegt worden. Zudem konnte noch die Schrittlänge für die Spurberechnung auf 100 cm eingestellt werden. Abbildung 6.13 zeigt die Ergebnisse dieser Simulation.

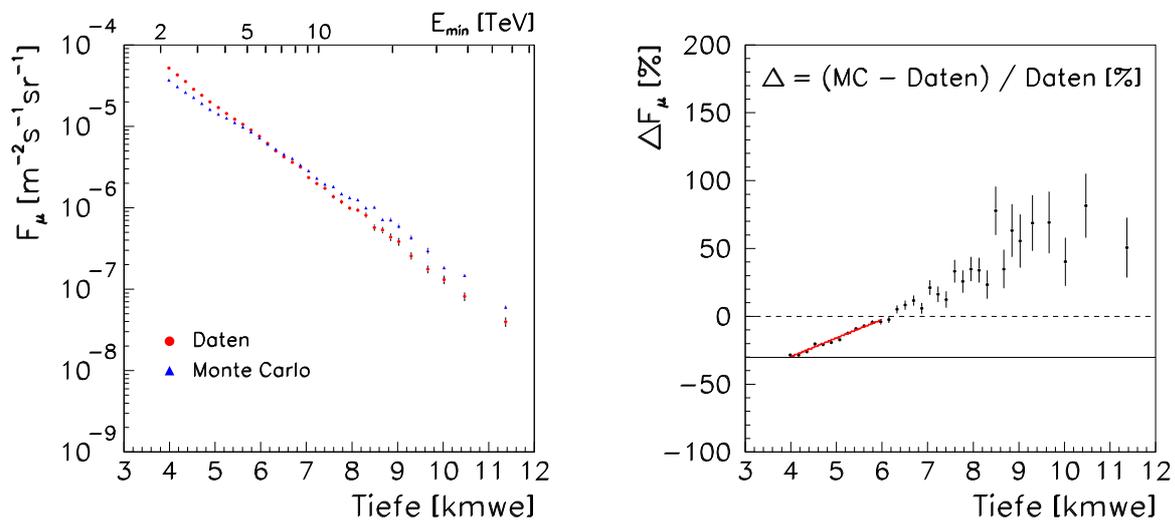


Abbildung 6.13: **Das gemessene und mit MUDEDX ($E_{ini} = 100$ GeV) simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund. Links:** Rekonstruierte Tiefenspektren der experimentellen Daten und der Simulation. **Rechts:** Relative Abweichung des simulierten vom gemessenen Muon-Fluß. Die zwischen 4 kmwe und 6 kmwe angepaßte lineare Funktion liefert eine Verschiebung von -30.2 % bei 4 kmwe und einen Anstieg von 13.7 % kmwe⁻¹.

Neben einer absoluten Verschiebung des Flusses zu den Meßdaten hat die Simulation noch einen deutlich Verschiedenen integralen spektralen Index ($\alpha = -2.39 \pm 0.01$). Dieser Unterschied ist auch in Abbildung 6.13 (rechts) zu erkennen. Wählt man nun eine andere Inertialisierungs-Energie, z.B. $E_{ini} = 500$ GeV, und damit qualitativ einen anderen Energieverlustparameter b (siehe oben), so kann man einen relativ zu den Daten deutlich besseren spektralen Index ($\alpha = -2.76 \pm 0.01$) erhalten. Dies ist in Abbildung 6.14 aufgetragen.

PROP-MU

Ein weiterer Ansatz, die Wirkungsquerschnitte aus [Loh85] in einem Monte-Carlo-Programm zu verwenden, ist PROP-MU [Lip91]. In dieser Arbeit wurde Version 2.0 (Februar 1993) verwendet.

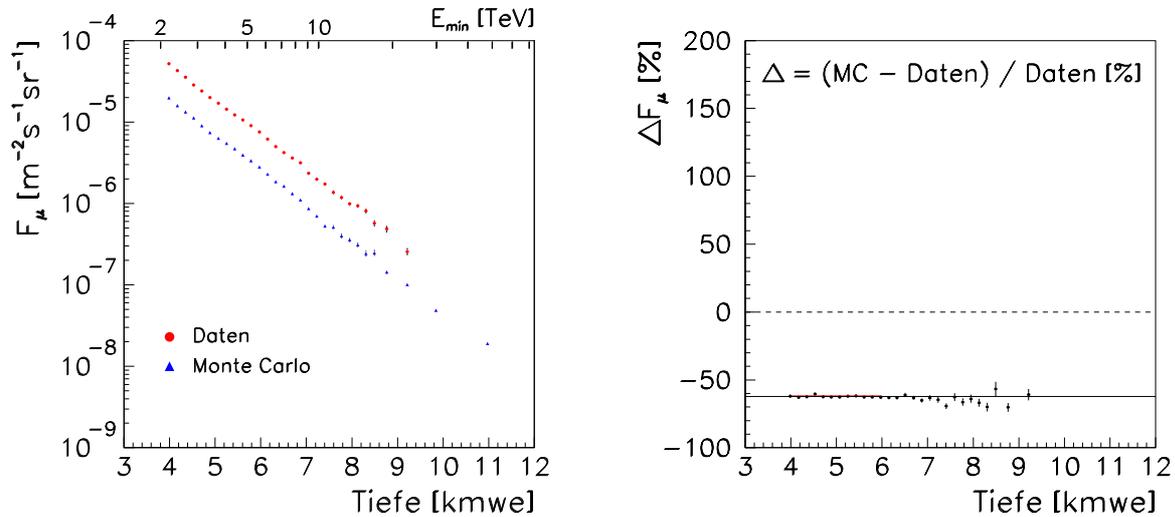


Abbildung 6.14: **Das gemessene und mit MUDEDX ($E_{ini} = 500$ GeV) simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund. Links:** Rekonstruierte Tiefenspektren der experimentellen Daten und der Simulation. **Rechts:** Relative Abweichung des simulierten vom gemessenen Muon-Fluß. Die zwischen 4 kmwe und 6 kmwe angepaßte lineare Funktion liefert eine Verschiebung von -62.2% bei 4 kmwe und einen Anstieg von 0.2% kmwe $^{-1}$.

Dieses Programm wurde speziell für die Anwendung auf Untergrund-Experimente entworfen und optimiert. Seine Rechengeschwindigkeit liegt deutlich (etwa eine Größenordnung) über der von MUDEDX. Außerdem muß keine externe Initialisierungs-Energie angegeben werden. Als Besonderheit ist zu erwähnen, daß PROP-MU eine dreidimensionale Behandlung der Muonspuren ermöglicht. Hierdurch würden Richtungsabweichungen der am Detektor ankommenden Muonen möglich. Da aber die Gebirgs- und Detektorsimulation auf sehr einfachen Prinzipien beruhen und ein Vergleich mit anderen Propagations-Programmen nicht möglich ist, kam diese Option in dieser Arbeit nicht zum Einsatz.

In PROP-MU machen die Autoren einen Unterschied zwischen dem kontinuierlichen Energieverlust und stochastischen Fluktuationen. Der kontinuierlichen Energieverlust in Materie, wie er etwa von der analytischen Approximation berechnet wird, ist korrekt für kleine Muon-Energien, bei denen der Ionisationsverlust dominiert. Bei hohen Energien, bei denen Strahlungsverluste relevant werden, muß der hierdurch induzierte größere Energieverlust für Strahlungsprozesse stochastisch implementiert werden. Dies führt zu im Mittel kürzeren Reichweiten in Materie [Lip91]. Außerdem entsteht eine Reichweiten-Verteilung mit einer der Realität näherkommenden Breite ungleich Null.

Als Grenze, ab der die stochastische Behandlung erfolgt, d.h. zufällig ausgewählt wird, ob der Prozess stattfindet, wurde ein relativer Energieübertrag $v = 0.01$ von den Autoren festgelegt. Desweiteren kann man angeben, ob die stochastische Berechnungsmethode auch bei Paar-Produktion verwendet und welche Screening-Funktionen für Bremsstrahlung ausgewählt werden soll. Beide externen Auswahlmöglichkeiten haben keine signifikanten Auswirkungen auf das Ergebnis dieser Simulation und demonstrieren die Stabilität dieses Programms.

Abbildung 6.15 zeigt die Ergebnisse der Simulation. Wie schon bei den vorherigen Simulationsmethoden zeigt sich auch hier wieder eine größere Abweichung im absoluten Fluß. Der

integrale spektrale Index des Energiespektrums ($\alpha = -2.54 \pm 0.01$) ist flacher als der Index der experimentellen Daten. Das Ergebnis ist aber dennoch deutlich besser als das, was mit MUDEDX ($E_{ini} = 100$ GeV) erzielt wurde.

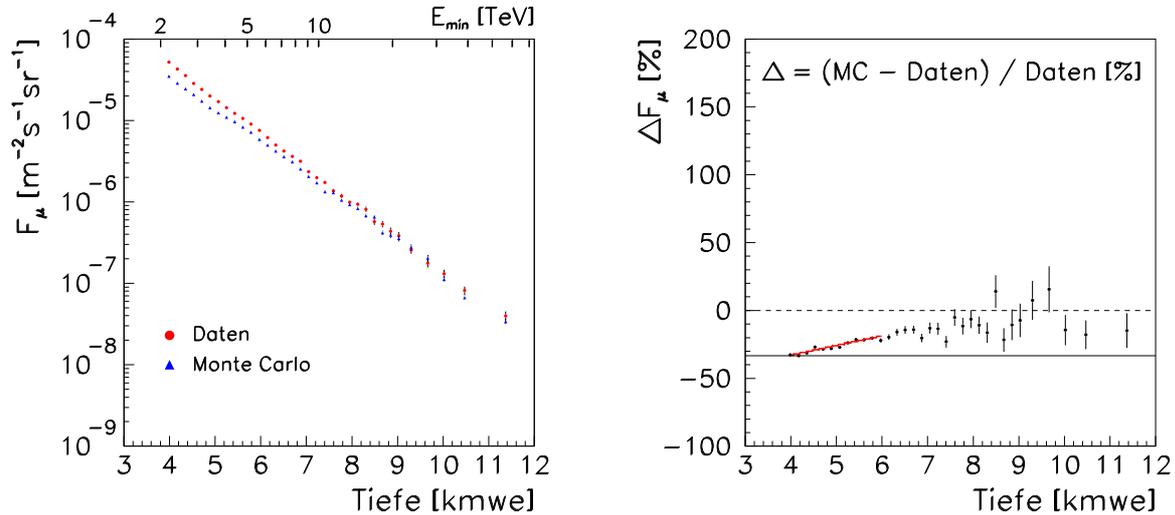


Abbildung 6.15: **Das gemessene und mit PROP-MU simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund. Links:** Rekonstruierte Tiefenspektren der experimentellen Daten und der Simulation. **Rechts:** Relative Abweichung des simulierten vom gemessenen Muon-Fluß. Die zwischen 4 kmwe und 6 kmwe angepaßte lineare Funktion liefert eine Verschiebung von -33.4 % bei 4 kmwe und einen Anstieg von 7.1 \% kmwe^{-1} .

MUM

Erst seit letztem Jahr steht das Propagations-Programm MUM³ [Sok00] [Bug00] für Simulationen zur Verfügung. Es enthält die neuesten Verbesserungen der benötigten Wechselwirkungsquerschnitte, so daß hier nicht nur technisch sondern auch physikalisch ein Unterschied zu den beiden anderen Monte-Carlo-Routinen besteht.

Wieder wird bei Strahlungsprozessen zwischen kontinuierlicher und stochastischer Behandlung unterschieden. Im Gegensatz zu PROP-MU kann neben einer Grenze für den relativen Energieübertrag auch eine Grenze für den absoluten Energieübertrag angegeben werden. Der von den Autoren vorgeschlagene Bereich liegt beim relativen Energieübertrag zwischen 10^{-4} und 0.2 und beim absoluten Energieübertrag zwischen 0.01 GeV und 0.5 GeV. Um einen Vergleich mit PROP-MU zu ermöglichen wurde eine Grenze von $v_{relativ} = 0.01$ und $v_{absolut} = 0.01$ GeV gewählt. Eine noch niedrigere Grenze für den relativen Energieübertrag würde zu deutlich längeren Rechenzeiten führen. Dies war auch der Grund, warum in PROP-MU $v_{relativ} = 0.01$ als Grenze eingestellt wurde [Lip91].

Als weitere externe Einflußnahme kann zwischen verschiedenen Parametrisierungen für den photonuklearen Wirkungsquerschnitt gewählt werden. Bei Auswechslung der Parametrisierung ist kein signifikanter Unterschied im simulierten Tiefenspektrum zu erkennen. Für die vorliegende Simulation ist die ZEUS-Parametrisierung [ZEU94] [Brei99] verwendet worden.

³MUons + Medium

Abbildung 6.16 zeigt das mit Hilfe von CORSIKA und MUM erzeugte sowie das gemessene Tiefenspektrum. Wieder ist eine große Abweichung im absoluten Fluß zu erkennen. Der integrale spektrale Index wurde hier zu $\alpha = 2.48 \pm 0.01$ bestimmt. Dies ist etwas steiler als das von PROP-MU erzeugte.

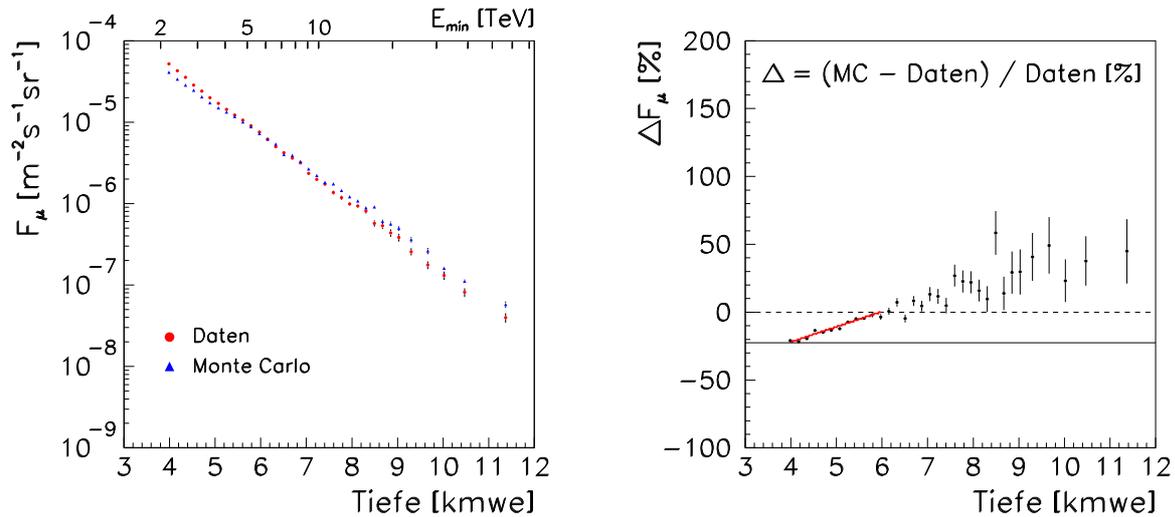


Abbildung 6.16: **Das gemessene und mit MUM simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund. Links:** Rekonstruierte Tiefenspektren der experimentellen Daten und der Simulation. **Rechts:** Relative Abweichung des simulierten vom gemessenen Muon-Fluß. Die zwischen 4 kmwe und 6 kmwe angepaßte lineare Funktion liefert eine Verschiebung von -22.5 % bei 4 kmwe und einen Anstieg von $11.2 \% \text{ kmwe}^{-1}$.

Um die enge Korrelation zwischen der mittleren Gebirgsdichte ρ , der geometrischen Tiefe t des Energieverlustparamter (a und) b, d.h. der verwendeten physikalischen Wirkungsquerschnitte, und dem integralen Index α des Muonflusses noch einmal zu verdeutlichen, wurde eine weitere Simulation mit einer Gebirgsdichte von $\rho = 2.95 \text{ g/cm}^3$ statt $\rho = 2.74 \text{ g/cm}^3$ durchgeführt. Die Rekonstruktion der Gebirgs-Tiefe geschah jedoch, wie bisher, mit einer Dichte $\rho = 2.74 \text{ g/cm}^3$. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.17 zu sehen. Da Spektrum ist jetzt deutlich näher an den experimentellen Daten ($\alpha = 2.58 \pm 0.01$). Da aber diese hohe Dichte, vom geologischen Standpunkt aus gesehen, nicht gerechtfertigt werden kann [Rho01b], muß dies als reine Demonstration gewertet werden und kann nicht als Erklärung für die großen Abweichungen zu den Meßdaten herhalten.

MMC

Der neueste in dieser Arbeit verwendete Propagator ist MMC⁴ [Chi01]. Er wurde letztes Jahr (2000) entwickelt und bis Mitte dieses Jahres getestet und stetig verbessert. Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden mit Version 0.18 erzielt. Die verwendeten physikalischen Wirkungsquerschnitte [Rho99] sind im wesentlichen die gleichen wie im ebenfalls sehr neuen MUM-Kode. Es wird aber ein völlig anderer Näherungs- und Spurberechnungs-Algorithmus

⁴Muon Monte Carlo

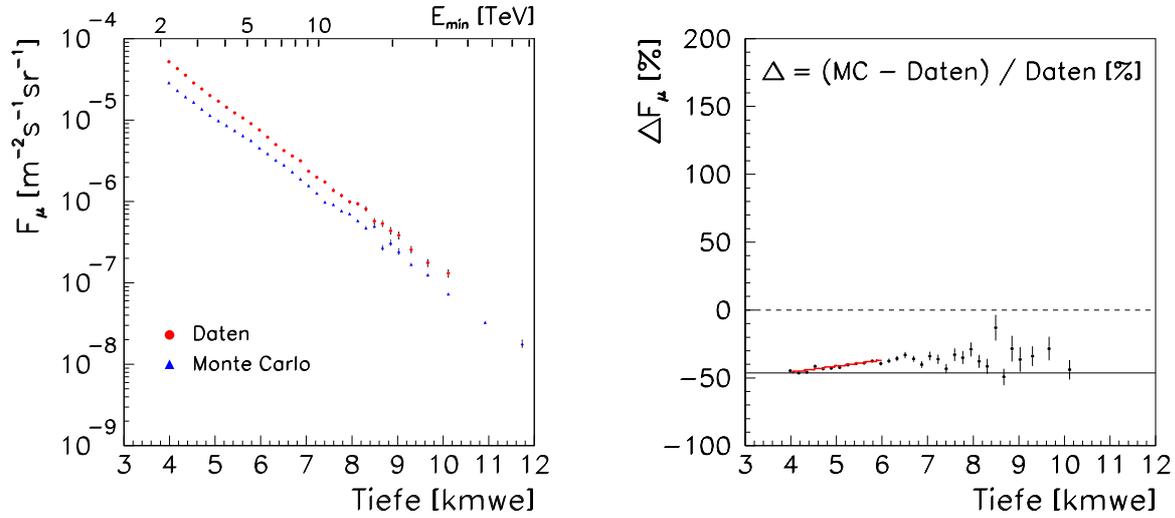


Abbildung 6.17: **Das gemessene und mit MUM ($\rho_{sim} = 2.95 \text{ g/cm}^3$) simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund. Links:** Rekonstruierte Tiefenspektren der experimentellen Daten und der Simulation. **Rechts:** Relative Abweichung des simulierten vom gemessenen Muon-Fluß. Die zwischen 4 kmwe und 6 kmwe angepaßte lineare Funktion liefert eine Verschiebung von -46.3% bei 4 kmwe und einen Anstieg von 4.4% kmwe $^{-1}$.

angewandt. Außerdem ist dieses Programm, anders als die drei anderen vorgestellten Routinen, nicht mit FORTRAN sondern mit der objekt-orientierten Programmiersprache JAVA entwickelt worden. Dies ermöglicht einfache physikalische und technische Ergänzungen oder Änderungen. Da das Programm für die Benutzung im *Massively Parallel Network Computing*⁵ (SYMPHONY) [Win99] konzipiert wurde, ist die Rechenzeit eigentlich nicht relevant, so daß die originalen Wirkungsquerschnitte verwendet werden. Um auch bei Benutzung nur eines Rechners eine möglichst kurze Rechenzeit zu erreichen, können Parametrisierungen und Interpolations-Algorithmen die originalen Wirkungsquerschnitte und deren numerische Energieverlust-Berechnung ersetzen. Der Fehler der Näherung ist hierbei kleiner als die Unsicherheit der verwendeten Wirkungsquerschnitte ($\approx 1\%$ [Rho99]).

Es stehen eine Reihe von Parametrisierungen der photonuklearen Wirkungsquerschnitte sowie die Implementierung des Landau-Pomeranchuk-Migdal- und Ter-Mikaelian-Effekts (Verminderung des Bremsstrahlungs- und Paarbildungs-Wirkungsquerschnittes (Interferenzeffekt)) zur Verfügung. Außerdem kann die Teilchenrichtung mit Hilfe des Moliere-Formalismus gestreut werden, was in dieser Analyse aber nicht verwendet wurde.

Auch in diesem Monte-Carlo-Programm wird zwischen dem kontinuierlichen und dem stochastischen Teil des Energieverlustes unterschieden. Im Prinzip müßten alle Energieverluste stochastisch behandelt werden. Da die Wahrscheinlichkeit des Auftretens dieser Prozesse aber allgemein mit $1/E_{Verlust}$ divergiert, muß eine Schranke für ihre praktische Handhabung gewählt werden. Dazu stehen Grenzen für den absoluten und den relativen Energieübertrag zur Verfügung. Für die Fréjus-Simulation wurde nur eine relative Schranke $v_{relativ} = 0.01$ ver-

⁵Parallelrechner auf Netzwerkbasis: Auf vielen Einzelrechnern wird ein JAVA-Applet gestartet und die Ergebnisse können zentral verwaltet werden.

wendet. Damit das Ergebnis des kontinuierlichen Teils speziell bei Benutzung einer höheren relativen Grenze schneller zum wahren Wert, d.h. den Wert, den man erhalten würde, wenn man mit deutlich kleinerer Schranke arbeiten würde, konvergiert, kann noch ein spezieller stochastischer Ansatz gewählt werden, der das $1/E_{Verlust}$ -Verhalten berücksichtigt. Bei der verwendeten und bereits relativ niedrigen Schranke $v_{relativ} = 0.01$ konnte kein Unterschied zur normalen Behandlung des kontinuierlichen Teils festgestellt werden.

Keine der weiteren und oben genannten externen Wahlmöglichkeiten beeinflusst das resultierende Tiefenspektrum wirklich signifikant. Mögliche Änderungen liegen im Bereich des Fehlers der Bestimmung des spektralen Indexes. Um mit der MUM-Simulation übereinzustimmen wurde auch hier die ZEUS-Parametrisierung [ZEU94] [Brei99] für die photonuklearen Wirkungsquerschnitte gewählt. Abbildung 6.18 zeigt die Ergebnisse dieser Simulation. Der integrale spektrale Index liegt bei $\alpha = 2.46 \pm 0.01$.

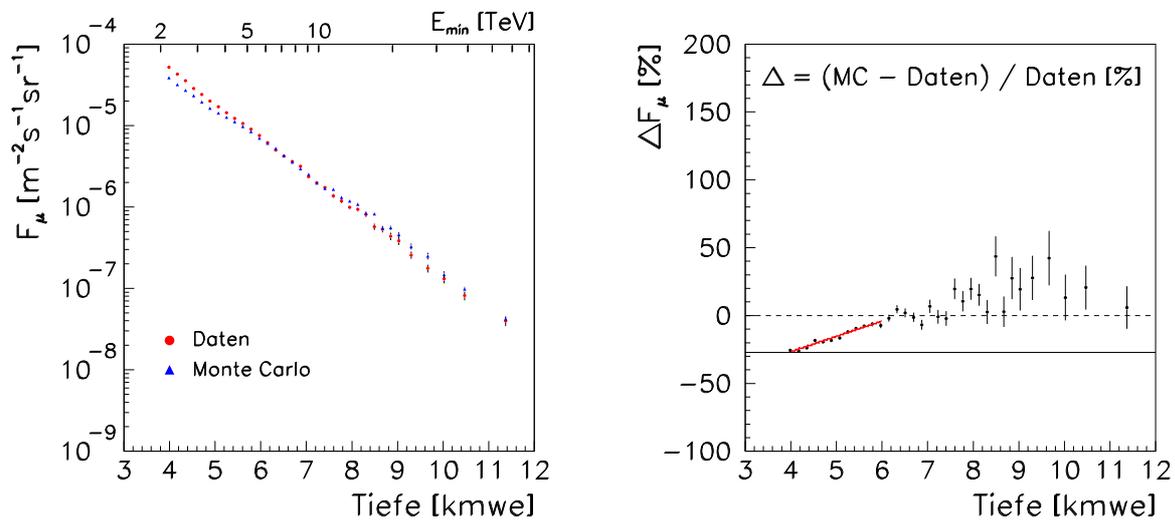


Abbildung 6.18: **Das gemessene und mit MMC simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund. Links:** Rekonstruierte Tiefenspektren der experimentellen Daten und der Simulation. **Rechts:** Relative Abweichung des simulierten vom gemessenen Muon-Fluß. Die zwischen 4 kmwe und 6 kmwe angepaßte lineare Funktion liefert eine Verschiebung von -27.1% bei 4 kmwe und einen Anstieg von $11.2\% \text{ kmwe}^{-1}$.

6.3.3 Diskussion der Ergebnisse

In Tabelle 6.2 sind die wichtigsten Ergebnisse der verschiedenen Simulationen noch einmal aufgelistet. Dabei sind generell zwei Dinge zu erkennen:

1. Der absolute Muon-Fluß unter Grund der Simulationen liegt im Mittel bei 4 kmwe etwa 30 % unter dem gemessenen Fluß.
2. Das Energie- und Tiefenspektrum des Muon-Flusses der Simulationen ist im Mittel etwa 10 % flacher (4 kmwe bis 6 kmwe) als das mit experimentellen Daten Bestimmte.

Datensatz	Energiespektrum		Tiefenspektrum	
	α	$\Delta\alpha/\alpha_{exp}$ %	$\Delta F_\mu(4 \text{ kmwe})$ %	$d\Delta F_\mu/dX$ % kmwe ⁻¹
Experimentelle Daten	-2.75 ± 0.01	–	–	–
Analytische Approximation	-2.67 ± 0.01	-2.9	-29.7	2.8
MUDEDX ($E_{ini} = 100 \text{ GeV}$)	-2.39 ± 0.01	-13.1	-30.2	13.7
MUDEDX ($E_{ini} = 500 \text{ GeV}$)	-2.76 ± 0.01	+0.4	-62.2	-0.2
PROP-MU	-2.54 ± 0.01	-7.6	-33.4	7.1
MUM	-2.48 ± 0.01	-9.8	-22.5	11.2
MUM ($\rho = 2.95 \text{ g/cm}^3$)	-2.58 ± 0.01	-6.2	-46.3	4.4
MMC	-2.46 ± 0.01	-10.5	-27.1	11.2

Tabelle 6.2: **Simulations-Ergebnisse bei Anwendung verschiedener Energieverlust-Berechnungsmethoden.** In dieser Tabelle sind die integralen Indices α des Muon-Energiespektrums, deren relative Abweichungen vom experimentellen Wert, sowie die Ergebnisse der zwischen 4 kmwe und 6 kmwe angepaßten linearen Funktion an den Differenz-Fluß ΔF_μ des Muon-Tiefenspektrums für alle betrachteten Datensätze angegeben. Mit ΔF_μ wird die relative Abweichung des simulierten vom gemessenen Muon-Fluß bezeichnet. Die angegebenen Ergebnisse beziehen sich auf die relative Abweichung bei einer Tiefe von 4 kmwe und den relativen Anstieg zwischen 4 kmwe und 6 kmwe.

Höhe des absoluten Muon-Flusses

Da bei Simulationen mit allen Energieverlust-Berechnungsmethoden (ausgenommen Test-Datensätze MUDEDX mit $E_{ini} = 500 \text{ GeV}$ und MUM mit $\rho = 2.95 \text{ g/cm}^3$) ein relativer Flußunterschied in ähnlicher Höhe erzielt wurde, der natürlich leicht vom simulierten spektralen Index des Muonflusses unter Grund abhängt, liegt es nahe, den Simulationsfehler nicht im Propagations- oder Energieverlust-Teil der Rechnung zu suchen. Quellen der Unsicherheit können daher sein:

- die verwendete Information über die chemische Komposition der Kosmischen Strahlung.
- der Luftschauergenerator CORSIKA allgemein oder aber das verwendete hadronische Wechselwirkungsmodell QGSJET im speziellen.
- (alle Energieverlust-Berechnungsmethoden im etwa gleichen Maße)
- die sehr einfache Detektorsimulationsmethode.

Betrachtet man die verwendete Information über die chemische Komposition [Wie98], so werden z.B., stellvertretend für die Einzelkomponenten, folgende Unsicherheiten für den Gesamtfluß der kosmischen Strahlung angegeben:

- absolute Normalisierung des Flusses bei 1 TeV:
 $\Delta F_0 = 1.63 \cdot 10^{-2} (\text{m}^2 \text{ s sr TeV / Kern})^{-1} (\sim 6.34\%)$

- differentieller spektraler Index:
 $\Delta\gamma = 0.03$ (~ 1.12 %)

Mit Hilfe dieser beiden Fehlerquellen kann die relative Unsicherheit bei der Bestimmung der simulierten Beobachtungszeit zu

$$\frac{\Delta T}{T} = \sqrt{\left(\frac{\Delta F_0}{F_0}\right)^2 + \left(\left(\frac{1}{\gamma-1} + \ln E_0\right) \cdot \Delta\gamma\right)^2} \approx 7.5 \% \quad (6.17)$$

abgeschätzt werden. Andere Unsicherheiten, wie etwa der statistische Fehler der rekonstruierten Gesamtzahl an Luftschauern oberhalb der Energieschwelle $E_0 = 2$ TeV, liegen deutlich unterhalb von einem Prozent und können in dieser Näherung vernachlässigt werden. Da der simulierte Muon-Fluß proportional zu $1/T$ ist, überträgt sich die relative Unsicherheit der simulierten Beobachtungszeit direkt auf den (relativen) systematischen Fehler des simulierten Muon-Flusses. Dennoch ist diese Unsicherheit zu klein, um den beobachteten Flußunterschied zu verstehen. Möglicherweise ist die tatsächliche Unsicherheit, z.B. der absoluten Flußnormierung, auch höher als in [Wie98] angegeben.

Falls ein Hauptteil des absoluten Flußunterschied aber durch die Benutzung des CORSIKA-Generators zustande kommt, so existieren eine Vielzahl potenzieller Quellen. Da aber sehr hochenergetische TeV-Muonen betrachtet werden, die zum Teil aus der ersten Wechselwirkung der Luftschauer stammen, könnte speziell das hadronische Wechselwirkungsmodell QGSJET von der Realität deutlich abweichende Ergebnisse, wie zum Beispiel eine unkorrekte Inelastizität, in diesem extremen Energie- und Rapiditätsbereich produzieren.

Die vereinfachte Detektorsimulationsmethode sollte keinen Hauptanteil an diesem Flußunterschied beitragen. Zum einen liefert sie z.B. den richtigen Anteil an Multi-Muon-Ereignissen und beeinträchtigt nicht den spektralen Index des einfallenden Muon-Flusses (siehe oben). Zum anderen erzielen Muon-Fluß-Simulationen für das AMANDA-Experiment [Des01] Flußunterschiede der gleichen Größenordnung. Allerdings ist das Triggerverhalten des AMANDA-Detektors anders. Da neben dem reinen Energieverlust noch die Produktion von Sekundärschauern im Detektor für eine gute Simulation notwendig ist, sind die in Tabelle 6.3 dargestellten absoluten Flußunterschiede bei 4 kmwe nicht direkt vergleichbar. Es ist aber zu erkennen, daß Abweichungen in ähnlicher Höhe erzeugt werden.

Datensatz	Tiefenspektrum		
	$\Delta F_\mu(2 \text{ kmwe})$ %	$d\Delta F_\mu / dX$ % kmwe ⁻¹	$\Delta F_\mu(4 \text{ kmwe})$ %
MUDEDX	-27	11	-5
PROP-MU	-48	8	-32
MMC	-16	14	+12

Tabelle 6.3: **Abweichungen des absoluten Muon-Flusses im Rahmen einer AMANDA-Simulation.** Die Werte bei 2 kmwe und die Steigung sind [Des01] entnommen. Der Wert bei 4 kmwe wurde extrapoliert. Die Abweichungen sind nicht direkt mit den Fréjus-Simulationen zu vergleichen, da auch die gute Produktion von Sekundärschauern im Detektor für eine genaue AMANDA-Simulation notwendig ist.

Spektraler Verlauf des Muon-Flusses

Für den Unterschied im spektralen Verlauf von etwa 10 % können im Prinzip wieder die gleichen Quellen wie für die Abweichung der absoluten Flußhöhe angeführt werden. Da aber der spektrale Index des simulierten atmosphärischen Muonflusses bestimmt wurde und innerhalb der experimentellen Unsicherheiten gut mit dem gemessenen Spektrum übereinstimmt, kann CORSIKA sowie die dafür verwendete Information der chemischen Komposition in diesem Fall ausgeschlossen werden. Statt ein um 10 % zu flaches Spektrum atmosphärischer Muonen, welches für die Erklärung dieses Effekts notwendig wäre, liefert CORSIKA eher ein um etwa 3 % zu steiles Spektrum.

Da nun aber auch die Detektorsimulation keinen signifikanten Einfluß auf den spektralen Verlauf hat (siehe oben), bleibt nur noch die Berechnung des Energieverlustes mit den verwendeten Propagatoren. Dabei sei jetzt zunächst die analytische Approximation von der weiteren Betrachtung ausgeschlossen, da hier die gesamte Feinjustierung über die effektiven Parameter a und b geschieht. Weitere technische oder physikalische Einzelheiten fließen nicht ein.

Die Monte-Carlo-basierten Methoden haben jedoch einen rein technischen (Spurneuberechnung, verwendete Näherungen der Wirkungsquerschnitte) und einen physikalischen Teil (verwendete Wirkungsquerschnitte). Hierbei bilden vom physikalischen Teil her MUDEDX und PROP-MU sowie MUM und MMC zwei Gruppen, da in Ihnen verschiedene Generationen von Wirkungsquerschnitten verwendet werden. Hinsichtlich der Genauigkeit der Näherungen liegt ein weiterer zeitlicher Verlauf vor. MUDEDX initialisiert seine Parametrisierungen nur an einem Fixpunkt, während bei PROP-MU und später MUM und MMC sehr genaue Parametrisierungs- und Interpolations-Algorithmen zum Einsatz kommen. Für MMC wird sogar explizit angegeben, daß die Genauigkeit der Näherung besser ist als die Unsicherheit der verwendeten Wirkungsquerschnitte von etwa 1 % [Chi01]. Daher kann man davon ausgehen, daß in MUM und MMC keine größeren Unsicherheiten durch die technische Seite induziert werden. Hinsichtlich der physikalischen Seite gehören sie auch einer Gruppe an. Somit sind die nahezu identischen Abweichungen gut zu verstehen und den verwendeten Wirkungsquerschnitten zuzuordnen. Der Unterschied zu PROP-MU könnte in diesem Erklärungsrahmen den Übergang von den alten [Loh85] zu den verbesserten Wirkungsquerschnitten (z.B. [Rho99]) widerspiegeln.

Die Abweichung selber kann dann durch den systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte verstanden werden. Aufgrund der großen Materietiefe finden hunderte von Wechselwirkungen statt. Jede dieser Wechselwirkungen findet unabhängig statt und würde einen weiteren kleinen Fehler induzieren. Liegt nun eine systematische Abweichung in eine bestimmte Richtung vor, so erhält man schnell hohe Gesamtfehler. Da der Gesamtfehler mit der Tiefe skalieren würde, ist die Beobachtung eines linearen Anstiegs mit der Tiefe relativ zum gemessenen Spektrum leicht zu verstehen.

6.3.4 Zusätzliche Abweichungen bei Tiefen ≥ 6000 mwe

Bisher war die Analyse auf den Tiefenbereich kleiner 6000 mwe beschränkt. Nun soll geklärt werden, ob bei größeren Tiefen zusätzliche Abweichungen auftreten. Hierzu kann man zum Beispiel das schon sehr gut zum experimentellen Datensatz passende und mit analytischem Ansatz simulierte Spektrum verwenden. Um weitere Abweichungen zu erkennen, wird die li-

neare Funktion, die zwischen 4 kmwe und 6 kmwe an die relative Abweichung angepaßt wurde, als Korrektur des simulierten Flusses benutzt. Abbildung 6.19 (links) zeigt das so veränderte Differenzspektrum. Die zusätzliche Abweichung, die sich jenseits von 7 kmwe erstreckt, kann im betrachteten Bereich und der zur Verfügung stehenden Statistik an Daten und Monte-Carlo-Ereignissen mit einer Signifikanz von etwa 7.3σ nachgewiesen werden (Abbildung 6.19 (rechts)).

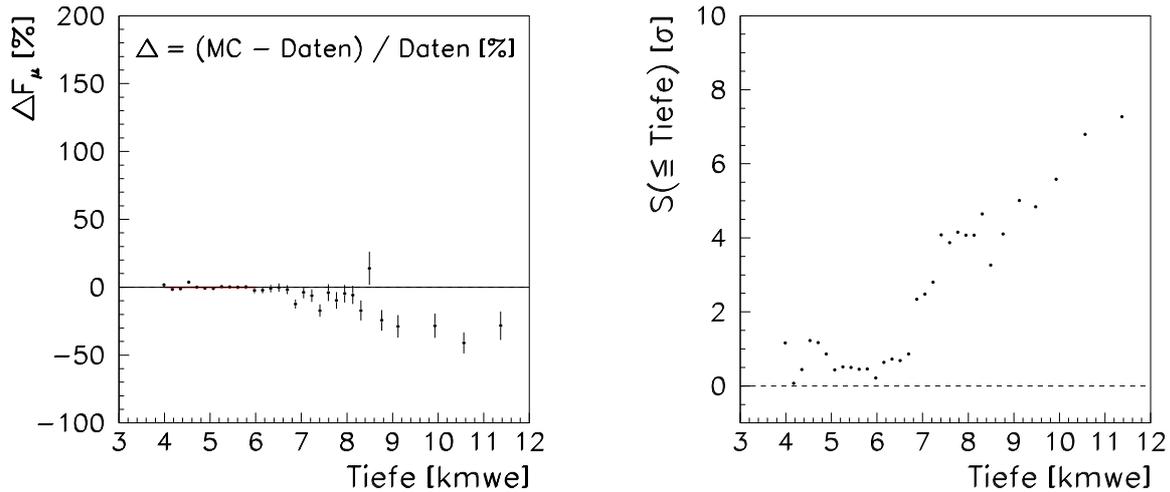


Abbildung 6.19: **Das gemessene und mit analytischem Ansatz (+ Korrektur) simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund. Links:** Relative Abweichung des simulierten vom gemessenen Muon-Fluß. Nach der Korrektur bleibt nur noch bei Tiefen größer als 7 kmwe eine Abweichung über. **Rechts:** Kumulative Signifikanz der Abweichung $S(\leq \text{Tiefe}) = (\Delta F_\mu / \delta(\Delta F_\mu))(\leq \text{Tiefe})$ als Funktion der Tiefe. $\delta(\Delta F_\mu)$ ist hierbei der Fehler des relativen Flußunterschieds für den jeweils betrachteten Tiefenbereich. Es ist deutlich ein Ansteigen oberhalb von 7 kmwe zu erkennen.

Auch in früheren Arbeiten wurden Abweichungen oberhalb einer Muon-Energie von etwa 5 TeV (oder 6 kmwe) berichtet (siehe z.B. [Rho93]). Hier wurde aber oft keine komplette Simulation des atmosphärischen Muonflusses mit einem Luftschauer-Generator wie CORSIKA durchgeführt. Auch stand keine Modifikation der Simulation für große Zenitwinkel bzw. große Tiefen zur Verfügung. Meist wurde einfach nur ein atmosphärisches Muonspektrum der Form $E^{-\alpha} / \cos \Theta^*$ im betrachteten Energie- und Produktionswinkelintervall gewürfelt. Um dieses Vorgehen innerhalb dieser Analyse zu demonstrieren, kann man als Test statt des CORSIKA-Spektrums, basierend auf Schauerereignissen, ein gewürfeltes vorgegebenes Spektrum verwenden. Dabei passiert es die gleiche Energieverlustrechnung und Detektorsimulation wie die CORSIKA-Ereignisse. Die Ergebnisse dieses Tests sind in Abbildung 6.20 zu sehen. Die absolute Flußhöhe ist hier natürlich nicht durch die Simulation gegeben, sondern wurde auf die experimentellen Daten normiert.

Man erkennt, daß diese einfachere Simulation bei Benutzung des analytischen Ansatzes auch ohne eine spektrale Korrektur bis etwa 6 kmwe die experimentellen Daten gut wiedergibt. Dies liegt natürlich auch daran, daß ein Spektrum mit dem rekonstruierten Index der experimentellen Daten ($\alpha_{int} = 2.75$) generiert wurde. Der durch die Analyse bestimmte spektrale Index beträgt $\alpha = 2.77 \pm 0.01$. Dies zeigt, daß die Analyse und Detektorsimulation

keinen signifikanten Einfluß auf den rekonstruierten spektralen Index hat. Bei Benutzung des Propagators MUM (Abbildung 6.20 (rechts)) zeigen sich wieder deutlich größere Unterschiede.

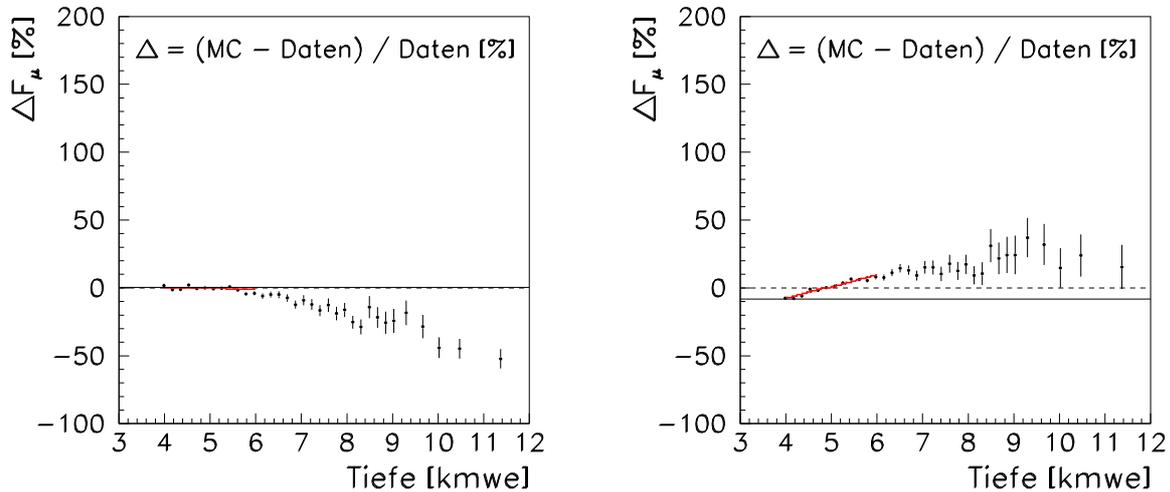


Abbildung 6.20: **Relative Abweichung des gewürfelten vom gemessenen Muonflusses unter Grund** Das simulierte Tiefenspektrum wurde mit einem gewürfelten atmosphärischen Muonspektrum der Form $E^{-3.75}/\cos\Theta^*$, welches anstatt einer CORSIKA-Simulation verwendet wurde, erzeugt. **Links:** Energieverlustberechnung mit dem einfachen analytischen Ansatz. Die zwischen 4 kmwe und 6 kmwe angepaßte lineare Funktion liefert eine Verschiebung von 0.3 % bei 4 kmwe und einen Anstieg von $-0.95 \text{ \% kmwe}^{-1}$. **Rechts:** Energieverlustberechnung mit MUM. Die zwischen 4 kmwe und 6 kmwe angepaßte lineare Funktion liefert eine Verschiebung von -8.3 \% bei 4 kmwe und einen Anstieg von 9.3 \% kmwe^{-1} .

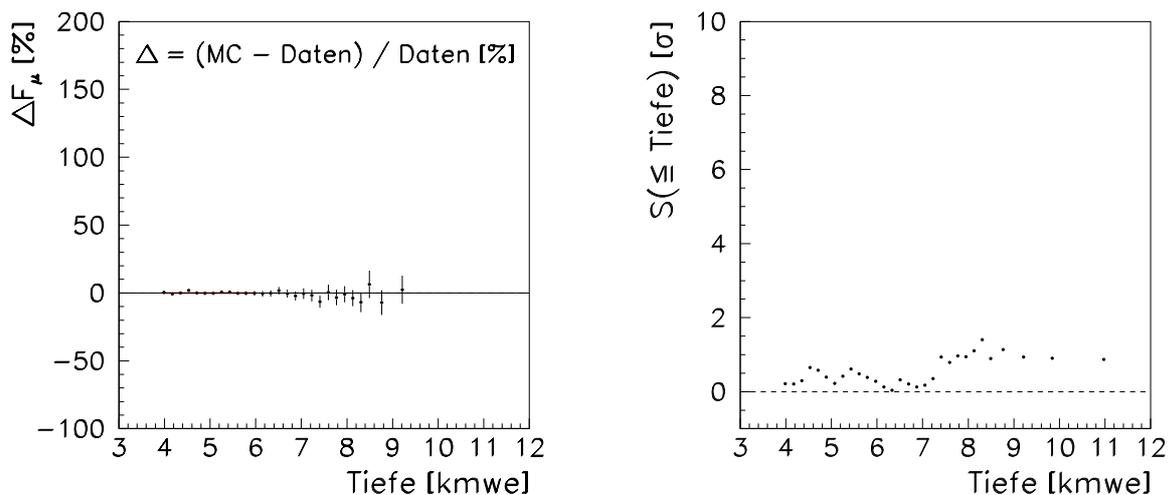


Abbildung 6.21: **Das gemessene und mit MUDEDX ($E_{ini} = 500 \text{ GeV}$) (+ Korrektur) simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund.** **Links:** Relative Abweichung des simulierten vom gemessenen Muon-Fluß. Nach der Korrektur bleibt auch bei Tiefen größer als 7 kmwe keine Abweichung über. **Rechts:** Kumulative Signifikanz der Abweichung.

Die Verwendung von CORSIKA und dem analytischen Ansatz (+ Korrektur) demonstriert jedoch, daß die Abweichung schon oberhalb 6 kmwe ein systematischer Effekt der einfachen Simulation ist. Allerdings ist auch der hier gefundene zusätzliche spektrale Unterschied oberhalb 7 kmwe durch die Propagationsmethode gegeben und damit nicht frei von Systematik. Abbildung 6.21 zeigt das MUDEDX-Spektrum mit $E_{ini} = 500$ GeV. In diesem Beispiel ist keine zusätzliche signifikante Abweichung zu erkennen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden zwei Themen bearbeitet. Zum einen ist eine Untersuchung der Beobachtung von TeV- γ -Quellen unter sehr großen Zenitwinkeln mit dem HEGRA-Teleskop CT1 durchgeführt worden. Als Ziel sollte die Beobachtung der galaktischen Quelle SN 1006 bei hohen Energien ermöglicht werden. Das zweite Thema bestand in der Analyse von Simulationen des ober- und unterirdischen Muonflusses. Dabei sollte ein detaillierter Vergleich mit Messungen des Fréjus-Experimentes unternommen werden.

7.1 TeV- γ -Quellen-Beobachtung unter großen Zenitwinkeln

Um Beobachtungen unter einem Zenitwinkel von 70° studieren zu können, mußte zunächst eine geeignete Simulationskette aufgebaut werden. Hierzu zählt die Modifikation von CORSIKA, eines der meist verwendeten Programme zur Luftschauer-Simulation. Die neuen Routinen sind seit Dezember 2000 auch im offiziellen vom Forschungszentrum Karlsruhe gewarteten Quell-Kode (Version 6.00) erhältlich und durch Aktivierung der *Curved*-Option zu verwenden. Seit diesem Zeitpunkt dient diese Neuerung für Simulationen von vielen Experimenten wie z.B. HEGRA, MAGIC oder AMANDA. Neben einem neuen Verfahren der Spurneuberechnung in der nun sphärisch-gekrümmten Atmosphäre, welches bis etwa 89° Zenitwinkel zu vernünftigen Ergebnissen führt, wurde auch die Refraktion der vom Luftschauer induzierten Cherenkov-Strahlen implementiert. Um die Detektor-Antwort des Teleskops CT1 korrekt wiederzugeben, ist ein bestehendes von J.C. Gonzales (MPI für Physik, München) entworfenes Programm modifiziert und der Analyse angepaßt worden. Innerhalb dieses Programm findet auch die sehr detaillierte Absorption der Cherenkov-Photonen in der Erdatmosphäre statt, so daß einmal produzierte Luftschauer bei mehreren atmosphärischen Gegebenheiten verwendet werden können.

Mit dieser Simulationskette sind schließlich Datensätze mit γ - und Proton-induzierten Luftschauern bei 10° und 70° Zenitwinkel erzeugt worden. Die zenitnahe Rechnung diente dem Test der gesamten Simulationskette mit Hilfe von Beobachtungen des Krebs-Nebels, der Standardkerze der TeV-Astronomie. Ein Vergleich der Verteilungen von Simulation und Beobachtung ergab bei beiden Zenitwinkeln eine gute Übereinstimmung. Innerhalb der systematischen Fehler der Monte-Carlo-Rechnung (nur Protonen als Untergrund, nicht gesamter Raumwinkel mit Untergrund-Schauern ausgefüllt, keine lokalen Muonen simuliert) erhält man ein zufriedenstellendes Ergebnis für die erwartete Trigger-Rate.

Nach einer Optimierung der Nachweiswahrscheinlichkeit, der Selektion der Daten sowie der Einführung einer neuen Untergrundbestimmung konnten schließlich absolute Flüsse bzw. Obergrenzen für die untersuchten Quellen angegeben werden. Da in dieser Arbeit keine Energierekonstruktion erstellt wurde, mußte die spektrale Form, welche in die Berechnung einfließt, anderen Publikationen entnommen werden.

Für den Krebs-Nebel wurde ein absoluter Fluß von $F(> 1 \text{ TeV}) = (1.50 \pm 0.13^{stat} \pm 0.45^{sys}) \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ oberhalb einer Schwelle von 1 TeV rekonstruiert. Außerdem wird keine signifikante temporäre Variabilität festgestellt. Beide Ergebnisse stimmen mit anderen Publikationen überein. Die angulare Ausdehnung der Quelle am γ -Himmel wurde mit 0.2° bestimmt.

Die Auswertung des SN 1006-Datensatzes wurde durch die Anwesenheit von lokalen Muonen, welche bei 70° Zenitwinkel nach dem Teleskop-Trigger einen großen relativen Anteil ausmachen, erschwert. Trotz der Zunahme der effektiven Sammelfläche um einen Faktor 3 an der Energieschwelle und der hohen Beobachtungszeit von $T = 58.4 \text{ h}$ konnte kein signifikantes Signal aus Richtung des Zentrum oder des Nord-Ost-Randes nachgewiesen werden. Stattdessen wurde eine obere Grenze von $F_{obereGrenze,90\%}^\gamma(> 25 \text{ TeV}) = (2.20 \pm 1.10^{sys}) \cdot 10^{-9} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für die zentrale Beobachtung und eine obere Grenze von $F_{obereGrenze,90\%}^\gamma(> 25 \text{ TeV}) = (1.60 \pm 0.80^{sys}) \cdot 10^{-9} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für die Nord-Ost-Region oberhalb einer Energieschwelle von etwa 25 TeV bestimmt. Da diese Grenze oberhalb der Extrapolation des gemessenen Spektrums liegt, ergibt sich kein Konflikt mit den CANGAROO-Beobachtungen. Eine signifikante Beobachtung mit CT1 oberhalb dieser hohen Energieschwelle würde deutlich mehr Beobachtungszeit benötigen. Durch den sehr horizontalen Beobachtungsmodus sind die Schauermaxima weit vom Detektor entfernt. Dadurch verkleinern sich die gemessenen Kamera-Bilder und die Trennung vom Untergrund wird mit der relativ groben CT1-Kamera schlechter.

Verschiedene Cherenkov-Teleskope haben den Beobachtungsmodus bei großen Zenitwinkeln schon erfolgreich eingesetzt. Meist geschah dies bei eher moderaten Zenitdistanzen bis etwa 60° , bei denen die Energieschwelle noch nicht dramatisch ansteigt, oder aber bei einem gerade sehr aktiven Objekt wie z.B. Mkn 421 im Jahr 2001 [Oku01]. Beobachtungen bis zu Energien von etwa 50 TeV, wie in [Tan98a] am Beispiel des Krebs-Nebels dargelegt, gelangen nur aufgrund der sehr hohen Pixel-Dichte der Kamera und der damit verbundenen besseren Bestimmung des Untergrundes. Zukünftige Einzel-Teleskope wie MAGIC, die schon bei einigen 10 GeV ihre Energieschwelle bei Standard-Beobachtungen haben, werden mit Hilfe ihrer hochauflösenden Kamera und der Beobachtung bei großen Zenitwinkeln ihren Energiebereich bis auf einigen TeV ausdehnen können. Aber auch die stereoskopischen Teleskop-Systeme wie H.E.S.S.¹, VERITAS² oder CANGAROO-III werden von dieser Technik profitieren, wie schon in [Kon99a] dargelegt wurde. Allgemein verbleibt aber eine gewisse Abhängigkeit vom Quell-Spektrum. Wie schon in im Kapitel 1 gezeigt, profitieren Quellen mit härterem Spektrum (differenzieller Index $\alpha < 2.3$) deutlich mehr vom Gebrauch dieses Modus. Somit wird sich bei zukünftigen Beobachtungen ein selektiver Einsatz insbesondere für Quellen mit schon beobachteten flachen Spektren einstellen.

¹High Energy Stereoscopic System

²Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System

7.2 Test der Simulation atmosphärischer und unterirdischer Muonen

Zur Simulation des isotropen atmosphärischen Muonflusses kam das modifizierte CORSIKA (*Curved-Option*) zum Einsatz. Die Rekonstruktion des Produktionsspektrums ergab einen differentiellen spektralen Index $\alpha = 3.73 \pm 0.01$. Ein Vergleich mit Daten ergab einen um etwa 3% zu steilen Index. Innerhalb des großen systematischen Fehlers der heutigen Datenlage kann jedoch keine signifikante Abweichung festgestellt werden. Auch die zusätzliche Anwendung der für diese Arbeit erstellten einfachen Detektorsimulation (ohne Energieverlust) auf die produzierten atmosphärischen Muonen ergab keine Verschiebung im spektralen Index. Weiterhin zeigt die Simulation die erwartete $\sec \Theta$ -Abhängigkeit sowie den erwarteten Anteil von Muonen aus Kaon-Zerfällen.

Für die Propagation der Muonen durch Materie und damit die Berechnung des Energieverlustes im Fréjus-Gebirge wurden fünf verschiedene Methoden getestet. Eine Methode verwendet einen einfachen analytischen Ansatz. Die anderen vier Propagatoren (MUDEDX, PROP-MU, MUM, MMC) verwenden die volle physikalische Information innerhalb eines Monte-Carlo-Programmes. Je zwei dieser Programme (MUDEDX und PROP-MU sowie MUM und MMC) benutzen Wirkungsquerschnitts-Formeln der gleichen Genauigkeit aber unterschiedliche Näherungsalgorithmen. Nach einem Vergleich mit Messungen des Fréjus-Experimentes bis zu einer Tiefen von 6000 mwe ergeben sich Abweichungen von etwa 30% im absoluten Fluß bei etwa 4000 mwe und etwa 10 % kmwe^{-1} im tiefenabhängigen Verlauf (zwischen 4 kmwe und 6 kmwe). Während die Abweichung im absoluten Fluß bei allen Propagatoren im wesentlichen die Gleiche ist und auf CORSIKA bzw. das hadronische Wechselwirkungsmodell QGSJET oder die verwendete Information über die chemische Komposition der Kosmischen Strahlung zurückgeführt werden könnte, ist der Tiefenverlauf bei fast allen Methoden unterschiedlich. Die analytische Lösung, welche speziell den Fréjus-Datensatz beschreiben sollte, liefert dabei die besten Resultate. Die neueren Propagatoren liefern ähnliche Tiefenverläufe. Den Fehler im Tiefenverlauf kann man auf die verwendeten Näherungsverfahren sowie die Wirkungsquerschnitte zurückführen. Da in den neusten Programmen (MUM und MMC) Näherungen zum Einsatz kommen, deren Fehler kleiner als die systematische Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte sind, scheiden die Näherungen als mögliche Fehlerquelle weitestgehend aus. Die Quelle der tiefenabhängigen Abweichung wird daher in der systematischen Fehlbestimmung hunderter von Wechselwirkungen im Gebirge durch die zu ungenauen physikalischen Wirkungsquerschnitte gesehen.

Zusätzlich auftretende Abweichungen jenseits von mindestens 7000 mwe sind Propagator-abhängige Unterschätzungen des Muonflusses. Mit Hilfe der CORSIKA-Simulation wurde jedoch gezeigt, daß die in anderen Publikationen aufgetauchten Abweichungen schon jenseits 6000 mwe ebenfalls systematischen Ursprungs sind.

Wie in dieser Arbeit gezeigt, wird mit Hilfe von Beobachtungen mit (Untergrund-) Experimenten und deren Simulation eine genauere Betrachtung der einzelnen Simulations-Programme ermöglicht. Neben Fehlern in den Spurberechnungs- und Näherungsalgorithmen können durch Vergleich mehrerer Codes aber auch Rückschlüsse bezüglich ihres physikalischen Fundamentes ermöglicht werden. Dies konnte innerhalb dieser Arbeit nur ansatzweise vollführt werden, da die eigentliche Themenstellung anderer Natur war. Insbesondere läßt sich durch direkte Beeinflussung der verwendeten physikalischen Grundlagen, der Benutzung

auch anderer Luftschauergeneratoren, einer genaueren Detektorsimulation und dem Vergleich verschiedener Observabler mit weiteren Experimenten eine schlüssigere Beweisführung ausnutzen, um die Natur der beobachteten Abweichungen zweifelsfrei aufzudecken. Es ist jedoch klar, daß man durch Ausnutzung aller Möglichkeiten von erdgebundenen Experimenten der Astroteilchenphysik und ihren Simulationen in kinematische Bereiche der Teilchenphysik vordringt, die mit der geforderten Präzession nur mit sehr aufwendigen und kostspieligen Beschleuniger-Experimenten abzudecken sind. Somit stellen die Ursprünge der Teilchenphysik, d.h die Beobachtung der Kosmischen Strahlung, auch einen Teil ihrer Zukunft dar.

Anhang A

Hillas-Parameter

Die in dieser Arbeit verwendeten Parameter zur Analyse der CT1-Kamera-Bilder folgen im wesentlichen den Definitionen in [Wee89] und [Pet97]. Einige Parameter, insbesondere MDIST, wurden nur in [Pet97] vorgestellt.

Sei nun (x_i, y_i) die Position des i -ten Pixels im Kamera-Koordinatensystem. Die 127 Pixel-Signale s_i seien schon bezüglich der Pedestals und der relativen Empfindlichkeiten korrigiert und kalibriert. Außerdem wurden die Signal-Verteilung schon einer *Tailcut*-Prozedur unterzogen und mindestens zwei der Pixel haben ein von Null verschiedenes Signal. Zunächst werden dann die Gesamtlichtmenge des Bildes SIZE, die Mittelwerte und Standardabweichungen berechnet:

$$\text{SIZE} = \sum_{i=1}^{127} s_i \quad (\text{A.1})$$

$$\langle x \rangle = \frac{1}{\text{SIZE}} \sum_{i=1}^{127} s_i x_i \quad , \quad \langle y \rangle = \frac{1}{\text{SIZE}} \sum_{i=1}^{127} s_i y_i \quad (\text{A.2})$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{1}{\text{SIZE}} \sum_{i=1}^{127} s_i x_i^2 \quad , \quad \langle y^2 \rangle = \frac{1}{\text{SIZE}} \sum_{i=1}^{127} s_i y_i^2 \quad (\text{A.3})$$

$$\langle xy \rangle = \frac{1}{\text{SIZE}} \sum_{i=1}^{127} s_i x_i y_i \quad (\text{A.4})$$

$$\sigma_{x^2} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \quad , \quad \sigma_{y^2} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2 \quad (\text{A.5})$$

$$\sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \quad (\text{A.6})$$

Außerdem werden noch die Pixel mit den beiden höchsten Signalen festgelegt, wobei s_{max} die Pixelnummer k haben soll.

$$s_{max} = \max(s_i) \quad , \quad s_{max,2} = \max(s_i \mid i \neq k) \quad (\text{A.7})$$

Nun führt man mit den Hilfsgrößen d , a , b eine Hauptachsentransformation durch und berechnet die Bild-Parameter:

$$d = \sigma_{y^2} - \sigma_{x^2} \quad (\text{A.8})$$

$$a = \frac{d + \sqrt{d^2 + 4\sigma_{xy}^2}}{2\sigma_{xy}} \quad , \quad b = \langle y \rangle - a \langle x \rangle \quad (\text{A.9})$$

$$\text{LENGTH} = \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + 2a\sigma_{xy} + a^2\sigma_{y^2}}{1 + a^2}} \quad (\text{A.10})$$

$$\text{WIDTH} = \sqrt{\frac{a^2\sigma_{x^2} - 2a\sigma_{xy} + \sigma_{y^2}}{1 + a^2}} \quad (\text{A.11})$$

$$\text{MISS} = \left| \frac{b}{\sqrt{1 + a^2}} \right| \quad (\text{A.12})$$

$$\text{DIST} = \sqrt{\langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2} \quad (\text{A.13})$$

$$\text{ALPHA} = \arcsin\left(\frac{\text{MISS}}{\text{DIST}}\right) \quad (\text{A.14})$$

$$\text{CONC} = \frac{s_{max} + s_{max,2}}{\text{SIZE}} \quad (\text{A.15})$$

$$\text{MDIST} = \sqrt{x_k^2 + y_k^2} \quad (\text{A.16})$$

$$\text{AZWIDTH} = \sqrt{\frac{\langle x \rangle^2 \langle y \rangle^2 - 2\langle x \rangle \langle y \rangle \langle xy \rangle + \langle x^2 \rangle \langle y^2 \rangle}{\text{DIST}^2}} \quad (\text{A.17})$$

ALPHA ist nur definiert, falls $\text{DIST} > 0^\circ$. Die Hilfsgröße a beschreibt die große Hauptachse der Ellipse. Im Spezialfall $\sigma_{xy} = 0$, kann a nicht berechnet werden. Die Hauptachsen liegen dann parallel zu x - oder y -Achse des Kamera-Koordinatensystems. WIDTH und LENGTH werden dann durch die Anfangs berechneten Standardabweichungen beschrieben.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Relative Häufigkeitsverteilung der Kerne der Kosmischen Strahlung	2
1.2	Gesamtspektrum der Kosmischen Strahlung	3
1.3	γ -Quellen des 3. EGRET-Katalogs	6
1.4	Aufnahme der Aktiven Galaxie NGC 426	8
1.5	Schema zweier möglicher Erzeugungsmechanismen von γ -Quanten in AGN . .	9
1.6	Die Lichtkurve der Aktiven Galaxie Mkn 501 im Jahr 1997 bei verschiedenen Wellenlängen	10
1.7	Korrelationsanalyse zwischen weicher Röntgen- und TeV- γ -Strahlung aus Richtung von Mkn 501 im Jahr 1997	11
1.8	Mittlere freie Weglänge für Paar-Produktion als Funktion der Photonenergie	13
1.9	Das vom HEGRA-CT-System im Jahre 1997 zeitgemittelte Energiespektrum von Mkn 501	13
1.10	Darstellung der Komponenten eines hadronischen Luftschauers	16
1.11	Einfaches Modell einer elektromagnetischen Kaskade	17
1.12	Longitudinale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers	18
1.13	Laterale NKG-Dichteverteilung eines elektromagnetischen Schauer	19
1.14	Huygensche Konstruktion der Cherenkov-Wellenfront	20
1.15	Maximaler Emissionswinkel und Energieschwelle von Cherenkov-Photonen in Luft	21
1.16	Zunahme der Sammelfläche bei großen Zenitwinkeln	22
2.1	Schematische Übersicht des HEGRA-Experimentes	28
2.2	Das 10m ² -Cherenkov-Teleskope CT1	30
2.3	Aufbau der Teleskopspiegel	31
2.4	Spektrale Reflektivität der CT1-Spiegel	31
2.5	Quantenausbeute der Kamera-Pixel	32
2.6	Innere Konstruktion der CT1-Kamera	33
2.7	Schema der Lichtleiter	33
2.8	Lichtleitermaske der CT1-Kamera	34
2.9	Schema des neuen CT1-Datennahmesystems	35
2.10	Beispiel für die Kalibration der CT1-Kamera-Pixel	39
2.11	Schema der Bildentstehung in der Kamera	41
2.12	Das CT1-Kamera-Koordinatensystem	42
2.13	Beispiele von kalibrierten Kamera-Bildern	42
2.14	Definition der Bildparamter	44

3.1	Proton- und γ -induzierte Luftschauber der Energie 10 TeV	49
3.2	Abstände in verschiedenen Atmosphären-Geometrien	50
3.3	Relative Differenz von Abstand und Tiefe von ebener zur sphärische Atmosphäre	52
3.4	Vergleich: Standard-CORSIKA und modifizierte Behandlung	53
3.5	Grenze lokal ebener kartesischer Koordinatensysteme	54
3.6	Korrekturfaktor für zenitferne Absorption	57
3.7	Atmosphärische Transmission als Funktion von Zenitwinkel und Wellenlänge	57
3.8	Rayleigh-, Mie- und Ozon-Anteile zur atmosphärischen Absorption	58
3.9	Nachweiswahrscheinlichkeit von Cherenkov-Photonen	59
4.1	Vergleich der Hillas Parameter von Proton-Monte-Carlo-Daten und OFF-Daten	62
4.2	Trigger-Wahrscheinlichkeit von protonischen und γ -Schauern	63
4.3	Konfidenzniveau als Funktion der Signifikanz	65
4.4	Separations-Effizienz bei 10° Zenitwinkel	66
4.5	Hillas Parameter von Monte-Carlo-Daten bei 10° Zenitwinkel	67
4.6	Effektive Sammelflächen bei 10° Zenitwinkel	68
4.7	Erwartete differenzielle Trigger-Raten bei 10° Zenitwinkel	70
4.8	Teleskop-Parameter nach Separation (10° Zenitwinkel)	71
4.9	Der Krebs-Nebel bei verschiedenen Wellenlängen	72
4.10	Das Spektrum des Krebs-Nebels	73
4.11	Der verwendete Krebs-Nebel-Datensatz	76
4.12	ALPHA-Verteilung der Krebs-Nebel-Daten nach der Separation	79
4.13	Lichtkurve der täglichen Krebs-Nebel-Raten bei 10° Zenitwinkel	80
4.14	Exzeß-Himmelskarte bei 10° Zenitwinkel	81
5.1	Hillas Parameter von OFF-Daten bei 70° Zenitwinkel	84
5.2	Hillas Parameter von OFF-Daten mit geschlossener Kamera bei 70° Zenitwinkel	85
5.3	Vergleich der Hillas Parameter von Proton-Monte-Carlo-Daten und OFF-Daten bei 70° Zenitwinkel	86
5.4	Trigger-Wahrscheinlichkeit von protonischen und γ -Schauern bei 70° Zenitwinkel	87
5.5	Effektive Sammelflächen bei 70° Zenitwinkel	88
5.6	Erwartete differenzielle Trigger-Raten bei 70° Zenitwinkel	88
5.7	Hillas Parameter von Monte-Carlo-Daten bei 70° Zenitwinkel	90
5.8	Separations-Effizienz bei 70° Zenitwinkel	91
5.9	Teleskop-Parameter nach Separation (70° Zenitwinkel)	91
5.10	Röntgen-Aufnahmen von SN 1006	92
5.11	CANGAROO-Himmelskarte der SN 1006-Region	93
5.12	CANGAROO-Energiespektrum von SN 1006 (Nord-Ost-Rand)	94
5.13	Der verwendete SN 1006-Datensatz	95
5.14	ALPHA-Verteilung der SN 1006-Daten nach der Separation (Zentrum)	95
5.15	Signifikanz-Himmelskarte der Region um SN 1006	97
5.16	ALPHA-Verteilung der SN 1006-Daten nach der Separation (Nord-Ost-Rand)	97
6.1	Das Modane-Untergrundlabor mit dem Fréjus-Detektor	100
6.2	Der Aufbau des Fréjus-Detektors	101
6.3	Himmelskarte der gemessenen 1-Muon-Ereignisse	102

6.4	Tiefenkarte und Detektor-Akzeptanz als Funktion der Blickrichtung	103
6.5	Skizze zur Bestimmung des Produktionswinkels	107
6.6	Simuliertes Energiespektrum atmosphärischer Muonen	107
6.7	Experimentelle Daten vertikaler atmosphärischer Muon-Flüsse	108
6.8	Anteil der Kaon-Muonen im simulierten Datensatz	108
6.9	Illustration der Detektorfeld-Simulationsmethode	109
6.10	Vergleich der gemessenen und simulierten Muon-Winkelverteilungen	112
6.11	Das gemessene und mit analytischem Ansatz simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund	113
6.12	Muonfluß als Funktion von $\sec(\Theta^*)$	114
6.13	Das gemessene und mit MUDEDX ($E_{ini} = 100$ GeV) simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund	115
6.14	Das gemessene und mit MUDEDX ($E_{ini} = 500$ GeV) simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund	116
6.15	Das gemessene und mit PROP-MU simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund	117
6.16	Das gemessene und mit MUM simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund	118
6.17	Das gemessene und mit MUM ($\rho_{sim} = 2.95$ g/ cm ³) simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund	119
6.18	Das gemessene und mit MMC simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund	120
6.19	Das gemessene und mit analytischem Ansatz (+ Korrektur) simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund	124
6.20	Relative Abweichung des gewürfelten vom gemessenen Muon-Flusses unter Grund	125
6.21	Das gemessene und mit MUDEDX ($E_{ini} = 500$ GeV) (+ Korrektur) simulierte Tiefenspektrum des Muonflusses unter Grund	125

Tabellenverzeichnis

1.1	Nachgewiesene TeV- γ -Quellen	7
2.1	Technische Daten des Teleskops CT1	36
3.1	Anstieg des Abstandes und der atmosphärischen Tiefe mit dem Zenitwinkel für eine ebene und sphärische Geometrie	51
4.1	Statistik der Monte-Carlo-Schauer bei 10° Zenitwinkel	62
5.1	Statistik der Monte-Carlo-Schauer bei 70° Zenitwinkel	83
6.1	Mittlere chemische Zusammensetzung der Gebirgsüberdeckung des Fréjus-Detektors	100
6.2	Simulations-Ergebnisse bei Anwendung verschiedener Energieverlust-Berechnungsmethoden	121
6.3	Abweichungen des absoluten Muon-Flusses im Rahmen einer AMANDA-Simulation	122

Literaturverzeichnis

- [Aha95] Aharonian F.A et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 21, 419, 1995
- [Aha98] Aharonian F.A., Atoyan A.M., *Nonthermal Radiation of the Crab Nebula, Neutron Stars and Pulsars*, editiert von Shibata S. und Sato M., Universal Academy Press, Tokyo, 1998
- [Aha99] Aharonian F.A et al., A&A, 349, 11, 1999
- [Aha99] Aharonian F.A et al., A&A, 349, 29, 1999
- [Aha00] Aharonian F.A et al., ApJ 539, 317, 2000
- [Aha00a] Aharonian F.A et al., ApJ, 543, L39, 2000
- [Aha01] Aharonian, F.A. et al., A&A, 370, 112, 2001
- [All84] Allkofer O.C. und Grieder P.K.F., *Cosmic Rays on Earth*, Physik Daten/ Physics Data, 25-1, ISSN 0344-8401, 19984
- [AMS00] AMS Collaboration, Phys. Lett. B, 472, 215, 2000
- [And01] Andres E. et al., Nature, 441, 2001
- [Baa42] Baade W., ApJ 96, 188, 1942
- [Bar97] Barrio J.A. et al., Proc. 5th Int. Workshop *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detektor*, Kruger Park, South Africa, 1997
- [Bas98] Bass S.A. et al., Prog. Part. Nucl. Phys., 41, 225, 1998
- [Bel78] Bell A.R., Month. Not. R. astr. Soc., 182, 147, 1978
- [Ben98] Benn C.R., Ellison S.L., *La Palma night-sky brightness*, La Palma technical note 115, Isaac Newton Group, ING, Lap Palma, Spanien, 1998
- [Ber87] Berger Ch. et al., NIM A262, 463, 1987
- [Ber01] Berezhko E.G., Ksenofontov L.T. und Völk H.J., *Emission of SN 1006 produced by accelerated cosmic rays*, Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf., OG2.02, Hamburg, 2001
- [Bie93] Biermann P.L., A&A, 271, 649, 1993

- [Ble99] Bleicher M. et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 25, 1859, 1999
- [Böt97] Böttcher M., Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1997
- [Boj01] Bojahr H., Götting N., Konopelko A., Lucarelli F., Pühlhofer G., Robrade J., Thuczykont M., Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf., Hamburg, OG 2.3.189, 2001
- [Bra93] Bradt H.V., Rothschild R.E. und Swank J.H., A&AS, 97, 355, 1993
- [Bra97] Bradbury S.M. et al., A&A 320, L5, 1997
- [Brei99] Breitweg J. et al., Europ. Phys. J. C7, 609, 1999
- [Buc98] Buckley J.H., *What the Wild Things Are*, Science, 279, 676, 1998
- [Bug00] Bugaev E.V., Sokalski I.A., Klimushin S.I, Preprint HEP-PH/0010323, 2000
- [Bul98] Bulian N. et al., Astrop. Phys., 8, 223, 1998
- [Cap80] Capella A., Tran Than Van J., Phys. Lett. B, 93, 146 - 150, 1980
- [Cap91] Capdevielle J.N. for KASCADE Collaboration, Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf., Dublin (Irland), 4, 405, 1991
- [Cap92] Capdevielle J.N. et al., Report KFK 4998, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992
- [Cat98] Catanese M. et al., ApJ, 501, 616, 1998
- [Cer94] CERN Program Library Long Writeup W5013, 1994
- [Cha97] Chadwick P.M. et al., Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf., Durban (Südafrika), 3, 189, 1997
- [Cha99] Chadwick P.M. et al., Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City (USA), OG 2.1.13, 3, 338, 1999
- [Cha99a] Chadwick P.M. et al., J. Phys. G, 25, 1749, 1999
- [Cha99b] Chadwick P.M. et al., *TeV Emission from Supernovae*, Proc. 6th Int. Workshop *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detektor*, Snowbird (USA), 1999
- [Che34] Cherenkov P.A., Dokl. Akad. Nauk SSSR, 2, 451, 1934
- [Chi99] Chirkin D. und Rhode W., Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City (USA), 2, 16, 1999
- [Chi01] Chirkin D., Rhode W., Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf., Hamburg, HE.2.2, 2001
- [Coc61] Cocconi G., *Handbuch der Physik XLVI/1*, 215-271, Springer-Verlag, 1961
- [Cop97] Coppi P.S., Aharonian, F.A., ApJ, 487, L9, 1997
- [Cor99] Cortina J., Barrio J.A., Rauterberg G. et al., Proc. 6th Int. Workshop *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detektor*, AIP conference proceedings 515, p. 368-372, Snowbird, Utah, USA, 1999

- [Dau98] Daum A. et al., *Astropart. Phys.* 8, 1-11, 1998
- [Dec97] Deckers T., Dissertation, Christian-Albrechts-Universität Kiel, 1997
- [Des01] Desiati P., et al., Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf., Hamburg, HE.2.2, 2001
- [Dre99a] Drescher H.J., Hladik M., Ostapchenko S.S., Werner K., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 75A, 275, 1999
- [Dre99b] Drescher H.J., Hladik M., Ostapchenko S.S., Werner K., *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.*, 25, L91, 1999
- [Dru94] Drury L.O'C., Aharonian A., Völk H.J., *A&A*, 287, 959, 1994
- [Elt65] Elterman L., *Handbook of geophysics and space environments, chapter 7*, S. L. Valley editor, NY, 1965
- [Eng92] Engel R., Gaisser T.K., Lipari P. and Stanev T., *Phys. Rev.*, D45, 5013, 1992
- [Eng00] Engel R., Gaisser T.K., Lipari P. and Stanev T., Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City (USA), 1, 415, 1999
- [Fer49] Fermi E., *Phys. Rev.*, 75, 1169, 1949
- [Fes85] Fesefeldt H., Report PITHA-85/02, RWTH Aachen, 1985
- [Fin00] Finkbeiner D.P., Schlegel D.J., et al., *ApJ*, 544, 81, 2000
- [Fle94] Fletcher R.S., Gaisser T.K., Lipari P. and Stanev T., *Phys. Rev.*, D50, 5710, 1994
- [Gai90] Gaisser T.K., *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, 1990
- [Gar65] Gardner F.F., Milne D.K., *AJ*, 70, 754, 1965
- [Gla70] Glauber R.J., Matthiae G., *Nucl. Phys. B*, 21, 135, 1970
- [Gon97] Gonzales J.C. et al., Proc. 5th Int. Workshop *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detektor*, Kruger Park, South Africa, 1997
- [Gon01] Gonzales J.C., Doktorarbeit, in Vorbereitung, 2001
- [Gre78] Green J.R. und Margerison D., *Statistical Treatment of Experimental Data*, Physical Sciences Data 2, Elsevier Scientific Publishing Company, 1978
- [Gre56] Greisen K., *Progress in Cosmic Ray Physics* 3, 1, 1956
- [Gre60] Greisen K., *Ann. Revs. Nuclear Science*, 10, 63, 1960
- [Gre66] Greisen K., *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 16, No. 17, 748, 1966
- [Har01] Hara S., *Observation of TeV gamma rays from the NE-rim of SN1006 with the CANGAROO-II 10m telescope*, Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf., Hamburg, 2001

- [Har99] Hartmann R.C. et al., *The Third EGRET Catalog of High Energy Gamma-Ray Sources*, ApJS, 123, 79H, 1999
- [Har99a] Harwit M., Protheroe R.J. und Biermann P.L., ApJ, 524, L91, 1999
- [Hau98] Hauser M.G. et al., ApJ, 508, 25, 1998
- [Heb01] Hebbeker T. und Timmermanns C., Preprint HEP-PH/0102042, 2001
- [Hec98] Heck D., Knapp J., Capdevielle J.N., Schatz G. and Thouw T., Report FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998
- [Hec99] Heck D. und Schröder F. et al., *Recent Additions to the Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA*, Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City (USA), HE.2.5.28, 1999
- [Hec00] Heck D. und Knapp J., *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide (Version 5.94 from April 13, 2000)*, Forschungszentrum Karlsruhe, 2000
- [Hei44] Heitler W., *The Quantum Theory of Radiation*, Oxford University Press, 2nd Edition, 1944
- [Hei60] Heitler W., *The Quantum Theory of Radiation*, Oxford University Press, 1960
- [Hel83] Helene O., Nucl. Instr. Meth. 212, 319, 1983
- [Her96] Hermann G., Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1996
- [Hes12] Hess V.F., *Observation of Penetrating Radiation of seven Ballon Flights*, Physikalische Zeitschrift, 13, 1084 - 1091, 1912
- [Hil85] Hillas A.M., Proc. 19th ICRC, La Jolla, USA, 3, 445, 1985
- [Hil96] Hillas A.M., Space Science Reviews, 75, 17, 1996
- [Hor00] Horns D., Dissertation, Universität Hamburg, 2000
- [Iba99] Ibarra A., Diplomarbeit, Universidad Complutense de Madrid, Madrid, Spanien, 1999
- [Kal93a] Kalmykov N.N. and Ostapchenko S.S., Yad. Fiz., 56, 105, 1993
- [Kal93b] Kalmykov N.N. and Ostapchenko S.S., Phys. At. Nucl., 56, N3, 346, 1993
- [Kal94a] Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S. and Pavlov A.I., Izv. RAN Ser. Fiz., 58, N12, 21, 1994
- [Kal94b] Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S. and Pavlov A.I., Bull. Russ. Acad. Science (Physics), 58, 1966, 1994
- [Kal97] Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S. and Pavlov A.I., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 52N, 17, 1997

- [Kam99] Kampert K.-H. et al., Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City (USA), 3, 159, 1999
- [Kar95] Karle A., Merck M., Plaga R. et al., *Astropart. Phys.* 3, 321-347, 1995
- [Ken84] Kennel C.F., Coroniti F.V., *ApJ* 283, 694, 1984
- [Kes01] Kestel M., Dissertation (in Vorbereitung), Technische Universität München, 2001
- [Kes87] Kesteven M.J., Caswell J.L., *A&A*, 183, 118, 1987
- [Kif95] Kifune T. et al., *ApJ Lett.*, 438, L91, 1995
- [Kla97a] Klages H.O., Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf., Durban (Südafrika), 6, 141, 1997
- [Kla97b] Klages H.O., Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf., Durban (Südafrika), 8, 297, 1997
- [Kna96] Knapp J., Heck D., Schatz G., Report FZKA 5828, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996
- [Kna97] Knapp J., Report FZKA 5970, Forschungszentrum Karlsruhe, 1997
- [Kne96] Kneizys F.X. et al., *The MODTRAN 2/3 Report and LOWTRAN 7 Model*, Phillips Laboratory, Hanscom AFB, MA 01731-3010, USA, 1996
- [Koh13] Kohlhörster W., *Phys. Z.* 14, 1153, 1913
- [Kon92] Konopelko A.K. et al., Preprint FIAN N 6, 1992
- [Kon99] Konopelko A.K., Kirk J.G., Stecker F.W. und Mastichiadis A., *ApJ*, 518, L13, 1999
- [Kon99a] Konopelko A.K. et al., *Effektiveness of TeV γ -ray observations at large zenith angles with a stereoscopic system of imaging atmospheric Čerenkov telescopes*, *J. Phys. G*, 25, 1989, 1999
- [Kon92] Konopelko A.K. and Plyasheshnikov A.V., *Nucl.Instrum.Meth. A* 450, 419, 2000
- [Koy95] Koyama K. et al., *Nature*, 378, 255, 1995
- [Kra97] Kranich D., Diplomarbeit, Technische Universität München, 1997
- [Kra01] Kranich D., Dissertation (in Vorbereitung), Technische Universität München, 2001
- [Kra96] Krawczynski H., Prahl J., Arqueros F. et al., *Nucl. Instr. Meth. A* 383, 431-440, 1996
- [Kra00] Krawczynski H. et al., *A&A*, 353, 97, 2000
- [Kra01] Krawczynski H. et al., *ApJ*, 559, 187, 2001
- [Kre99] Krennrich F. et al., *ApJ*, 511, 149, 1999
- [Lag79] Lagutin A.A., Plyasheshnikov A.V. and Uchaikin V.V., Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf., Kyoto (Japan), 7, 18, 1979

- [Li83] Li T.-P. und Ma Y.-Q., ApJ 272, 317, 1983
- [Lip91] Lipari P., Stanev T., Phys. Rev. D 44, 11, 3543, 1991
- [Loh85] Lohmann W., Kopp R., Voss R., *Energy loss of muons in the range 1-10000 GeV*, Preprint CERN 85-03, 1985
- [Lon94] Longair M.S., *High Energy Astrophysics*, Vol. 2, Cambridge University Press, 1994
- [Lor99] Lorenz E., *The MAGIC Telescope Project*, Proc. 6th Int. Workshop *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detektor*, Snowbird (USA), 1999
- [Lor00] Lorenz E., private Mitteilung
- [Man93] Mannheim K., A&A, 269, 67, 1993
- [Mar85] Marscher A.P. und Gear W.K., ApJ, 298, 114, 1995
- [Mir94] Mirzoyan R. et al., Nucl. Instr. Meth. A 351, 513, 1994
- [Mir94a] Mirzoyan R. un Lorenz E., *Measurement of the night sky background at La Palma*, Preprint MPI-PhE/94-35, Max-Planck-Institut für Physik, München, 1994
- [Mir95] Mirzoyan R. et al., Proc. 4th Int. Workshop *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detektor*, Padua, 1995
- [Mir97] Mirzoyan R. et al., Nucl. Instr. Meth. A 387, 74, 1997
- [Moh99] Mohanty G. et al., Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., OG.2.2.03, Salt Lake City (USA), 1999
- [Mol47] Molière G., *Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen*, Zeitschrift für Naturforschung 2a, 133, 1947
- [Mol48] Molière G., *Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen*, Zeitschrift für Naturforschung 3a, 78, 1948
- [Mur99] Muraisi H. et al., Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City (USA), OG 2.2.17, 3, 492, 1999
- [Nel85] Nelson W.R., Hirayama H. and Rogers D.W.O., Report SLAC 265, Stanford Linear Accelerator Center, 1985
- [Nes98] Neshpor Y.I. et al., Astron. Lett., 24, 134, 1998
- [Nis52] Nishimura J., Kamata K., Progress in theoretical Physics, 7, 185, 1952
- [Nis99] Nishiyama T. et al., Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City (USA), 3, 370, 1999
- [Oku01] Okumara K. et al., *Search for gamma-rays above 10 TeV from Markarian 421 in a high state with the CANGAROO-II telescope*, Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf., Hamburg, 2001

- [Ouy97] Ouyed R. et al., *Nature*, 385, 30, 1997
- [Pet97] Petry D., Dissertation, Technische Universität München, 1997
- [Pet00] Petry D. et al., *ApJ*, 536, 742, 2000
- [Pet01] Petry D. et al., *Large zenith angle observations with the high-resolution GRANITE III camera*, Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf., Hamburg, 2001
- [Ply88] Plyasheshnikov A.V. et al., Preprint FIAN N 92, 1988
- [Ran95] Ranft J., *Phys. Rev.*, D51, 64, 1995
- [Ran97] Ranft J., Report INFN/AE-97/45, Laboratorio Nazionale del Gran Sasso, 1997
- [Ran99] Ranft J., Preprint hep-ph/9911213, 1999
- [Rau95] Rauterberg G. et al., Proc. 24th ICRC, Rome, 3, 460, 1995
- [Rey93] Reynolds P.T. et al., *ApJ*, 404, 206, 1993
- [Roe92] Roedel W., *Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre*, Springer-Verlag, Berlin, 1992
- [PDG00] Groom D.E. et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal C15, 1, 2000
- [Pen65] Penzias A.A., Wilson R.W., *ApJ* 142, 419, 1965
- [Pro00] Protheroe R.J. und Meyer H., *An infrared background-TeV gamma-ray crisis?*, *Phys. Lett. B*, 493, 1, 2000
- [Pun92] Punch M. et al., *Nature*, 358, 477, 1992
- [Qui96] Quinn J. et al., *ApJ*, 456, L83, 1996
- [Rog88] Roger M.S. et al., *ApJ*, 332, 940, 1988
- [Rho93] Rhode W., Dissertation WUB-DIS 93-11, Wuppertal, 1993
- [Rho96] Rhode W., Becker K.H., Daum K. et al., *Nucl. Instr. Meth. A* 378, 399-409, 1996
- [Rho99] Rhode W., Cârloganu C., DESY-PROC-1999-01, 1999
- [Rho01a] Rhode W., persönliche Mitteilung (eigene Rechnungen), 2001
- [Rho01b] Rhode W., persönliche Mitteilung (Gespräch mit Geologen der Ruhr-Universität Bochum), 2001
- [Sam00] Sambruna R.M. et al., *ApJ*, 538, 127, 2000
- [Sch99] Schröder F. et al., Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., OG.4.3.29, Salt Lake City (USA), 1999
- [Sci98] Sciutto S., Auger technical note GAP-98-032, 1998

- [Sok89] Sokalsky P., *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, 1989
- [Sok00] Sokalski I.A., Bugaev E.V., Klimushin S.I, Preprint HEP-PH/0010322, 2000
- [Som87] Sommers P. und Elbert J.W., J. Phys. G: Nucl. Phys., 13, 553, 1987
- [Sta68] Staelin D.H. und Reifenstein E.C., Science 162, 1481, 1968
- [Ste92] Stecker F.W., De Jager O.C. und Salamon M.H., ApJ, 390, L49, 1992
- [Sey91] Seyffert B., Diplomarbeit, Universität Wuppertal, 1991
- [Tak99] Takeda M. et al., ApJ, 522, 225, 1999
- [Tam37] Tamm I.G. und Frank I.M., Dokl. Akad. Nauk SSSR, 14(3), 109, 1937
- [Tan94] Tanimori T. et al., ApJ, 429, L61, 1994
- [Tan98a] Tanimori T. et al., ApJ, 492, L33, 1998
- [Tan98] Tanimori T. et al., ApJ, 497, L25, 1998
- [Tan01] Tanimori T. et al., *Study of the TeV gamma-ray spectrum of SN 1006 around the NE Rim*, Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf., OG2.02, Hamburg, 2001
- [Tho93] Thompson D.J. et al., ApJS, 86, 629, 1993
- [Uns91] Unsöld A., Baschek B., *Der neue Kosmos*, 5. Auflage, Springer-Verlag, 1991
- [Urr95] Urry C.M. und Padovani P., *Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei*, PASP, 107, 803, 1995
- [Vac91] Vacanti G. et al., ApJ, 377, 467, 1991
- [Wee89] Weekes T.C., ApJ, 342, 379, 1989
- [Wee99] Weekes T.C., *VHE Astronomy before the New Millenium*, Proc. 6th Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detektor, Snowbird (USA), 1999
- [Wei93] Wei Y., Dissertation, Universität Wuppertal, 1993
- [Wei89] Weigert A., Wendker H.J., *Astronomie und Astrophysik*, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 2. Auflage, 1989
- [Wer93] Werner K., Phys. Rep., 232, 87, 1993
- [Wer97] Werner K., Drescher H.J., Hladik M. and Ostapchenko S.S., Proc. 3rd Intern. Conf. on Physics and Astrophysics of Quark-Gluon-Plasma, Jaipur (Indien), 1997
- [Wie98] Wiebel-Sooth B., Biermann P.L., *Chapter 7.6: Cosmic Rays*, Landolt-Börnstein, New Series, vol. VI 3C, p. 37 - 90, 1998
- [Wie98a] Wiebel-Sooth B., Dissertation WUB-DIS 98-9, 1998

- [Win97] Winkler P.F. und Long K.S., ApJ, 491, 829, 1997
- [Win99] Winterer V.-H., SYMPHONY (Vortrag), 1999 (siehe auch Internet-Seite <http://vowi.ruf.uni-freiburg.de/compute/proj.html>)
- [Woo95] Wood K. et al., AAS, 187, 7120W, 1995
- [Yos97] Yoshikoshi T. et al., ApJ, 487, L65, 1997
- [Zat66] Zatsepin G.T., Kuzmin V.A., JETPh Lett. 4, 78, 1966
- [ZEU94] ZEUS Kollaboration, Z. Phys. C, 63, 391, 1994

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. H. Meyer für die Möglichkeit bedanken, in diesem spannenden Umfeld meine Doktorarbeit anfertigen zu können. Ohne seinen zahlreichen und äußerst interessanten Vorschläge und Ideen, wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Desweiteren möchte ich Dr. Dr. W. Rhode für seine Unterstützung und sein Interesse bei der Analyse und Simulation der Fréjus-Daten danken. Unzählige Gespräche und Diskussionen trugen dazu bei, diesen Teil der Arbeit zu vollführen.

Ohne die intensive Mitarbeit von Dr. D. Heck vom Forschungszentrum Karlsruhe würde die Modifikation von CORSIKA nicht in der Qualität vorliegen. Einige Besuche und unzählige Emails halfen mir, in die Tiefen des CORSIKA-Kodes einzudringen.

Dr. D. Petry danke ich für seine gute Einführung in die Beobachtung von Luftschauern mit Cherenkov-Teleskopen und deren Analyse.

Ich möchte mich ausdrücklich bei meinen beiden Mitstreitern U. Kleinevoß und H. Bojahr bedanken. Das sehr freundschaftliche Verhältnis zu U. Kleinevoß hat mir in vielen Situationen weitergeholfen. H. Bojahr danke ich für viele angenehme Gespräche und die Begleitung auf Konferenzen und Meetings.

Auch den anderen aktiven oder ehemaligen Mitgliedern der Forschungsgruppe möchte ich meinen Dank ausdrücken. Hierzu zählen K.H. Becker, J. Becker, M. Böhmer, J. Budischewski, D. Chirkin, M. Deeg, P. Ekström, Dr. B. Funk, H. Geenen, L. Haroyan, S. Hartmann, H. Hohl, C. Iserlohe, Dr. N. Magnussen, T. Messarius, H. Möller, Dr. T. Odeh, S. Ommer, J. Petry, K. Schinarakis, T. Schmidt, Dr. A. Schumacher, A. Silvestri, R. Weyer und Dr. B. Wiebel-Sooth.

Den Mitgliedern der HEGRA-Kollaboration möchte ich ebenfalls für die interessanten Gespräche auf Konferenzen, Meetings und Aufenthalte auf La Palma danken.

Zum Schluß danke ich noch meiner Frau Andrea, ohne die ich die Zeit in Wuppertal nicht so angenehm erlebt hätte, und meinen Eltern, die mir das Physikstudium überhaupt erst ermöglicht haben.