INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Carsten Köhler
aus Heidelberg

Tag der mündlichen Prüfung: 28.10.1998

Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der Energie kosmischer TeV-Gamma-Quanten mit den Tscherenkow-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration - Das Energiespektrum der aktiven Galaxie Mrk 501

Gutachter: Prof. Dr. Werner Hofmann
Prof. Dr. Franz Eisele

Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der Energie kosmischer TeV-Gamma-Quanten mit den Tscherenkow-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration - Das Energiespektrum der aktiven Galaxie Mrk 501

Kurze Zusammenfassung

Das System von Tscherenkow-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration hat gezeigt, daß die *stereoskopische* Beobachtung von TeV-Luftschauern mit der abbildenden atmosphärischen Tscherenkow-Technik eine exzellente Bestimmung der Schauer-Geometrie ermöglicht. Die Herkunftsrichtung und der Schauerauftreffpunkt einzelner Ereignisse können mit einer Genauigkeit von 0.1° bzw. 15 m aufgelöst werden. Diese Technik erlaubt zudem, den hadronischen Hintergrund gegenüber dem Gamma-Signal um etwa einen Faktor 100 zu unterdrücken.

In dieser Arbeit wird eine Methode zur Rekonstruktion der Energie der primären Gamma-Quanten vorgestellt. Mit Hilfe detaillierter Monte-Carlo-Simulationen und den sehr präzisen Messungen des HEGRA-Systems wird im Energiebereich 1-30 TeV eine Rekonstruktionsgenauigkeit der Energie von besser als 20% erreicht, ohne daß starke Schnitte auf die Akzeptanz der Ereignisse angewendet werden müssen. Diese Methode wurde auf den umfangreichen Datensatz der aktiven Galaxie Mrk 501 angewendet, der während deren aktiver Phase im Jahr 1997 vom HEGRA-System gemessen wurde. Das Mrk 501 Spektrum wurde im Energiebereich 0.5-30 TeV bestimmt und die systematischen Unsicherheiten der Analyse im Detail diskutiert. Das Spektrum zeigt eine signifikante Krümmung, aber kein deutliches Anzeichen für ein Abschneiden bei hohen Energien.

A Method to Determine the Energy of Cosmic TeV Gamma Rays Using the Cherenkov Telescopes of the HEGRA Collaboration - The Energy Spectrum of the Active Galaxy Mrk 501

Abstract

The HEGRA system of Cherenkov telescopes has proven that the imaging atmospheric Cherenkov technique in the stereoscopic approach, i.e. simultaneous observation with several telescopes, is a powerful tool to determine the geometry of cosmic and gamma ray induced air showers in the energy range around 1 TeV. The arrival direction and core location of individual showers can be reconstructed within 0.1° and 15 m, respectively. This technique further allows to separate gamma showers from hadronic showers with a suppression factor of almost 100.

In this work a method to determine the energy of gamma primaries is described. Based on detailed Monte Carlo simulations and the high precision measurements provided by the HEGRA system the energy can be determined with an accuracy better than 20% in the range 1-30 TeV, without major cuts on the acceptance of events. This method was applied to the large data sample of the active galactic nucleus Mrk 501 during its high activity state in 1997 measured by the HEGRA system. The spectrum was determined in the energy range 0.5-30 TeV, systematic errors of the analysis are discussed in detail. A significant curvature of the spectrum was found but no strong evidence for a cutoff at high energies.

Inhalt

Einleitung

Die Erde ist einem ständigen Einfall von hochenergetischen Teilchen und Photonen aus dem Kosmos ausgesetzt. Der Ursprung dieser *Höhenstrahlung* oder *kosmischen Strahlung* wurde erstmalig im Jahr 1912 von Victor Hess experimentell nachgewiesen [HES,12]. Die anfängliche Hypothese, daß diese Strahlung allein aus äußerst energiereichen Photonen besteht, wurde durch die Koinzidenzexperimente von Bothe und Kohlhörster widerlegt [BOT,29]. Heute weiß man, daß die kosmische Strahlung zum größten Teil aus Hadronen besteht (im Energiebereich zwischen 10^{12} eV und 10^{18} eV ist die Zusammensetzung gegeben durch 99% Hadronen, vornehmlich Protonen und α-Teilchen, 1% Leptonen und etwa 0.1% Gamma-Quanten [SOK,89]), daß ihr Fluß nach einem Potenzgesetz mit der Energie abnimmt und daß ihr Spektrum bis zu Energien über 10^{20} eV reicht [BIR,93].

Die Klärung der Frage nach den Quellen der kosmischen Strahlung erfordert die Kenntnis ihrer Herkunftsrichtung. Diese Information geht den geladenen Teilchen unterhalb etwa 10^{17} eV durch ihre Ablenkung in den galaktischen und intergalaktischen Magnetfeldern weitestgehend verloren. Die ungeladene Komponente, also Gamma-Quanten und Neutrinos, trägt dagegen die volle Richtungsinformation über die Quelle zum Beobachter. Während die Neutrino-Astrophysik noch an den Anfängen steht, hat sich die Hochenergie-Gamma-Astronomie in den vergangenen Jahrzehnten erfolgreich etabliert. Satelliten und hochfliegende Ballone weisen die primären Photonen nach, bodengebundene Experimente das Tscherenkow-Licht, die Sekundärteilchen oder das Fluoreszenzleuchten der Luftschauer, die durch die Wechselwirkung der Primärquanten mit der Atmosphäre entstehen.

Unterhalb etwa 10^{11} eV konnte bereits eine große Anzahl von Punktquellen identifiziert werden ([THO,95]), oberhalb dieser Energie sind gegenwärtig lediglich 7 Objekte eindeutig als Gamma-Quellen identifiziert: der Krebs-Nebel [WEE,89], der Überrest der Supernova 1006 [TAN,98], die Pulsare oder Pulsarnebel PSR 1706-44 [KIF,95] und Vela X-1 [YOS,97], sowie die aktiven Galaxien Mrk 421 [PUN,92], Mrk 501 [QUI,96] und 1ES 2344+514 [CAT,97].

Diese Arbeit beschreibt die Bestimmung des Gamma-Energiespektrums der aktiven Galaxie Mrk 501 im Bereich 0.5-30.0 TeV mit dem System von Tscherenkow-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration[1]. Dieses System verwendet die abbildende Tscherenkow-Technik,

[1] Die *H*igh *E*nergy *G*amma *R*ay *A*stronomy Kollaboration setzt sich zusammen aus Arbeitsgruppen am

um aus der Struktur der Lichtverteilung eines Luftschauers den Typ, die Energie und die Herkunftsrichtung des auslösenden Primärquants zu bestimmen. Durch die stereoskopische Beobachtung mit 4 System-Teleskopen ist es möglich, die Lage der Schauerachse im Raum auf 0.1° genau festzulegen und den Schauerauftreffpunkt in der Detektorebene auf etwa 15 m genau zu bestimmen [DAU,97]. Damit wird eine Rekonstruktion der Primärenergie mit einer Genauigkeit von besser als 20% möglich.

In Kapitel 1 werde ich kurz auf den gegenwärtigen Kenntnisstand über die kosmische Strahlung eingehen, um dann mögliche Produktionsmechanismen von hochenergetischer Gamma-Strahlung in aktiven Galaxien zu beschreiben. Die Theorie der Ausbreitung dieser Strahlung schließt dieses Kapitel ab. Kapitel 2 erklärt knapp die Physik des Luftschauers und die Absorptionsprozesse, denen das emittierte Tscherenkow-Licht in der Atmosphäre unterliegt. Kapitel 3 erläutert die abbildende Tscherenkow-Technik und beschreibt den Aufbau des Experiments. Kapitel 4 schildert den Ablauf der Monte-Carlo-Simulation, die für die Analyse der Meßdaten verwendet wurde und diskutiert mögliche Systematiken. In Kapitel 5 erkläre ich die Methode der Energierekonstruktion, die in Kapitel 6 zur Bestimmung des Spektrums von Mrk 501 verwendet wird. Die Diskussion der systematischen Unsicherheiten schließt sich an. Mögliche Interpretationen des Spektrums werden am Ende dieses Kapitels gegeben.

Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg, dem Max-Planck-Institut für Physik in München, den Universitäten in Hamburg, Madrid und Kiel und dem Physikalischen Institut in Yerewan.

Kapitel 1

Die astronomische Motivation

Mit den aktiven Galaxien Mrk 421, Mrk 501 und 1ES 2344+514 konnten bislang 3 extragalaktische Objekte als TeV-Gammaquellen identifiziert werden. Während Mrk 421 1997 in einer eher ruhigen Phase war [AHA,98b] und für 1ES 22344+514 keine Emission innerhalb der Sensibilität des HEGRA-Systems detektiert wurde [DAU,97c], konnte für Mrk 501 eine sehr starke Aktivität gemessen werden, welche die Gamma-Emission des Krebs-Nebels zeitweise um ein Vielfaches übertraf ([AHA,97b], [AHA,98c]).
Die Entstehung hochenergetischer Gamma-Quanten ist nur beim Vorhandensein relativistischer geladener Teilchen denkbar. Ich werde daher kurz den experimentellen Kenntnisstand über die geladene Komponente der kosmischen Strahlung zusammenfassen und dann die Fermi-Theorie als Standard-Modell für ihre Beschleunigung näher erklären. Danach skizziere ich das Szenario im Inneren einer aktiven Galaxie im allgemeinen, um dann Mrk 501 im speziellen zu beschreiben. Daran schließe ich die Vorstellung einiger Modelle zur Gamma-Emission in Mrk 501 an. Am Schluß des Kapitels erläutere ich kurz den Effekt der Gamma-Photon-Absorption, der für weit entfernt Objekte relevant werden könnte.

1.1 Die kosmische Strahlung

Eine Vielzahl von Experimenten untersucht den Ursprung und die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung. Detektoren auf Satelliten (z.B. [KAN,88] und [CGRO]) und hochfliegenden Ballonen (z.B. [WIL,95] und [JACEE]) können die primäre Komponente messen, sind aufgrund ihrer eingeschränkten Nachweisfläche und des starken Abfalls des Teilchenflusses allerdings auf Energien unterhalb von etwa 10^{11} eV beschränkt. Auf der Erdoberfläche lassen sich die Primärteilchen nicht direkt nachweisen, da sie bereits in großen Höhen mit Molekülen der Atmosphäre wechselwirken und dadurch einen ausgedehnten Luftschauer initiieren (s. Kap. 2). Die mit diesem Luftschauer verbundenen Effekte lassen aber einen indirekten Nachweis zu: Im Energiebereich oberhalb 10^{11} eV ermöglicht das von den Sekundärteilchen emittierte Tscherenkowlicht die Rekonstruktion der Schauergeometrie. Oberhalb von etwa 10^{12} eV erreicht auch eine hinreichend große Zahl von Sekundärteilchen den Erdboden und kann mit großflächigen Detektorkomplexen nachgewiesen werden ([LIN,97] und [HEGRA], [BER,96b] und [BER,96c], [BOR,94] und [CASA]). Bei Primärenergien über 10^{17} eV schließlich kann auch das Fluoreszenzleuchten, welches die Schauerteilchen in großen Höhen produzieren, detektiert werden ([ABU,97] und [HI-RES]). Aus der so gewonnenen Information über den Schauerverlauf kann mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen Art, Energie und Herkunftsrichtung des Primärteilchens bestimmt werden.

1.1.1 Das Spektrum der kosmischen Strahlung

In Abb. 1.1 ist der differentielle Fluß der kosmischen Strahlung - aus Gründen der Anschaulichkeit multipliziert mit einem Faktor $Energie^{2.75}$ - in Abhängigkeit von der Energie E der Primärteilchen dargestellt [WIE,98]. Zusammengestellt sind Meßergebnisse unterschied-

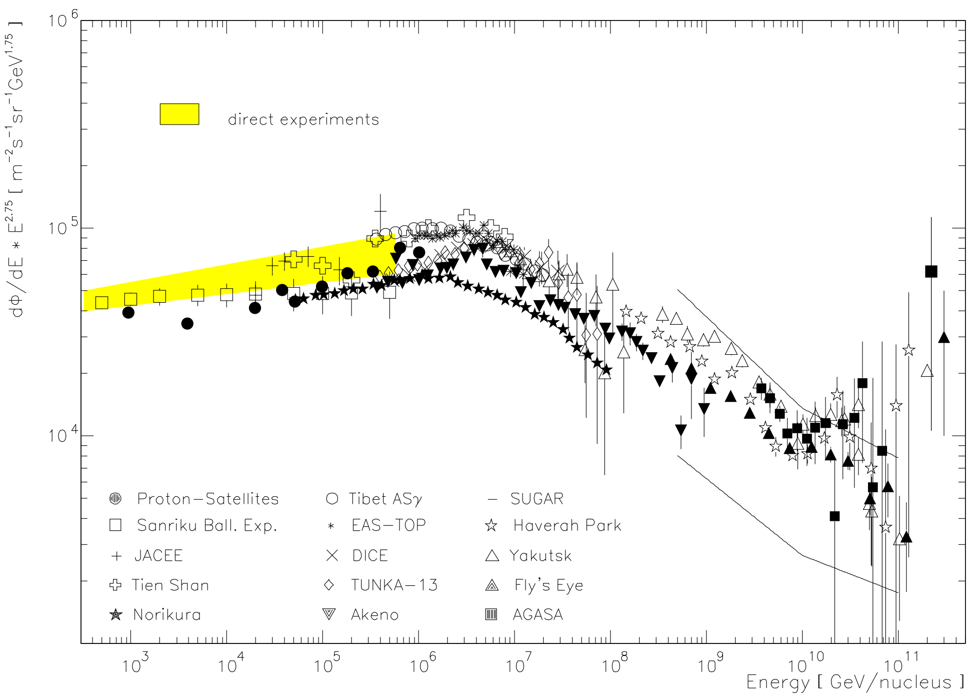

Abbildung 1.1: *Dargestellt ist der differentielle Fluß der kosmischen Strahlung multipliziert mit $E^{2.75}$ in Abhängigkeit von der Energie E [WIE,98]. Die unterschiedlichen Meßpunkte stammen von den in der Legende angegebenen Experimenten. Der schraffierte Bereich entsteht durch Extrapolation der Daten von Satelliten- und Ballonexperimenten.*

licher Experimente im hochenergetischen Bereich, wobei über alle hadronischen Komponenten der kosmischen Strahlung gemäß ihrer Zusammensetzung gemittelt wurde. Das Spektrum läßt sich bis etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV gut durch ein Potenzgesetz $\sim E^{-2.7}$ [WIE,94] beschreiben, nimmt danach aber einen steileren Verlauf; bei 10^{18} eV gibt es Anzeichen für ein erneutes Abflachen. Die höchste gemessene Energie liegt bei $3 \cdot 10^{20}$ eV [BIR,93].

Für Teilchen mit einer Energie um 10^{15} eV ist der Gyrationsradius im galaktischen Magnetfeld bereits von der Größenordnung des Durchmessers unserer Milchstraße. Wenn das gemessene Spektrum ein stationäres Gleichgewicht beschreibt, muß der Verlust von Teilchen, welche die Milchstraße verlassen, ständig ausgeglichen werden. Das legt nahe, daß besonders bei diesen und höheren Energien andere Galaxien einen Beitrag zum gemessenen Spektrum liefern könnten.

1.1.2 Die Entstehung der kosmischen Strahlung

Eine der grundlegenden Ideen zur Erklärung der Beschleunigungsmechanismen der kosmischen Strahlung formulierte Fermi [FER,49]. Im folgenden möchte ich die ablaufenden Prozesse nur qualitativ beschreiben, eine detailliertere Behandlung findet sich zum Beispiel in [LON,81]. Nach Fermi erfolgt die Beschleunigung geladener Teilchen durch die wiederholte Kollision mit bewegten, großräumigen Magnetfeldstrukturen, wie sie zum Beispiel in Wolken aus stark ionisiertem Gas realisiert sind. Dabei soll sich das Teilchen im System des Beobachters in einer Umgebung bewegen, in der viele solcher Wolken homogen verteilt sind und sich isotrop mit der Geschwindigkeitskomponente V parallel zu v bewegen (Abb. 1.2). Sind Teilchen und Wolke bei der Begegnung in gegenläufiger Bewegung,

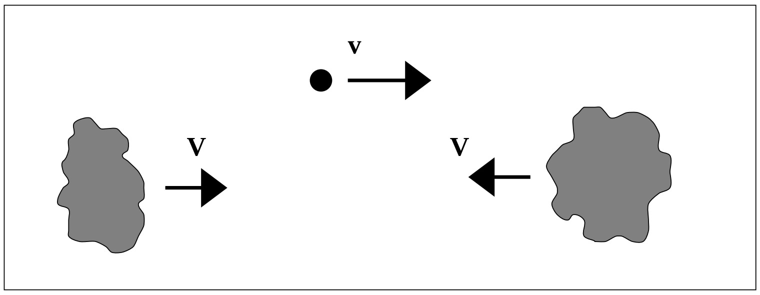

Abbildung 1.2: *Ein geladenes Teilchen bewege sich mit der Eigengeschwindigkeit v in einer Umgebung, in der Gaswolken, die sich mit de Geschwindigkeit V in gleicher und gegenläufiger Richtung zum Teilchen bewegen, gleich häufig sind.*

so wird das Teilchen im Bezugssystem der Wolke elastisch gestreut (da die Feldstruktur durch sehr viele Plasmateilchen gegeben ist, gilt für die Massen: $M_{\text{Wolke}} \gg m_{\text{Teilchen}}$). Im Beobachtersystem dagegen ergibt sich für das Teilchen ein Energiegewinn. Entsprechend ergibt sich ein Energieverlust, wenn Teilchen und Wolke sich in gleicher Richtung bewegen. Allerdings ist die Wahrscheinlichkeit für eine Begegnung proportional der Relativgeschwindigkeit $v - V$ und damit höher für die gegenläufige Begegnung. Im Mittel über viele Kollisionen gewinnt das Teilchen dadurch pro Stoßpaar den Energiebetrag

$$\Delta E = 4\beta^2 \; (\frac{V}{c})^2 \; E \qquad\qquad \beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}$$

Dabei bezeichnet c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Bei einer Kollisionsrate Γ folgt für die Energiezunahme

$$\frac{dE}{dt} = 4\beta^2 \; (\frac{V}{c})^2 \; \Gamma \cdot E =: \alpha E$$

Berücksichtigt man zusätzlich eine endliche Ausdehnung der Beschleunigungsregion und die damit verbundene Verlustrate an Teilchen, die mit der Energie ansteigt, dann ergibt sich für die Anzahl N der bei einer festen Energie E vorhandenen Teilchen

$$N(E) \sim E^{-(1+\frac{1}{\alpha\tau})}$$

wobei τ die mittlere Verweildauer des Teilchens in der Beschleunigungsregion ist. Fermis Theorie führt also zwanglos auf das beobachte Verhalten gemäß einem Potenzgesetz. Als Nachteil erweist sich jedoch der Term $(\frac{V}{c})^2$ in α, der für realistische Werte von V nur eine mäßige Beschleunigung von Teilchen zuläßt. Um die Erzeugung der höchstenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung zu erklären, wäre ein Mechanismus nötig, für den $\alpha \sim \frac{V}{c}$ gilt. Dieser wurde von Bell [BEL,78] und gleichzeitig Blandford und Ostriker [BLA,78] gefunden. Prinzipiell kommt es in beiden Modellen nur noch zu gegenläufigen Begegnungen von Teilchen und Magnetfeldstruktur. Solch ein Szenario ist z.B. bei einer Schockfront gegeben, die sich mit einem Vielfachen der Schallgeschwindigkeit in das interstellare oder intergalaktische Medium ausdehnt (Abb. 1.3.a). Teilchen, die von der Schockwelle überlaufen wurden, werden an den mitgerissenen Magnetfeldern des Schockplasmas gestreut, wobei einige davon wieder vor die Schockfront gelangen können (Abb. 1.3.b). Dort wird ein Teil der Energie durch Streuung mit dem Gas der ungeschockten Materie abgegeben und wiederum gelangen einige der bereits beschleunigten Teilchen in die Schockzone, so daß der Prozeß sich wiederholt (Abb. 1.3.c). Der Energiegewinn pro durchlaufenem Zyklus ist

$$\Delta E \sim (\frac{u}{c})E$$

wobei u die Geschwindigkeit der Schockfront im System des Beobachters bezeichnet.
Diese *Schockbeschleunigung* wird zur Abgrenzung von der oben beschriebenen Fermi-Beschleunigung zweiter Ordnung auch als Fermi-Beschleunigung erster Ordnung bezeichnet. In der Tat erweist sich dieses Modell als in der Lage, die Beschleunigung geladener Teilchen bis zu den höchsten gemessenen Energien für vernünftige räumliche und zeitliche Rahmenbedingungen zu erklären.

Während für den Energiebereich unterhalb 10^{15} eV die Erzeugung der kosmischen Strahlung vorwiegend durch Schockbeschleunigung in den Reststrukturen von Supernovaexplosionen ([BIE,93],[DRU,94]) als allgemein akzeptiertes Modell gilt (was experimentell

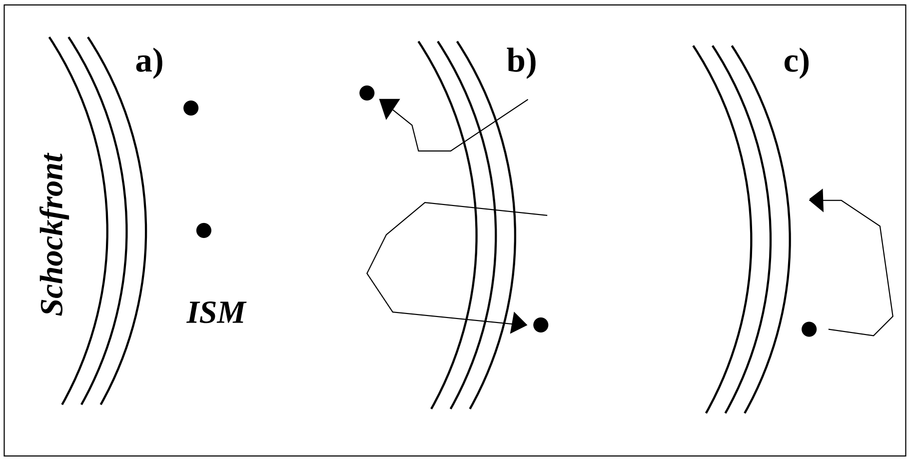

Abbildung 1.3: *Teilchenbeschleunigung an einer Schockfront, Beschreibung im Text*

allerdings noch nicht bestätigt ist), ist die Entstehung der höherenergetischen Komponente theoretisch weniger gut verstanden. Gängige Vorstellungen erwarten einen Beitrag durch die Schockwechselwirkung des sich ausbreitenden galaktischen Windes mit dem Intergalaktischen Medium [JOK,85],[JOK,87] und durch die hochenergetischen Prozesse, die sich im Kern aktiver Galaxien abspielen. Letzteren soll die besondere Aufmerksamkeit in diesem Kapitel gelten.

1.2 Aktive Galaxien

Unter der Kategorie der aktiven Galaxien faßt man solche Sternsysteme zusammen, deren Kernbereich eine überdurchschnittlich starke Aktivität in vielen Wellenlängenbereichen (von Radio- über optische bis hin zu Röntgen- und Gamma-Frequenzen) aufweist, man spricht auch von aktiven Galaxienkernen (*active galactic nuclei*=AGN).
Obwohl im Kern nur ein geringer Teil der Gesamtmasse des Systems gebunden ist, überragt dessen Luminosität die Abstrahlung der restlichen Galaxie. Entsprechend den Beobachtungen geht man von folgender Vorstellung über den Aufbau einer aktiven Galaxie aus (Abb. 1.4): Im Zentrum der Galaxie existiert ein sehr kompaktes massives Objekt, höchstwahrscheinlich ein schwarzes Loch, denn um den Energieverlust durch Abstrahlung zu kompensieren, ist die Ruheenergie von einigen 100 bis 1000 Sonnenmassen pro Jahr nötig. Wegen der Drehimpulserhaltung kann Materie aus der Galaxie nicht direkt in das schwarze Loch einströmen, sondern formt eine torroidale Akkretionsscheibe. Dort kann durch viskose oder turbulente Prozesse Drehimpuls abgegeben werden, so daß die Materie schließlich vom schwarzen Loch eingesogen werden kann. Es wird vermutet, daß in diesem Zusammenhang auch die Jets entstehen, gewaltige Ströme relativistischen Plasmas ent-

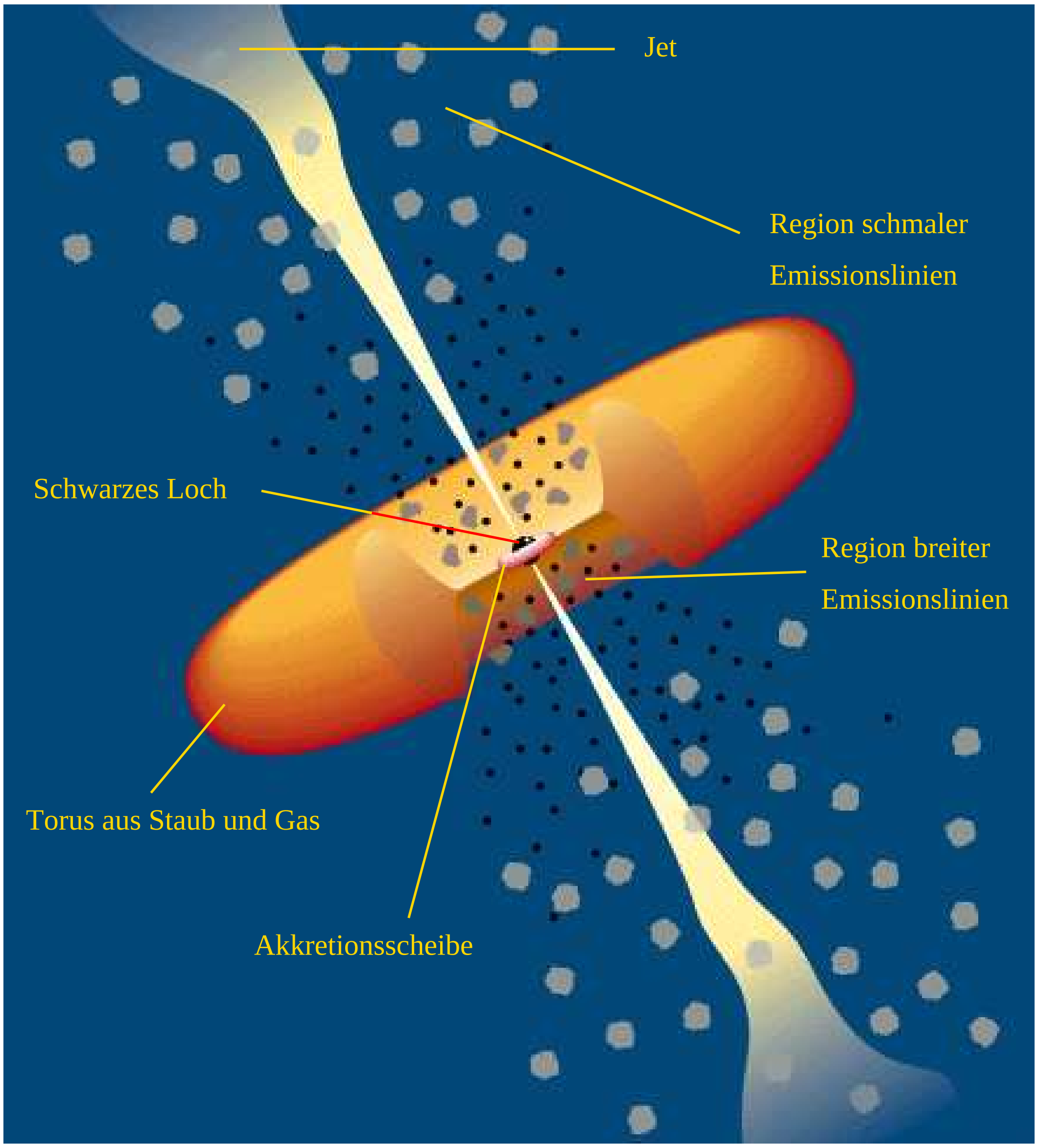

Abbildung 1.4: *Skizze des Aufbaus einer aktiven Galaxie, die folgenden Größenskalen gelten für ein schwarzes Loch von* 10^8 *Sonnenmassen und sind nur als Anhaltspunkt gedacht: Die Ausdehnung des schwarzen Loches beträgt* $\approx 10^{11}$ *m, die der Akkretionsscheibe* $\approx 10^{12}$ *m, die Region der breiten Emissionslinien erstreckt sich im Bereich* $\approx (2-20) \cdot 10^{14}$ *m, die der Region schmaler Emissionslinien im Bereich* $\approx 10^{16} - 10^{18}$ *m, der innerer Radius des Staubtorus liegt bei* $\approx 10^{15}$ *m; Radiojets wurden beobachtet von* 10^{15} *m bis* 10^{22} *m (aus [URR,95], ©1995 The Astronomical Society of the Pacific, mit Genehmigung der Autorin).*

lang der Pole des Torus. In der näheren Umgebung des Akkretionsgebietes bewegen sich Wolken ionisierten Gases mit zum Teil hohen Geschwindigkeiten, der Bedeckungsgrad der Zentralregion liegt bei 10^{-5} bis 10^{-3}. Umgeben ist diese zentrale Region von einem Torus aus Staub und Gas. Weiter außen bewegen sich weitere Gaswolken, allerdings weitaus langsamer als in der Zentralregion.
Der Zentralbereich emittiert eine starke Kontinuumsstrahlung vom Radio- bis hin zum Röntgenbereich, vermutlich erzeugt durch Synchrotronabstrahlung relativistischer Elektronen. Diese Kontinuumsstrahlung heizt die umgebenden Wolken auf und verursacht dadurch Linienemission im optischen und ultravioletten Spektralbereich, die durch die Eigenbewegung der Wolken nahe dem Zentrum stark, bei den Wolken weiter außen weniger stark verbreitert wird. Der ebenfalls aufgeheizte Staubtorus emittiert im infraroten Spektralbereich. Das entlang der Jets ausgeschleuderte Plasma erzeugt bei seinem Auftreffen auf die intergalaktische Materie intensive Radiostrahlung über die Synchrotronemission relativistischer Elektronen. Im „beam"-Modell stellt man sich vor, daß dieser Jetstrahl die umliegende Materie wegschiebt und sich dadurch immer weiter in den intergalaktischen Raum hineinbohrt. Die Ausdehnung der Jetstruktur übertrifft die der Muttergalaxie bei weitem.
Man geht mittlerweile davon aus, daß der Typus „aktive Galaxie" ein evolutionärer Zustand jeder Galaxie ist, in dem sich gegenwärtig etwa 10% der beobachtbaren Sternsysteme befindet.

1.2.1 Mrk 501

Die aktive Galaxie Mrk 501 findet sich mit der Rectaszension 16.89 h und der Deklination 39.76° (Ephemeriden 1997.5) nördlich der Konstellation Herkules bei einer Rotverschiebung von z=0.033 [STI,93], was für die Hubble-Konstante $100\frac{km}{s \cdot Mpc}$ einer Entfernung von $\approx 3 \cdot 10^8$ Lichtjahren entspricht. Die Galaxie trägt ihren Namen nach ihrer Katalogisierung: In den von Markarian et al. in den Jahren 1965 bis 1978 durchgeführten Himmelsdurchmusterungen [MAR,67] nach Galaxien mit auffällig starkem Ultraviolett-Kontinuum kam Mrk 501 die Katalognummer 501 zu.

Mrk 501 gehört zur Unterklasse der *Blazare*, daß heißt zu den AGNs, deren Jets zufällig in Richtung der Sichtlinie liegen. Durch die hohen Geschwindigkeiten mit denen sich das Jetplasma bewegt, ergeben sich relativistische Effekte, die neben der starken Vorwärtsrichtung der Emission auch zu einer Verzerrung der Zeit- und Energieskala führen [PRO,97]: Bewegt sich das Emissionsgebiet mit v bei der Rotverschiebung z entlang der Jetachse und liegt die Sichtlinie unter einem Winkel θ zu dieser Achse, so erscheint dem Beobachter das tatsächliche Zeitintervall Δt zweier Emissionsprozesse verkürzt auf $\Delta t' = D^{-1}\Delta t$, die tatsächliche Energie E der emittierten Photonen erhöht auf $E' = DE$, wobei

$$D = [(1+z)\ \Gamma\ (1 - \frac{v}{c}cos(\theta))]^{-1} \qquad \Gamma = \frac{1}{\sqrt{(1-\frac{v^2}{c^2})}} \quad .$$

Der Lorentz-Faktor Γ der emittierenden Jetregion ist somit ein wichtiger Modell-Parameter zur Erklärung von Energiegehalt und Variabilität der Emission im Röntgen- und Gamma-Bereich.

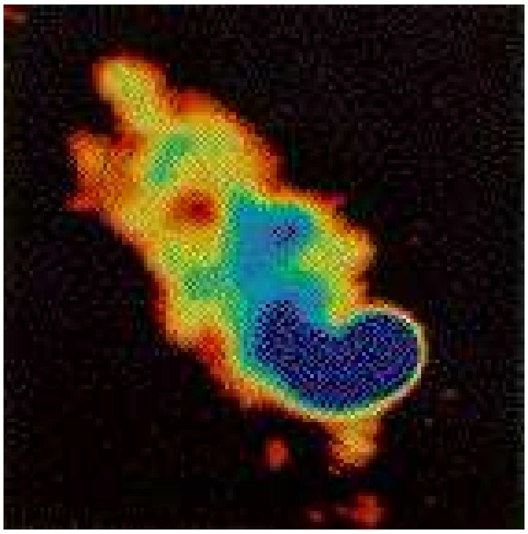

Abbildung 1.5: *VLBA-Aufnahme von Mrk 501 bei 5 GHz in Fehlfarben, aus [NAP,94]*

Abb. 1.5 zeigt eine Radioaufnahme der Jetstruktur von Mrk 501. Die unterschiedlich starke Emission wird von einigen Autoren [CON,95] als Anzeichen für eine helikale Struktur des Jets interpretiert, wie sie durch die Orbitalbewegung eines Binärsystems von zwei schwarzen Löchern im Kern der Galaxie zustande kommen könnte. Dies könnte eine Periodizität in der Emission der hochenergetischen Photonen verursachen [PRO,98].

Die erste Beobachtung im TeV-Bereich erfolgte 1995 [QUI,96], eine Emission bei niedrigeren Gamma-Energien konnte durch die Instrumente des COMPTON-Satelliten [KAN,88] bislang nicht detektiert werden. Im Laufe des Jahres 1997 wurde eine stark erhöhte Aktivität von Mrk 501 beobachtet: Der Fluß im TeV-Bereich erhöhte sich gegenüber den früheren Messungen um bis zu zwei Größenordnungen, Strahlungsausbrüche auf der Zeitskala von Stunden wurden detektiert [AHA,98c].

1.2.2 Modelle zur Erzeugung der Gamma-Emission in AGNs

Die meisten Modelle zur Emission hochenergetischer Gamma-Quanten in einer aktiven Galaxie bauen auf der Schockbeschleunigung geladener Teilchen auf. In den relativistischen Strömungen innerhalb des Jet-Plasmas wird das Auftreten starker Schockwellen angenommen, die in der Lage sind, Hadronen oder Leptonen auf Energien bis zu mehr als 10^{18} eV zu beschleunigen. Die Erzeugung von Gamma-Quanten kann prinzipiell unterschiedlich durch die hadronische oder die leptonische Komponente erfolgen (z.B. [MAN,98]):

Gamma-Emission durch eine hadronische Primärkomponente
Die Materiedichte in relativistischen Jets ist so gering, daß der Energieverlust beschleunigter Protonen praktisch nur durch Wechselwirkung mit niederenergetischen Photonen (Synchrotronphotonen der ebenfalls vorhandenen leptonischen Komponente oder Photonen aus der Akkretionsscheibe) über die Produktion von Pionen erfolgt. Die Gamma-Quanten, welche aus dem Zerfall der neutralen Pionen resultieren, erzeugen mit derselben Photonenpopulation Elektron-Positron-Paare, die wiederum Synchrotronstrahlung emittieren und lösen damit eine elektromagnetische Kaskade aus. Dadurch wird die Energie der Primärquanten in einen niedrigeren Energiebereich verschoben. Dieses Modell erfordert also eine relativ hohe Primärenergie der Protonen, wenn TeV-Gamma-Quanten beobachtbar sein sollen. Allerdings sind die Synchrotronverluste bei der Beschleunigung für Protonen deutlich geringer als für Elektronen, so daß sie mit dem gleichen Mechanismus auf höhere Energien ($\approx 10^{18}$ eV) beschleunigt werden können und Gamma-Quanten selbst über 10 TeV zu erwarten sind.
Zur Produktion von Pionen kommt es auch, wenn sich ein Objekt dichter Materie, z.B. eine Gaswolke aus der näheren Umgebung des Galaxienkerns, durch den Jet bewegt. In diesem Fall liefert die Materie anstelle der Photonen das Target für die Pion-Produktion [DAR,97], [BEA,98].

Gamma-Emission durch eine leptonische Primärkomponente
Gamma-Quanten werden abgestrahlt (Abb.1.6), wenn relativistische Elektronen im starken Magnetfeld des Jets Röntgen-Synchrotronphotonen emittieren und diese durch Elektronen derselben Population einen inversen Comptonstoß erfahren (*Synchrotron Self-Comp-*

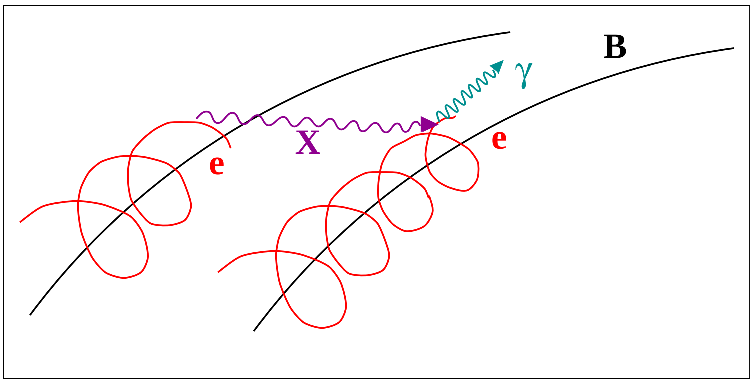

Abbildung 1.6: *Die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Magnetfeld führt zur Emission eines Synchrotronquants (X), das beim Stoß mit einem weiteren Elektron zu höheren Energien (γ) gestreut wird.*

ton-Modell [JAG,92][1]). Mit diesem Modell läßt sich eine Emission bis zu einem Energiebereich von etwa 10 TeV gut beschreiben, wobei die einfließenden freien Parameter allerdings an ihre Grenzen stoßen. Für deutlich höhere Energien gerät das Modell in Schwierigkeiten. Durch den Klein-Nishina-Effekt nimmt der Wirkungsquerschnitt der inversen Compton-Streuung ab, wenn die Energie des Streuquants sich der maximal verfügbaren Elektronenenergie nähert. Eine merkliche Krümmung des Gamma-Spektrums bei hohen Energien ist daher zu erwarten [MAN,98].

Es existieren allerdings auch Modelle, die ohne die Fermibeschleunigung auskommen: So schlagen Bednarek und Protheroe [BED,98] eine Teilchenbeschleunigung in starken linearen elektrischen Feldern vor, wie sie in den Rekombinationszonen magnetischer Feldlinien auf der Akkretionsscheibe auftreten könnten (analog zur Teilchenbeschleunigung in solaren Flares [PET,64]). Der Vorteil dieses Modells liegt in der schnelleren Beschleunigung auf kurzen Zeitskalen, ein wichtiges Kriterium für die Erklärung kurzer, hochenergetischer Strahlungsausbrüche. Derartig beschleunigte Leptonen könnten in den vorherrschenden starken Magnetfeldern Synchrotronquanten im TeV-Bereich emittieren, die ihrerseits über Paarbildung (in diesem Fall wären niederenergetische Photonen aus der Akkretionsscheibe oder das Magnetfeld selbst der Streupartner des Gamma-Photons) eine elektromagnetische Kaskade auslösen würden [BED,97]. Beschleunigte Hadronen hingegen könnten unter Wechselwirkung mit den Strahlungsfeldern der Akkretionsscheibe Pionen produzieren. Deren neutrale Komponente π^0 zerfiele in zwei Gamma-Quanten, die wie im leptonischen Fall eine elektromagnetische Kaskade initiieren würden.

Die Frage, ob die Gamma-Emission im wesentlichen durch eine hadronische oder eine leptonische Primärkomponente erfolgt, könnte z.B. durch die Messung eines korrelierten Neutrinosignals von der Quelle zugunsten der hadronischen Modelle entschieden werden. Nur in diesen erfolgt über

$$\begin{aligned} p + Photon &\rightarrow \pi^{+/-} + ... \\ \pi^{+/-} &\rightarrow \mu^{+/-} + \nu_\mu/\overline{\nu_\mu} \end{aligned}$$

eine signifikante Emission von Neutrinos in Zusammenhang mit der Emission von Gamma-Quanten. Neuere Detektorkonzepte wie AMANDA ([MOR,93] und [AMANDA]) oder das Baikal-Experiment ([WIS,93] und [BAIKAL]) testen die Realisierbarkeit eines Neutrinonachweises in Eis bzw. Wasser durch die Messung der Tscherenkow-Emission des bei der Wechselwirkung Neutrino-Wasser entstehenden Myons. Theoretische Abschätzungen dazu sind z.B. in [NEL,93] und [SZA,94] zu finden. Für die Messung von Neutrino-Punktquellen ist allerdings ein Detektorvolumen von der Größenordnung km^3 erforderlich, von dem die Experimente gegenwärtig noch deutlich entfernt sind.

[1]Das gleiche Modell hat sich für die Erklärung der TeV Emission des Krebs-Nebels bewährt. Hier wechselwirken relativistische Elektronen, die aus dem im Nebel eingebetteten Pulsar injiziert wurden, mit den Magnetfeldern des Nebels [JAG,92]. Verfeinerte Modelle [AHA,95] führen zu einer sehr guten Beschreibung des gemessenen Krebs-Nebel-Spektrums.

Meßkampagnen, die gleichzeitig mehrere Frequenzbänder abdecken, können wesentliche Einschränkungen für die Gültigkeit der unterschiedlichen Emissionsmodelle liefern. Allgemein kann gesagt werden, daß die leptonischen Modelle einen höheren Lorentzfaktor der emittierenden Region und ein geringeres Magnetfeld verlangen als die hadronischen Modelle.

Jüngste Meßergebnisse [PIA,97] favorisieren das SSC-Modell. In simultanen Beobachtungen von Mrk 501 im Röntgen- und TeV-Gamma-Bereich konnten sowohl für eine ruhige als auch für eine durch Strahlungsausbrüche geprägte Phase die beobachteten Photonenflüsse gut durch SSC-Modelle angepaßt werden (Abb. 1.7).

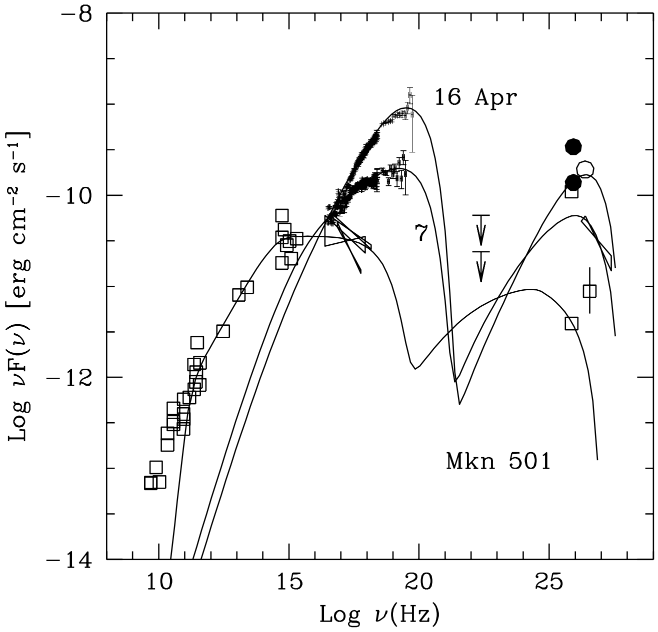

Abbildung 1.7: *Abhängigkeit des Mrk 501 Flusses von der Frequenz der emittierten Strahlung: Die Meßkreuze kennzeichnen Mesungen von BeppoSAX am 7. und 16. April 1997, die geschlossenen Kreise ungefähr zeitgleiche Messungen der Whipple-Kollaboration, der offene Kreis und die Abschätzung des Spektrums im TeV-Bereich entsprechen ebenfalls simultanen HEGRA-Messungen. Mit EGRET konnten nur obere Grenzen abgeschätzt werden. Die Quadrate stammen von früheren Messungen unterschiedlicher Experimente. Die angepaßten Kurven entsprechen Modellrechnungen für das Synchrotron Self-Compton-Modell in der aktiven (7./16.4.1997) und der ruhigen Phase (aus [PIA,97]).*

1.3 Ausbreitung der Strahlung

Die emittierten Gamma-Quanten unterliegen auf ihrem Weg von der Quelle zum Beobachter Absorptionsprozessen. Aufgrund der geringen Materiedichte im interstellaren und intergalaktischen Raum können Wechselwirkungen der Photonen mit Materie im allgemeinen vernachlässigt werden. Ausnahmen sind gegeben, wenn größere Gas- oder Staubansammlungen in der Sichtlinie zum Objekt liegen. Dagegen ist die Photon-Photon-Wechselwirkung [JEL,66],[GOU,67]

$$\gamma + ph \rightarrow e^+ + e^-$$

insbesondere für hohe Energien und große Wegstrecken von Bedeutung. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion wird maximal [HEI,54] für eine Energie E_{ph} des niederenergetischen Photons

$$E_{ph} \approx \frac{0.5TeV}{E_\gamma} \qquad , \tag{1.1}$$

wenn E_γ die Energie des Gamma-Quants ist. Je höher also die Primärenergie des Gamma-Quants ist, an desto niederfrequenteren Photonen ist die Absorption am wahrscheinlichsten. In Abb. 1.8 ist die mittlere freie Weglänge eines Gamma-Quants in Abhängigkeit von seiner Energie aufgetragen.

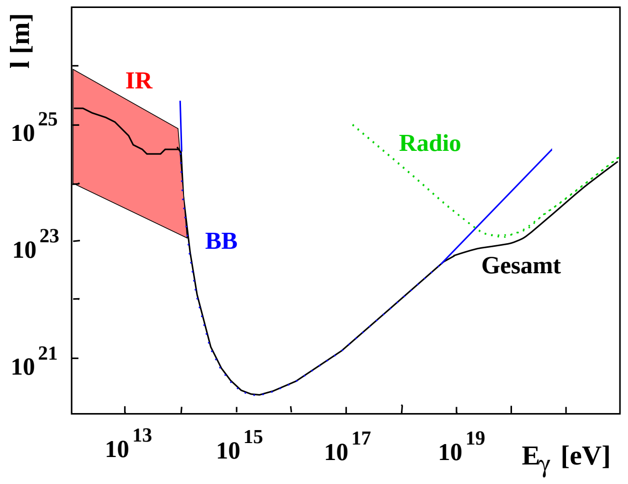

Abbildung 1.8: *Das Diagramm zeigt die mittlere freie Weglänge l von Gamma-Quanten in Abhängigkeit von ihrer Energie E_γ. Abschwächung erfolgt durch Wechselwirkung mit Photonen des infraroten oder optischen Spektralbereichs (IR), mit der kosmischen Hintergrundstrahlung (BB) oder Photonen im Radiobereich. Die durchgezogene Linie stellt die Summe aller Effekte dar, ist aber sehr unsicher im schraffierten Bereich (nach [WDO,72]).*

Die Photonen, welche im nach Gl. 1.1 entsprechenden Bereich von E_γ für die Absorption verantwortlich sind, sind eingezeichnet als *IR* (Infrarotstrahlung und Sternlicht), *BB* (3-K Schwarzkörperstrahlung) und *Radio* (Radiostrahlung). Die intergalaktischen Infrarot-Strahlungsfelder sind nicht genau bekannt, hier ist deshalb nur ein schraffierter Bereich gezeichnet. Das Zentrum unserer Milchstraße befindet sich in einer Entfernung von etwa $3 \cdot 10^{20}$ m, für galaktische Objekte ist eine Beobachtung im gesamten Spektralbereich prinzipiell möglich. Dagegen macht die durch die 3-K Hintergrundstrahlung verursachte harte Absorptionskante die Beobachtung von extragalaktischen Objekten bei Energien oberhalb $\approx 5 \cdot 10^{14}$ eV praktisch unmöglich. Die aktive Galaxie Mrk 501 befindet sich in einer Entfernung von $\approx 3 \cdot 10^{24}$ m (bei einer Hubblekonstante $H_0 = 100 \frac{km}{s \cdot Mpc}$), also im Bereich, in dem Absorption durch Infrarot-Photonen bei TeV-Energien merklich werden könnte. Neueren Modellrechnungen nach [LEE,98] sollte für Primärenergien von $\approx 10^{13}$ eV die freie Weglänge in der Größenordnung der Entfernung von Mrk 501 liegen. Eine genaue Vermessung des TeV-Spektrums der Galaxie könnte damit Aufschluß über die tatsächliche Stärke der Infrarotfelder geben. Da diese eng verknüpft sind mit der Entstehung von Galaxien, gibt ihre Messung Aufschluß über die Entwicklung der Struktur des Universums, d.h. über kosmologische Fragestellungen.

Kapitel 2

Entwicklung von Luftschauern und Tscherenkow-Licht in der Atmosphäre

Ein γ-Quant, das in die Atmosphäre eintaucht, wird mit Molekülen der oberen Luftschichten wechselwirken und ein sekundäres e^+e^--Paar erzeugen. Dadurch wird eine kaskadenartige Kettenreaktion ausgelöst, die als *Luftschauer* bezeichnet wird. Bei Primärenergien über 10 TeV werden noch bis in Bodennähe geladene Teilchen in meßbarer Anzahl vorhanden sein, bei kleineren Energien um 1 TeV stirbt der Schauer bereits in einigen km Höhe über NN aus. Bei solchen Luftschauern kann jedoch das von geladenen Schauerteilchen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre emittierte Tscherenkow-Licht Aufschluß über Natur und Eigenschaften des Primärteilchens liefern.
Dieses Kapitel beschreibt die theoretischen Grundlagen für die Entwicklung von Luftschauern und die Entstehung und Ausbreitung von Tscherenkow-Strahlung in der unteren Atmosphäre. Im ersten Abschnitt sollen dazu zunächst die Wechselwirkungsprozesse beschrieben werden, die zur Entwicklung einer Kaskade führen. Darauf aufbauend wird der Entstehungsprozeß eines Luftschauers sowohl für den Fall eines primären γ-Quants als auch für den Fall eines hadroninduzierten Schauers behandelt. Die für die Datenanalyse sehr wichtigen Unterscheidungsmöglichkeiten zwischen beiden Schauertypen werden am Schluß dieses Abschnitts behandelt. Der zweite Abschnitt erläutert den Mechanismus der Tscherenkow-Emission in der Atmosphäre, während der dritte Abschnitt die Ausbreitung und die Abschwächung des Tscherenkow-Lichts durch Streu- und Absorptionsprozesse untersucht.

2.1 Die Entstehung ausgedehnter Luftschauer

2.1.1 Wechselwirkungsprozesse

Für die Entwicklung elektromagnetischer Schauer sind zwei Wechselwirkungsprozesse von grundlegender Bedeutung: die Konversion von γ-Quanten in e^+e^--Paare und der Bremsstrahlungsverlust eines Elektrons oder Positrons im Feld eines Atomkerns. Beide Prozesse sollen im folgenden in knapper Form dargestellt werden, vertiefende Einblicke finden sich in Standardwerken der Kernphysik wie [SEG,64] oder [HEI,54].

Bremsstrahlung

Führt die Bahn eines hochenergetischen Elektrons sehr nahe an einem Atomkern vorbei - anschaulich kann man in solch einem Fall von einer Kollision sprechen - dann wird das Coulomb-Feld des Kernes eine heftige Beschleunigung des Elektrons verursachen. Diese Beschleunigung veranlaßt das Elektron zur Emission von Photonen in dem Ausmaß, wie die Stärke der Beschleunigung erfolgt: Je näher das Elektron dem Atomkern kommt und je höher dessen Kernladung ist, desto mehr Energie wird das Elektron in Form von Bremsquanten emittieren. Bei dieser Quantenemission fungiert der Atomkern als dritter Wechselwirkungspartner, der den überschüssigen Impuls und die dazugehörige Energie aufnimmt.
Der mittlere totale Energieverlust $\langle \mathrm{d}E_0 \rangle_B$, den ein Elektron der Energie E_0 beim Durchlaufen einer Strecke dx in einem Material der Kernladungszahl Z erfährt, wenn es Bremsquanten der Frequenzen $\nu \leq \nu_{max}$ emittiert, läßt sich aus dem integralen Produkt aus abgeführter Energie pro Photon $h\nu$, der Anzahldichte der Atomkerne N_0 und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_B(Z,\nu)$ annähern [SEG,64]:

$$-\frac{\langle \mathrm{d}E_0 \rangle_B}{\mathrm{d}x} = \int_0^{\nu_{max}} h\nu \cdot N_0 \cdot \sigma_B(Z,\nu) d\nu = \frac{4Z^2 r_e^2 N_0 \cdot h\nu_{max}}{137} log \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \tag{2.1}$$

Dabei bezeichnet r_e den klassischen Elektronenradius. Diese Approximation ist gültig für $E_0 \gg 137 \frac{mc^2}{Z^{-\frac{1}{3}}}$. Mit Gl. 2.1 läßt sich die Strahlungslänge X_B definieren:

$$\frac{E_0}{X_B} := \frac{\langle \mathrm{d}E_0 \rangle_B}{\mathrm{d}x} \tag{2.2}$$

Die mittlere Energie $\langle E \rangle$ eines mit der Anfangsenergie E_0 einlaufenden Elektronenstrahls beträgt nach Durchlaufen einer Schichtdicke x

$$\langle E \rangle = E_0 e^{-\frac{x}{X_B}} \tag{2.3}$$

Die Strahlungslänge X_B bezeichnet damit diejenige Schichtdicke, welche die mittlere Strahlenergie um einen Faktor $\frac{1}{e}$ herabsetzt.

Von besonderem Interesse ist auch der Winkel, unter welchem die Quanten emittiert werden. Für hochenergetische Elektronen, die sich mit relativistischen Geschwindigkeiten bewegen (für eine Energie ≥ 100 MeV ist die Geschwindigkeit $\geq 0.99 \cdot c_0$ mit der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c_0), erfolgt die Emission überwiegend in Vorwärtsrichtung, so daß im Mittel eine Näherung für den Abstrahlwinkel

$$\Theta_B = \frac{m_e c_0^2}{E_0} \tag{2.4}$$

gemacht werden kann, die nicht mehr von der Energie des emittierten Quants abhängt und auf Winkel $\Theta < 1°$ führt. m_e gibt die Elektronruhmasse an.

Paarbildung

Ein hochenergetisches Photon der Energie E_γ und mit dem Impuls p_γ ist in der Lage, ein virtuelles e^+e^--Paar zu materialisieren, wenn ein dritter Reaktionspartner (Atomkern) den verbleibenden Impuls und die entsprechende Energie aufnimmt.

$$E_\gamma = 2m_e c^2 + E^+_{kin} + E^-_{kin} + E_{Atom} \tag{2.5}$$

$$p_\gamma = p_{e^-} + p_{e^+} + p_{Atom} \tag{2.6}$$

Die nach der Materialisation verbleibende Energie des Photons verteilt sich im wesentlichen als kinetische Energie $E^\pm_{kin}$ auf die beiden Produkte e^- und e^+. Die Energieaufnahme des Kerns bleibt dagegen aufgrund seiner großen Masse gering.
Die Paarbildung steht in enger Analogie zur Bremsstrahlung: Beide können als verschiedene Aspekte desselben Effekts betrachtet werden. Während die Bremsstrahlung sich beschreiben läßt als Übergang eines primären Elektrons in einen energetisch niedriger liegenden Zustand, wobei ein γ-Quant die Differenzenergie abführt, läßt sich die Paarbildung interpretieren als Übergang eines Elektron-Positron-Paares aus den negativen Zuständen des Fermi-Sees in reelle Zustände mit positiver Energie. Die hierzu nötige Energie wird dabei von einem γ-Quant bereitgestellt. In beiden Prozessen ist, wie bereits erwähnt, die Pufferwirkung eines weiteren Stoßpartners unentbehrlich zur Aufrechterhaltung von Energie-und Impulsbilanz.
Die Konversionslänge X_P, also die mittlere Weglänge eines hochenergetischen Photons, während der eine Primärintensität I_0 um einen Faktor $\frac{1}{e}$ abgeschwächt wird,

$$I = I_0 e^{-\frac{x}{X_p}} \tag{2.7}$$

ist eng mit der in Gl. 2.2 eingeführten Strahlungslänge verknüpft: $X_P = \frac{9}{7} X_B$.
Bei primären γ-Quanten mit hoher Energie nimmt die kinetische Energie der erzeugten Teilchen e^- und e^+ relativistische Dimensionen an. Sie behalten deshalb im wesentlichen die Impulsrichtung des Photons bei. Die mittlere Winkelabweichung Θ_P von der Bahn des γ-Quants beträgt dabei

$$\Theta_P = \frac{m_e c_0^2}{E_0} \tag{2.8}$$

was genau dem Ergebnis in Gl. 2.4 entspricht.

2.1.2 Elektromagnetische Schauer

Tritt ein hochenergetisches Photon in die obere Atmosphäre ein, wird es im Mittel nach Durchlaufen einer Strecke von einer Konversionslänge mit einem Atomkern (z.B. Stickstoff oder Sauerstoff) wechselwirken und zu einem e^+e^--Paar zerstrahlen. Diese Produktteilchen werden auf ihrem Weg durch die Atmosphäre Bremsstrahlungsquanten emittieren. Grob genähert geht den Teilchen auf einer Strahlungslänge die halbe Energie durch Strahlungsverluste verloren. Ein großer Teil dieser Quanten wird dabei Energien in der Größenordnung der Teilchenenergie selbst übernehmen. Ist die Energie der Quanten höher als $\approx$1.2 MeV, dann können sie wiederum eine Paarbildung auslösen. Dadurch setzt eine Kettenreaktion ein, die zu einer kaskadenartigen Schauerentwicklung führt. Die Primärenergie des eingestrahlten γ-Quants verteilt sich dabei auf immer mehr Quanten, deren Flugbahnen aber nach den Gleichungen 2.4 und 2.8 stark um die Bahn des Primärquants kollimiert bleiben. Die Kaskadenentwicklung bricht ab, wenn der dominierende Prozeß für den Energieverlust der Elektronen nicht mehr durch die Bremsstrahlung, sondern durch die Ionisationsverluste der geladenen Teilchen gegeben ist. Die kritische Energie E_{cr}, bei der dieser Abbruch erfolgt, ist definiert durch:

$$\Delta E_B(E_{cr}) \approx \Delta E_{ION}(E_{cr}) \tag{2.9}$$

Dabei bezeichnet ΔE_B den Energieverlust durch Bremsstrahlung und ΔE_{ION} den Energieverlust durch Ionisation. In Luft beträgt die kritische Energie $E_{cr} \approx 84.7$ MeV. Zwar werden auch bei kleineren Energien noch Bremsquanten emittiert, doch die Zahl dieser Prozesse nimmt sehr schnell ab: Bei der kritischen Energie E_{cr} stirbt der Schauer aus.

Die prinzipielle Entwicklung einer solchen γ-Kaskade läßt sich anhand eines auf Heitler [HEI,54] zurückgehenden Modells veranschaulichen, das zwar starke Vereinfachungen beinhaltet, aber doch die wesentlichen Zusammenhänge darzustellen vermag.

Das Schauer-Modell von Heitler

Aufgrund der im vorangegangenen Abschnitt dargelegten Verwandschaft von Bremsstrahlung und Paarbildung sei die im folgenden verwendete *Strahlungslänge* l_0 definiert als

$$l_0 := X_B \approx X_P.$$

In dieser Approximation möge ein primäres γ-Quant der Energie E_0 nach Durchlaufen der Strecke l_0 in ein e^+e^--Paar zerstrahlen und seine Energie gleichmäßig auf die beiden generierten Teilchen verteilen. Das Elektron (und in gleicher Weise das Positron) soll dann nach einer Laufstrecke von ebenfalls l_0 ein einziges Bremsstrahlungsquant emittieren und diesem die Hälfte seiner Energie, also $\frac{1}{4}E_0$, übertragen. Während dieses Quant nun seinerseits eine Paarbildung auslösen kann, soll das gebremste Elektron mit seiner verbleibenden Energie $\frac{1}{4}E_0$ nach einer weiteren Strahlungslänge l_0 wiederum die Hälfte seiner

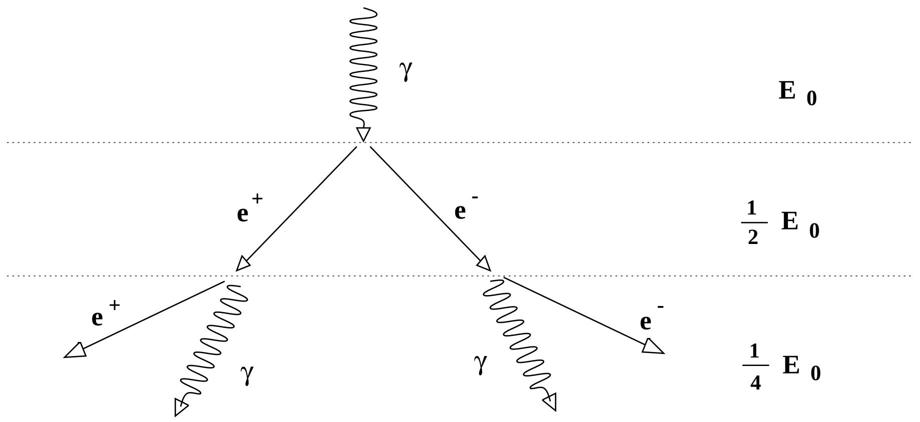

Abbildung 2.1: *Die Skizze zeigt die modellhafte Entwicklung eines elektromagnetischen Luftschauers nach Heitler. Die Primärenergie verteilt sich in jeder Kaskadenstufe auf mehr Teilchen.*

Energie in einem Bremsstrahlungsquant abgeben. Es bildet sich dadurch eine kaskadenartige Schauerentwicklung aus, wie sie in Abb. 2.1 dargestellt ist. Dabei nimmt die Zahl N der nach t Strahlungslängen existierenden Quanten (e^+,e^- und Photonen) exponentiell zu, während die Energie, welche jedes dieser Quanten besitzt, exponentiell mit t abnimmt.

$$N = 2^t; \qquad E_t = E_0 \cdot 2^{-t}$$

Der Schauer bricht ab, wenn die kritische Energie E_{cr} erreicht wird. Das Maximum in der Teilchenzahl wird damit erreicht für

$$E_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{t_{max}} \approx E_{cr} \tag{2.10}$$

wobei t_{max} gegeben ist durch

$$t_{max} \approx \frac{1}{ln2} \cdot ln\frac{E_0}{E_{cr}}$$

Somit existieren im Teilchenzahlmaximum

$$N_{max} \approx \frac{E_0}{E_{cr}}$$

Teilchen, wobei $\frac{1}{3}N_{max}$ auf γ und $\frac{2}{3}N_{max}$ auf e^- und e^+ entfallen.

Als wesentliche Schlußfolgerungen liefert dieses einfache Modell also:

1) Die Anzahl der Strahlungslängen bis zum Erreichen des Maximums wächst logarithmisch mit der Primärenergie E_0

$$t_{max} \approx ln\frac{E_0}{E_{cr}} \tag{2.11}$$

2) Die maximale Teilchenzahl N_{max} ist ungefähr gleich dem Verhältnis E_0 zu E_{cr}

$$N_{max} \approx \frac{E_0}{E_{cr}} \tag{2.12}$$

Es bleibt zu erwähnen, daß dieses Modell für Energien $< E_{cr}$ wegen der Annahme eines stetigen Anwachsens der Kaskade schnell zu völlig falschen Ergebnissen führt.

Analytische Berechnung der Schauerentwicklung

Eine analytische Berechnung der Schauerentwicklung ist äußerst schwierig zu erlangen, da sehr viele Einzelprozesse eingehen und nicht zu vernachlässigende Fluktuationen auftreten. Eine derartige Rechnung soll prinzipiell in der Lage sein, vorauszusagen, wieviele e^-, e^+ und Photonen einer bestimmten Energie E t Strahlungslängen nach Eintritt des Primärteilchens mit Energie E_0 in die Atmosphäre zu finden sind. Der übliche Lösungsansatz [JAN,48] gliedert sich dabei in zwei Schritte:

1) Bestimmung der mittleren Teilchenzahlen $\overline{N}_{e^-}(E_0, E, t), \overline{N}_{e^+}(E_0, E, t), \overline{N}_{ph}(E_0, E, t)$ ohne Fluktuationen

2) Hinzunahme der Fluktuationen

Die Resultate, welche sich aus dem ersten Teil der Berechnung ergeben, seien knapp vorgestellt:

- In die Berechnung der maximalen Teilchenzahlen $\overline{N}_{e^-max}$, $\overline{N}_{e^+max}$ und $\overline{N}_{ph\ max}$ geht die Primärenergie nur als Verhältnis $\frac{E_0}{E_{cr}}$ ein:

$$\overline{N}_{max} \sim \frac{E_0}{E_{cr}} \tag{2.13}$$

- Diese maximalen Teilchenzahlen werden nach wenigen Strahlungslängen erreicht:

$$t_{max} = ln \frac{E_0}{3E_{cr}} \tag{2.14}$$

Diese Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit den Gln. 2.12 und 2.11 des einfachen Modells. In Abb. 2.2 ist die analytisch berechnete Anzahl von Elektronen in einem γ-Schauer in Abhängigkeit von der Eindringtiefe in die Atmosphäre für verschiedene Primärenergien dargestellt. Es wurden dabei nur Elektronen mit Energien oberhalb von 5 MeV berücksichtigt. Eine Strahlungslänge entspricht bei γ-Schauern 37 g/cm^2. Für einen 1 TeV γ-Schauer wird das Teilchenzahlmaximum bereits nach etwa 10 Strahlungslängen erreicht.

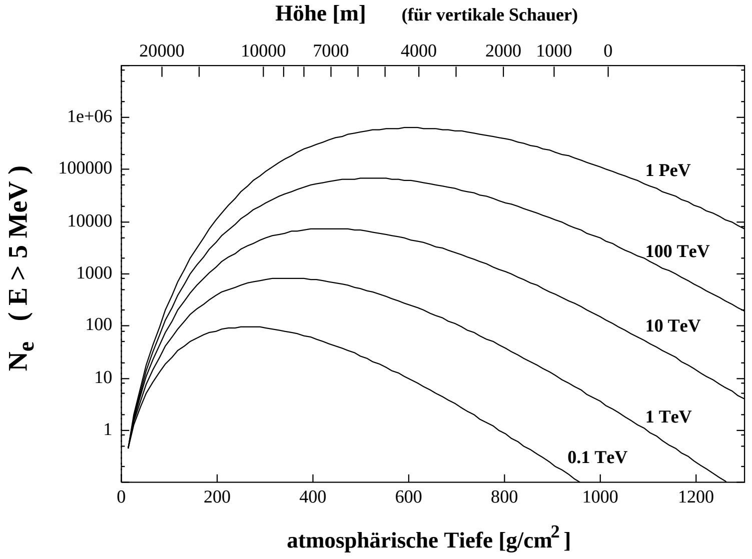

Abbildung 2.2: *Dargestellt ist die analytisch berechnete Anzahl von Elektronen mit Energie >5MeV in γ-Schauern verschiedener Primärenergie in Abhängigkeit von der atmosphärischen Tiefe. Zur Orientierung ist in der oberen Skala eine Angabe der entsprechenden Höhe über NN für vertikal einfallende Schauer gegeben (aus [BER,96a]).*

Für den notwendigen zweiten Teil der Schauerrechnung, der auch Fluktuationen berücksichtigt, existieren nur unvollständige Lösungen. Als problematisch und rechenaufwendig stellt sich hier vor allem die enge statistische Korrelation der Einzelprozesse heraus. Würde beispielsweise ein Elektron in der Frühphase der Schauerentwicklung statt nach einer Strahlungslänge erst nach zweien ein Bremsquant emittieren, so würden sich, aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der Häufigkeiten von der atmosphärischen Tiefe, große Abweichungen in $\overline{N}_{e^-}$,$\overline{N}_{e^+}$ und $\overline{N}_{ph}$ ergeben. Da die Berücksichtigung von Fluktuationen für die verläßliche Berechnung der Schauerentwicklung unverzichtbar ist und geschlossene Lösungen nicht verfügbar sind, bleibt nur die Möglichkeit der Anwendung von Monte-Carlo-Simulationen. Solche Simulationen bilden die Grundlage der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse.

2.1.3 Hadronschauer

Ausgedehnte Luftschauer können auch von den hochenergetischen geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung ausgelöst werden. Im Energiebereich von 10^{12}-10^{15} eV setzt sich diese Strahlung aus ungefähr 50% Protonen, 25% α-Teilchen und 25% schweren Kernen zusammen [SOK,89]. Die Diskussion der durch ein Proton ausgelösten Schauerentwicklung ist also schon rein zahlenmäßig von besonderer Bedeutung, zudem zeigen sich an ihr alle typischen Charakteristika eines Hadronschauers. Im folgenden wird daher nur die Entwicklung eines Proton-induzierten Schauers als exemplarisches Beispiel eines Hadronschauers durchgeführt.

Ein hochenergetisches Proton wird im Mittel nach einer Wechselwirkungslänge von ungefähr $70\frac{g}{cm^2}$ mit Kernen der oberen Atmosphärenschichten kollidieren (zum Vergleich: Die mittlere freie Weglänge von Elektronen ist mit $37\frac{g}{cm^2}$ deutlich geringer). Bei dieser Kollision wird der Targetkern zerbrechen, wobei als Produkte neben größeren Bruchstücken, die hier als Y-Kerne bezeichnet werden, vor allem Protonen und Neutronen entstehen. Weiterhin können im starken Feld während der Kollision virtuelle Teilchen wie Mesonen (vor allem Pionen) und Hyperonen, sowie $p\overline{p}$- und $n\overline{n}$-Paare materialisiert werden.

$$p + N_2 \rightarrow Y + p + n + \pi^0 + \pi^- + \pi^+ + \overline{p} + \overline{n} \ldots$$

Die Hadronen können, sofern ihre Energie dazu ausreicht, weitere Kollisionen verursachen. Die π^0-Mesonen zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von $\tau_{\pi^0} = (8.3 \pm 0.6) \cdot 10^{-17}$s [PER,90] in zwei γ-Quanten:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \tag{2.15}$$

Die geladenen $\pi^\pm$ dagegen existieren mit einer mittleren Lebensdauer $\tau_{\pi^\pm} = (2.603 \pm 0.002) \cdot 10^{-8}$s [PER,90] hinreichend lange (mit zunehmender Energie steigt die relativistische Zeitdilatation), daß eine Kollision mit einem Kern wahrscheinlicher wird als ein Zerfall. Eine solche Kollision kann selbst wieder den Proton-Kern-Kollisionen vergleichbare Folgen nach sich ziehen. Kommt es nicht zu einer Kollision, so zerfallen die $\pi^\pm$ gemäß

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.16}$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \overline{\nu}_\mu. \tag{2.17}$$

Diese dritte Teilchengeneration, die Myonen, wechselwirken im allgemeinen nicht mehr mit den Kernen der Atmosphäre, sondern erreichen den Erdboden. Wegen der langen Lebensdauer $\tau_{\mu^\pm} = (2.1971 \pm 0.0001) \cdot 10^{-6}$s [PER,90] der sich relativistisch bewegenden Myonen kommt es nur selten zu Zerfällen:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu \tag{2.18}$$

$$\mu^- \rightarrow e + \overline{\nu}_e + \nu_\mu. \tag{2.19}$$

Vor allem durch den Zerfall des π^0 werden γ-Quanten emittiert, die, wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, einen elektromagnetischen Schauer auslösen können. Da innerhalb der Hadronkomponente der Schauerentwicklung mehrere Generationen von Pionen erzeugt werden, setzt sich die resultierende elektromagnetische Schauerkomponente aus mehreren Einzelschauern zusammen. In der Entwicklung eines Hadronschauers konkurrieren viele Zerfalls- und Wechselwirkungskanäle, bei denen es teilweise zum Übertrag großer Transversalimpulse kommt. Dadurch treten bereits vor der Auslösung der Teilschauer Streuungen weg von der ursprünglichen Bahn des einfallenden Primärteilchens auf, die dazu

führen, daß die resultierende elektromagnetische Schauerkomponente eine deutlich stärkere Entwicklung in die Breite aufweist, als ein Schauer, der von einem primären γ-Quant initiiert wurde. Die Streuungen können so stark sein, daß sich mehrere, als getrennt zu betrachtende, elektromagnetische Schauerkomponenten ausbilden.
Eine geringe Bedeutung in der Erzeugung elektromagnetischer Kaskaden nehmen die aus anderen Zerfallskanälen als dem $\mu^{\pm}$-Zerfall stammenden Elektronen ein.

2.1.4 Unterschiede in der Schauerentwicklung

γ-induzierte Luftschauer und die elektromagnetische Komponente von Hadron-induzierten Schauern sind in ihrer Entwicklung zwar prinzipiell ähnlich, dennoch unterscheiden sich die beiden Schauertypen in einigen wichtigen Punkten.

Hadronen haben ein stärkeres Durchdringungsvermögen als γ-Quanten. Deshalb setzt die Entwicklung hadronischer Kaskaden erst in geringeren Höhen ein als bei γ-Schauern. Aufgrund der wiederholten Auslösung elektromagnetischer Subkaskaden im Verlauf der Entwicklung des Hadron-Schauers erstreckt sich die resultierende elektromagnetische Kaskade über einen größeren Höhenbereich als bei γ-Schauern. Aus demselben Grund nimmt nach Erreichen des Teilchenzahlmaximums die mittlere Zahl von Elektronen/Positronen in Hadron-Schauern nicht so schnell ab als das bei γ-Schauern der Fall ist.

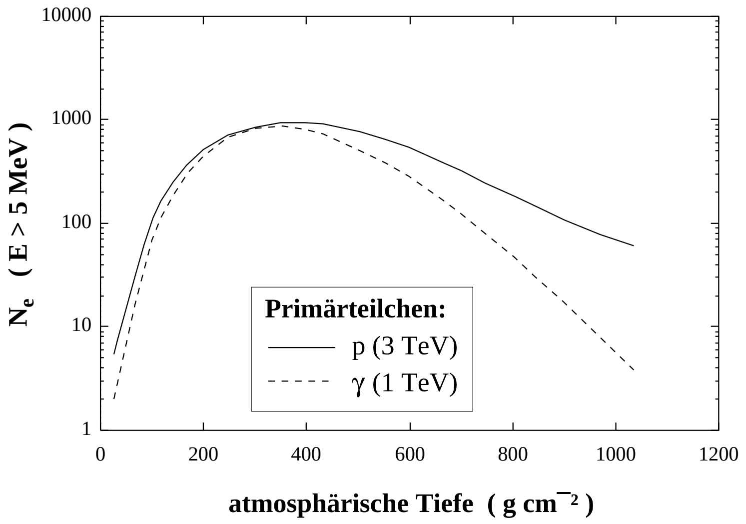

Abbildung 2.3: *Das Diagramm zeigt die Monte-Carlo Simulation (CORSIKA) der longitudinalen Entwicklung eines 1 TeV γ-Schauers und eines 3 TeV Proton-Schauers anhand der Anzahl der vorhandenen Elektronen (>5 MeV) in Abhängigkeit von der atmosphärischen Tiefe (aus [BER,96a]).*

In Abb. 2.3 ist diese Entwicklung für einen 1 TeV γ-Schauer und einen 3 TeV Proton-Schauer in einer Simulation dargestellt. In Hadronschauern wird die Energie des Primärteilchens nur ungefähr zur Hälfte auf die Ausbildung der elektromagnetischen Schauerkomponente verwendet, die übrige Energie entfällt auf die Entwicklung der hadronischen Struktur. In Abb. 2.3 sind deshalb Schauer unterschiedlicher Energie miteinander verglichen, die bis zum Erreichen des Teilchenzahlmaximums etwa gleich viele Elektronen produzieren.

Im Teilchenzahlmaximum liegt die mittlere Sekundärteilchenenergie bei 84 MeV und der mittlere Ablenkwinkel pro Wechselwirkung nach den Gln. 2.4 und 2.8 bei etwa 0.35°. Von größerer Bedeutung sind dagegen die Ablenkwinkel, welche bei den Vielteilchenprozessen in Hadronschauern auftreten. Sie können leicht die Größenordnung des Tscherenkow-Winkels überteffen. Ein 1 TeV Hadron-Schauer erreicht im Teilchenzahlmaximum eine Ausdehnung von 70 m [HIL,96], während reine elektromagnetische Schauer derselben Primärenergie mit 21 m Ausdehnung relativ schmal sind (Abb. 2.4).

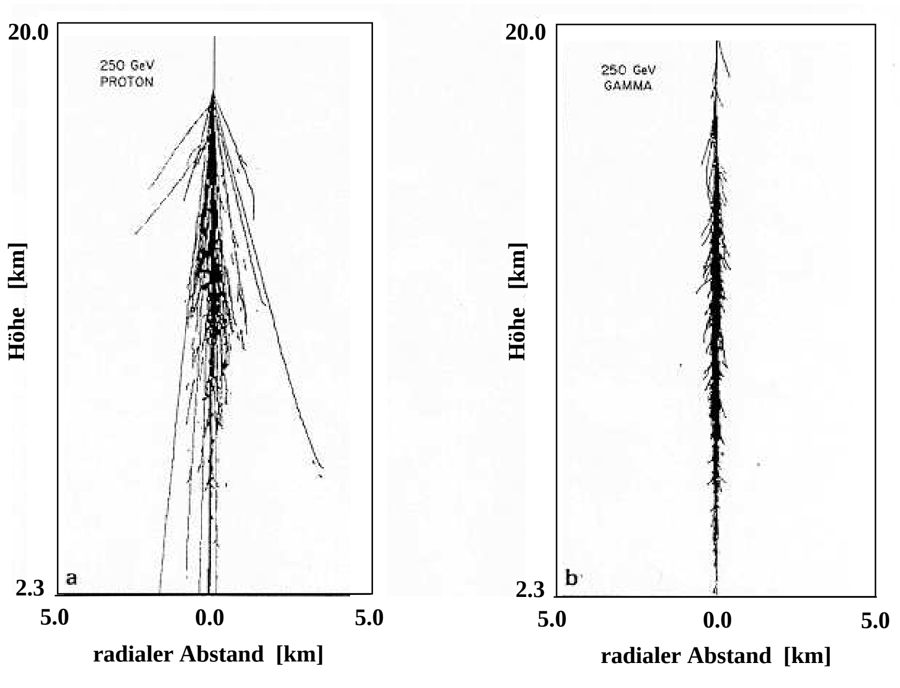

Abbildung 2.4: *Das Diagramm zeigt die Entwicklung eines Schauers anhand der Monte-Carlo-simulierten Bahnen von Elektronen und Positronen. Dargestellt ist links ein 0.25 TeV Proton-Schauer und rechts ein 0.25 TeV Gamma-Schauer (aus [WEE,92]).*

Die Unterschiede in der Longitudinal- und Transversalentwicklung von Luftschauern spiegeln sich in der am Boden meßbaren Flächendichteverteilung der vom Schauer emittierten Tscherenkow-Photonen (Abschnitt 2.2) wieder und bilden mit die wichtigsten Kriterien

zur γ-Hadron-Separation im TeV-Bereich (Abschnitt 3.1.3).
Ein weiteres Unterscheidungsmerkmal besteht in der Messung der Myon-Komponente eines Schauers: Eine nennenswerte μ-Produktion findet nur in hadronischen Schauern statt. Allerdings ist der Nachweis dieser Myonen erst ab Primärenergien $\geq$ 30 TeV effektiv [1].

2.2 Entstehung und Ausbreitung von Tscherenkowlicht in der Atmosphäre

2.2.1 Der Tscherenkow-Effekt

Ein geladenes Teilchen, das sich in einem dielektrischen Medium mit einer Geschwindigkeit bewegt, welche die Phasengeschwindigkeit des Licht übertrifft, verursacht in der Nähe der Teilchenbahn eine vorübergehende Polarisation des Mediums, die zur Emission elektromagnetischer Strahlung führt. Diese Erscheinung wird nach P. A. Tscherenkow, der zusammen mit S. I. Wasilow in den 30er Jahren die ersten systematischen experimentellen Untersuchungen zu diesem Phänomen anstellte [TSC,34], als *Tscherenkow-Effekt* bezeichnet. Eine theoretische Erklärung auf den Grundlagen der klassischen Elektrodynamik fanden 1937 I. J. Tamm und I. N. Frank [TAM,37],[FRA,37], die quantenmechanische Deutung konnte 1940 durch Ginzburg und Jelley gegeben werden [JEL,58].
Um die Darstellung einfach zu halten, soll im folgenden der klassischen Erklärung der Vorzug gegeben werden.

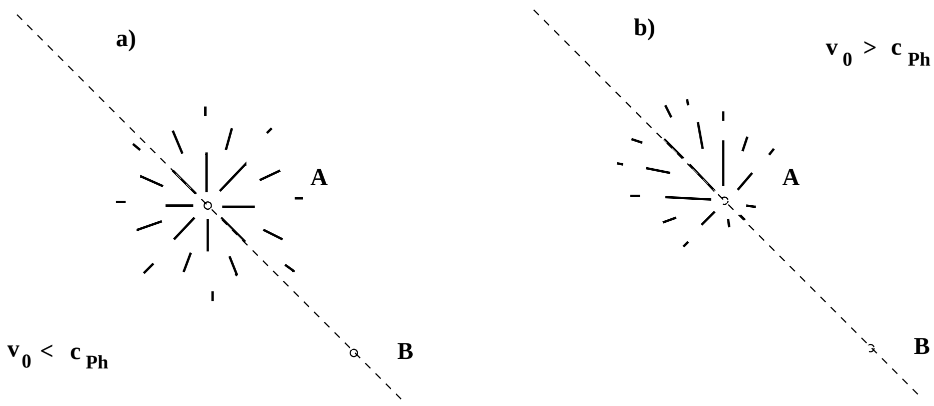

Abbildung 2.5: *Ein geladenes Teilchen polarisiert beim Durchqueren eines Dielektrikums die Atome seiner näheren Umgebung. Die Strichlänge deutet den Polariationsgrad an. Diese Polarisation ist a) kugelsymmetrisch für $v_0 < c_{ph}$ und b) achsialsymmetrisch für $v_0 > c_{ph}$.*

[1] Ein 1 TeV-Proton-Schauer erzeugt auf Meeresniveau eine Myon-Flächendichte von nur 1 μ/3000 m^2!

Abb. 2.5 zeigt einen kleinen Abschnitt der Bahn eines geladenen Teilchens durch ein dielektrisches Medium. Durchläuft das Teilchen auf seiner Bahn den Punkt A, so bedeutet das für die benachbarten Atome des Mediums das plötzliche Auftreten eines lokalen Feldes, wodurch sie polarisiert werden. Wenn das Teilchen am Punkt B anlangt, verschwindet das Störfeld am Punkt A wieder. Die Atome in der Umgebung von A schwingen nun in ihre Ruhelage zurück, wobei sie als klassische Dipole wirken. Diese Dipole lassen sich in eine Komponente parallel und in eine Komponente senkrecht zur Bahn des Teilchens zerlegen. Wenn sich das Teilchen mit einer Geschwindigkeit v_0 durch das Medium bewegt, die kleiner ist als die Phasengeschwindigkeit des Lichts c_{ph}, dann sind die Dipole kugelsymmetrisch angeordnet (Abb. 2.5.a). Die von ihnen emittierten Elementarwellen interferieren deshalb stets destruktiv. Bewegt sich das Teilchen dagegen mit einer Geschwindigkeit v_0 größer als c_{ph}, dann wird diese Symmetrie teilweise zerstört (Abb. 2.5.b): Senkrecht zur Teilchenbahn besteht zwar noch eine Radialsymmetrie, aber parallel zur Bahn schwingen die Dipolkomponenten in Phase und können elektromagnetische Wellen emittieren: die Tscherenkow-Strahlung. Nach dem Huygenschen Prinzip werden sich die emittierten Wellen zu einer kegelförmigen Schockfront formieren, ganz ähnlich, wie es in der Akustik von den Machschen Wellen bekannt ist (Abb. 2.6): Wenn c_0 die Lichtgeschwindigkeit im

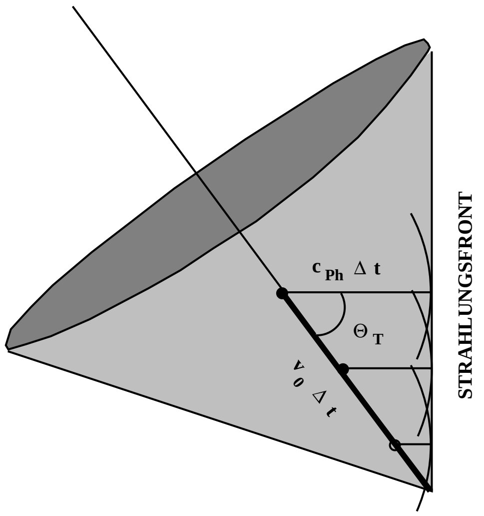

Abbildung 2.6: *Die auf der Bahn des geladenen Teilchens emittierten Elementarwellen formieren sich zu einer kegelförmigen Strahlungsfront.*

Vakuum bezeichnet und n der Brechungsindex des Dielektrikums ist, dann bewegt sich die im Punkt A emittierte Welle mit der Phasengeschindigkeit $c_{ph} = \frac{c_0}{n}$ durch das Medium und legt im Zeitintervall Δt die Strecke $c_{ph} \cdot \Delta t$ zurück. In der gleichen Zeit hat sich das Teilchen, welches das Medium mit der Geschwindigkeit v_0 durchquert, um die Strecke $v_0 \cdot \Delta t$ fortbewegt. Damit ergibt sich für den Winkel Θ_T, unter dem die Strahlung relativ zur Bahnachse emittiert wird, die Tscherenkow-Beziehung:

$$cos\Theta_T = \frac{c_{ph} \cdot \Delta t}{v_0 \cdot \Delta t} = \frac{c_0}{n \cdot v_0} \tag{2.20}$$

Θ_T wird als *Tscherenkow-Winkel* bezeichnet und legt den halben Öffnungswinkel des Strahlenkegels fest.
Wegen $cos\Theta_T \leq 1$ folgt

$$\frac{c_0}{v_0} \leq n \tag{2.21}$$

Da die Teilchengeschwindigkeit kleiner als die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum sein muß, folgen als wichtige Bedingungen für Tscherernkow-Emission:

- Tscherenkow-Strahlung kann nur in Frequenzbereichen emittiert werden, in denen der Brechungsindex des Mediums größer als 1 ist:

  $$n > 1 \tag{2.22}$$

  Im Spektralbereich des sichtbaren, des infraroten und des ultravioletten Lichts ist das der Fall, wohingegen im Röntgenbereich für die meisten Medien $n < 1$ gilt und somit keine Tscherenkow-Emission möglich ist.

- Die minimale Energie, die ein geladenes Teilchen der Masse m_0 aufweisen muß, um Tscherenkow-Photonen zu emittieren, ist gegeben durch:

  $$E_{min} = \frac{m_0 c_0^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \tag{2.23}$$

  Tscherenkow-Strahlung wird also vornehmlich von leichten Teilchen emittiert. In Hadronschauern liefert folglich nur die elektromagnetische Komponente einen merklichen Beitrag zur Lichtemission.

Das Spektrum der emittierten Tscherenkow-Strahlung ist kontinuierlich. Nach Frank und Tamm [FRA,37] ist der durch Tscherenkow-Strahlung bewirkte Energieverlust dE_T eines geladenen Teilchens der Kernladungszahl Z, das sich mit der Geschwindigkeit v_0 durch ein Medium mit dem Brechungsindex n bewegt, gegeben durch

$$\frac{\mathrm{d}E_T}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi^2 Z^2 e^2}{c_0^2} \int_{\beta n(\nu)>1} (1 - \frac{1}{\beta^2 n(\nu)^2}) \nu \mathrm{d}\nu \qquad \beta = \frac{v_0}{c_0} \tag{2.24}$$

wobei über alle Frequenzen ν mit $\beta n > 1$ zu integrieren ist. Dieser Energieverlust beträgt weniger als 0.1 % der Gesamtverluste des Teilchens, die im wesentlichen durch Bremsstrahlung und Ionisation bewirkt werden. Dieses Verhältnis ist konstant, und kann, bei Kenntnis der Gesamtintensität der Verluste durch Tscherenkow-Emission, dazu verwendet

werden, die Primärenergie des Schauers zu rekonstruieren.
Aus Gleichung 2.24 läßt sich sofort die Anzahl N der pro Wegstrecke $\mathrm{d}x$ emittierten Tscherenkow-Photonen erhalten, wenn man die Beziehung $\mathrm{d}N = \frac{\mathrm{d}E_\nu}{h\nu}$ ausnutzt:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}x} = 2\pi\alpha Z^2 \int_{\beta n(\lambda)>1} (1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2})\lambda^{-3}\mathrm{d}\lambda \qquad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c_0} \tag{2.25}$$

2.2.2 Atmosphärisches Tscherenkow-Licht

Elektronen und Positronen, die in einem Luftschauer erzeugt werden, durchqueren mit der Luft ein Medium, dessen Dichte sich kontinuierlich mit der Höhe ändert. In einer als isotherm angenäherten Atmosphäre kann die Abhängigkeit der Dichte von der Höhe über NN in guter Näherung durch die barometrische Höhenformel beschrieben werden [ROE,92]. Die Dichte ist aber direkt proportional dem Brechungsindex n, so daß sich für diesen dieselbe exponentielle Abhängigkeit von der Höhe h ergibt:

$$n(h) = 1 + \eta_0 e^{\frac{-h}{h_0}} \tag{2.26}$$

Dabei sind η_0=0.00029 und h_0=8400 m Normierungsgrößen.

Dieser Zusammenhang läßt sich auf die Ergebnisse des vorangegangenen Abschnitts anwenden. Die Schwellenenergie für Tscherenkow-Emission (Gl. 2.23) berechnet sich als

$$E_{min}(h) = \frac{m_0 c_0^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{(1+\eta_0 e^{\frac{-h}{h_0}})^2}}} \tag{2.27}$$

und aus Gl. 2.20 folgt der Tscherenkow-Winkel

$$\Theta_T(h) = arccos\left(\frac{c_0}{(1 + \eta_0 e^{\frac{-h}{h_0}}) \cdot v_0}\right) \tag{2.28}$$

In den Abbildungen 2.7.a und 2.7.b sind E_{min} in MeV für Elektronen und der maximal mögliche Tscherenkow-Winkel $\hat{\Theta}_T$ in Grad gegen die Höhe h in Kilometern aufgetragen. Wegen der hohen Teilchenenergien gilt in sehr guter Näherung $\beta \approx 1$, so daß die Darstellung in Abb.2.7.b als allgemeingültig für alle Teilchenenergien betrachtet werden kann.

Während mit abnehmender Höhe die Schwellenenergie zur Emission von Tscherenkow-Photonen immer geringer wird, nimmt der Winkel $\hat{\Theta}_T$ unter dem die Abstrahlung relativ zur Teilchenbahn erfolgt, stetig zu. In der Höhe des Emissionsmaximums liegt für γ-induzierte Luftschauer mit Primärenergien im TeV-Bereich die Schwellenenergie für Elektronen bei circa 50-55 MeV und der Tscherenkow-Winkel bei ungefahr 0.8-0.9 °. Der maximal mögliche Tscherenkow-Winkel beträgt 1.38°.

Die in der Höhe h über NN emittierten Tscherenkow-Photonen formen einen Lichtkegel mit dem Öffnungswinkel $\Theta_T(h)$ (Abb. 2.8).

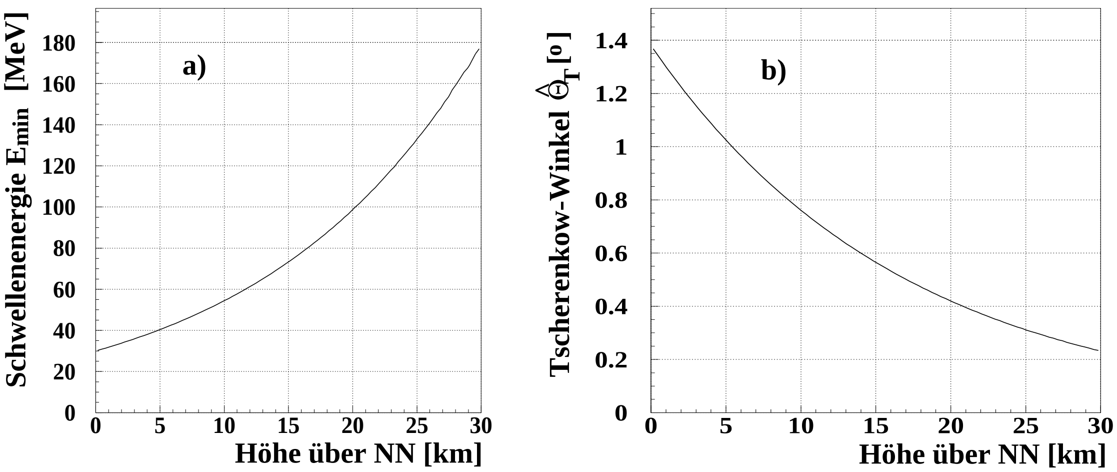

Abbildung 2.7: *In Abhängigkeit von der Höhe über NN ist a) die Schwellenenergie für die Emission von Tscherenkow-Strahlung für Elektronen sowie b) der Tscherenkow-Winkel für β=1 aufgetragen.*

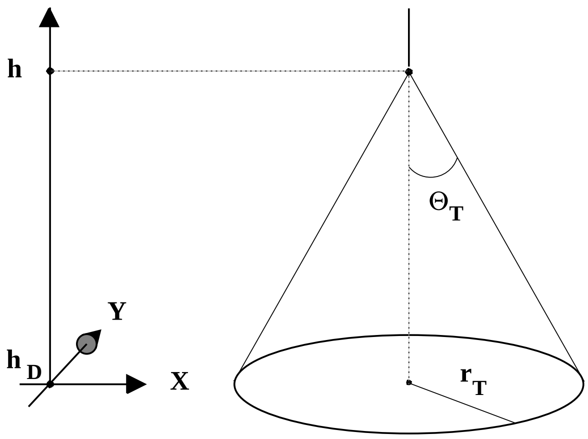

Abbildung 2.8: *Ein geladenes Teilchen, das sich vertikal durch die Atmosphäre bewegt, soll in der Höhe h Tscherenkow-Photonen emittieren. Diese treffen statistisch über einen Kreis verteilt auf die Detektorebene in der Höhe h_D auf.*

Für Teilchen, die sich vertikal durch die Atmosphäre bewegen, stellt der Schnitt dieses Kegels mit der Detektorebene in der Höhe h_D über NN einen Kreis dar, dessen Radius durch

$$r_T(h) = (h - h_D) \cdot tan\Theta_T(h) \tag{2.29}$$

gegeben ist. Mit Θ_T aus Gl. 2.28 und der Beziehung

$$tan(arccos(x)) = \frac{\sqrt{1-x^2}}{x}$$

ergibt sich für den maximalen Abstand des Photonenauftreffpunktes von der Schauerachse schließlich

$$r_T(h) = (h - h_D) \cdot \sqrt{\eta_0^2 e^{\frac{-2h}{h_0}} + 2\eta_0 e^{\frac{-h}{h_0}}} \approx (h - h_D) \cdot \sqrt{2\eta_0 e^{\frac{-h}{h_0}}} \tag{2.30}$$

Abb. 2.9 stellt die Abhängigkeit des Lichtkreisradius von der Emissionshöhe der Tscherenkow-Photonen dar, wie sie sich für eine Beobachtung in 2200 m Höhe (La Palma) ergibt.

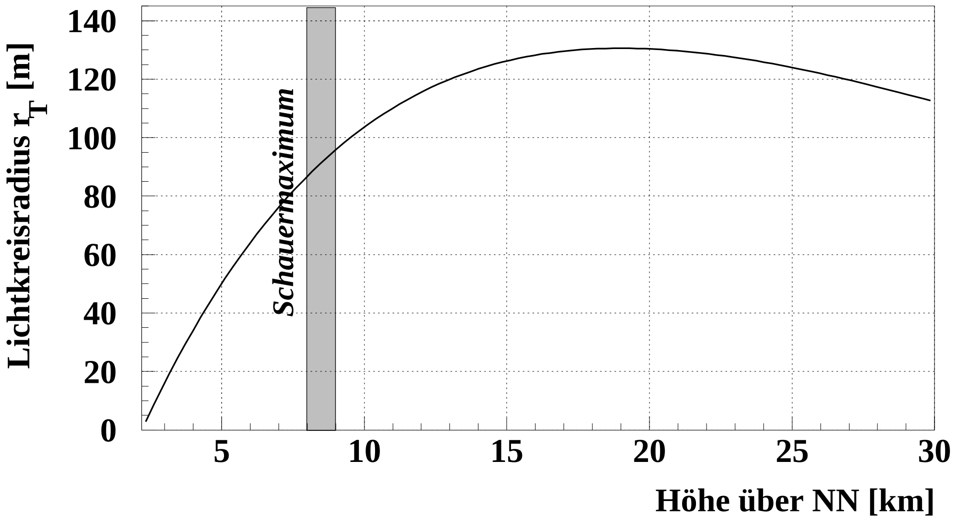

Abbildung 2.9: *Der Radius des Lichtkreises hängt ab von der Emissionshöhe der Tscherenkow-Photonen. Die Kurve bezieht sich auf eine Beobachtungshöhe von 2200 m. Eingezeichnet ist der Bereich über den sich bei TeV-γ-Schauern das Maximum der Tscherenkow-Emission erstreckt.*

Nach Abb. 2.3 ergibt sich für die Anzahl geladener Schauerteilchen in γ- oder Hadron-induzierten Schauern ein deutliches Maximum, daß sich über einen Höhenbereich von etwa 1000-2000 m erstreckt. In der Nähe dieses eng begrenzten Bereich werden auch die meisten Tscherenkow-Photonen emittiert. Aus Gl. 2.30 ist zu ersehen, daß aufgrund dieser

Konzentration die meisten Photonen innerhalb eines begrenzten Ringbereiches auf die Detektorfläche auftreffen. Für TeV-γ-Schauer ist der Höhenbereich des Emissionsmaximums in Abb. 2.9 schraffiert eingezeichnet.

Die bisherigen Betrachtungen gingen von Schauerentwicklungen aus, bei denen sich alle Schauerteilchen parallel durch das Medium bewegen. Neben den bereits in Abschnitt 2.1.4 angesprochenen Streuphänomenen sind noch die Ablenkungen, welche durch Streuprozesse mit Atmosphärenpartikeln hervorgerufen werden, von Bedeutung. Der dominante Streuvorgang ist dabei die Mehrfach-Coulomb-Streuung. Einer Abschätzung von Rossi und Greisen [ROS,52] folgend, errechnet sich der mittlere quadratische Streuwinkel $\langle\Psi_s^2\rangle$ für Elektronen der Energie E beim Durchlaufen einer Strecke von t Strahlungslängen näherungsweise nach

$$\langle\Psi_s^2\rangle \approx \left(\frac{21MeV}{E}\right)^2 \cdot t \tag{2.31}$$

Die Ablenkung ist also desto höher, je weniger Energie die Teilchen besitzen. Für 84 MeV-Elektronen werden damit auf einer Strahlungslänge mittlere Ablenkungen um 14° verursacht.

Diese Streuphänomene führen dazu, daß die Verteilung des Tscherenkow-Lichts am Boden durch Überlagerung der Tscherenkow-Emissionen gestreuter Elektronen zu einem verwaschenen Kreis ausgeschmiert wird. Dieser Effekt ist für Hadronschauer stärker ausgeprägt, als für γ-Schauer (Abb. 2.10), bedingt auch durch die Überlagerung mehrerer Einzelkaskaden. Es ist zu erkennen, daß für den Gamma-Schauer die Photonendichte innerhalb eines Kreisrings 50-120 m um die Schauerachse nahezu homogen ist, nach innen leicht und nach außen sehr schnell abnimmt.

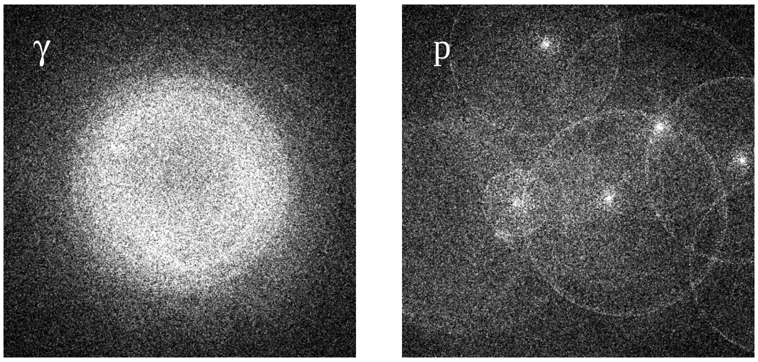

Abbildung 2.10: *Simulation der Photonenverteilung auf Beobachtungsniveau 2200 m in einem Areal 400 m x 400 m für einen Gamma-Schauer der Energie 0.3 TeV (links) und einen Proton-Schauer der Energie 1 TeV (rechts); es wurde keine atmosphärische Extinktion berücksichtigt, die Grauskalen sind unterschiedlich gewählt, die Bilder zeigen somit nur qualitative Unterschiede (CORSIKA-Simulationen von K. Bernlöhr)*

2.3 Lichtschwächung in der Atmosphäre

In Luftschauern werden Tscherenkow-Photonen in großer Höhe erzeugt. Auf ihrem Weg durch die dichter werdende Atmosphäre unterliegen die Photonen Wechselwirkungen mit Luftmolekülen und Aerosolpartikeln. Von Bedeutung sind dabei Rayleigh- und Mie-Streuung sowie die Absorption durch Moleküle, insbesondere durch Ozon.
Die Streuung an Zentren, welche klein gegen die Wellenlänge des Lichts sind, können mit der Streutheorie von Rayleigh behandelt werden, während die Streuung an Zentren, deren Ausdehnung gegenüber der Lichtwellenlänge nicht mehr zu vernachlässigen ist, der Streutheorie von Mie folgt. Diese Schwächungsprozesse sind wellenlängenabhängig und führen zu einer, bei kurzwelligen Photonen erheblichen, Schwächung der ursprünglichen Lichtintensität. Die Schwächungsmechanismen Streuung und Absorption sind dabei grundlegend unterschiedlich:

- Bei der *Absorption* wird die Photon-Energie vom Wechselwirkungspartner ganz oder teilweise aufgenommen und in chemische oder physikalische Energie umgesetzt.
- Durch *elastische Streuung* wird das Photon ohne Energieverlust aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt. Da aber der Tscherenkow-Winkel mit $\leq 1.38°$ sehr klein ist und Rückstreuungen unwahrscheinlich sind, müssen bereits kleinste Streuwinkel von wenigen Grad als Totalverlust des gestreuten Photons gewertet werden.

Die ursprüngliche Strahlintensität I_0 nimmt exponentiell mit der durchlaufenen Strecke x ab:

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha_{ext} x} \qquad , \tag{2.32}$$

wobei sich der Extinktionskoeffizient α_{ext} additiv aus den Koeffizienten der erwähnten Einzelprozesse zusammensetzt:

$$\alpha_{ext} = \alpha_{Rayleigh} + \alpha_{Mie} + \alpha_{Ozon}$$

Im folgenden soll eine kurze Beschreibung dieser Prozesse und ihrer Bedeutung für die Schwächung des Tscherenkowlichts gegeben werden. Tiefergehende Einblicke in die Streumechanismen bietet [HUL,81]; der Einfluß von Aerosolen und Ozon ist in [ROE,92] beschrieben.

2.3.1 Rayleigh-Streuung

Die Streuung von Licht an polarisierbaren Teilchen, deren räumliche Ausdehnung viel kleiner als die Wellenlänge des Lichts ist, wird als Rayleigh-Streuung bezeichnet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Rayleigh-Streuung ist gegeben durch [JAC,82]

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_s}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{2\pi^2}{\lambda^4 \rho}(n-1)(1+cos^2\phi) \qquad , \tag{2.33}$$

wobei ρ die Teilchendichte des Streumediums und ϕ den Ablenkwinkel des gestreuten Photons relativ zur ursprünglichen Flugrichtung bezeichnet. Die Polarisierbarkeit des Mediums geht über den Brechungsindex n in die Formel ein. Aufgrund der cos^2-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts weisen die meisten gestreuten Tscherenkow-Photonen Streuwinkel auf, die viel größer sind als der Tscherenkow-Winkel. In guter Näherung kann man daher alle Rayleigh-gestreuten Photonen als verloren ansehen. Mit dem totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_s = \frac{32\pi^3}{3\lambda^4 n^2}(n-1)^2 \tag{2.34}$$

berechnet sich dann der Extinktionskoeffizient für Rayleigh-Streuung zu

$$\alpha_{Rayleigh} = \sigma_s \cdot \rho \qquad . \tag{2.35}$$

Zu beachten ist vor allem die starke Abhängigkeit $\sim \lambda^{-4}$ von $\alpha_{Rayleigh}$! Kurzwellige Photonen werden mit einer viel größeren Wahrscheinlichkeit Rayleigh-gestreut als langwellige.

2.3.2 Mie-Streuung

Die Streuung von Licht an Partikeln, die Ausdehnungen in der Größenordnung der Lichtwellenlänge aufweisen, muß nach der Mieschen Streutheorie berechnet werden. Diese Theorie ist weitaus komplexer als die der Rayleigh-Streuung. Es lassen sich keine analytischen Lösungsformeln für Streuquerschnitte und Extinktionskoeffizienten angeben, so daß man auf numerische Lösungen angewiesen ist. Allerdings kann man abschätzen, daß die Streuintensität weitaus weniger von der Wellenlänge des eingestrahlten Lichts abhängt, als bei der Rayleigh-Streuung: Eine grobe Näherung [ROE,92] führt auf

$$\alpha_{Mie} \sim \lambda^{-c} \qquad c \in [1, 1.5] \tag{2.36}$$

Dieser Zusammenhang gilt für eine Standardverteilung der Partikelgrößen in der Atmoshäre, wie sie durch ein Junge-Spektrum [JUN,63] beschrieben wird. Eine momentane Störung der Verteilung, z.B. durch einen Vulkanausbruch mit Ausstoß relativ vieler großer Partikel, kann zu erheblichen Abweichungen führen.

2.3.3 Absorption

Als absorbierende Teilchen sind in dem für die Tscherenkow-Strahlung interessanten Spektralbereich vor allem Ozonmoleküle und im geringeren Maße auch große Aerosolpartikel von Bedeutung. Letztere sind aufgrund ihrer vielen Freiheitsgrade in der Lage, in einem breiten Spektralband Photonen zu absorbieren. Ihr Anteil an der Gesamtextinktion ist jedoch gegenüber den Streuprozessen unbedeutend. Dagegen ist die Extinktion von Tscherenkow-Licht im UV-Bereich deutlich von der Photonen-Absorption durch Ozon dominiert. Im Wellenlängenbereich 200-320 nm, der sogenannten Hartley-Bande, absorbiert das Ozon durch die photolytische Spaltungsreaktion

$$O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O \tag{2.37}$$

praktisch das gesamte Licht. Es existieren weitere Absorptionsbanden im Bereich des sichtbaren Lichts, die aber gegenüber den anderen Schwächungsmechanismen zu vernachlässigen sind.

2.3.4 Extinktion in der unteren Atmosphäre

Für die Abschätzung der gesamten Lichtschwächung ist neben der spektralen Verteilung des eingestrahlten Lichts auch die Konzentration der streuenden bzw. absorbierenden Partikel in den unterschiedlichen Höhen der Atmosphäre zu beachten. Abb. 2.11 stellt die Extinktionskoeffizienten für Mie- und Rayleigh-Streuung sowie für Molekülabsorption durch Ozon in Abhängigkeit von der Höhe über NN für verschiedene Wellenlängen des eingestrahlten Lichts dar (Werte entsprechen der US-Standardatmosphäre - [ELT,65]). Zur Orientierung ist die Beobachtungshöhe auf La Palma und der Bereich des Emissionsmaximums für einen 1 TeV γ-Schauer markiert.

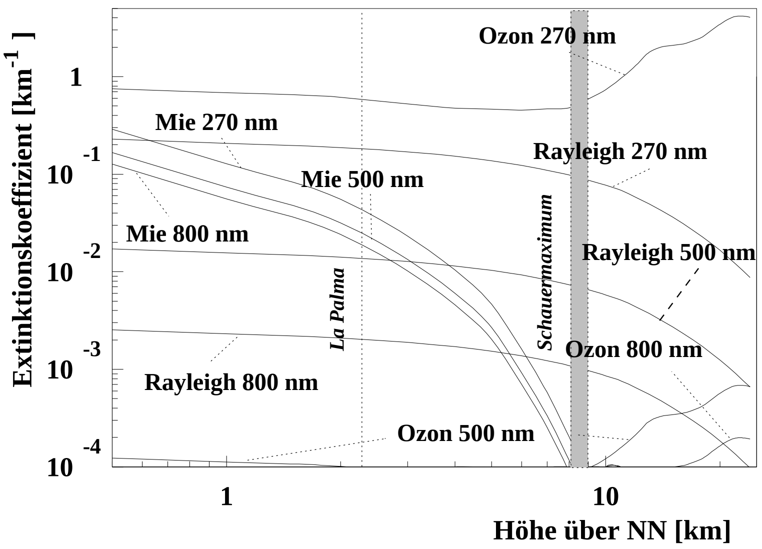

Abbildung 2.11: *Extinktionskoeffizienten für verschiedene Schwächungsmechanismen in Abhängigkeit von der Höhe über NN und der Wellenlänge des Lichts unter Standardbedingungen. Das Maximum in der Emission von Tscherenkow-Licht liegt für 1 TeV γ-Schauer in Höhen um 8000 m. Die emittierten Photonen müssen die Atmosphäre bis auf eine Höhe von 2200 m (Experimentstandort auf La Palma) durchqueren.*

Aerosole sind kleine, von der Atmosphäre getragene Partikel, mit Durchmessern, die von 10 nm bis zu 10 μm reichen können. Diese Teilchen bilden typische Zentren für Mie-Streuung. Ihr Ursprung ist vielseitig. Für den Beobachtungsstandort auf La Palma sind beispielsweise aufgewirbelter Mineralstaub aus der Sahara und Seesalzpartikel, die beim Zerplatzen von Luftbläschen im Meer in die Luft diffundieren, von Bedeutung. Die Aerosolkonzentration ist Schwankungen unterworfen, liegt für maritime Reinluft aber üblicherweie in der Größenordnung von $10^{-2} - 10^{-3}$ Teilchen/cm^{-3} auf Meereshöhe. Mit zunehmender Höhe nimmt die Aerosolkonzentration sehr rasch ab. Mie-Streuung wird oberhalb von etwa 7 km völlig bedeutungslos für die Gesamtextinktion von Licht im Wellenlängenbereich <800 nm. Der Extinktionskoeffizient α_{Mie} hängt nur schwach von der Wellenlänge des einfallenden Lichts ab. Die Mie-Streuung trägt erst bei großen Wellenlängen ab ≈400 nm merklich zur Gesamtextinktion von Licht bei. Temporär auftretende Konzentrationserhöhungen können die in Abb. 2.11 dargestellten Extinktionswerte α_{Mie} jedoch so drastisch erhöhen, daß selbst bei kurzen Wellenlängen die Mie-Streuung den dominierenden Schwächungsprozeß darstellt. Denselben Effekt bewirken größere Ansammlungen von Wasserdampf in der Atmosphäre, z.B. in Form von Nebel- oder Dunstschichten. Einfach aufgebaute Luftmoleküle wie N_2 und O_2 stellen die überwiegende Zahl von Rayleigh-Streuzentren. Da die Luftdichte exponentiell mit der Höhe abnimmt, treten Rayleigh-Streuprozesse mit zunehmender Höhe immer seltener auf. Der Koeffizient $\alpha_{Rayleigh}$ ändert sich sehr stark mit der Wellenlänge. Die Rayleighstreuung stellt im Wellenlängenbereich von 320 nm-450 nm den wesentlichen Extinktionsmechanismus dar.
Für die Absorption von kurzwelligem Licht ist vor allem Ozon verantwortlich. Die maximale Ozon-Konzentration liegt, bedingt durch den komplexen Produktionszyklus, in Höhen von 22 km. Für die Ausbreitung des Tscherenkow-Lichts sind allerdings nur Höhen unterhalb von etwa 15 km mit relativ schwacher Ozon-Konzentration relevant. Da molekulare Absorption nur in bestimmten Spektralbanden erfolgen kann, trägt Ozon nur im UV-Bereich zur Gesamtextinktion von Tscherenkow-Photonen bei.

Abb. 2.12 zeigt nun den Einfluß der Schwächung des Tscherenkow-Lichts in der Atmosphäre auf das in der Detektorebene registrierbare Tscherenkow-Spektrum (Werte aus [ELT,65]). Bei dem ursprünglichen Emissionsspektrum, wie es in Höhen von 7000-9000 m vorliegt, gilt für die differentielle Photonendichte $\frac{\mathrm{d}\rho_{Ph}}{\mathrm{d}\lambda} \sim \lambda^{-2}$ (vgl. Gl. 2.25). In 2000 m Höhe ist praktisch der gesamte UV-Anteil durch das Ozon absorbiert. Das Tscherenkow-Licht im sichtbaren Spektralbereich ist durch Streuprozesse reduziert, wobei die Rayleigh-Streuung bei kleinen und die Mie-Streuung bei großen Wellenlängen dominiert. Die unterste Kurve, welche das noch stärker abgeschwächte Spektrum auf Meeresniveau zeigt, demonstriert eindrücklich den Vorteil einer Beobachtung in Bergeshöhe.

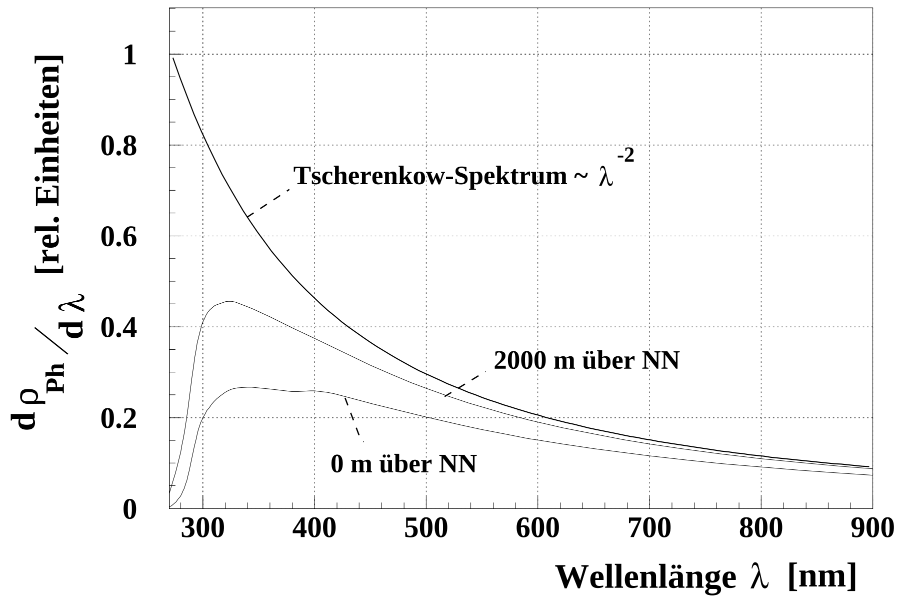

Abbildung 2.12: *Aufgetragen in willkürlichen Einheiten ist die differentielle Photonendichte $d\rho_{Ph}/d\lambda$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Dargestellt ist das ursprüngliche Emissionsspektrum in 7000 m Höhe und die abgeschwächten Spektren in 2000 m Höhe und auf Meeresniveau.*

Kapitel 3

Messung von Luftschauern mit den Abbildenden Tscherenkow-Teleskopen des HEGRA-Systems

Luftschauer, die von einfallenden Teilchen bzw. Photonen mit Primärenergien um 1 TeV ausgelöst wurden, lassen sich am Erdboden nur indirekt über das von den Schauerteilchen emittierte Tscherenkow-Licht registrieren. Mit einem winkelabbildenden Detektor kann aus diesem Signal das Profil der Schauerentwicklung reproduziert werden (Abbildende Tscherenkow-Technik). Neben der Information über Herkunftsrichtung und Energie des Primärquants läßt sich anhand der charakteristischen Form dieses Profils auch eine Gamma-Hadron-Selektion auf statistischer Basis durchführen. Diese Unterscheidungsmöglichkeit ist wegen des starken hadronischen Untergrundes von essentieller Bedeutung. Für ein HEGRA-Systemteleskop beispielsweise übertrifft dieser Untergrund das Gamma-Signal des Krebs-Nebels um einen Faktor $\approx$1000. Wegen der Hintergrundhelligkeit des Nachthimmels [MIR,94b] sollte die Integrationszeit des Signals möglichst kurz gehalten sein. Weiterhin ist wegen der kleinen auftretenden Winkel eine hinreichend feine Granularität der Winkelabbildung erforderlich. Die Teleskope des HEGRA-Systems erfüllen diese Anforderungen: Mit einer Reflektorfläche von jeweils 8.5m^2 wird das Tscherenkow-Licht in eine aus einer Photomultiplier-Matrix aufgebaute Kamera projeziert. Die einzelnen Bildelemente haben eine Auflösung von 0.25° und werden von einer schnellen Elektronik (120MHz) ausgelesen.
Dieses Kapitel beschreibt im ersten Teil die grundlegenden Konzepte der Abbildenden Tscherenkow-Technik, im zweiten Teil den experimentellen Aufbau des Detektorsystems.

3.1 Die Abbildende Tscherenkow-Technik

3.1.1 Die Abbildung der Schauerentwicklung durch ein Teleskop

Das Prinzip der Abbildung des Schauerprofils durch ein einzelnes Teleskop ist in Abb. 3.1 gezeigt.

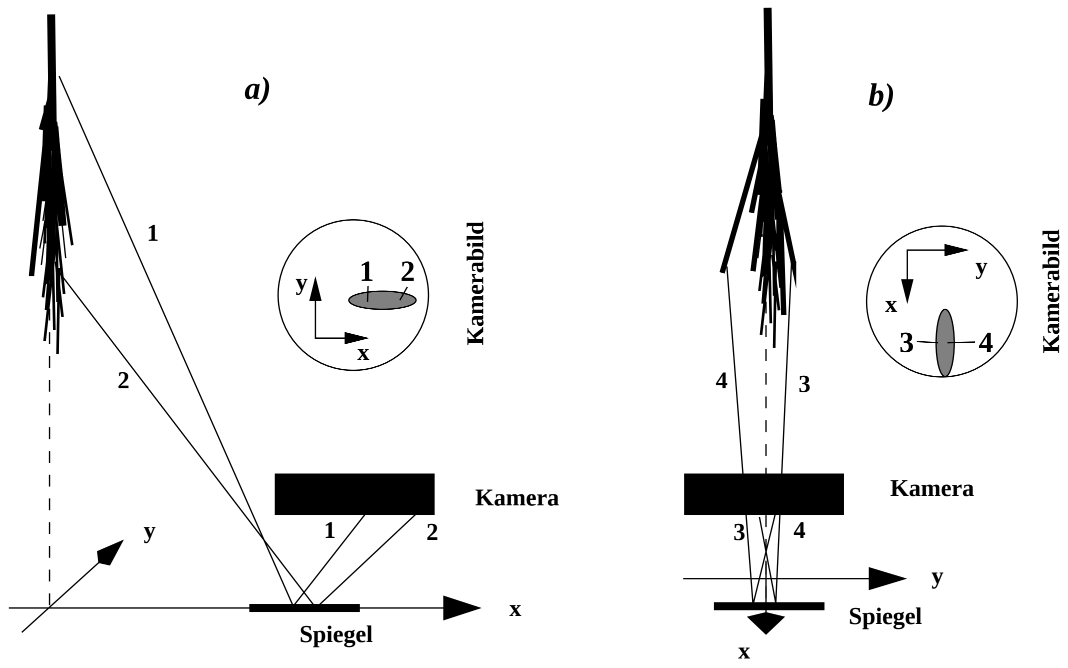

Abbildung 3.1: *Skizze zur Abbildung der Tscherenkow-Lichtverteilung eines Luftschauers durch ein Teleskop; das resultierende Kamerabild ist in der Draufsicht (Blickrichtung vom Zenit) gezeigt*

Bei der Beobachtung einer Punktquelle für Gamma-Strahlung ist das Teleskop auf die Quellposition ausgerichtet. Die Entwicklung von Gamma-Schauern verläuft daher parallel oder unter kleinem Winkel ($< 1^\circ$) zur Teleskopachse, wie in der Abbildung gezeigt. Zur Vereinfachung der Darstellung ist die Quellposition im Zenit angenommen. Das Teleskop besteht aus einem Spiegel in der xy-Ebene, der das Tscherenkow-Licht in die in der Fokalebene befindliche Kamera reflektiert. Teleskopstandort und Schauerachse definieren die x-Achse des Koordinatensystems.
Abb. 3.1.a: Licht, das in großer Höhe emittiert wird (Strahl 1), erreicht den Spiegel unter einem kleineren Winkel als Licht aus geringerer Höhe (Strahl 2) und wird deshalb näher der Kameramitte abgebildet. Das in der Kamera entworfene Abbild des Schauers reproduziert daher mit seiner Intensitätsverteilung in x-Richtung die longitudinale Entwicklung des Schauers.

Abb. 3.1.b: Licht, das zwar in derselben Höhe, aber senkrecht zur Schauerachse versetzt zueinander emittiert wird (Strahl 3 und 4), wird ebenfalls mit unterschiedlichen Winkeln auf den Spiegel auftreffen und mit entsprechendem Versatz in y-Richtung in der Kamera registriert. Die Intensitätsverteilung in y-Richtung spiegelt somit die laterale Struktur des Schauers wieder.
Da nach Abschnitt 2.1.4 die Lateralausdehnung eines Schauers wesentlich geringer ist als seine longitudinale Struktur, wird das Gesamtbild in der Kamera eine ellipsenförmige Gestalt annehmen. Die große Achse der Ellipse weist dabei stets in Richtung der Schauerachse.

In einer granular aufgebauten Kamera kann diese Bildellipse durch Berechnung der zweiten Momente über die in den einzelnen Bildelementen gemessenen Intensitäten bestimmt werden. Nach Hillas [HIL,84] werden daraus Parameter wie die kleine und die große Halbachse der Ellipse, die Lage des Bildschwerpunkts und die Orientierung der Ellipse relativ zum Koordinatensystem der Kamera festgelegt. Diese Parameter charakterisieren die Schauerentwicklung und können zur Berechnung der Schauergeometrie und zur Unterscheidung zwischen Gamma- und Hadron-induzierten Schauern verwendet werden. Abb. 3.2 zeigt zwei von einem HEGRA System-Teleskop aufgenommene Kamerabilder: Abb. 3.2.a stellt einen typischen Gamma-Kandidaten dar, während Abb. 3.2.b mit der stärker verwaschenen Struktur vermutlich durch ein hadronisches Ereignis verursacht wurde.

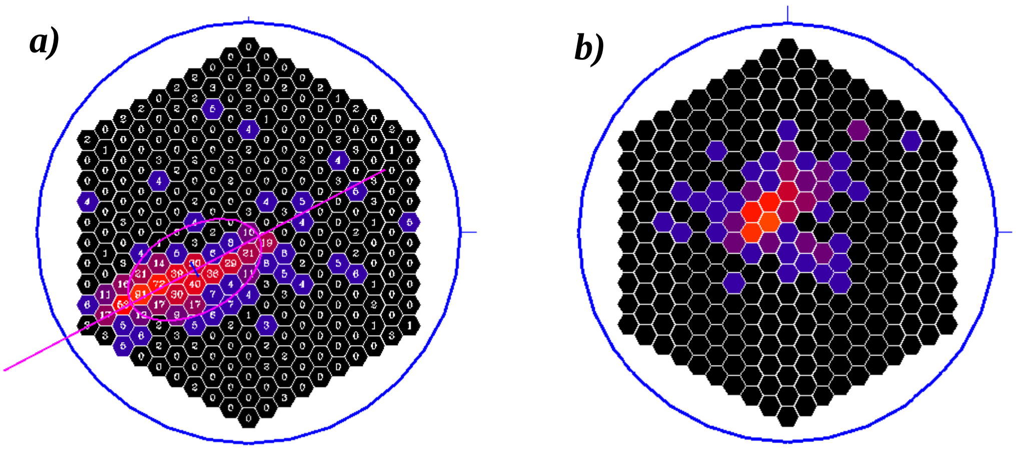

Abbildung 3.2: *a) Kamerabild eines potentiellen Gamma-Schauers, eingetragen ist die Amplitude pro Kanal in Photoelektronen und die berechnete Bildellipse; b) Kamerabild eines potentiellen Hadron-Schauers*

3.1.2 Die Rekonstruktion der Schauergeometrie

Durch die Orientierung der Bildellipse in der Kamera ist die Lage der Schauerachse innerhalb einer Ebene im Raum festgelegt. Zu einer 3-dimensionalen Bestimmung der Schauergeometrie gelangt man nur durch Hinzunahme weiterer Information. Diese kann für ein Einzelteleskop z.B. aus der inneren Struktur des gesamten Schauerbildes gewonnen werden ([ULR,96], [ULR,98]). Durch Aufzeichnung desselben Schauers in mehreren Teleskopen unter unterschiedlichem Blickwinkel kann aus der Kombination der Schauerbilder ebenfalls die Schauergeometrie eindeutig bestimmt werden. Diese stereoskopische Methode wird beim HEGRA Teleskop-System eingesetzt und soll im folgenden kurz beschrieben werden. Eine detailliertere Erklärung findet sich z.B. in [KOH,95] oder [KOH,96].

Am einfachsten läßt sich die Schauergeometrie in einem Koordinatensystem berechnen, in dem die xy-Ebene senkrecht zur optischen Achse der Teleskope gewählt wird. Die Schauerachse sei gegen diese optische Achse um die Winkel $\theta_{x\ 0}$ in x-Richtung und $\theta_{y\ 0}$ in y-Richtung verkippt und schneide die xy-Ebene im Punkt (X_0, Y_0). Zwei parallel ausgerichtete Teleskope Tel1 und Tel2 sollen den Schauer detektieren.

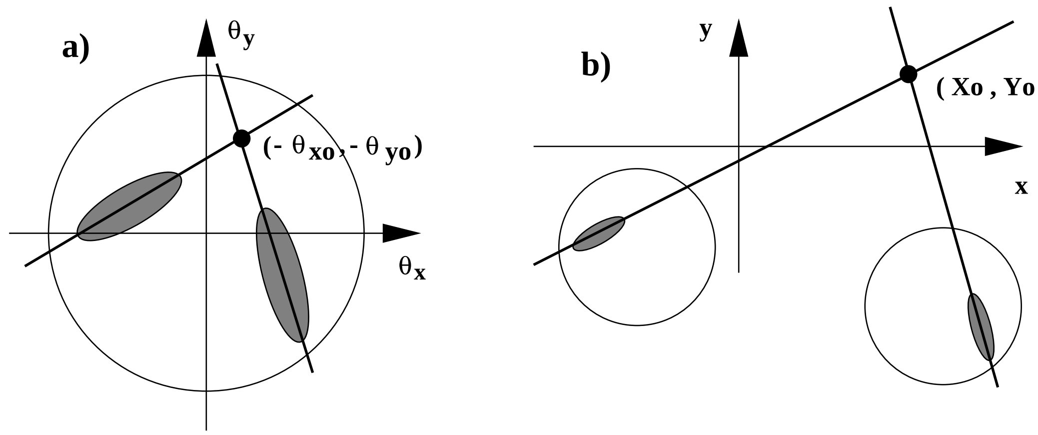

Abbildung 3.3: *a) Die Überlagerung der Kamerabilder in der Kameraebene liefert die Schauerneigung ($\theta_{x\ o}$, $\theta_{y\ o}$) gegen die optische Achse der Teleskope. b) Durch die Orientierung der Kamerabilder läßt sich in der xy-Ebene, ausgehend vom jeweiligen Teleskopstandort der Schauerauftreffpunkt (X_o, Y_o) bestimmen.*

Durch Überlagerung der Kamerabilder beider Teleskope (Abb. 3.3.a) läßt sich die Verkippung der Schauerachse gegen die Teleskopausrichtung bestimmen: Die große Halbachse der Bildellipse fällt mit der Projektion der Schauerachse in die Kameraebene (das Kamerakoordinatensystem mißt Winkel) zusammen. Durch den Schnitt dieser für beide Kamerabilder verlängerten Achse wird der tatsächliche Neigungswinkel ($\theta_{x\ o}$, $\theta_{y\ o}$) der Schauerachse festgelegt (Aufgrund der vorangegangenen Spiegelung am Teleskopreflektor sind die Vor-

zeichen des Schnittpunktes umzukehren). In der xy-Ebene, in der sich auch die Teleskope befinden, wird die Richtung zum Schauerauftreffpunktes (X_o, Y_o) ebenfalls durch die große Halbachse der Bildellipsen beschrieben (Abb. 3.3.b): Der Schnittpunkt ihrer Verlängerung, ausgehend von der jeweiligen Teleskopposition, liefert (X_o, Y_o)[1].
Die Genauigkeit der Rekonstruktion hängt in beiden Fällen vom Schnittwinkel der Ellipsenachsen ab: Je kleiner dieser Winkel ist, desto stärker wirken sich Unsicherheiten in der Berechnung der Ellipse auf die Bestimmung des jeweiligen Schnittpunktes aus.

Wenn der Schauer von mehr als zwei Teleskopen detektiert wurde, ist die Berechnung von (X_o, Y_o) und ($\theta_{x\ o}, \theta_{y\ o}$) sogar überbestimmt. Die zusätzliche Information kann dann dazu verwendet werden, die Auflösung zu verbessern, indem die Schnittpunkte wie oben für alle Teleskoppaarungen berechnet werden und dann die Mittelwerte bestimmt werden.

3.1.3 Die Gamma-Hadronseparation

Die durch die Bildparameter gewonnene Information kann auch zur Separation von Gamma- und Hadron-induzierten Luftschauern verwendet werden. In dieser Arbeit wird ausschließlich ein Schnitt auf die rekonstruierte Herkunftsrichtung des Primärquants und ein Schnitt auf die Breite der Bildellipse verwendet. Die folgenden Ausführungen beziehen sich auf die Analyse der Mrk 501 Daten.
Auch nach den genannten Schnitten verbleibt ein erheblicher Anteil von hadronischen Ereignissen in der Datenprobe. Um Ereignisverteilungen (z.B. ein Energiespektrum) zu beurteilen, können die Hadron-induzierten Schauer auf statistische Weise aussortiert werden: Auf einen Vergleichs-Datensatz, der von einer quellenfreien Region unter gleichen Meßbedingungen genommen wurde, werden dieselben Schnitte angewendet wie für den eigentlichen Datensatz. Die Differenz beider so erhaltenen Verteilungen zeigt die bestmögliche Abschätzung einer reinen Gamma-Verteilung. Der in dieser Arbeit analysierte Mrk 501 Datensatz wurde so aufgenommen, daß die Teleskope von Messung zu Messung (jeweils $\approx$20 min.) abwechselnd mit +0.5° oder -0.5° Versatz in der Deklination relativ zur tatsächlichen Quellposition ausgerichtet waren (Abb. 3.4): Ist die Teleskopausrichtung um +0.5° (-0.5°) gegen die Quellposition versetzt, so befindet sich die Lage der Quelle statt an der mittleren an der unteren (oberen) Markierung in der Kamera. Die Position in der Kamera, welche durch Spiegelung der Quellposition (im folgenden auch als ON-Position genannt) am Kamerazentrum erreicht wird, kann damit als Vergleichsposition (im folgenden als OFF-Position bezeichnet) verwendet werden: Im Fall der +0.5°- (-0.5°-) Ausrichtung bezeichnet also das untere Kreuz in Abb. 3.4 die ON- (OFF-), das obere Kreuz die OFF- (ON-) Position. Der Winkelabstand von 1° zwischen ON- und OFF-Position, die hohe Abbildungsqualität der Teleskope und die gute Rekonstruktion der Schauergeometrie stellen für Punktquellen wie Mrk 501 sicher, daß in einer hinreichend großen Umgebung der OFF-Position keine Gamma-Ereignisse zu erwarten sind. Innerhalb dieser Umgebung läßt sich

[1] Diese einfache Berechnung gilt nur bei einer Teleskopausrichtung zum Zenit. Andernfalls liegen die Spiegelebenen der beiden Teleskope versetzt gegeneinander, was eine zusätzliche Korrektur erfordert.

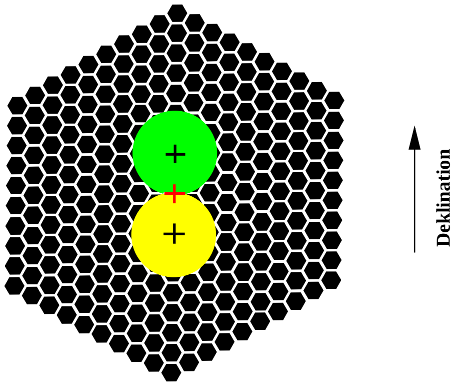

Abbildung 3.4: *Skizze einer HEGRA System-Kamera: rotes Kreuz - nominelle Lage der Quellposition; unteres Kreuz - Lage der ON-Position bei +0.5° Versatz der Teleskopausrichtung, oberes Kreuz - Lage der zugehörigen OFF-Position; bei -0.5° Versatz sinngemäß vertauscht; eine ON- bzw. OFF-Region von 0.5° Radius ist eingezeichnet*

ein Bereich um die OFF-Position wählen, die OFF-Region, die den Vergleichsdatensatz zu dem gleichgroßen Bereich um die ON-Position, die ON-Region, liefert (Abb. 3.4). Die gleichzeitige Messung eines ON- und eines OFF-Datensatzes liefert neben der Verdoppelung der Meßzeit auch den Vorteil, daß beide Positionen unter den gleichen Bedingungen (z.B. Wetter, Zenitwinkel) gemessen werden.

Schnitt auf die Herkunftsrichtung des Primärteilchens

Abb. 3.5 zeigt die Verteilung der quadratischen Winkelabweichung θ^2 der rekonstruierten Herkunftsrichtung der Primärquanten von der ON-Position bzw. von der OFF-Position. Zunächst ist anzumerken, daß für $\theta^2 > 0.25$ Grad^2 praktisch kein Unterschied mehr zwischen den beiden Verteilungen zu erkennen ist. Die Vorraussetzung, daß die OFF-Region frei von Gamma-Ereignissen ist, wird also bis 0.5° Entfernung von der OFF-Position gut erfüllt.

Ein eher konservativer Schnitt akzeptiert nur Ereignisse, deren Rekonstruktion $\theta^2 <$ 0.25 Grad^2 liefert. Bei einem Gesamtgesichtsfeld der Kamera von $\pm 2.4°$ reduziert sich der für Hintergrundereignisse wie die isotrop einfallenden hadronischen Schauer sensible Bereich der Kamera um einen Faktor ≈ 20. Dennoch wären in diesem Fall (Abb. 3.5) noch über 80% der Ereignisse des ON-Datensatzes hadronischen Ursprungs. Erst die Subtraktion der OFF-Verteilung liefert einen für Analysezwecke brauchbaren Datensatz von Gamma-Ereignissen.

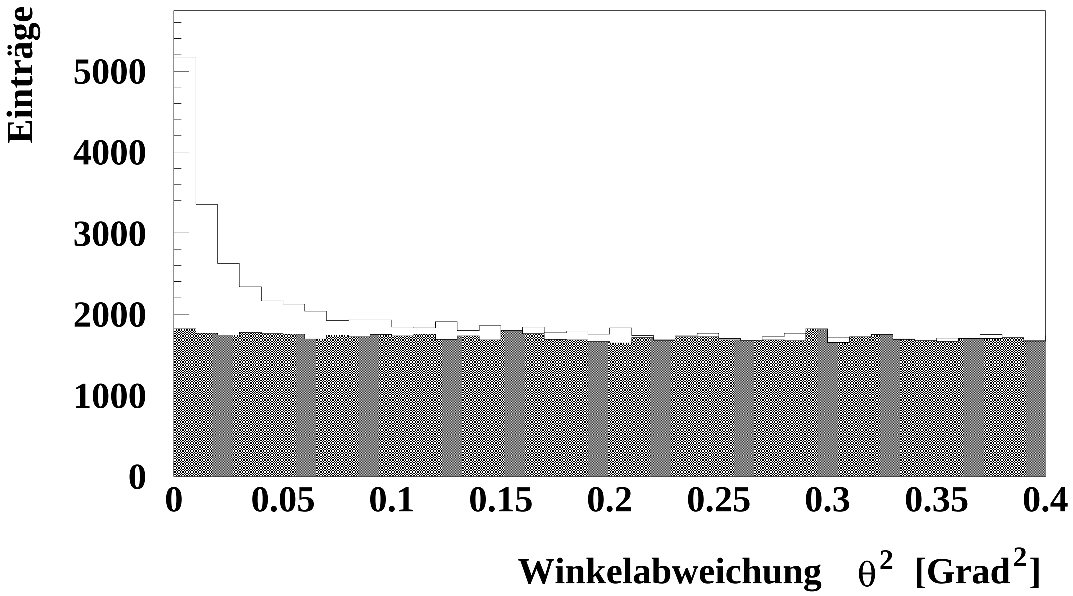

Abbildung 3.5: *durchgezogene Linie: Verteilung der quadratischen Winkelabweichung der rekonstruierten Lage der Schauerachse relativ zur Position der Quelle (hier Mrk 501); schraffierter Bereich: analog relativ zur OFF-Position*

Schnitt auf die Form der Bildellipse

Wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, ist die Lichtverteilung eines hadronischen Schauers am Boden deutlich verwaschener als für einen Gamma-Schauer ähnlicher Lichtintensität (dieser liegt in seiner Primärenergie dann etwa einen Faktor 2 unter der Energie des Hadron-Schauers). Dieses Verhalten spiegelt sich in einer breiteren Bildellipse des Hadroninduzierten Schauers wieder. Der Parameter *Breite der Bildellipse* läßt sich also zur Gamma-Hadron-Separation verwenden, wobei zu berücksichtigen ist, daß die Ellipsenbreite neben dem Typ des Primärquants noch von der gesamten Lichtmenge in der Kamera, von der Entfernung des Teleskops von der Schauerachse und vom Einfallswinkel des Primärquants relativ zum Zenit abhängt[2]. Für die Analyse der Daten wird daher üblicherweise die *skalierte Bildbreite* verwendet. Diese wird berechnet, indem der Quotient aus gemessener Bildbreite und erwarteter Bildbreite über die Bilder aller N getriggerten

[2]Die Form der Bildellipse wird durch die Geometrie der Schauerabbildung gegeben. Damit ist die Entfernung der Schauerachse vom Teleskop und die Höhe, in der das Schauermaximum liegt mitbestimmend für die gemessene Bildform. Da ein Schauer sein Maximum in desto größerer Höhe erreicht, je größer sein Einfallswinkel relativ zum Zenit ist, läßt sich die letzte Abhängigkeit auch durch den Zenitwinkel ausdrücken. Eine weitere Einflußgröße ist die Primärenergie des Schauers, welche durch die Gesamtlichtmenge in der Kamera abgeschätzt werden kann. Diese hängt wiederum von der Geometrie der Abbildung ab.

Teleskope T_i gemittelt wird:

$$Bildbreite_{skal.} = \frac{1}{N} \Sigma_{T_i} \frac{Bildbreite_{exp}(\theta, d, L)}{Bildbreite_{MC}(\theta, d, L)}$$

Die für das jeweilige Teleskop erwartete Bildbreite wird aus tabellierten Mittelwerten für MC-simulierte Gamma-Schauer für den gemessenen Einfallswinkel θ, die gemessene Schauerentfernung d (beide aus der Rekonstruktion der Schauergeometrie berechnet) und die gemessene Gesamtlichtmenge L in der Kamera bestimmt.

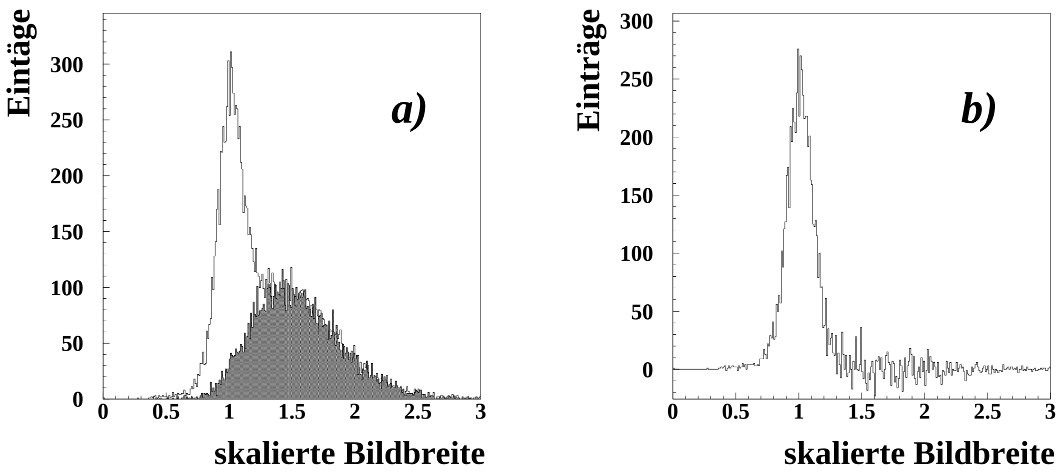

Abbildung 3.6: *a) Verteilung der skalierten Bildbreite für die ON-Position (durchgezogene Linie) bzw. für die OFF-Position (schraffierter Bereich) b) Differenz beider Verteilungen; es sind Mrk 501 Ereignisse dargestellt, die <0.5° von der ON- bzw. OFF-Position entfernt rekonstruiert wurden*

Abb. 3.6.a zeigt die Verteilung der skalierten Bildbreite für Ereignisse aus der ON-Region (<0.5° von ON-Position entfernt) und die entsprechende Verteilung für Ereignisse aus der OFF-Region (<0.5° von OFF-Position entfernt). Die skalierte Bildbreite der hadronischen Ereignisse liegt im Mittel bei $\approx$ 1.6. Nach Subtraktion von ON- und OFF-Verteilung (Abb. 3.6.b) zeigt sich, daß die potentiellen Gamma-Ereignisse im Mittel eine skalierte Bildbreite von $\approx$ 1.0 besitzen.
Ein Schnitt, der nur Ereignisse mit einer skalierten Bildbreite < 1.3 akzeptiert, verwirft im gezeigten Fall 75% der hadronischen Ereignisse in der ON-Region, während die Akzeptanz von Gamma-Ereignissen bei 98% liegt.

3.2 Der Aufbau des Experiments

3.2.1 Der HEGRA-Detektorkomplex auf La Palma

Die HEGRA-Kollaboration hat auf der Kanareninsel La Palma in 2200 m üNN einen Detektorkomplex zum Nachweis hochenergetischer Gamma-Quanten und Teilchen der kosmischen Strahlung errichtet. Dieser Komplex umfaßt im einzelnen ein Feld von 243 Szintillationsdetektoren [KRA,96] zum Nachweis der geladenen Teilchen in Luftschauern mit Primärenergien über etwa 20 TeV, das AIROBICC-Feld von 77 Weitwinkel-Tscherenkow-Zählern mit feststehender Blickrichtung zur Erfassung der Tscherenkow-Emission hochenergetischer Schauer ab etwa 15 TeV [KAR,95], ein Feld von 17 Geiger-Detektoren zur Messung der Myon-Komponente in Schauern [RHO,96], 2 Tscherenkow-Teleskope [MIR,94a], die als Prototypen gebaut wurden und nun im Einzelbetrieb laufen sowie das System von 4 Tscherenkow-Teleskopen, mit dem die Daten für diese Arbeit aufgenommen wurden.

Der Standort La Palma zeichnet sich durch eine günstige geographische Lage (28.8° N, 17.9° W) zur Beobachtung interessanter Objekte wie des Krebs-Nebels oder der galaktischen Ebene aus. Die klimatischen Verhältnisse sind sehr gut, so daß im Jahresmittel ca. 3.6 h pro Nacht Messungen mit Tscherenkow-Teleskopen möglich sind. Das *Instituto Astrofisica de Canarias* [IAC] stellt eine ausgezeichnete Infrastruktur zur Verfügung.

3.2.2 Das Teleskop-System

Das HEGRA-Teleskop-System verfolgt eine Quellposition am Himmel mit 4 (ab 1999: 5) parallel zueinander ausgerichteten Teleskopen. Die stereoskopische Rekonstruktion der Schauergeometrie erlaubt eine Bestimmung der Herkunftsrichtung individueller Gamma-Quanten mit einer Genauigkeit von 0.1° und eine Bestimmung des Schauerauftreffpunktes (Schnittpunkt der Schauerachse mit der Detektoebene) mit einer Genauigkeit von 15 m [DAU,97]. Jedes dieser Teleskope ist mit einer eigenen Motorsteuerung, einer eigenen Elektronik und einem eigenen Datennahmesystem ausgestattet; die Steuerung, die Synchronisierung und die Datenaufzeichnung wird von einer zentralen Station übernommen.
Nach der erfolgreichen Erprobung von technischen Konzepten mit 2 Prototyp-Teleskopen (im folgenden als CT1 und CT2 bezeichnet), wurde das erste der System-Teleskope, CT3, im Sommer 1995 aufgebaut. Die ersten Messungen erfolgten im Oktober 1995. Die Teleskope CT4 und CT5 nahmen im Sommer 1996 den Meßbetrieb auf. Das vorerst letzte Teleskop, CT6, wurde im November 1996 in die Datennahme integriert. Der verwendete Datensatz wurde mit dem aus diesen 4 Teleskopen bestehenden System aufgenommen. Das Teleskop CT2 wird ab August 1998 auf den technischen Standard der übrigen System-Teleskope umgerüstet, so daß mit Ende des Jahres 1998 das komplette System zur Verfügung stehen wird.

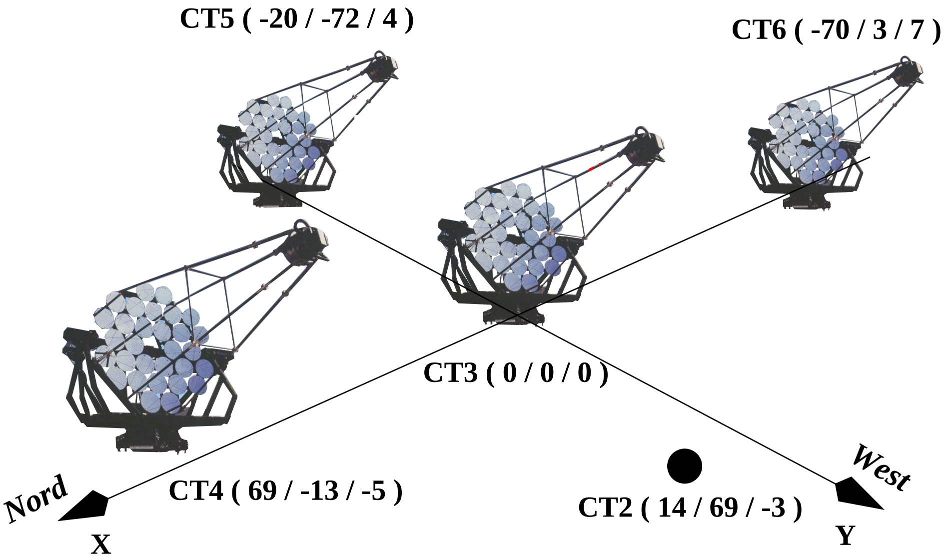

Abbildung 3.7: *Skizze der Anordnung der Systemteleskope CT2 (im Aufbau), CT3, CT4, CT5 und CT6; die Werte in Klammern geben die (x / y / z)-Koordinate des jeweiligen Teleskops in Meter an*

Die System-Teleskope CT2 - CT6 sind an den Ecken und in der Mitte eines Quadrates mit etwa 100 m Kantenlänge errichtet (Abb. 3.7). Das für die Analyse verwendete Koordinatensystem ist durch die Nord- (x-Achse) und die West-Richtung (y-Achse) festgelegt. CT3 befindet sich im Koordinatenursprung. Der Abstand der Teleskope untereinander von ≈ 70 m bzw. ≈ 100 m ist so gewählt, daß einerseits eine möglichst große Fläche überdeckt wird und andererseits eine hinreichend große Anzahl von Schauern in mehreren Teleskopen gleichzeitig detektiert wird.

3.2.3 Der Aufbau eines Systemteleskops

Prinzipiell läßt sich der Aufbau eines Einzelteleskop (Abb. 3.8) unterteilen in die Baugruppen: Nachführungsmechanik, Reflektor, Kamera, Datennahme- und Triggerelektronik.

Die Teleskopnachführung

Die Teleskope sind in der azimutalen Montierung aufgebaut, die Nachführung geschieht über 2 VME-gesteuerte Schrittmotoren, wobei Winkeldecoder an den Achsen die tatsächliche Ausrichtung des Teleskops registrieren. Ein Regelkreis stellt sicher, daß die Zielposition auf ± 1.3' genau beibehalten wird [PUE,97]. Eine Verzerrung der Blickrichtung der Kamera, zum Beispiel durch das Durchbiegen der Haltemasten, kann durch nachträgliche

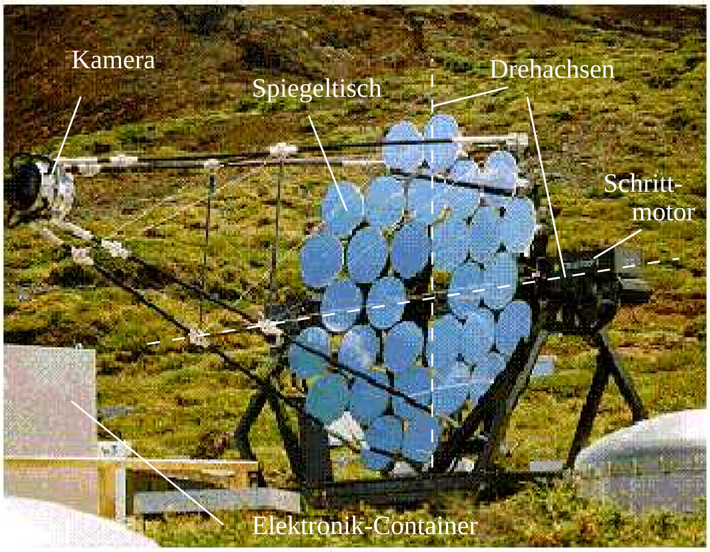

Abbildung 3.8: *Photographie von CT3 mit Bezeichnung der wesentlichen Bauelemente*

Software-Korrekturen der Messdaten bis auf 0.01° genau ausgeglichen werden [PUE,97].

Der Reflektor

Der Reflektor eines Teleskops besitzt eine Fläche von 8.5 m^2 und ist aus 30 kreisförmigen Einzelspiegeln zusammengesetzt. Jeder dieser Spiegel besteht aus einer 2 cm dicken, sphärisch geschliffenen Glasplatte (Brennweite 5 m), die mit Aluminium bedampft wurde und zum Schutz vor Witterungseinflüssen mit einer 0.6μm dünnen Quartzschicht überzogen ist. Die Einzelspiegel sind nach dem Davies-Cotton-Prinzip [DAV,57] auf einer ebenfalls sphärischen Trägerkonstruktion mit Krümmungsradius 5m angeordnet. Der Vorteil dieser Anordnung liegt in der relativ einfachen Nachjustierbarkeit und den geringen Abweichungen bei der Abbildung achsferner Strahlen ([LEW,90]).

Die Kamera

Die Kamera ist in der Brennebene des Teleskopspiegels montiert. Sie muß in der Lage sein, das innerhalb weniger Nanosekunden eintreffende Lichtsignal eines Schauers zu erfassen und die Winkelstruktur hinreichend fein abzubilden, um die Schauergeometrie berechnen zu können. Die geringe Lichtintensität des Schauers erfordert den Nachweis einzelner Photonen. Um diesen Anforderungen zu genügen, ist die Kamera aus einer Matrix von 271 einzelnen Photomultipliern (Anhang A) aufgebaut (Abb. 3.9).

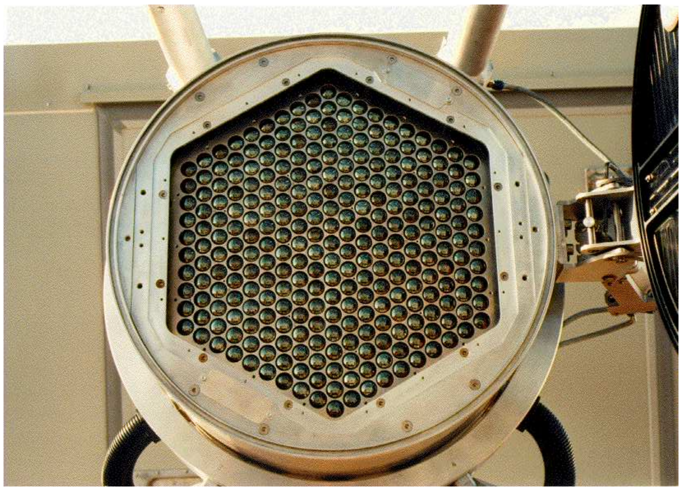

Abbildung 3.9: *Blick auf die Kamera mit ihrer Matrix von 271 Bildelementen: Zu erkennen sind die Kathoden der einzelnen Photomultiplier; die Lichtleiter und die Plexiglasabdeckung sind noch nicht montiert.*

Jeder Photomultiplier erfaßt einen anderen Raumwinkelbereich und definiert so ein Bildelement der Kamera. Insgesamt besitzt die Kamera ein Blickfeld von $\approx \pm 2.2°$[3] relativ zur optischen Achse des Teleskops, das Einzelelement hat demnach ein Blickfeld von etwa 0.25°. Abb. 3.10 zeigt den Aufbau eines Bildbausteins:

Der Photomultiplier ist direkt mit dem Spannungsteiler für die Dynoden verlötet; die Hochspannung wird für jeden Photomultiplier einzeln in die Kamera geführt, so daß eine separate Einstellung für alle 271 Kanäle möglich ist ([HER,96]). Ebenfalls in den Bildbaustein integriert ist ein Vorverstärker, der das AC-Signal um einen Faktor 16 verstärkt. Spannungsteiler und Vorverstärker befinden sich unter einer Abschirmung aus μ-Metall. Signal-, Vorverstärker- und Hochspannungskabel werden im Inneren der Haltemasten der Kamera zum Spiegelträger und von dort bis zum Elektronikcontainer geführt.
Abb. 3.9 zeigt die Kamera in geöffnetem Zustand (mit Blick vom Reflektor) während der Aufbauphase. Von den Bildelementen sind die Kathoden der Photomultiplier zu erkennen. Vor jedem Photomultiplier wird ein hexagonal auf konisch zulaufender offener Lichtleiter ([HER,96]) angebracht, der ohne Lücken an die Lichtleiter der umliegenden Bildelemente anschließt. Somit wird vermieden, daß in der Kamera lichtunempfindliche Bereiche auftreten. Eine dünne Plexiglasabdeckung schützt die Lichtleiter und die Photokathoden vor Verschmutzung während des Meßbetriebs. Außerhalb der Beobachtungszeit ist die Kamera durch einen preßluftbetriebenen Deckel vor Sonnenlicht, Regen und Schmutz geschützt.

[3]Wegen der hexagonalen Anordnung der Bildelemente ist das tatsächliche Blickfeld abhängig von der Blickrichtung relativ zur optischen Achse. Hier ist deshalb der Durchesser eines dem Hexagon flächengleichen Kreises angegeben.

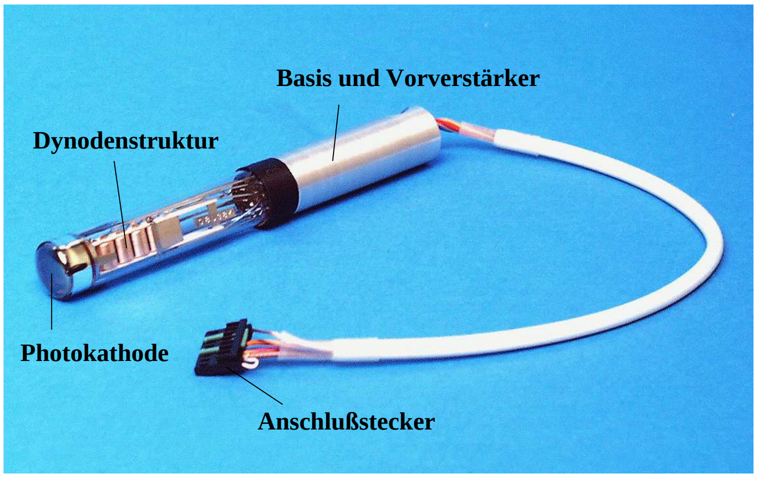

Abbildung 3.10: *Aufbau eines Bildbausteins: Spannungsteiler (Basis) und Vorverstärker sind unter der μ-Metall-Abschirmung verborgen*

Durch die Spannungsteiler und die Vorverstärker in der Kamera würde sich das Innere der Kamera sehr schnell auf kritische Temperaturen aufheizen. Zwei Ventilatoren an der Rückseite der Kamera sorgen für die notwendige Wärmeabfuhr.

Die Datennahme- und Triggerelektronik

Die Datennahme- und Triggerelektronik ist in einem Container nahe dem jeweiligen Teleskop untergebracht. Jeder der 271 Kanäle der Kamera wird aufgespalten in einen Zweig, in dem die Triggerentscheidung getroffen wird und einen Zweig, in dem das anliegende Signal kontinuierlich digitalisiert und in einem Ringspeicher zwischengespeichert wird (Abb. 3.11).

Die Datenauslese wird gestartet, wenn die zweistufige Triggerbedingung [BUL,98] erfüllt ist. In der ersten Stufe wird überprüft, ob in mindestens 2 benachbarten Bildbausteinen des Einzelteleskops die Signalamplitude innerhalb von 12 ns über der gesetzten Schwelle lag. Dazu ist jeder Kanal an einen Diskriminator angeschlossen[4], die topologische Triggerentscheidung erfolgt in einem nachgeschalteten Modul. Mit der bekannten Signalverstärkung läßt sich die Triggerschwelle in Einheiten von an der Kathode der Photomultiplier aus-

[4]Durch Sterne im Gesichtsfeld der Kamera oder durch Fehler in der Hardware kann es passieren, daß in einzelnen Bildelementen eine stark erhöhte Intensität (konstanter Strom über 9 μA) gemessen wird. Damit wird zum einen die Triggerwahrscheinlichkeit für Hintergrundereignisse erhöht, zum anderen die spätere Analyse der Kamerabilder verfälscht. Solche Kanäle werden über eine automatische Schaltung („An/Aus" in Abb. 3.11) für die Triggerentscheidung gesperrt. Ein täglich durchgeführter Test der Hardware läßt darüber hinaus schadhafte Kanäle erkennen, die dann über eine Menüabfrage für die weiteren Messungen gesperrt werden können.

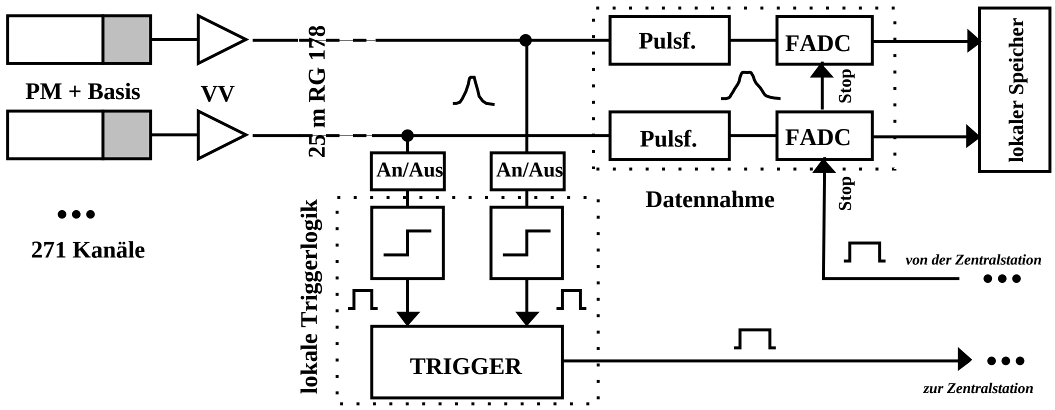

Abbildung 3.11: *Vereinfachte Skizze der Signalverarbeitung: Nur 2 der 271 Kamerakanäle sind eingezeichnet, von der Kamera bis zur Elektronik durchläuft das Signal ca. 25 m RG-178 Kabel.*

gelösten Photoelektronen ausdrücken. So war die Triggerschwelle in allen Teleskopen bis Ende Juni 1997 auf 10 Photoelektronen und danach auf 8 Photoelektronen gesetzt. Ist die erste Stufe des Triggers erfüllt, wird ein Signal an die Zentralstation geschickt, wo als zweite Triggerstufe ein koinzidentes Signal von mindestens einem weiteren Teleskop innerhalb von 70 ns gefordert wird. Ist auch diese Bedingung erfüllt, versendet die Zentralstation an alle System-Teleskope ein Signal, das die fortlaufende Digitalisierung stoppt und die Datenauslese startet.
Durch diese zweistufige Triggerbedingung werden zufällig koinzidente Fluktuationen in der Kamera, wie sie durch Hintergrund-Photonen des Nachthimmels [MIR,94b] ausgelöst werden [HER,95], weitestgehend unterdrückt [KOE,95],[BUL,98].

Die Digitalisierung des anliegenden Signals geschieht fortlaufend in schnellen Analog-Digital-Wandlern (FADCs) [HES,98], die mit einer Frequenz von 120 MHz die Amplitude des Signals abtasten und mit einer Auflösung von 8 Bit in einem 4 kB großen Ringspeicher ablegen. Die aktuell gemessene Amplitude ist also für 34 μs im Speicher abrufbar, bevor sie wieder überschrieben wird. Das ist deutlich länger, als die Zeit, die für die Triggerentscheidung benötigt wird (im wesentlichen Kabellaufzeiten). Das Ausgangsignal der Photomultiplier ist mit einer Halbwertsbreite < 10 ns zu kurz, um mit der gegebenen Abtastfrequenz der FADCs eine sinnvolle Digitalisierung zu ermöglichen. Daher ist dem FADC-Eingang ein Pulsformer vorgeschaltet, der das Signal künstlich verbreitert [HES,98]. Die Digitalisierung wird gestoppt, wenn ein Triggersignal aus der Zentralstation ankommt. Danach wird für alle Kanäle der Teil des Ringspeichers ausgelesen, der um den Zeitpunkt gespeichert wurde, als das Signal, das den Trigger auslöste, die Diskriminatoren erreichte [LAM,97]. Für den kompletten Zyklus der Datenauslese werden 2-3 ms benötigt. Die Information wird dann an die Zentralstation geschickt und dort mit den Daten der übrigen

Teleskope als Datenpaket auf Festplatte gespeichert.

3.2.4 Die Zentralstation

In der Zentralstation übernimmt ein Pentium-PC die synchrone Steuerung des Systems. Der Operateur kann über ein menügesteuertes Programm die Datennahme starten und den augenblicklichen Zustand der einzelnen Teleskope überwachen [DAU,97b]. Der Transfer der Steuerkommandos zu den einzelnen Teleskopen sowie der Statusinformationen und der Meßdaten von den Teleskopen erfolgt über Ethernetverbindungen. Zusätzlich befindet sich in der Zentralstation die Elektronik für die zweite Triggerstufe, die über separate Kabel mit den Teleskopen verbunden ist.

3.2.5 Die Kalibration und Aufbereitung der Meßdaten

Die gemessenen Rohdaten der Einzelteleskope müssen aufgearbeitet werden, bevor sie für Analysezwecke eingesetzt werden können.
Zuerst wird die Information aus schadhaften Kanälen für die Analyse ausgeschlossen.
Dann muß die nicht identische Verstärkung der Signale in den unterschiedlichen Kanälen korrigiert werden. Dazu werden mehrmals pro Nacht (außerhalb der normalen Datennahme) mit einem Laser, der im Elektronik-Container nahe dem jeweiligen Teleskop untergebracht ist, über ein Quartzfaserkabel Lichtimpulse auf einen Szintillator geleitet, der in der Mitte des Spiegelträgers montiert ist. Der Emissionspuls des Szintillators leuchtet die Kamera homogen aus und wird in den einzelnen Kanälen wie ein echtes Schauer-Ereignis registriert und verarbeitet. Die über 100 Laserpulse gemittelte Intensität in den einzelnen Kanälen ist ein Maß für die relativen Unterschiede in der Gesamtverstärkung von Kanal zu Kanal. Da das Emissionsspektrum des Szintillators dem Tscherenkow-Spektrum der Schaueremission ähnelt, ist diese Messung nahezu unabhängig von der individuellen spektralen Empfindlichkeit der Photomultiplier. Mit dieser Information werden die Meßdaten vor der eigentlichen Analyse auf eine einheitliche Verstärkung normiert [5].
Weiterhin wird die in den einzelnen FADC-Bins enthaltene Information auf die Verbreiterung des Signals durch den vorgeschalteten Pulsformer korrigiert. Dazu wird zunächst die Nullinie des FADC aus den Meßdaten bestimmt und von den Bineinträgen subtrahiert. Danach wird das Signal durch eine Rückfaltung transformiert (Dieses Verfahren ist in [HES,98] ausführlich beschrieben.), wodurch seine Breite von etwa 10 FADC-Bins auf im wesentlichen zwei FADC-Bins reduziert wird. Damit wird bei stärkerer Hintergrundhelligkeit des Kameragesichtfeldes das Signal/Rauschen-Verhältnis verbessert.
Für die Berechnung der Bildellipse werden schließlich nur die Bildelemente betrachtet, die entweder eine Minimalamplitude von 6 Photoelektronen aufweisen, oder mindestens

[5] Bei starken Abweichungen einiger Kanäle von der mittleren Gesamtverstärkung der übrigen Kanäle wird die individuelle Hochspannung und damit der Verstärkungsfaktor der betreffenden Kanäle varriiert. Das ist allerdings nur innerhalb eines begrenzten Regelbereichs möglich.

eine Amplitude von 3 Photoelektronen besitzen und an ein Bildelement mit einer Amplitude von 6 oder mehr Photoelektronen angrenzen. Dadurch werden Verfälschungen der Bildform durch zufällige Fluktuationen in angrenzenden, aber nicht an der tatsächlichen Bildinformation beteiligten Bildelementen vermindert.

Kapitel 4

Die Monte-Carlo Simulation des Schauernachweises

Für die folgende Analyse der Meßdaten war die Verfügbarkeit detaillierter Monte-Carlo-Simulationen unerläßlich. Dazu stand eine große Zahl von Komplettsimulationen von der Schauerentwicklung bis zum Nachweis im Detektor zur Verfügung.
Die Simulation der Luftschauer und die Emission von Tscherenkow-Licht in der Atmosphäre wurde mit dem von A. Plyascheschnikow und A. Konopelko entwickelten ALTAI-Code [PLY,88],[KON,92] gerechnet. Die Simulation der Photon-Transmission durch die Atmosphäre und die Simulation des Detektors wurde mit einem vollständig neu geschriebenen Programmpaket durchgeführt (s.a. [HEM,98],[KON,98]). Die Detektorsimulation wurde dabei bestmöglich an die technische Konfiguration des im vorigen Kapitel beschriebenen HEGRA Teleskop-Systems angeglichen. Eine Teilaufgabe der vorliegenden Arbeit bestand in der Mitentwicklung dieses Codes.

Abschnitt 4.1 beschreibt die einzelnen Schritte der Simulation, Abschnitt 4.2 diskutiert die dabei möglicherweise aufgetretenen systematischen Fehler und ihre Auswirkung.

4.1 Der Ablauf der Simulation

Die für diese Arbeit verwendeten Monte-Carlo Simulationen wurden in zwei Schritten erzeugt (Abb. 4.1). Im ersten wurde die Entwicklung des Luftschauers und die Emission von Tscherenkow-Photonen simuliert, im zweiten die atmosphärische Transmission dieser Photonen bis auf Beobachtungsniveau und das vollständige Antwortverhalten des Detektors auf das Signal. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß der bei weitem rechenintensivste erste Schritt nur einmal durchgeführt werden muß, wenn im zweiten Schritt leicht unterschiedliche Atmosphärenmodelle[1] oder ein modifiziertes Detektorverhalten implementiert

[1] Da die atmosphärische Schichtung auch für die Schauersimulation relevant ist, können nur leichte Änderungen des Modells vorgenommen werden, welche das Dichteprofil der Atmosphäre nicht verändern.

werden sollen. Das Ausgabeformat der Simulation ist identisch dem Meßdatenformat, so daß nachfolgende Analyseprogramme gleichermaßen für MC-Daten und Meßdaten verwendet werden können.

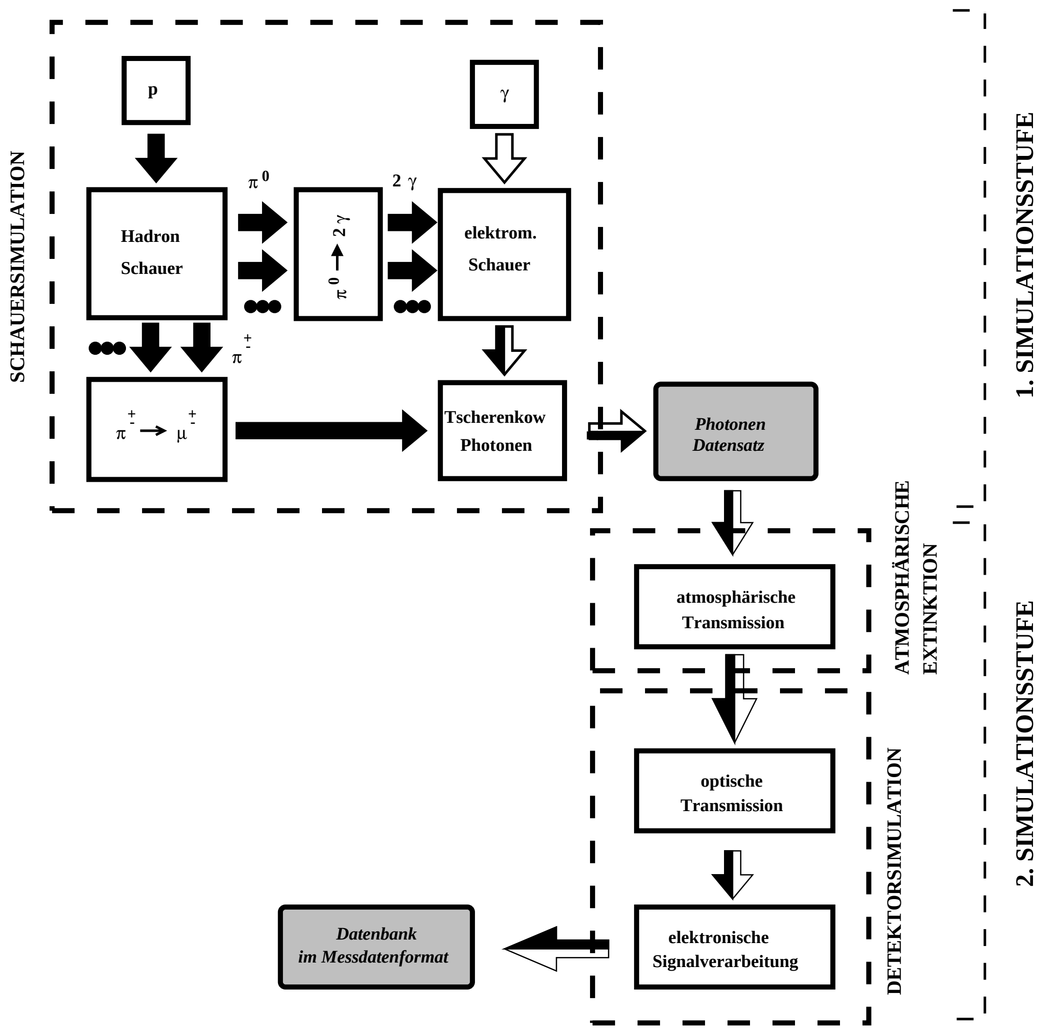

Abbildung 4.1: *Diagramm zur Veranschaulichung der einzelnen Simulationsmodule*

4.1.1 Schritt 1: Die Simulation des Luftschauers

Die Simulation der Schauerentwicklung wurde mit dem ALTAI-Programm durchgeführt, das für die Beschreibung von Hadron- und Gammaschauern entwickelt wurde. Von den

Ansonsten muß die Änderung auch für die Berechnungen im ersten Simulationsschritt übernommen werden.

Detektoren muß an dieser Stelle nur der Standort und die Spiegelfläche bekannt sein, da später nur solche Photonen gespeichert werden, die auf den Spiegel eines der Detektoren auftreffen (Abb. 4.2).
Die Entwicklung des Schauers in der Atmosphäre hängt im wesentlichen von Typ und Energie des Primärteilchens und von dessen Einfallsrichtung relativ zum Zenit ab. Für primäre Gammaquanten und Hadronen wurden Simulationen bei den Zenitwinkeln 0°, 20°, 30° und 45° durchgeführt. Die Energie der Primärquanten lag zwischen 100 GeV und 30 TeV, mit einer gleichmäßigen Generierung der Ereignisse innerhalb von 14 logarithmisch mit der Energie größer werdenden Bins. Eine Gewichtung der Ereignisse nach ihrer Energie ist in den späteren Analyseprogrammen integriert, so daß eine beliebige spektrale Verteilung, z.B. gemäß einem Potenzgesetz, nachträglich implementiert werden kann. Gammaschauer werden aus der Richtung der Punktquelle erwartet, sie wurden deshalb parallel zur Teleskopachse einfallend simuliert. Für die isotrop einfallenden Hadronschauer wurde eine mögliche Verkippung der Einfallsrichtung bis zu 3.5° relativ zur Teleskopachse berücksichtigt. Die Auftreffpunkte der Schauerachse in der Teleskopebene wurden gleichmäßig verteilt auf einer Kreisfläche um das zentrale Teleskop CT3 simuliert. Der Radius dieser Fläche liegt zwischen 250 und 425 m, wobei der Wert mit der Energie und dem Zenitwinkel zunimmt (Tab. 4.1). Er ist so gewählt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für Schauer, die außerhalb dieser Fläche niedergehen, vernachlässigbar wird.

Energie [TeV]	0.1-2.0	2.0-3.0	3.0-5.0	5.0-7.0	7.0-10.0	10.0-15.0	15.0-20.0	20.0-30.0
0°	250 m	250 m	250 m	250 m	275 m	300 m	325 m	350 m
20°	250 m	250 m	250 m	275 m	300 m	325 m	350 m	350 m
30°	250 m	250 m	250 m	275 m	300 m	325 m	350 m	350 m
45°	250 m	275 m	300 m	325 m	350 m	375 m	400 m	425 m

Tabelle 4.1: *Radius der Kreisfläche um CT3, innerhalb der für Gamma-Schauer die Auftreffpunkte bei unterschiedlichen Zenitwinkeln und unterschiedlichen Energien homogen simuliert wurde*

Verschiedene Simulationsprogramme verwenden mitunter unterschiedliche Ansätze, um die Wechselwirkungen der Schauerteilchen zu beschreiben. Ein einfacher Vergleich der mit gängigen Programmen (das vorliegende eingeschlossen) berechneten Lateralverteilung der Tscherenkow-Emission von Gammaschauern liefert nahezu den gleichen Verlauf [AHA,97a]. Ein ausführlicherer Vergleich der Ergebnisse des ALTAI-Programms (sukzessive Fragmentation zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen [KON,98]) mit denen des CORSIKA-Codes (Duales Parton Modell [CAP,92]) ist in [HEM,98] beschrieben und zeigt sehr gute Übereinstimmung in den wesentlichen Schauerparametern (z.B. Form der Bildellipse, Gesamtlichtmenge). Die geringen Unterschiede in den Resultaten der verschiedenen Simulationsprogramme lassen annehmen, daß die tatsächliche Schauerphysik sehr gut beschrieben wird. Für diese Arbeit wurden ausschließlich die Berechnungen des ALTAI-Codes verwendet.

Die Entwicklung der elektromagnetischen Kaskade

Bei der Simulation eines elektromagnetischen Schauers wurden folgende Wechselwirkungsprozesse berücksichtigt:

- bei γ-Quanten: Paarbildung, Compton-Effekt, Photoeffekt
- bei Elektronen/Positronen: Bremsstrahlung, Ionisation, Coulomb-Streuung und Annihilation von Positronen

Die effektiven freien Weglängen dieser Prozesse hängen von der Luftdichte ab. Die entsprechenden Werte wurden aus den Tabellen der US-Standardatmosphäre entnommen [ELT,68]. Die zurückgelegte Wegstrecke der Schauerteilchen und -photonen nimmt mit dem Einfallswinkel des Primärteilchens relativ zum Zenit zu, der Zenitwinkel der Schauerentwicklung geht hier also wesentlich in die Berechnung ein.

Die Entwicklung der hadronischen Schauerkomponente

Bei der Entwicklung eines Protonschauers sind vor allem Stoßprozesse von Bedeutung, die zur Produktion von Sekundärteilchen führen. Entsprechend der Wahrscheinlichkeit der unterschiedlichen Zerfallskanäle wird dann die Propagation der entstandenen Teilchen weiterprozessiert. Die Wirkungsquerschnitte für Wechselwirkungsprozesse wurden aus der Extrapolation von Ergebnissen der Beschleunigerforschung gewonnen: Für die inklusiven Energiespektren wurden Daten aus [HIL,79] übernommen, die Transversalimpulse der Hadronen wurden nach [RAN,72] bestimmt, die totalen inelastischen Wirkungsquerschnitte sind nach [SCH,87] berechnet.
Bei der Berechnung der Schauerentwicklung wurden für alle entstandenen Pionen Energie, Impuls und Entstehungsort temporär gespeichert. Nach Beendigung der Schauersimulation wurde anhand dieser Daten der Pionzerfall in zwei γ-Quanten, bzw. in Myonen und für jedes so entstandene γ-Quant ein elektromagnetischer Unterschauer simuliert. Dazu wurde der gleiche Algorithmus verwendet, wie für die Simulation eines durch primäre Gamma-Quanten initiierten Schauers, wobei in diesem Fall als Ausgangspunkt der Schauerentwicklung die berechneten Werte für Energie und Bewegungsrichtung des sekundären Gamma-Quants eingesetzt wurden. Für die entstandenen Myonen wurde direkt die Emission von Tscherenkow-Licht berechnet. Die Tscherenkow-Emission der Hadronen wurde vernachlässigt.

Die Emission von Tscherenkow-Photonen

Jedesmal, wenn innerhalb der Simulation des elektromagnetischen Schauers ein geladenes Teilchen entsteht, dessen Energie höher ist als die Schwellenenergie für Tscherenkow-Emission (Gl. 2.23), wird ein Unterprogramm aufgerufen, welches die Emission von Tscherenkow-Photonen auf dem Weg dieses Teilchens simuliert. Bei Hadronschauern wird dieses

Unterprogramm zusätzlich für die Berechnung der Tscherenkow-Emission der Myonen angewendet. Der Brechungsindex der Luft ist sowohl bei der Bestimmung der Anzahl der emittierten Teilchen als auch bei der Berechnung des Tscherenkow-Winkels Θ_T von Bedeutung. Das Programm greift auf Werte zurück, die aus der Arbeit [BEL,80] entnommen wurden. Entsprechend der spektralen Empfindlichkeit der in der Kamera verwendeten Photomultiplier und der atmosphärischen Transmission wurde die Simulation der Photonen auf den Wellenlängenbereich 300-600 nm begrenzt.

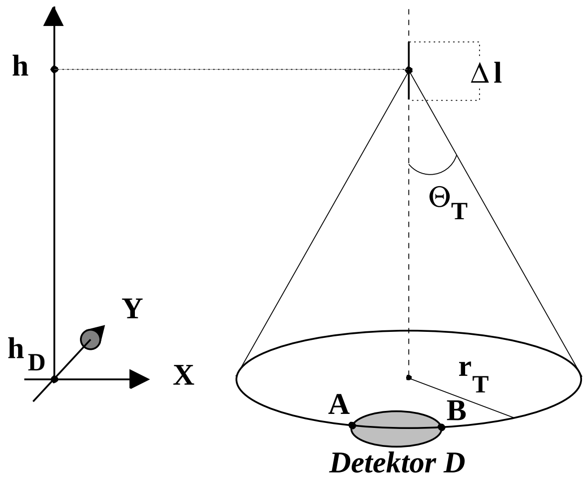

Abbildung 4.2: *Skizze zur Simulation der Tscherenkow-Emission eines geladenen Teilchens, das sich vertikal durch die Atmosphäre bewegt (entlang der durchbrochenen Linie)*

Es ist nicht möglich, die Bahn aller Photonen einzeln zu simulieren, denn schon im Verlauf eines 1 TeV γ-Schauers werden $\approx 6 \cdot 10^7$ Photonen emittiert. Das Programm berechnet daher nur die Propagation ganzer Photonenbündel. Dazu wird die Bahn eines geladenen Teilchens in kleine Wegstücke Δl unterteilt und jeweils die mittlere Anzahl $\overline{N}$ der auf einem solchen Teilstück emittierten Photonen berechnet. Die Länge von Δl wird in den Grenzen $0 < \Delta l < \Delta l_0$ zufällig simuliert. Δl_0 entspricht maximal 0.2 Strahlungslängen und ist so gewählt, daß höchstens 1-2 Photonen des für das Wegstück Δl errechneten Photonenbündels den Detektor treffen. Dieser Kompromiß reduziert einerseits den Rechenaufwand und sichert andererseits die korrekte Wiedergabe der Fluktuationen. In Abb. 4.2 ist ein solches Wegstück Δl auf der Bahn eines vertikal einfallenden Teilchen hervorgehoben. Es wird vereinfacht angenommen, daß alle $\overline{N}$ Tscherenkow-Photonen von der Mitte dieses Wegstücks in der Höhe h emittiert werden. Damit bewegen sich alle von dort emittierten Photonen auf einem Lichtkegel mit Öffnungswinkel Θ_T(h). Für Teilchen, die sich vertikal durch die Atmosphäre bewegen, stellt der Schnitt dieses Kegels mit der Detektorebene in der Höhe h_D einen Kreis dar, dessen Radius r_T durch Gl. 2.29 gegeben ist. Schneidet die Spiegelfläche eines Teleskops das Bogenelement $\overline{AB}$ aus diesem Lichtkreis heraus, so treffen im Mittel

$$\overline{N}_D = \frac{\overline{AB}}{2\pi r_T} \cdot \overline{N}$$

der erzeugten Photonen den Spiegel des betreffenden Detektors. Für den nachfolgenden Schritt der Simulation von Atmosphäre und Detektor wird für jedes dieser Photonen ein Datensatz gespeichert, der die Herkunftsrichtung sowie die Ankunftzeit und den Auftreffpunkt in der Detektorebene enthält.

4.1.2 Schritt 2a: Die Simulation der atmosphärischen Extinktion

Das Programm berücksichtigt den Verlust von Photonen durch Absorption an Aerosolen und Ozon sowie durch die Rayleigh- und Mie-Streuung. Absorbierte oder gestreute Photonen werden dabei als verloren gewertet (vgl. Abschnitt 2.3). Die verwendeten Extinktionskoeffizienten entsprechen der US-Standardatmosphäre [ELT,68].

4.1.3 Schritt 2b: Die Simulation des Detektorsystems

Das Signal, das ein Luftschauer im Einzeldetektor auslöst, hängt ab von der Anzahl und der zeitlichen Abfolge der Photonen, welche die optischen Komponenten (Spiegel, Plexiglasschutz der Kamera, Lichtleiter und Photokathode der Photomultiplier) durchlaufen und von der Entwicklung des von ihnen ausgelösten elektronischen Pulses (Verstärkung im Photomultiplier, Digitalisierung im FADC). Die im folgenden näher beschriebene Simulation der Einzelkomponenten ist sorgfältig auf die technischen Gegebenheiten des experimentellen Aufbaus abgestimmt.

Die Simulation der *Spiegel* beinhaltet zum einen die Reproduktion der wellenlängenabhängigen Reflektivität der Spiegelfläche (Abb. 4.3) und zum anderen die Beschreibung der optischen Abbildungsqualität des Reflektors. Dazu stehen zwei Funktionen zur Verfügung [HEM,98]: Wahlweise kann die Abbildung einzelner Photonen geometrisch berechnet oder aus einer empirisch erhaltenen Verteilungsfunktion[2] auf statistischer Basis bestimmt werden. Beide Methoden liefern konsistente Ergebnisse; für die verwendeten Simulationen wurde die deutlich schnellere zweite Methode eingesetzt.

Die Transmission durch die *Plexiglasabdeckung* der Kamera wurde nach Herstellerdaten im gesamten Wellenlängenbereich 300-600 nm mit 90% angenommen.

[2]Ein punktförmiges Objekt wie ein Stern wird durch das optisches System Teleskop als Scheibchen abgebildet. Die Lichtverteilung innerhalb des Scheibchens kann in erster Näherung durch eine sphärisch symmetrische Gaußverteilung beschrieben werden [PUE,96]. Durch Messungen an Sternen kann die Form dieser Verteilung in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel des Sterns relativ zur optischen Achse des Teleskops experimentell bestimmt werden. Die in der Simulation zur Berechnung dieses Zusammenhangs verwendete empirische Formel $\sigma = 0.045 + 0.003 \cdot \theta^2$ wurde durch Mittelung über die Ergebnisse der einzelnen Systemteleskope bestimmt.

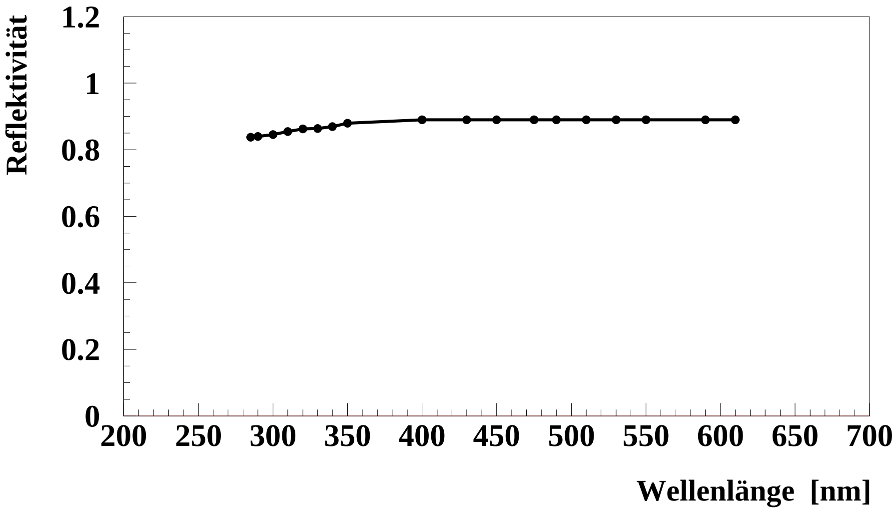

Abbildung 4.3: *experimentell bestimmte Reflektivität der Teleskopspiegel [MIR,94a])*

Die Transmission durch die *Lichtsammeltrichter* liegt nach [HER,96] ebenfalls bei 90%, unabhängig von der Wellenlänge und im Bereich $\pm 20°$ relativ zur Achse der Lichtleiter auch unabhängig vom Einfallswinkel der Photonen.
Für die *Quanteneffizienz* der Bialkali-Photokathoden wurden die vom Hersteller [THO,93] angegebenen Werte verwendet (Abb. 4.4.a).

Die *Verstärkung* des Signals im Photomultiplier ist statistischen Fluktuationen in den einzelnen Verstärkungsstufen (Dynoden) unterworfen. Für einzelne an der Photokathode erzeugte Photoelektronen ergibt sich im Mittel über viele Emissionsprozesse die in Abb. 4.4.b als „Signal“ bezeichnete Verteilung. Das typische Ausgangssignal des Photomultipliers ist in seiner Form stabil und variiert nur in seiner Amplitude entsprechend der „Signal“-Verteilung. Abb. 4.5 zeigt den aus vielen FADC-Messungen gemittelten zeitlichen Verlauf dieses Signals, in dem die Verbreiterung durch den dem Photomultiplier nachgeschalteten Pulsformer enthalten ist [HES,98]. Für die Simulation der Digitalisierung wurde dieses Normsignal entsprechend der jeweiligen Verstärkung (simuliert mit einer nach der „Signal“-Verteilung gewichteten Wahrscheinlichkeit) skaliert: Alle auf ein Pixel auftreffenden Photonen lösen mit dem bekannten Zeitversatz ein solches skaliertes Normsignal im FADC aus. Das resultierende Summensignal wird entsprechend der Taktfrequenz des FADC mit einer Schrittweite von 8.33 ns abgetastet, wobei eine zusätzliche Verschiebung des Gesamtsignals zwischen 0 und 8.33 ns die zufällige Phaseneinstellung des FADC-Taktgebers simuliert. Ein in die Berechnung eingefügter Konversionsfaktor κ berücksichtigt, daß FADC-Einheiten nicht exakt der Anzahl von simulierten Photoelektro-

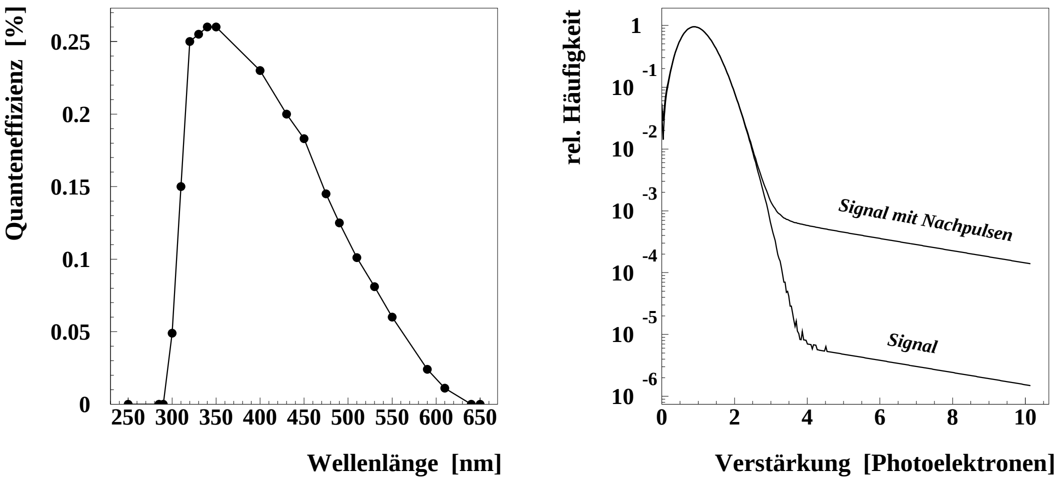

Abbildung 4.4: *a)=links: Abhängigkeit der Quanteneffizienz der verwendeten Photomultiplier von der Wellenlänge [THO,93] b)=rechts: gemessene Verteilungen des Pulshöhenspektrums von einzeln an der Photokathode emittierten Photoelektronen; zu unterscheiden ist die Verteilung, die das Spektrum von zeitlich mit der Schauerfront korrelierten Photonen beschreibt („Signal“) von der Verteilung, die das Spektrum von unkorreliert eintreffenden Hintergrundphotonen beschreibt („Signal mit Nachpulsen“)*

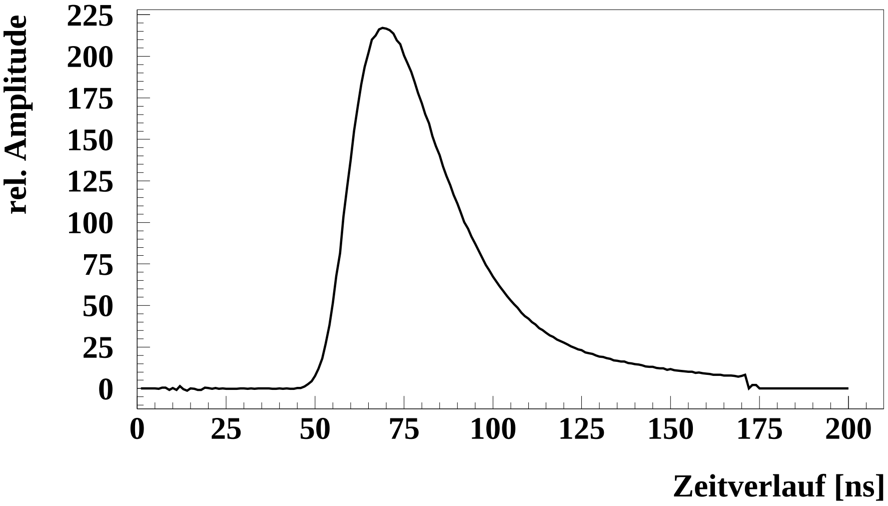

Abbildung 4.5: *normiertes Eingangssignal in den FADC nach Verbreiterung durch den Pulsformer, bestimmt durch Mittelung über gemessene Signale im Amplitudenbereich 200-300 FADC-Einheiten*

nen entsprechen, für welche die FADC-Skala geeicht sein sollte: $\kappa = \frac{Photoelektronen}{FADC-Einheiten} = 1.05$ für alle Teleskope.

Um das Untergrundsignal des FADC zu simulieren, wurden gemäß der mittleren Nachthimmelhelligkeit auf La Palma [MIR,94b] zusätzliche statistisch in der Zeit verteilte Photonen erzeugt und analog den Schauerphotonen prozessiert. Dabei ist zu berücksichtigen, daß im tatsächlichen Meßbetrieb keine zeitliche Korrelation dieser Photonen zum Triggersignal vorliegt. Damit können auch Nachpulse, die durch Ionisation von Restgas erzeugt werden und typischerweise 500 ns nach dem auslösenden Photon auftreten [HER,95], im FADC registriert werden. Durch Verwendung der als „Signal mit Nachpulsen" bezeichneten Verteilung in Abb. 4.4.b zur Berechnung der Verstärkung wird dieser Effekt in die Simulation integriert. Die Differenz dieser Signalfolge von dem nominell gemessenen Schwellenwert des FADC (20 FADC-Einheiten) wird als Untergrundsignal in die FADC-Messung integriert und simuliert dadurch die korrelierte Schwankung der Nullinie des FADC über mehrere Bins hinweg. Zusätzlich wird separat für jeden FADC-Bin ein unkorreliertes Rauschen (nach gemessenen Werten) addiert, welches das Rauschverhalten der elektronischen Komponenten simuliert.

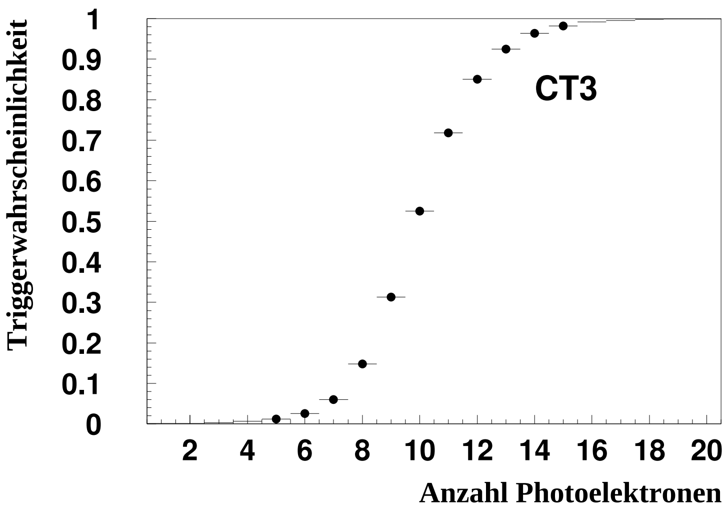

Abbildung 4.6: *Dargestelt ist die Abhängigkeit der Triggerwahrscheinlichkeit eines Einzelkanals von der Signalamplitude in Photoelektronen. Die Kurve wurde mit von CT3 gemessenen Daten erzeugt (gemittelt über alle Kanäle), die Triggerschwelle war auf 10 Photoelektronen eingestellt. [KRA,98]*

Schließlich wird analog der Datennahme ein Hardware-Trigger simuliert, der sicherstellt, daß nur solche Ereignisse gespeichert werden, bei denen mindestens zwei Teleskope innerhalb von 70 ns ansprechen, d.h. in jeweils zwei benachbarten Kanälen eine gesetzte

Amplitudenschwelle übersteigen (Koinzidenzzeit 12 ns). Dazu wird in jedem Kanal die Amplitude des aus den oben beschriebenen zeitlich versetzt ankommenden Photomultiplier-Ausgangsimpulsen (ohne Nachschaltung eines Pulsformers) überlagerten Summenimpulses mit der gesetzten Triggerschwelle verglichen. Durch diese Triggerung auf die momentane Signalamplitude wird keine scharfe Schwelle in der Gesamtamplitude gesetzt, vielmehr ergibt sich ein Verlauf, wie er in 4.6 mit an CT3 gemessenen Daten dargestellt ist. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit können also auch Ereignisse einen Trigger auslösen, bei denen die Gesamtamplitude nur in einem oder auch in gar keinem Kanal über der Schwelle liegt. Im Simulationsprogramm war die Triggerschwelle auf 6 Photoelektronen eingestellt. Um höhere Schwellen nachträglich zu implementieren, kann eine unscharfe Triggerschwelle auf die Gesamtamplitude angewendet werden, so daß eine Akzeptanz wie z.B. in 4.6 für CT3 und eine Schwelle von 10 Photoelektronen gezeigt simuliert wird. Diese unscharfe Schwelle wird anhand von Wahrscheinlichkeitstabellen berechnet, die für jedes einzelne der Teleskope aus bei dieser Triggerschwelle gemessenen Daten bestimmt werden. Für die Analysen in dieser Arbeit wurden Triggerschwellen von 10 bzw. 8 Photoelektronen simuliert.

4.1.4 Die verwendeten Datenbanken

Die Speicherung der MC-Daten erfolgt im selben Format wie die Meßdaten. Zusätzlich werden die tatsächlichen MC-Werte für Energie und Schauergeometrie in für die Meßdaten nicht verwendeten Strukturelementen abgelegt. In Tabelle 4.2 ist die Zahl der Einzelereignisse aufgelistet, die für die in den nächsten Kapiteln beschriebenen Analysen zur Verfügung standen.

Primärteilchen	Einfallswinkel	Energiebereich	Radialbereich	Anzahl der Schauer
γ	0°	0.1 - 30 TeV	0 - max. 350 m	75364
γ	20°	0.1 - 30 TeV	0 - max. 350 m	36409
γ	30°	0.1 - 30 TeV	0 - max. 350 m	74598
γ	45°	0.1 - 30 TeV	0 - max. 425 m	69637

Tabelle 4.2: *Die wichtigsten Charakteristika der verwendeten Datenbanken sind Einfallswinkel der Primärteilchen relativ zum Zenit, Energie- und Radialbereich (vgl. Tab. 4.1), über die sich die Simulation erstreckt, sowie die Gesamtzahl der erzeugten Schauer.*

4.2 Quellen systematischer Fehler in der Detektorsimulation

Zum Zeitpunkt der Erzeugung der Monte-Carlo-Daten wurde der aktuelle Kenntnisstand über die Systemparameter in die Simulation implementiert. Mittlerweile sind Meßergebnisse vorhanden, die teilweise von den angenommenen Werten abweichen. Die Auswirkungen werden in diesem Abschnitt diskutiert.

4.2.1 Der Einfluß des Atmosphärenmodells

Der wichtigste Parameter des Atmosphärenmodells ist die Dichteverteilung; sie geht in die Simulation der Schauerentwicklung und vor allem in die Simulation der Tscherenkow-Emission ein. Abb. 4.7 vergleicht die in der Simulation verwendete Verteilung mit Meßwerten des *Izana Global Atmospheric Watch Observatory* GAW auf Teneriffa. Oberhalb 10 km sind deutliche Unterschiede (die Abszisse ist zur Verdeutlichung um den Faktor $e^{Höhe/7.1}$ gestreckt) zwischen Modell und Messungen und auch zwischen den unterschiedlichen Jahreszeiten zu erkennen. In dem für die Tscherenkow-Emission relevanten Höhenbereich unterhalb 10 km ist die Übereinstimmung jedoch besser als 3% [HEM,98].

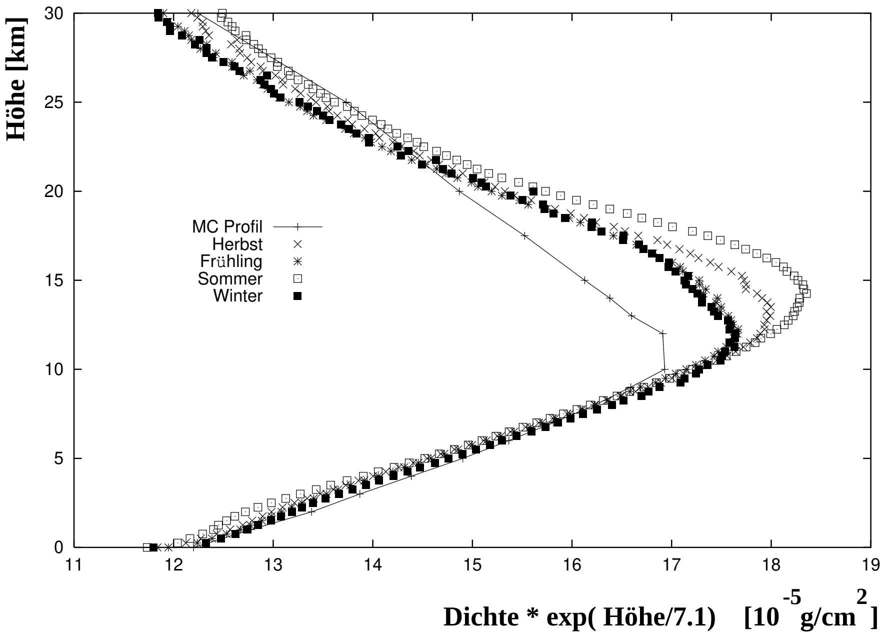

Abbildung 4.7: *Vergleich der Dichteverteilung in der Atmosphäre in Abhängigkeit von der Höhe für die in der Simulation eingesetzten Werte und saisonal unterschiedene Meßwerte des Izana Global Atmospheric Watch Observatory auf Teneriffa (aus [HEM,98]).*

Die für das MC-Modell angenommene Ozonschichtung stimmt bis auf etwa 5% mit den von GAW gemessenen Sommerwerten überein. Bereits durch die natürliche Abnahme und Verschiebung der Ozonschicht in den Wintermonaten ergeben sich viel stärkere Schwankungen von bis zu 30%. Die damit verbundene Änderung in der Gesamtzahl der pro

Schauer detektierten Photonen liegt bei etwa 5% [HEM,98].

Für die atmosphärische Extinktion durch Mie- und Rayleigh-Streuung existieren nur im Wellenlängenbereich um 550 nm (Johnson V-Band) Messungen des *Carlsberg Automatic Meridian Circle* CAMC, die allerdings die gesamte Atmosphäre berücksichtigen (relevante Dichte bis etwa 40 km üNN). Die Streuung der CAMC-Meßwerte liegt bei 10% und stimmt innerhalb dieser Schwankungsbreite sehr gut mit dem Modellwert der Simulation überein.

Im für das vorliegende Experiment relevanten Wellenlängenbereich zwischen 300 und 600 nm gibt es keine vor Ort durchgeführten Transmissionsmessungen, die mit den aus der Simulation resultierenden Werten verglichen werden könnten. Wegen der klimatischen Besonderheiten von La Palma ist eine Übertragung solcher Messungen aus ähnlichen Klimazonen schwierig. Mit den oben beschriebenen Unsicherheiten der für die Emission und Extinktion wesentlichen Parameter kann aber eine obere Grenze für eine systematische Schwankung in der Photonenausbeute mit etwa $\pm 10\%$ angenommen werden. Dabei sind die systematischen Fehler noch nicht berücksichtigt, die bei der Simulation der Schauerentwicklung dadurch auftreten, daß ein nicht genau passendes Dichteprofil der Atmosphäre verwendet wird (hier sind auch Höhen oberhalb 10 km relevant).

4.2.2 Der Einfluß einzelner Detektorparameter

Die Spiegel

Die Reflektivität der Spiegel liegt nach [MIR,94a] zwischen 84% bei 300 nm und 89% bei über 420 nm. Die Messungen wurden allerdings an neuen Spiegeln durchgeführt. Aufgrund von Alterungserscheinungen (Beschädigung der Spiegelschicht durch Witterungeinflüsse) oder temporären Effekten (z.B. Staubschicht durch Flugsand auf Spiegeloberfläche) ist eine Minderung der Qualität vor allem bei den zuerst bestückten Teleskopen nicht auszuschließen. Erste Nachmessungen konnten allerdings keine Verschlechterung feststellen. Eine realistische Abschätzung der Verminderung in der Photonenausbeute sollte sich daher in der Größenordnung von <5% bewegen.

Die Plexiglasabdeckung

Die Transmission von Licht durch Plexiglas läßt sich mit Hilfe einfacher Näherungen (z.B. [GER,89]) abschätzen. Beim Übergang von Luft mit dem Brechungsindex n in Plexiglas mit Brechungsindex n' ist der relative Intensitätsverlust ΔI_{rel} durch Reflexion gegeben durch

$$\Delta I_{rel} = \left(\frac{n' - n}{n' + n}\right)^2 \qquad .$$

Mit $n = 1.00$ und $n' = 1.49$ ergibt sich bei einem zweifachen Grenzflächenübergang eine maximale Transmission von 92%. Hinzu kommen Streueffekte durch Einschlüsse oder Kratzer. Eine experimentelle Messung der Transmission wurde an einer längere Zeit in

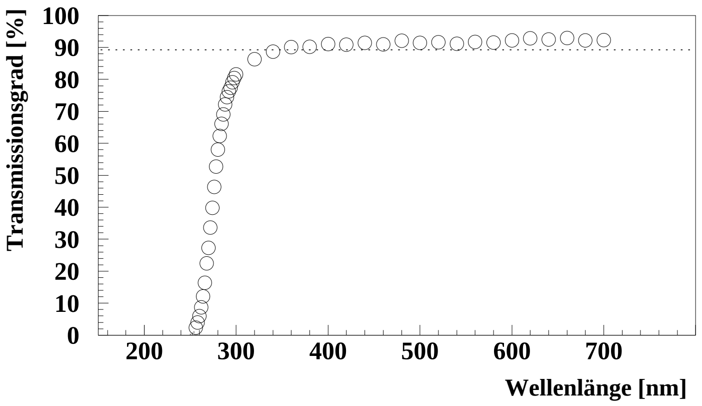

Abbildung 4.8: *Dargestellt ist die experimentell [MAT,98] bestimmte Transmission von Plexiglas in Abhängigkeit von der Wellenlänge (Kreise). Der verwendete konstante Transmissionsgrad von 0.9 ist ebenfalls eingezeichnet.*

einer Kamera eingesetzen Plexiglasscheibe durchgeführt [MAT,98]. Der theoretische Wert wurde gemittelt über Wellenlängen größer als $\approx$ 350 nm mit 0.92 $\pm$0.03 sehr gut bestätigt (Abb. 4.8).

Oberhalb 400 nm stimmen die gemessenen Werte auch gut mit den für die Simulation verwendeten überein (92% statt 90%). Bei Wellenlängen unterhalb 300 nm ergeben sich durch die Absorption des Plexiglases starke Abweichungen vom angenommenen Wert, allerdings ist dieser Bereich wegen der starken Absorptionskante des Ozons in diesem Wellenlängenbereich für die Messung nicht so relevant .

Die Quanteneffizienz der Photomultiplier

Abb. 4.9 stellt die in der Simulation verwendete Quanteneffizienz gemessenen [MAT,98] Werten gegenüber. Die Meßpunkte stellen eine Mittelung über 4 verschiedene Photomultiplier des im Experiment verwendeten Typs dar, die mittlere Abweichung der Einzelwerte ist durch die vertikalen Balken gekennzeichnet. Sie liegt bis etwa 500 nm bei $\approx$ 7%. Diskrepanzen zwischen beiden Kurven liegen im späteren Ansteigen der UV-empfindlichen Flanke und in einer geringeren Quanteneffizienz im Bereich 330-520 nm für die Simulationswerte.

Die oben beschriebenen Differenzen zwischen gemessenen und für die Simulation verwendeten Werten sind wellenlängenabhängig und lassen sich daher nur unter Einbeziehung des typischen Photonenspektrums beurteilen. Dazu wurden die Kurven für Plexiglastransmission und Quanteneffizienz mit einem typischen Tscherenkow-Emissionsspektrum (Anzahl der emittierten Photonen $\sim$Wellenlänge^{-2}) nach atmosphärischer Absorption gefaltet. Die Emission wurde in 8 km Höhe üNN, das Beobachtungsniveau auf 2200 m üNN

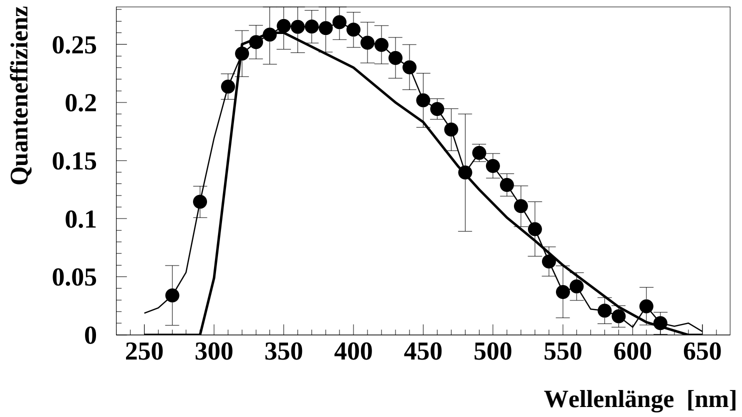

Abbildung 4.9: *Vergleich der gemessenen [MAT,98] Quanteneffizienz (Punkte) mit den für die Simulation verwendeten Werten (starke Kurve)*

angenommen. Es ergab sich bei Verwendung der in die Simulation eingegangenen Werte eine um 13% verringerte Photoelektronenausbeute gegenüber der Verwendung der gemessenen Werte (Abb. 4.10).

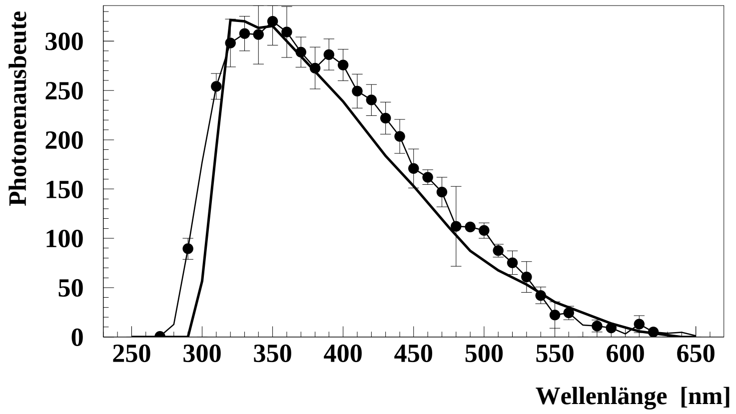

Abbildung 4.10: *Faltung der Akzeptanzkurven von Plexiglas und Quanteneffizienz mit dem auf Absorptionseffekte korrigierten Tscherenkow-Spektrum (Emission in 8 km Höhe üNN): starke durchgezogene Linie - für die Simulation verwendete Werte, Punkte - gemessene Werte; die Photonenausbeute ist in willkürlichen Einheiten dargestellt*

Von den 13% entfallen 2% auf die unterschätzte Transmission des Plexiglases, der wesentlich größere Teil auf die Unterschiede in der gemessenen und der simulierten Quanteneffizienz. Da die Photomultiplier untereinander in ihrem Verhalten stark schwanken können, ist die Aussage, daß die simulierte Quanteneffizienz tendenziell zu niedrig liegt, statistisch noch nicht stabil. Für die weitere Behandlung wird diese Unsicherheit deshalb als mögliche systematische Schwankung $\pm 11\%$ in *beide* Richtungen beibehalten. Der Fehler in der Bestimmung der Plexiglastransmission wurde dagegen durch eine nachträgliche Skalierung der Amplituden in den Monte-Carlo-Daten um einen Faktor 1.02 korrigiert. Die nach Faltung verbleibende Unsicherheit in der Plexiglastransmission von ca. $\pm 3\%$ wird als systematische Schwankung behandelt.

Der Konversionsfaktor

Der Konversionsfaktor, der die Skalierung der FADC-Skala in Einheiten von Photoelektronen bestimmt, kann indirekt aus den in Abschnitt 3.2.5 beschriebenen Kalibrationsmessungen gewonnen werden [HER,96]. Die Messung von etwa 100 Laserschüssen liefert für jeden einzelnen Kanal eine Amplitudenverteilung, aus deren Breite sich nach Korrektur einiger zusätzlicher Effekte die mittlere Zahl beteiligter Photoelektronen ergibt (Poissonstatistik). Division durch die mittlere FADC-Amplitude liefert den Konversionsfaktor für diesen Kanal. Allerdings schwankt der Wert von Kanal zu Kanal, bedingt durch das leicht unterschiedliche Verhalten der jeweiligen Photomultiplier. Für die Simulation wurde das Mittel über alle Kanäle und Teleskope verwendet, das bei dieser Bestimmungsmethode mit einem (vorwiegend systematischen) Fehler von $\pm 15\%$ behaftet ist.
Eine alternative Bestimmung des Konversionsfaktors kann durch die in Kap. 5.2.4 näher beschriebene absolute Energiekalibration realisiert werden. Aus der Kenntnis der mittleren FADC-Amplitude bei homogener Laser-Beleuchtung des Teleskops mit einer definierten Energie pro Flächeneinheit läßt sich unter Einbeziehung der Spiegelfläche und der bereits beschriebenen optischen und elektronischen Transmissionswahrscheinlichkeiten der Konversionsfaktor bestimmen [FRA,97]. Beide Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein.

4.2.3 Abschätzung der gesamten Systematiken

Zusammenfassend ergeben sich für die Bestimmung der Ausgangsamplitude in den einzelnen Kanälen folgende Unsicherheiten:

- Atmosphärische Transmission: $\pm 10\%$
- Spiegelreflektivität: $\pm 5\%$, systematisch -5% möglich
- Transmission durch Plexiglas und Photomultiplier: $\pm 3\%$ $\pm 11\%$
- Konversion des Signals im FADC: $\pm 15\%$

Eine tendenzielle Verschiebung durch Alterungserscheinungen an den Spiegeln oder durch eine Fehlbestimmung der Quanteneffizienz der Photomultiplier ist möglich. Eine Unterschätzung der tatsächlichen Transmission um 2% wurde gemessen und in den Daten korrigiert. Insgesamt ist die Übereinstimmung der durch Simulation bestimmten Amplitude mit der in der Messung erwarteten Amplitude mit dem systematischen Fehler $\pm 22\%$ (quadratische Addition der einzelnen Unsicherheiten) behaftet.

Kapitel 5

Die Rekonstruktion der Schauerenergie und die Flußberechnung

Für die Rekonstruktion der Schauerenergie bietet sich als observable Größe die in einem Einzelteleskop gemessene Gesamtlichtmenge L an. Nach Gl. 2.12 ist sie in guter Näherung proportional zur Energie E_0 des Primärquants:

$$L \sim E_0$$

Eine genauere Rechnung muß berücksichtigen, daß die Eindringtiefe des Primärteilchens logarithmisch von E_0 abhängt (Gl. 2.11). Damit liegt das Schauermaximum mit wachsender Primärenergie in niedrigerer Höhe, so daß nach Gl. 2.27 die Energieschwelle für Tscherenkow-Emission kleiner ist und mehr Teilchen Photonen emittieren. Wegen des dann kürzeren Weges durch die Atmosphäre fallen außerdem die Absorptionsverluste der Photonen geringer aus.
Bei fester Energie E_0 hängt die im Teleskop registrierte Lichtmenge noch ab von der Entfernung der Schauerachse vom Teleskop und vom Zenitwinkel unter dem das Teilchen in die Atmosphäre eintritt. Wesentlich für die Güte der Energiebestimmung ist also die Genauigkeit, mit der die Schauergeometrie rekonstruiert werden kann. Die Abhängigkeit dieser Genauigkeit von der Lage des Schauers relativ zum Teleskopsystem wird im ersten Abschnitt diskutiert. Der folgende Abschnitt beschreibt dann die Methode zur Rekonstruktion der Schauerenergie. Die Abhängigkeit der Rekonstruktionsqualität von den verwendeten Schnittparametern wird im Anschluß daran untersucht. Der letzte Abschnitt führt die effektive Nachweisfläche des Teleskopsystems ein, mit deren Hilfe dann der Fluß einer Quelle berechnet werden kann.

5.1 Die Rekonstruktion der Schauergeometrie

Die folgende qualitative Diskussion der Rekonstruktionsqualität der Schauergeometrie basiert auf MC-Daten, die bei einem Zenitwinkel von $0°$ entsprechend der Beschreibung im vorangehenden Kapitel generiert wurden. Die Energieverteilung der Einzelereignisse folgt einem Potenzgesetz mit Index $\alpha = -2.4$. Für die Rekonstruktionsalgorithmen wurden mindestens 2 Teleskope über der Triggerschwelle von 10 Photoelektronen gefordert.

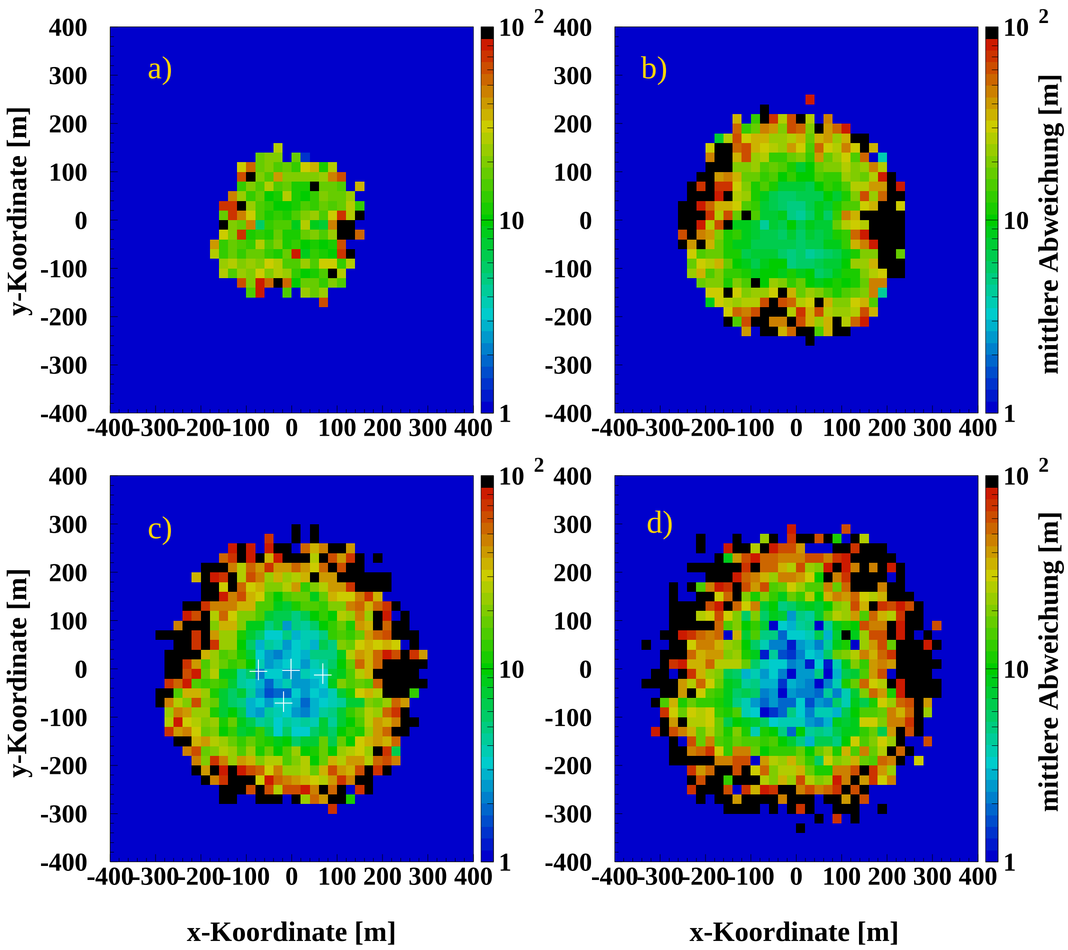

Abbildung 5.1: *Dargestellt ist in Farbkodierung die mittlere Abweichung der rekonstruierten Koordinaten des Schauerauftreffpunktes am Boden von den wahren Werten in Abhängigkeit von der Lage des wahren Auftreffpunktes in der Teleskopebene. Schauerenergien von a) 0.1-1.0 TeV b) 1.0-5.0 TeV c) 5.0-15.0 TeV d) 15.0-30.0 TeV wurden betrachtet, der Zenitwinkel lag bei 0 Grad. Die Lage der 4 Teleskope ist in c) durch Kreuze angedeutet.*

In Abb. 5.1.a-d ist die mittlere Abweichung des rekonstruierten Schauercores von seiner wahren Lage in Metern dargestellt. Das Koordinatensystem bezieht sich auf die Teleskopebene. In Abb. 5.1.c ist zusätzlich die Lage der verwendeten vier Systemteleskope markiert. Die Ereignisse sind nach ihrer Energie eingeteilt in die Bereiche a) 0.1-1.0 TeV, b) 1.0-5.0 TeV, c) 5.0-15.0 TeV und d) 15.0-30.0 TeV. Abb. 5.2.a-d zeigt in ähnlicher Darstellung die mittlere Abweichung der rekonstruierten Winkellage der Schauerachse im Raum von ihrer wahren Lage.

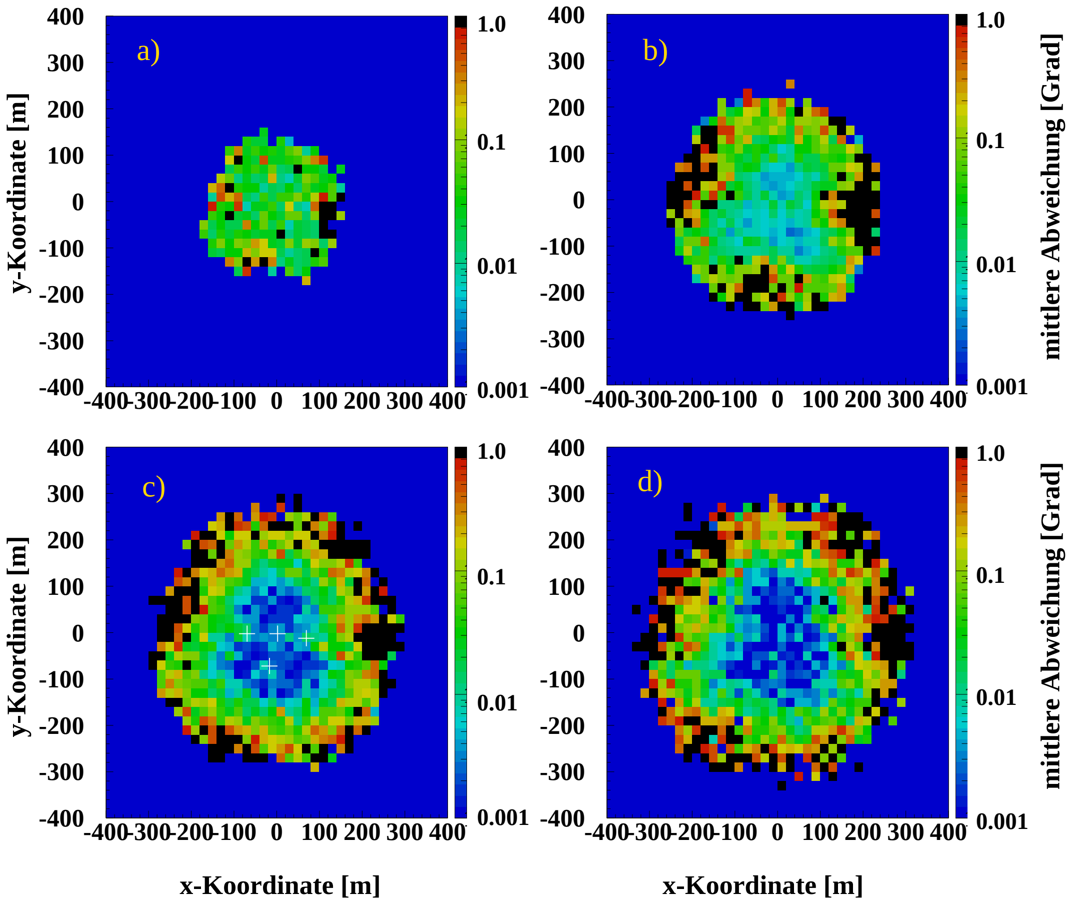

Abbildung 5.2: *Dargestellt ist in Farbkodierung die mittlere Abweichung der rekonstruierten Koordinaten des Schauerauftreffpunktes am Boden von den wahren Werten in Abhängigkeit von der Lage des wahren Auftreffpunktes in der Teleskopebene. Schauerenergien von a) 0.1-1.0 TeV b) 1.0-5.0 TeV c) 5.0-15.0 TeV d) 15.0-30.0 TeV wurden betrachtet, der Zenitwinkel lag bei 0 Grad. Die Lage der 4 Teleskope ist in c) durch Kreuze angedeutet.*

In Abb. 5.1.a und Abb. 5.2.a ist die Triggerwahrscheinlichkeit für Ereignisse mit mehr als 150 m Abstand vom Koordinatenursprung noch praktisch Null, dagegen ist der radiale Schnitt bei 250/300/350 in den Abbildungen c)-d) durch die begrenzte Verfügbarkeit von

MC-Ereignissen bedingt.
Bei der Bestimmung von Schauerauftreffpunkt und Achsenlage mit der in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Schnittmethode wirken sich Schwankungen bei kleinen Schnittwinkeln der rekonstruierten Ellipsenachsen stärker aus als bei großen. Die paarweise Rekonstruktion ist also dann mit dem größten Fehler behaftet, wenn beide Teleskope und Schauerauftreffpunkt nahezu auf einer Linie liegen, weil dann die Kamerabilder ähnlich ausgerichtet und die Schnittwinkel folglich klein sind. Aus der speziellen Geometrie des Teleskopsystems ergibt sich daher die in Abb. 5.1 und Abb. 5.2 erkennbare Struktur der Rekonstruktionsgüte. Den größten Effekt bewirken natürlich solche Ereignisse, die überhaupt nur in zwei Teleskopen registriert wurden.

Zusätzlich beschränkt die pro Teleskop gemessene Lichtmenge die Genauigkeit der Rekonstruktion, da aus ihr die Lage der Bildellipse bestimmt wird. Je geringer die Energie des Primärteilchens und je größer der Abstand der Schauerachse vom Teleskop, desto schwächer wird das Kamerasignal ausfallen. Die Schauerrekonstruktion wird damit statistisch unsicherer. Ein weiterer Effekt ergibt sich für Schauer, die am Rand der Kamera abgebildet werden. Wie in Abb. 5.3 extrem dargestellt, kann dadurch ein wesentlicher Teil der Bildinformation verlorengehen, so daß die rekonstruierte Ellipse ein verfälschtes Abbild der tatsächlichen Schauergeometrie liefert. Dieser Effekt tritt bei Gamma-Schauern, die in der Regel parallel zur Teleskopausrichtung einfallen, bei weit entfernten Schauern und bei hohen Primärenergien auf: Aus der Geometrie der Winkelabbildung erkennt man leicht, daß ein Schauerbild desto ferner dem Kamerazentrum abgebildet wird, je weiter die Schauerachse vom Teleskop entfernt ist und je tiefer das Schauermaximum liegt.

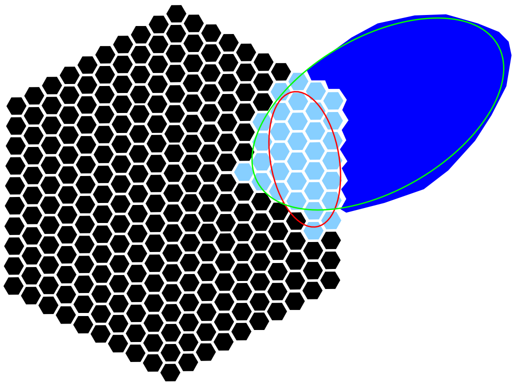

Abbildung 5.3: *Die blau gezeichnete Lichtverteilung eines Schauerprofils wird nur zum Teil in der Kamera registriert. Statt der tatsächlichen (großen) Bildellipse wird eine um nahezu 90° verdrehte Bildlage errechnet (kleine Ellipse).*

Die Rekonstruktion des Schauerauftreffpunktes ist bis etwa 100 m vom Koordinatenursprung (Zentrum des Teleskopsystems = CT3) entfernt auf mindestens 10 m genau, bis

200 m auf etwa 20 m, bei größeren Entfernungen wird die Qualität sehr schnell schlechter. Die Rekonstruktion der Lage der Schauerachse ist bis 200 m Entfernung besser als 0.1 Grad. Für Schauer mit Energie ab etwa 10 TeV, die innerhalb etwa 50 m um den Koordinatenursprung niedergehen, kann der Schauerauftreffpunkt mit einer Genauigkeit von wenigen Metern und die Lage der Schauerachse mit einer Genauigkeit von unter 0.01° bestimmt werden. Dieses Verhalten wird dadurch erklärt, daß a) bei wachsender Schauerenergie die Ausdehnung der Tscherenkow-Licht-Verteilung am Boden zunimmt, b) bei abnehmendem Abstand des Schauers von einem Teleskop die gemessene Lichtmenge zunimmt. In beiden Fällen sind tendenziell mehr Teleskope an der Rekonstruktion beteiligt und messen eine höhere Photonenzahl. Die zur Rekonstruktion zur Verfügung stehende Information wächst damit mit der Energie und mit Annäherung des Schauers an das Zentrum des Systems.
Eine differenziertere Analyse zeigte, daß die Schauerauftreffpunkte eher zum Systemmittelpunkt hin rekonstruiert werden, so daß die Entfernung Schauer-Teleskop im allgemeinen unterschätzt wird.

Mit steigendem Zenitwinkel liegt das Schauermaximum in größerer Höhe, die von der Kamera registrierbare Photonenzahl nimmt ab und Fluktuationen gewinnen an Bedeutung. Zudem wird die Bildform des aufgezeichneten Schauerprofils kompakter, kreisähnlicher, wodurch die Rekonstruktion der Schauergeometrie anfälliger für Fehlberechnungen wird. Des weiteren nimmt der effektive, also senkrecht zur Schauerachse gemessene Abstand der Teleskope ab. Insbesondere für Ereignisse mit wenig Bildinformation, also bei kleinen Energien oder großen Entfernungen von den Teleskopen wird dadurch die Rekonstruktionsqualität beeinträchtigt. Andererseits nimmt die Wahrscheinlichkeit, daß die Geometrieberechnung durch ein besonders weit entferntes Teleskop verzerrt wird, ab. Prinzipiell ergibt sich durch diese Effekte eine Kompression der in Abb. 5.1 und Abb. 5.2 dargestellten Geometrie.

5.2 Die Methode der Energiebestimmung

Die Gesamtlichtmenge L, die ein *einzelnes* Teleskop von einem Luftschauer registriert, hängt ab von der Energie E des Primärquants (erzeugte Lichtmenge), der Entfernung der Schauerachse vom Teleskop (geometrische Abschwächung des Signals) und vom Zenitwinkel, unter dem der Schauer sich in der Atmosphäre entwickelt (Absorptionseffekte).
Zur analytischen Beschreibung des Zusammenhangs wurde für die bei festem Zenitwinkel 0°, 20°, 30° und 45° erzeugten MC-Daten der Energiebereich 0.5 - 30 TeV in 12 logarithmisch größer werdende Bins (Binbreite wächst von Bin zu Bin um Faktor 1.4) und der Abstandsbereich 0-200 m in 10 gleich große Bins unterteilt; eine Gleichverteilung der Ereignisse in Energie und Fläche ist für jeden der Bins sichergestellt (Abbn. 5.4.a 5.4.b). Innerhalb eines solchen Energie-Abstandsbins sind die L-Werte gaußförmig verteilt (Abb. 5.4.c).

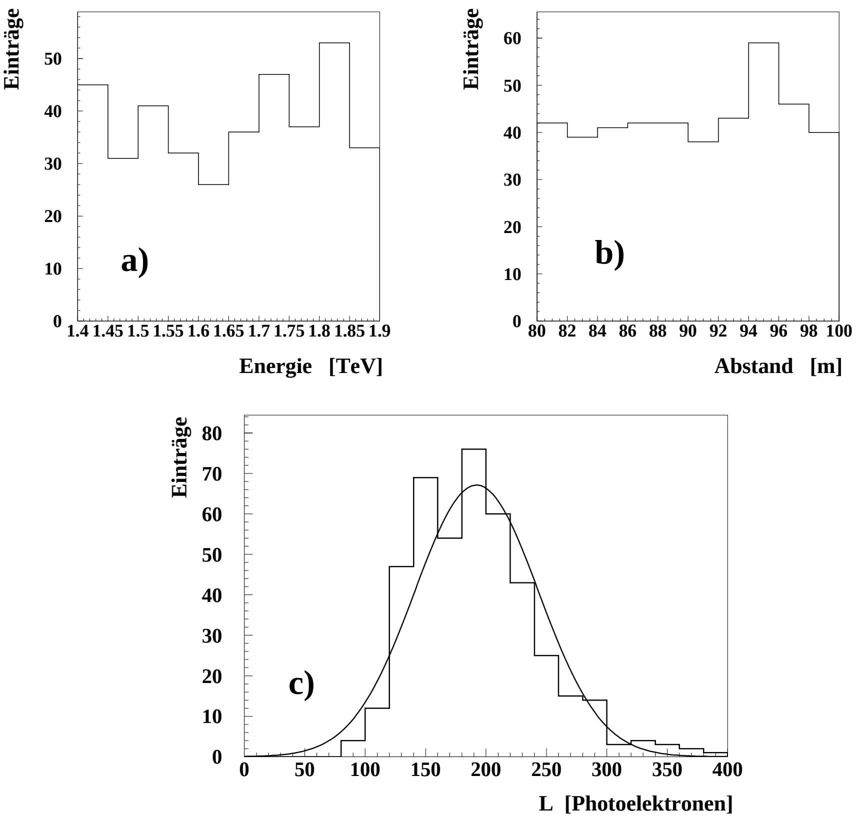

Abbildung 5.4: *Die simulierten Ereignisse sind in den einzelnen Bins sowohl a) in der Energie als auch b) im Abstand gleichverteilt. c) Die Verteilung der L-Werte in einem solchen Bin läßt sich grob durch eine Gaußkurve beschreiben. Dargestellt sind Werte für den E-R-Bin* $1.37\ TeV < E < 1.92\ TeV$ *und* $80\ m < R < 100\ m$ *bei 0° Zenitwinkel.*

Abb. 5.5 zeigt den Zusammenhang $L - E$ für zwei gegebene Abstandsintervalle bei festem Zenitwinkel 20° bzw. 30°. Die Einträge erfolgen bei der mittleren Energie des jeweiligen Bins und beschreiben den Mittelwert und die zugehörige Breite (1σ) des Gauß-Fits an die L-Verteilung.

Es zeigt sich, daß die Abhängigkeit $L(E)$ für die untersuchten Energien und Abstände gut durch ein Polynom 3. Ordnung anzunähern ist. In Abb. 5.6 ist die Anpassung an die L(E)-Mittelwerte für unterschiedliche Abstandsintervalle bei Zenitwinkel 0° gezeigt.

Diese Polynome sind tabelliert nach Zenitwinkel und Abstandsbin, mit den verfügbaren Simulationen also für 0°, 20°, 30° und 45° jeweils in den Bins (0-20 m),(20-40 m),... (180-200 m). Mit Hilfe dieser Polynome $L(E)$ kann für den aus der Schauerrekonstruktion gegebenen Abstand und Einfallswinkel aus dem gemessenen L-Wert rekursiv die Energie des Schauers bestimmt werden. Die in Abb. 5.5 gut zu erkennende Änderung des funktio-

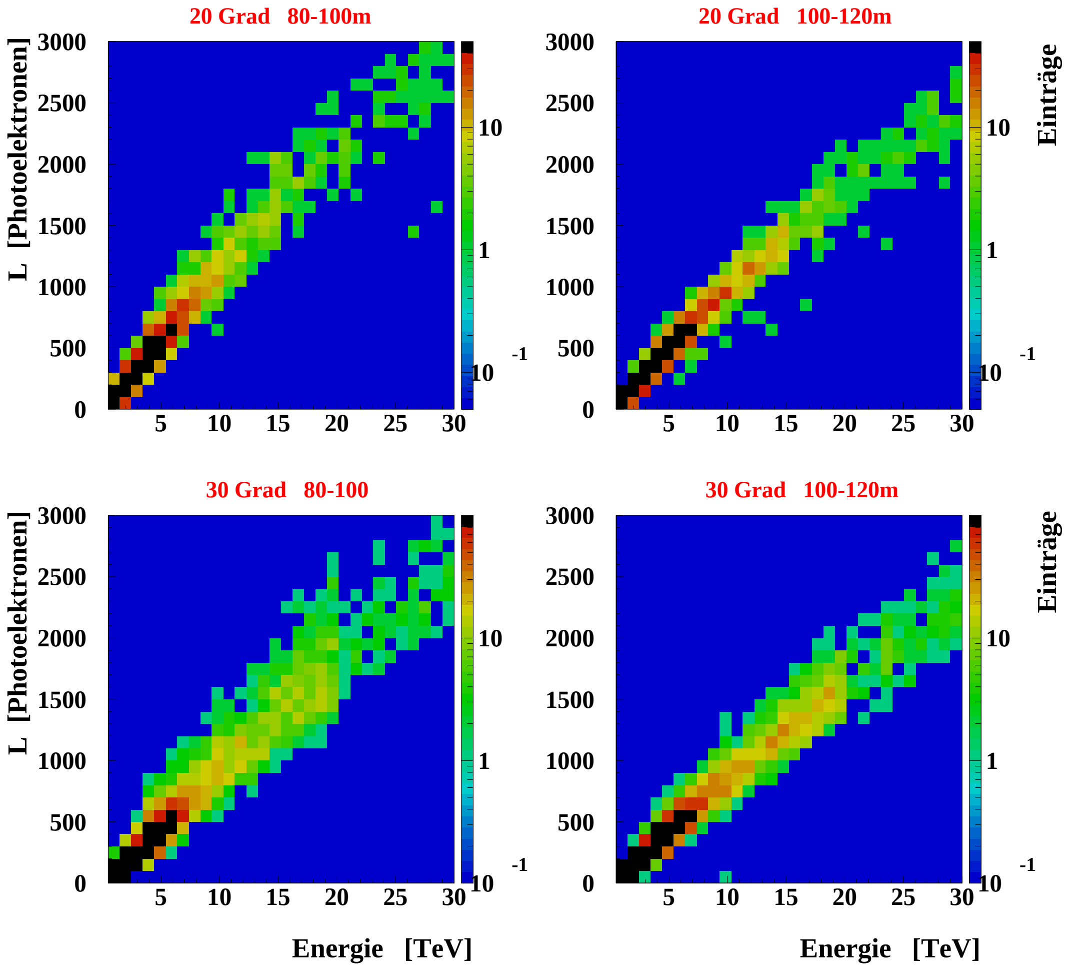

Abbildung 5.5: *Dargestellt ist die Abhängigkeit $L(E)$ für Abstandsintervalle 80-100 m (links) und 100-120 m (rechts) bei den Zenitwinkeln 20° (oben) bzw. 30° (unten), jeweils im Energiebereich 0.5-30 TeV. Die Farbskala der z-Achse ist in den oberen beiden Bildern verschieden von den unteren beiden Bildern.*

nalen Zusammenhangs mit dem Abstand des Teleskops vom Schauer und dem Zenitwinkel des Schauereinfalls macht allerdings eine Interpolation sowohl zwischen Abstandsbins als auch zwischen unterschiedlichen Zenitwinkeln erforderlich. Dafür sind Gewichtungen nötig, die anhand Abb. 5.7 erklärt werden sollen:

Ein Schauer, der sein Emissionsmaximum in der Höhe H über dem Beobachtungsniveau erreicht und sich unter dem Winkel θ relativ zum Zenit entwickelt, schneidet mit seiner verlängerten Achse die Teleskopebene im Punkt X. Das Teleskop befindet sich im Abstand r von der Schauerachse und ist parallel zur Schauerachse orientiert, sieht das in

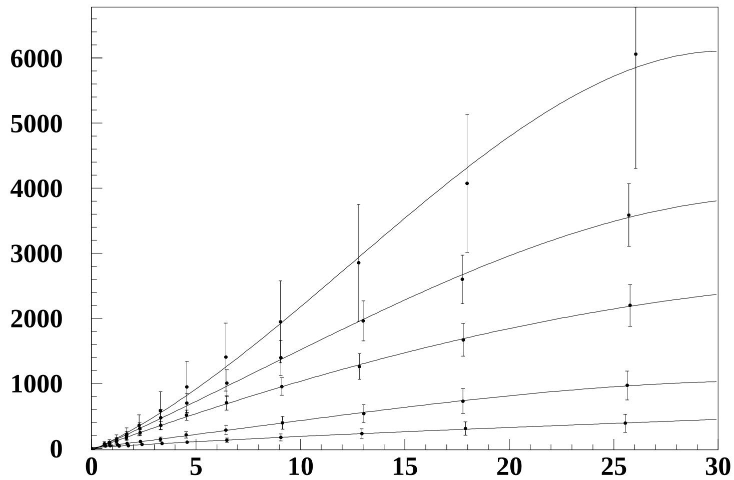

Abbildung 5.6: *Anpassung von Polynomen 3. Ordnung an die $L(E)$-Werte für Abstandsbins (von oben nach unten:) 20-40 m, 60-80 m, 100-120 m, 140-160 m und 180-200 m bei festem Zenitwinkel 0°; die Fehlerbalken beschreiben die RMS-Streuung der L-Werte um den Mittelwert*

der Entfernung d befindliche Maximum also unter dem Winkel $\delta \approx \frac{r}{d}$. Mit $d = \frac{H}{cos\theta}$ folgt daraus

$$\delta \approx \frac{r}{H} \cdot cos\theta$$

Wenn ein Schauer mit Einfallswinkel θ_0 durch eine simulierte Schauerentwicklung bei gleicher Lage des Emissionsmaximums aber mit Einfallswinkel θ_{MC} beschrieben werden soll, so ändert sich die in der Atmosphäre zurückgelegte Wegstrecke d. Da der Winkel δ in beiden Fällen gleich sein soll, muß der tatsächliche Abstand r_0 für die Beschreibung bei θ_{MC} durch den Abstand r_{MC} ersetzt werden durch

$$r_{MC} = r_0 \cdot \frac{cos\theta_0}{cos\theta_{MC}} \tag{5.1}$$

Zudem gilt für die am Teleskop gemessene Lichtmenge L

$$L \sim \frac{1}{d^2} \approx cos^2\theta \tag{5.2}$$

Die Interpolation wird nach folgendem Algorithmus durchgeführt: Für einen Schauer, dessen Achsengeometrie und Abstand vom Teleskop durch die Schauerrekonstruktion bestimmt sind, werden zunächst die beiden im Zenitwinkel nächstliegenden Polynom-Tabellen verwendet. Für beide Zenitwinkel (*low* und *high*) wird dann nach Gl. 5.1 aus dem rekonstruierten Abstand r_0 und dem rekonstruierten Einfallswinkel θ_0 der jeweils skalierte

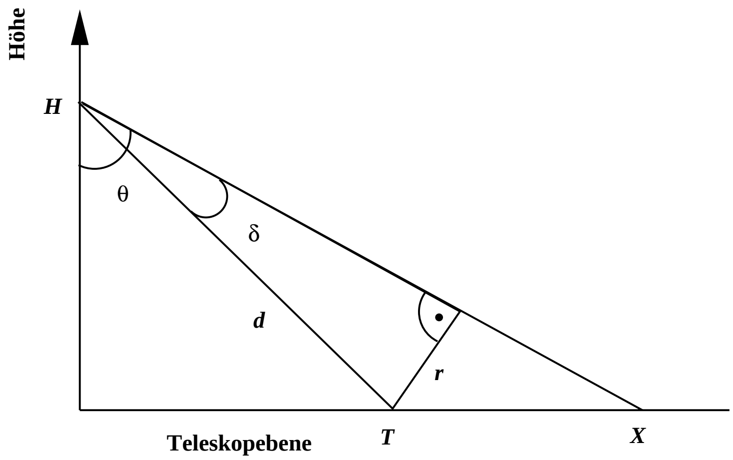

Abbildung 5.7: *Ein Schauer, der sich in der Richtung $\overline{HX}$ entwickelt wird vom Teleskop T im Abstand r und unter dem Winkel δ gemessen. Der Einfallswinkel des Schauers relativ zum Zenit ist mit θ bezeichnet.*

Abstand r_{low} bzw. r_{high} berechnet. Mit diesem Abstand und dem gemessenen L-Wert wird mithilfe der Polynome aus den beiden nächstliegenden Abstandsbins (1 und 2) der jeweiligen Tabelle die zugehörige Energie ermittelt: $E(r_{low1}), E(r_{low2})$ und $E(r_{high1}), E(r_{high2})$. Zwischen den Werten $E(r_{low1})$ und $E(r_{low2})$ (und analog für $E(r_{high1})$ und $E(r_{high2})$) wird linear interpoliert:

$$E_{low} = E(r_{low1}) + \frac{r_{low} - r_{low1}}{r_{low2} - r_{low1}} \cdot (E(r_{low2}) - E(r_{low1}))$$

Schließlich wird gemäß Gl. 5.2 zwischen den Werten E_{low} und E_{high} gemittelt:

$$E_{sgl} = E_{low} + (E_{high} - E_{low}) \cdot \left(\frac{cos\theta_{low} - cos\theta_0}{cos\theta_{low} - cos\theta_{high}} \right)^2$$

Der Wert E_{sgl} ist die mit dem Einzelteleskop bestimmte Schauerenergie.

Der beste Schätzwert der Primärenergie ergibt sich durch die Kombination aller vorhandenen Information, d.h. durch Mittelung der Werte E_{sgl} über alle getriggerten Teleskope (Teleskope, die nicht am Trigger teilhaben, haben ein relativ schwaches Signal empfangen; ein Verzicht auf die darin enthaltenen Information ist im allgemeinen ohne Auswirkung auf das Gesamtergebnis). Dabei gehen die Einzelergebnisse E_{sgl} mit dem Gewicht ihres Fehlers zum Quadrat ein:

$$E_{sys} = \frac{\Sigma_i E_{sgl\ i} \cdot dE_{sgl\ i}^{-2}}{\Sigma_i dE_{sgl\ i}^{-2}}$$

Der Index i läuft über die bei diesem Ereignis am Trigger beteiligten Teleskope.

5.2.1 Die Qualität der Rekonstruktion

Die Genauigkeit der Energierekonstruktion hängt wesentlich von der Wahl der zu untersuchenden Ereignisse ab. Zum Beispiel wird anhand der Diskussion in Abschnitt 5.1 klar, daß eine Einschränkung der akzeptierten Ereignisse auf einen Umkreis von 150 m um das zentrale Teleskop CT3 zu einer vorwiegend gut rekonstruierten Schauergeometrie führen wird. Das resultiert in einer besseren Information für die Energierekonstruktion, als wenn beispielsweise alle Ereignisse bis 300 m akzeptiert werden. Auf der anderen Seite bedeutet ein Schnitt stets einen Verlust von Daten. Beide Aspekte werden in diesem Abschnitt für die wesentlichen Schnittparameter der Energierekonstruktion gegenübergestellt.

Um die Qualität der Rekonstruktion in Abhängigkeit von der Energie zu beurteilen, kann die Verteilung des Quotienten aus rekonstruierter und tatsächlicher Energie (bekannt aus MC-Simulation) in einem begrenzten Energieintervall verwendet werden. Dazu wird der interessante Energiebereich von 0.5-30 TeV in 10 logarithmisch breiter werdende Energiebins unterteilt (Zuwachs 50% von Bin zu Bin). Abb. 5.8.a zeigt für bei 20° simulierte Gamma-Schauer[1] diese Verteilung exemplarisch für den Energiebin 2.6-3.9 TeV. Dabei wurden neben der Gamma/Hadron-Vorselektion mit den Kriterien $\theta^2 < 0.05$ und *skalierte Bildbreite*< 1.3 nur sehr lose Schnitte angewendet:

1. Entfernung Schauerachse-Systemmittelpunkt < 200 m
2. Entfernung Schauerachse-Einzelteleskop < 200 m
3. kein Schnitt auf Ereignisse am Kamerarand[2]
4. kein Schnitt auf minimale oder maximale Gesamtlichtmenge im Einzelteleskop
5. Software-Schwelle von > 8 Photoelektronen in zwei Pixeln
6. Anzahl verwendbarer Teleskope >= 2
7. kein χ^2-Test auf die Rekonstruktionsqualität

Das Kriterium 1) selektiert komplette Ereignisse, die Kriterien 2)-5) beeinflussen lediglich die Akzeptanz einzelner Teleskope für die Energierekonstruktion, die Kriterien 6) und 7) setzen nach der Energierekonstruktion an und beurteilen das Ergebnis der Rekonstruktion. Diese Kriterien 1)-7) werden im folgenden als *Minimalschnitte* bezeichnet.

[1]Zur Analyse der 20°-Daten wurden hier nur die Polynomtabellen für 0° und 30° verwendet, um die Güte der oben beschriebenen Interpolationen in die Abschätzung miteinzubeziehen. Tatsächlich werden zur Rekonstruktion der Energie alle verfügbaren Tabellen eingesetzt, also für 0°, 20°, 30° und 45°. Die hier bestimmte Abschätzung beschreibt demnach eine untere Grenze für die Rekonstruktionsgenauigkeit.

[2]Durch den Schnitt auf den maximalen Schauerabstand vom Einzelteleskop ist hier bereits ein grober Schnitt vorgegeben: Bei einer Lage des Schauermaximums in der typischen Höhe 6000 m über der Teleskopebene und einem maximalen Abstand 200 m ergibt sich ein Einfallswinkel < 1.9°. Zusätzlich beachtet werden muß die Verschiebung der Quellposition im verwendeten Meßmodus um ±0.5° aus dem Kamerazentrum heraus.

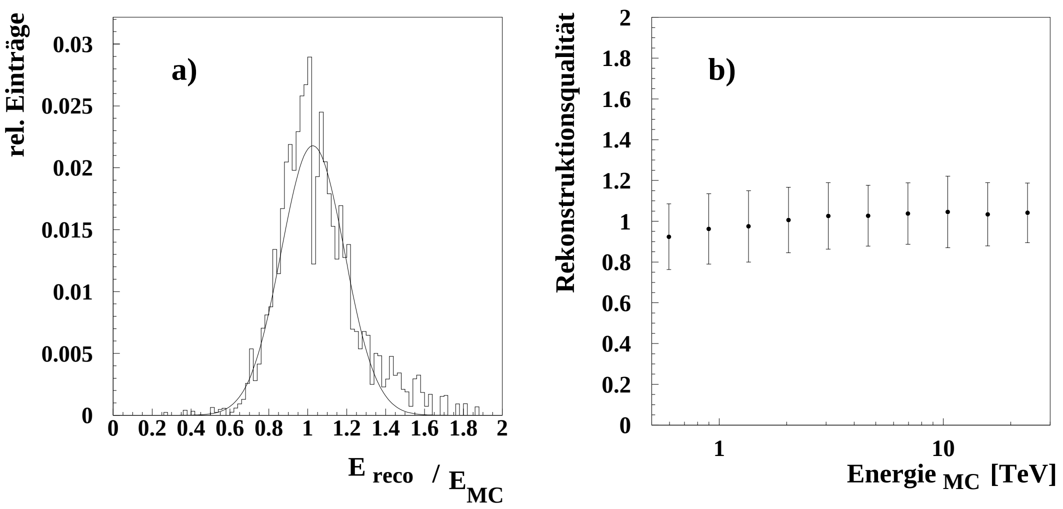

Abbildung 5.8: *a) Qualität der Energierekonstruktion für den Energiebin 2.6-3.9 TeV, dargestellt durch die Verteilung des Quotienten $E_{rekonstruiert}/E_{MC}$; die Ereignisse sind gewichtet gemäß einem spektralen Index von -2.4. b) Dargestellt ist für Energiebins zwischen 0.5 TeV und 30 TeV der jeweilige Mittelwert der links exemplarisch gezeigten Gaußverteilung; die Schwankungsbreite beschreibt die zugehörige 1σ-Abweichung.*

Die Verteilung in Abb. 5.8.a kann durch eine Gaußkurve genähert werden, wobei deren Mittelwert die statistische Verschiebung der Energieskala und deren 1σ-Abweichung die Streuung der einzelnen Rekonstruktionen in dem jeweiligen Bin beschreibt, im folgenden bezeichne ich diese Größen mit q und dq. In Abb. 5.8.a liegt der Mittelwert bei q =1.03 und der 1σ-Wert bei dq =0.15, d.h. im Mittel wird für Ereignisse mit MC-Energien zwischen 2.6 TeV und 3.9 TeV die Energie systematisch um 3% zu hoch rekonstruiert und ist mit einer statistischen Unsicherheit von 15% behaftet. Abb. 5.8.b zeigt das Verhalten im gesamten Energiebereich. Aufgetragen über der mittleren MC-Energie des jeweiligen Energiebins (die Ereignisse sind gemäß einem Emissionsspektrum mit spektralem Index -2.4 verteilt) findet sich der Mittelwert der gerade beschriebenen Gaußverteilung, die Schwankungsbreite beschreibt die zugehörige 1σ-Abweichung. Bei einer tatsächlichen Energie $Energie_{MC}$ unterhalb etwa 2 TeV wird die rekonstruierte Energie E_{reco} systematisch zu klein bestimmt, bei Energien darüber systematisch zu groß, die Tendenz ist monoton.
Die beste Übereinstimmung wird mit q $\approx$1.02 und dq $\approx$ 16% offensichtlich im Bereich 2-10 TeV erzielt.

Der nächste Abschnitt soll untersuchen, inwieweit eine Variation der oben aufgeführten Schnitte 1)-7) zu einer Verbesserung der Energierekonstruktion führt und welche Verluste dabei in Kauf genommen werden müssen.

Schnitt auf die Entfernung der Schauerachse

Anhand der Parameter *Abstand der Schauerachse vom Einzelteleskop* d_{sgl} und *Abstand der Schauerachse vom System-Mittelpunkt* d_{sys} läßt sich die zu erwartende Qualität der Bildinformation abschätzen: Je kleiner d_{sgl} wird, desto größer wird bei gegebener Schauerenergie die vom Einzelteleskop gemessene Lichtmenge sein, je kleiner d_{sys}, desto größer die Wahrscheinlichkeit, daß mehrere Teleskope den Schauer detektieren. In beiden Fällen steigt der Informationsgehalt mit kleiner werdendem d_{sgl} oder d_{sgl}.

Energie	0.50-0.75 TeV	1.7-2.6 TeV	5.8-8.8 TeV	19.9-30.0 TeV
Minimal	0.92 ±0.16 / 1.00	1.01 ±0.16 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00
d_{sgl} <150 m	0.92 ± 0.16 / 0.98	0.99 ±0.16 / 0.80	1.01 ±0.14 / 0.68	1.00 ±0.07 / 0.60
30< d_{sgl} <200 m	0.92 ±0.16 / 0.93	1.01 ±0.16 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00
d_{sgl} <200 m d_{sys} <150 m	0.92 ± 0.16 / 0.95	1.01 ±0.15 / 0.71	1.02 ±0.11 / 0.59	1.01 ±0.08 / 0.56
d_{sgl} <150 m d_{sys} <150 m	0.92 ±0.16 / 0.96	1.00 ±0.15 / 0.69	1.01 ± 0.13 / 0.56	1.00 ±0.07 / 0.52

Tabelle 5.1: *Vergleich der Rekonstruktionsqualität (Mittelwert q ± Schwankungsbreite dq) und des relativen Verlustes an Ereignissen in unterschiedlichen Energiebins für verschiedene Schnittkombinationen auf die Schauerentfernung (Beschreibung im Text)*

Tab. 5.1 enthält für die Energiebins (MC-Energie) 0.50-0.75 TeV, 1.7-2.6 TeV, 5.8-8.8 TeV und 19.9-30.0 TeV die Rekonstruktionsqualität $q \pm dq$ sowie den auf die Berechnung mit den Minimalschnitten bezogenen Verlust an Ereignissen. In der ersten Zeile sind zum Vergleich die mit den oben beschriebenen Minimalschnitten 1-7 erhaltenen Ergebnisse aufgeführt. Die folgenden Zeilen enthalten die Ergebnisse, wenn die gleichen Schnitte *und zusätzlich* die angegebenen Schnitte angewendet werden. Durch den Verzicht auf die Information aus Teleskopen, die weiter als 150 m von der Schauerachse entfernt sind, läßt sich die Rekonstruktionsqualität bei höheren Energien deutlich verbessern: im Mittel um 4% bzw. 12% in den Energiebins 5.8-8.8 TeV bzw. 19.9-30.0 TeV. Allerdings liegt der damit verbundene Verlust an Ereignissen bei 32% bzw. 40% verglichen mit dem lockeren Schnitt auf 200 m. Zusätzlich gehen Ereignisse bei niedrigeren Energien verloren, ohne daß in diesem Bereich eine Verbesserung der Rekonstruktionsgüte eintritt. Ein Verzicht auf Teleskope in der Rekonstruktion, die näher als 30 m an der Schauerachse liegen, bringt keine Verbesserungen. Beschränkt man den Bereich für die Akzeptanz von Ereignissen auf einen Umkreis von 150 m um das zentrale Teleskop, also $d_{sys} < 150$ m, läßt sich wieder bei höheren Energien eine bessere Rekonstruktion erzielen, allerdings nicht merklich besser als mit dem Schnitt $d_{sgl} < 150$ m und verbunden mit höheren Verlusten. Eine Verbindung beider Schnitte zu $d_{sys} < 150$ m & $d_{sgl} < 150$ m steigert die Qualität nicht weiter.

Schnitt auf Ereignisse am Kamerarand

Analog zu den Untersuchungen im vorigen Abschnitt wird hier unter Beibehaltung der Minimalschnitte der Schnitt auf die Lage der Bildellipse in der Kamera variiert. Dazu wird auf die Position des berechneten Schwerpunktes *cog* der Bildellipse geschnitten (Tab. 5.2).

Energie	0.50-0.75 TeV	1.7-2.6 TeV	5.8-8.8 TeV	19.9-30.0 TeV
Minimal	0.92 ±0.16 / 1.00	1.01 ±0.16 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00
$cog < 2.0°$	0.92 ±0.16 / 1.00	1.01 ±0.16 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00
$cog < 1.7°$	0.92 ±0.16 / 1.00	1.01 ±0.16 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00	1.02 ±0.11 / 0.96
$cog < 1.5°$	0.92 ±0.16 / 1.00	1.01 ±0.15 / 0.98	1.06 ±0.16 / 0.91	1.04 ±0.19 / 0.85

Tabelle 5.2: *Vergleich der Rekonstruktionsqualität (Mittelwert q ± Schwankungsbreite dq) und des relativen Verlustes an Ereignissen in unterschiedlichen Energiebins für verschiedene Schnitte auf die Lage des Bildschwerpunktes cog in der Kamera (Beschreibung im Text)*

Bei Verwendung der Minimalschnitte ist keine explizite Beschränkung auf die Lage von *cog* gegeben. Die Forderung, daß ein Teleskop nur dann bei der Berechnung der Schauergeometrie und später bei der Bestimmung der Schauerenergie Verwendung findet, wenn $cog < 2.0°$ gilt, führt zu keinen weiteren Ereignisverlusten, d.h. für die Energierekonstruktion ist diese Restriktion bereits implizit durch die Minimalschnitte gegeben (insbesondere durch $d_{sgl} < 200$m). Ein Schnitt auf $cog < 1.7°$ verbessert die Rekonstruktionsgüte bei höchsten Energien um 5% und ist mit einem mäßigen Verlust von 4% der Ereignisse verbunden. Stärkere Schnitte führen zu keinen weiteren Verbesserungen.

Schnitt auf die minimale oder maximale Gesamtlichtmenge L in der Kamera

Energie	0.50-0.75 TeV	1.7-2.6 TeV	5.8-8.8 TeV	19.9-30.0 TeV
Minimal	0.92 ±0.16 / 1.00	1.01 ±0.16 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00
$L > 50$	0.93 ±0.19 / 0.50	1.01 ±0.16 / 0.99	1.04 ±0.15 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00
$L < 3000$	0.92 ±0.16 / 1.00	1.01 ±0.16 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00	1.05 ±0.18 / 0.95

Tabelle 5.3: *Vergleich der Rekonstruktionsqualität (Mittelwert q ± Schwankungsbreite dq) und des relativen Verlustes an Ereignissen in unterschiedlichen Energiebins für verschiedene Schnitte auf die Gesamtamplitude L (Beschreibung im Text)*

In den Minimalschnitten ist eine (über die Triggerbedingung hinausgehende) Einschränkung der Gesamtlichtmenge L nicht gefordert. Werden nur Teleskope verwendet, deren L-Werte über 50.0 bzw. unter 3000.00 liegen, geht ein erheblicher Teil der niederenergetischen Ereignisse (50% im Bereich 0.50-0.75 TeV) bzw. ein kleinerer Teil der hochenergetischen Ereignisse (5% im Bereich 19.9-30.0 TeV) verloren, ohne daß die Energierekonstruktion besser wird (Tab. 5.3).

Schnitt auf die Einstellung der Triggerschwelle

Durch ein nachträgliches Heraufsetzen der Triggerschwelle Th in der Software auf 10 bzw. 12 Photoelektronen läßt sich die Rekonstruktionsqualität gegenüber den Daten mit nominaler Schwelle (8.0 Photoelektronen) nicht verbessern (Tab. 5.4).

Energie	0.50-0.75 TeV	1.7-2.6 TeV	5.8-8.8 TeV	19.9-30.0 TeV
Minimal	0.92 ±0.16 / 1.00	1.01 ±0.16 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00
$Th = 10$ P.e.	0.93 ±0.17 / 0.73	1.01 ±0.16 / 0.93	1.04 ±0.15 / 0.99	1.04 ±0.15 / 1.00
$Th = 12$ P.e.	0.90 ±0.27 / 0.31	1.00 ±0.15 / 0.80	1.04 ±0.15 / 0.95	1.04 ±0.15 / 1.00

Tabelle 5.4: *Vergleich der Rekonstruktionsqualität (Mittelwert q ± Schwankungsbreite dq) und des relativen Verlustes an Ereignissen unteschiedlichen Energiebins für verschiedene Schnitte auf die Software-Triggerschwelle (Beschreibung im Text)*

Schnitt auf die Anzahl der Teleskope

Durch die Forderung nach mindestens 3 oder 4 (gegenüber 2 bei den Minimalschnitten) an der Energierekonstruktion beteiligten Teleskopen wird das Informationsangebot für die Energiebestimmung erhöht. Insbesondere bei höheren Energien zeigen sich leichte Verbesserungen, die allerdings erheblichen Verlusten gegenüberstehen (Tab. 5.5).

Energie	0.50-0.75 TeV	1.7-2.6 TeV	5.8-8.8 TeV	19.9-30.0 TeV
Minimal	0.92 ±0.16 / 1.00	1.01 ±0.16 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00
$N_{Tel} \geq 3$	0.91 ±0.15 / 0.65	1.00 ±0.16 / 0.85	1.04 ±0.14 / 0.88	1.04 ±0.13 / 0.82
$N_{Tel} \geq 4$	0.86 ±0.15 / 0.19	0.96 ±0.14 / 0.50	1.02 ±0.13 / 0.57	0.99 ±0.10 / 0.52

Tabelle 5.5: *Vergleich der Rekonstruktionsqualität (Mittelwert q ± Schwankungsbreite dq) und des relativen Verlustes an Ereignissen in unterschiedlichen Energiebins für verschiedene Schnitte auf die Anzahl der an der Rekonstruktion beteiligten Teleskope (Beschreibung im Text)*

Bei kleinen Energien führt die Forderung nach 4 getriggerten Teleskopen zu einer Selektion von Ereignissen nahe dem Systemzentrum bei CT3. Für solche Ereignisse ergibt sich offensichtlich eine verschlechterte Energierekonstruktion. Da dabei die Information (Abstand von Schauerauftreffpunkt und gemessene Lichtmenge L) in allen Teleskopen ähnlich ist, werden im wesentlichen nur 1 oder 2 der Polynomtabellen zur Energierekonstruktion in einem engen Bereich verwendet. Eine mögliche Abweichung in der Beschreibung des tatsächlichen Zusammenhangs $L \sim E$ in diesem Bereich wirkt sich dann besonders stark aus.

Schnitt auf χ^2-Test der Energierekonstruktion

Nach der Energierekonstruktion läßt sich ein χ^2-Test auf die mittlere Abweichung der mit den Einzelteleskopen erhaltenen Energiewerte vom Systemmittelwert anwenden. Bei einem Schnitt auf Ereignisse mit $\chi^2 \leq 3.0$ oder $\chi^2 \leq 1.0$ läßt sich die mittlere Rekonstruktionsgüte der verbliebenen Ereignisse geringfügig verbessern, allerdings auf Kosten einer um ca. 5% verminderten Häufigkeit bei höheren Energien (Tab. 5.6).

Energie	0.50-0.75 TeV	1.7-2.6 TeV	5.8-8.8 TeV	19.9-30.0 TeV
Minimal	0.92 ±0.16 / 1.00	1.01 ±0.16 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00	1.04 ±0.15 / 1.00
$\chi^2 \leq 3.0$	0.92 ±0.16 / 1.00	1.00 ±0.15 / 0.93	1.04 ±0.15 / 0.96	1.04 ±0.14 / 0.96
$\chi^2 \leq 1.0$	0.92 ±0.16 / 0.95	0.99 ±0.15 / 0.73	1.04 ±0.15 / 0.80	1.10 ±0.23 / 0.87

Tabelle 5.6: *Vergleich der Rekonstruktionsqualität (Mittelwert q ± Schwankungsbreite dq) und des relativen Verlustes an Ereignissen in unterschiedlichen Energiebins für verschiedene Schnitte auf die Qualität der Energierekonstruktion (Beschreibung im Text)*

Optimale Wahl der Schnittparameter

Um die Qualität der unter Verwendung der Minimalschnitte durchgeführten Energiebestimmung zu verbessern, bietet sich vor allem der verstärkte Schnitt auf die Schauerentfernung vom Einzelteleskop $d_{sgl} < 150$ m an. Der Einfluß der übrigen Schnittparameter ist demgegenüber eher marginal. Da dieser Schnitt mit erheblichen Ereignisverlusten bei höheren Energien verbunden ist, sollte er bei der Beurteilung des Energiespektrums in diesem Bereich nicht eingesetzt werden, wenn nur ein schwaches Signal der Quelle vorliegt.

5.2.2 Der Einfluß der asymmetrischen Geometrie des Systems

Das Fehlen des fünften Teleskops CT2 führt zu einer Asymmetrie im Aufbau des Systems (Abb. 5.9), was sich prinzipiell auf die Energierekonstruktion von Schauern aus unterschiedlichen Richtungen oder mit unterschiedlicher Lage des Schauerauftreffpunktes relativ zum System auswirken könnte.

Schauer, deren in die Teleskopebene projizierte Achse den in der Abbildung definierten Winkel α mit $45° < \alpha < 135°$ (Sektor B) oder $225° < \alpha < 315°$ (Sektor D) aufweist, werden von den Teleskopen CT3, CT4 und CT6 tendenziell unter verschiedenen Winkeln gesehen. Dagegen liegen Schauer mit $135° < \alpha < 225°$ (Sektor A) oder $315° < \alpha < 45°$ (Sektor C) für dieselben Teleskope tendenziell in der gleichen Blickrichtung. Die in der Bestimmung der Schauergeometrie benötigten Schnittwinkel sind in letzterem Fall also kleiner, was sich in einer ungenaueren Berechnung der Geometrie äußern sollte. Derselbe Effekt tritt auf, wenn die Ereignissse nicht nach ihrer projizierten Achsrichtung sondern

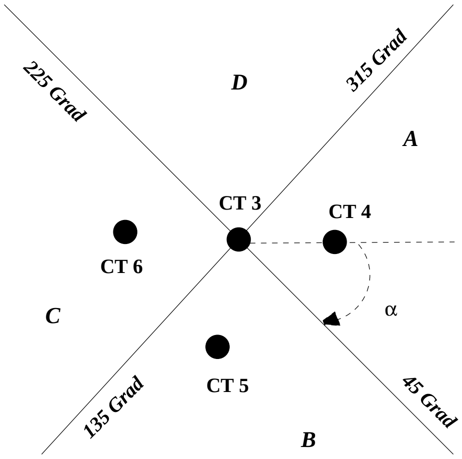

Abbildung 5.9: *Die Teleskopebene wird hier in 4 Sektoren eingeteilt. Der Winkel α mißt die Lage der in die Teleskopebene projizierten Schauerachse relativ zur Verbindungslinie CT3-CT4.*

nach der Lage ihres Schauerauftreffpunktes selektiert werden: Ereignisse, deren Schauerauftreffpunkt in Sektor B oder D fällt, sollten eine bessere Rekonstruktion der Schauergeometrie erlauben, als Ereignisse, die in Sektor A oder C niedergehen.
Um die mögliche Auswirkungen der Asymmetrie auf die Energierekonstruktion zu untersuchen, wurden mit denselben Monte-Carlo-Daten wie im vorigen Abschnitt 5.2.1 im Energiebereich 0.5-30.0 TeV simulierte Gamma-Schauer a) in der Lage der projizierten Schauerachse und b) in der Lage des Schauerauftreffpunktes nach den Sektoren A, B, C, D selektiert. Analog zum vorigen Abschnitt wurde dann jeweils die Qualität der Energierekonstruktion q_0 bestimmt (Anwendung der Minimalschnitte, s.a. Fußnote 1), diesmal allerdings gemittelt über den gesamten Energiebereich. Tab. 5.7 zeigt, daß sich für a) praktisch keine Unterschiede ergeben. Für b) ist die Qualität der Energierekonstruktion minimal unterschiedlich in den einzelnen Sektoren, eine Tendenz ist daraus ebenfalls nicht zu erkennen. Die Güte der Energierekonstruktion sollte demnach durch die Asymmetrie des Systems nicht beeinflußt werden.

	Sektor A	Sektor B	Sektor C	Sektor D
q_0 Schauerachse	0.97 $\pm$0.17	0.97 $\pm$0.17	0.96 $\pm$0.17	0.97 $\pm$0.17
q_0 Schauerauftreffpunkt	1.00 $\pm$0.18	0.98 $\pm$0.17	0.99 $\pm$0.18	1.01 $\pm$0.19

Tabelle 5.7: *Abhängigkeit der Qualität q der Energierekonstruktion von der Schauergeometrie; selektiert wurde nach der Lage der projizierten Schauerachse bzw. nach der Lage des Schauerauftreffpunktes*

5.2.3 Vergleich mit einer alternativen Energie-Berechnung

Ein anderer Ansatz, die Energie anhand der L-Werte in den einzelnen Teleskopen zu berechnen, besteht in der Anwendung einer Maximum-Likelihood-Methode. Für die gegebenen Zenitwinkel 0°, 20°, 30° und 45° wird die Verteilung der L-Werte in festgelegten Intervallen von Schauerenergie und Abstand des Einzelteleskops von der Schauerachse bestimmt (Abb. 5.10). Aus diesen tabellierten Verteilungen läßt sich bei gegebenem Ab-

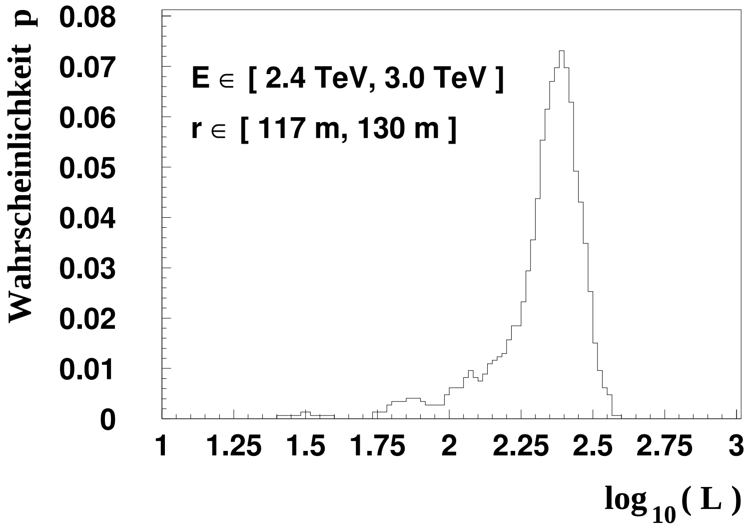

Abbildung 5.10: *Wahrscheinlichkeitsverteilung der L-Werte im Energieintervall 2.4-3.0 TeV und im Abstand 117-130 m vom Einzelteleskop [KRA,98]*

stand d und Einfallswinkel θ eines Schauers für jedes einzelne Teleskop der Energiebin bestimmen, in welchem der gemessenen Gesamtlichtmenge L die höchste Wahrscheinlichkeit p zukommt. Die beste Abschätzung der Schauerenergie ist allerdings durch die kombinierte Information aus allen i getriggerten Einzelteleskopen gegeben, d.h. die tatsächliche Schauerenergie liegt mit größter Wahrscheinlichkeit in dem Energiebin j, für das die Produktwahrscheinlichkeit $\Pi_i\, p_{ij}(L, d, \theta)$ maximal wird. Mit weiteren Optimierungen läßt sich eine Rekonstruktionsgenauigkeit erreichen, die in der gleichen Größenordnung wie die der bereits beschriebenen Methode liegt [AHA,98a].

Im direkten Vergleich liefern beide Methoden sehr gute Übereinstimmung für die Energiebestimmung einzelner Ereignisse: Für bei 20° Zenitwinkel simulierte Ereignisse im Energiebereich 0.5-30 TeV wurde jeweils der Quotient der mit beiden Methoden berechneten Energien bestimmt. Die entstandene Verteilung läßt sich sehr gut durch eine Gauß-

Verteilung mit Mittelwert 1.00 und einer 1σ-Breite von 0.17 anpassen.

5.2.4 Die Absolutkalibration des Systems

Die Energierekonstruktion kann nur in dem Maße gültig sein, wie der in den Polynomtabellen dargestellte Zusammenhang Gesamtlichtmenge L-Schauerenergie E den tatsächlichen Gegebenheiten entspricht, d.h. der für eine gegebene Schauerenergie zu erwartende L-Wert muß dem durch Simulation erhaltenen Wert möglichst gut entsprechen. Das Fehlen eines Gamma-Signals bekannter Energie in der Atmosphäre macht es notwendig, bei der Absolutkalibration eines Teleskops auf MC-Simulationen zurückzugreifen, um die Gesamtzahl an Photonen pro Flächeneinheit auf Detektorniveau für gegebene Primärenergie, Einfallswinkel und Lage des Schauerauftreffpunktes zu bestimmen. Die Qualität der Schauersimulation und des Absorptionsmodells bestimmen somit die Aussagekraft der Eichung. Wie in Abschnitt 4.1.1 bereits erwähnt, liefern unterschiedliche Simulationsprogramme gut übereinstimmende Ergebnisse; die Beschreibung der atmosphärischen Transmission für den Beobachtungsort La Palma sollte nach den Ausführungen in Abschnitt 4.2.1 auf $\pm 10\%$ genau sein.

Einen weitaus kritischeren Punkt stellt die Simulation des Übergangs von Photonen, welche den Teleskopspiegel erreichen, in die Signalamplitude, wie sie letztlich in den FADC-Kanälen der Kamera registriert wird, dar. Im folgenden wird der entsprechende Umrechnungsfaktor als totale Konversionseffizienz η_{total} bezeichnet. Als Parameter wirken hierbei die Gesamtfläche der Spiegel η_A, deren Reflektivität η_S, die Transmission durch Plexiglasschutz und Lichtsammeltrichter η_{PL}, die Quanteneffizienz und Verstärkung der Photomultiplier η_{PM} sowie der Konversionsfaktor Photoelektronen$\rightarrow$FADC-Amplitude η_K:

$$\eta_{total} = \eta_A \cdot \eta_S \cdot \eta_{PL} \cdot \eta_{PM} \cdot \eta_K \tag{5.3}$$

Die tatsächliche Konversionseffizienz η_{total} kann über direkte und indirekte Methoden bestimmt werden:

Eine Möglichkeit der direkten Ermittlung von η_{total} liegt in der Bestimmung der einzelnen Komponenten in Gl. 5.3, wie in Abschnitt 4.2.2 näher beschrieben. Aus dem Vergleich des daraus erhaltenen η_{total} mit dem in der Simulation verwendeten Wert resultiert eine systematische Unsicherheit der simulierten Signalamplitude von $\pm 20\%$ (die Unsicherheit des Atmosphärenmodells ist hierin noch nicht berücksichtigt).

Durch Messung eines definierten Lichtsignals läßt sich auch eine Komplettmessung von η_{total} ohne Aufschlüsselung der Einzelkomponenten durchführen [FRA,97]. Hierzu wird das abgeschwächte Signal eines gepulsten Lasers über den Teleskopspiegel in der Kamera registriert. Über eine am Spiegelträger befestigte kalibrierte Diode läßt sich der absolute Photonenfluß pro Flächeneinheit am Ort der Spiegel messen. Bei homogener Ausleuchtung des Teleskops liefert dieser mit der gemessenen mittleren FADC-Amplitude direkt die Konversionseffizienz η_{total}. Wegen der Wellenlängenabhängigkeit der Faktoren in Gl. 5.3 führt dieses Vorgehen nur bei der Verwendung einer Lichtverteilung gemäß dem typischen

Tscherenkow-Spektrum nach Absorption zu einem richtigen Ergebnis, was aber experimentell nur schwer zu realisieren ist. Alternativ kann man η_{total} für einzelne Frequenzen bestimmen und dann entsprechend der spektralen Zusammensetzung mitteln. In der durchgeführten Messung wurde dazu mit dem Laserstrahl zunächst ein Szintillator zur Emission eines breiten Frequenzspektrums angeregt und dann über Wellenlängenfilter jeweils ein enges Frequenzband zur Messung verwendet. Für die Messung bei 470nm bzw. 430nm wurden die Konversionseffizienzen zu $\eta_{total\ ex.\ 470} = 0.89 \pm 0.09 \frac{FADC-Ampl.}{Photonen/m^2}$ bzw. $\eta_{total\ ex.\ 430} = 1.20 \pm 0.12 \frac{FADC-Ampl.}{Photonen/m^2}$ bestimmt. Bei Verwendung der in die Simulation eingegangenen Parameter ergeben sich für diese Wellenlängen die Werte $\eta_{total\ MC\ 470} = 0.81 \pm 0.18 \frac{FADC-Ampl.}{Photonen/m^2}$ bzw. $\eta_{total\ MC\ 430} = 1.13 \pm 0.25 \frac{FADC-Ampl.}{Photonen/m^2}$. Innerhalb der Fehler zeigt sich bei beiden Wellenlängen eine gute Übereinstimmung.

Eine indirekte Messung von η_{total} läßt sich über den Vergleich der gemessenen Signalrate für Ereignisse der kosmischen Strahlung mit der aus der Simulation erwarteten Ereignisrate durchführen [HEM,98]. Die nicht hinreichend genaue Kenntnis des Flusses der kosmischen Strahlung führt allerdings zu einer Unsicherheit von etwa 10% in der Bestimmung der Ereignisrate anhand von Meßdaten. Zudem müssen für die Simulation Annahmen über die tatsächliche Zusammensetzung der kosmischen Strahlung in diesem Energiebereich gemacht werden, verwendet wurden die Werte aus [WIE,94]. Zum Vergleich der gemessenen Rate mit der simulierten Rate muß die Einhaltung derselben Triggerschwelle in beiden Fällen sichergestellt sein. Dazu wurde bei der Analyse eine Softwareschwelle gesetzt, die deutlich über der Hardware-Schwelle liegt, um die in Abschnitt 4.1.3 beschriebenen Schwelleneffekte auszuschließen. Nach [HEM,98] ergeben sich für unterschiedliche Triggerschwellen q_0 die in Tab. 5.8 aufgeführten Raten für Meßdaten bzw. Simulation. Aufgrund

q_0 [Photoelektronen]	12	15	20	30
$\Gamma_{Messung}$	7.7 Hz	5.9 Hz	3.9 Hz	2.2 Hz
$\Gamma_{Simulation}$	7.8 Hz	5.9 Hz	3.6 Hz	2.0 Hz

Tabelle 5.8: *Vergleich der gemessenen und simulierten Ereignisraten für kosmische Strahlung bei unterschiedlichen Triggerschwellen* q_0

des Zusammenhangs zwischen Rate Γ und Triggerschwelle q_0

$$\Gamma \sim q_0^{\epsilon} \qquad \epsilon \approx 1.8$$

transformiert sich ein systematischer Abweichung in der Signalamplitude von 1 Photoelektron bei einer Schwelle $q_0 = 12$ Photoelektronen (also 8% Abweichung) in eine systematische Abweichung der zugehörigen Rate von 17%. Die sehr gute Übereinstimmung der gemessenen Rate mit der simulierten gibt aufgrund der oben erwähnten Unsicherheiten keinen Hinweis für eine Abweichung des in der Simulation verwendeten Wertes η_{total} von dem tatsächlichen Wert um mehr als etwa 8%. Dieser Wert ist konsistent mit den Ergebnissen der anderen Methoden zur Absolutkalibration und wird als beste Abschätzung der systematischen Unsicherheit auf η_{total} und die atmosphärische Transmission verwendet.

5.3 Die Berechnung von Spektren

Die Rate $\Gamma(E_{rec})$ mit der ein Teleskop Luftschauer der Energie E unter dem Zenitwinkel θ detektiert und ihnen eine rekonstruierte Energie E_{rec} zuweist, ist abhängig vom Photonen-Fluß der Quelle $\Phi(E)$ und von der Wahrscheinlichkeit $p_T(E, R, \theta)$, daß der Schauer in der Entfernung R vom Systemmittelpunkt unter den gegebenen Bedingungen (Anzahl der beteiligten Teleskope, etc.) den Trigger auslöst:

$$\Gamma(E_{rec}) = S(E_{rec}) \cdot F(E) \cdot \int_0^\infty \Phi(E)\ 2\pi\ R\ p_T(E, R, \theta)\ dR \tag{5.4}$$

Bei einer ausgedehnten Quelle ist eine zusätzliche Integration über den Raumwinkel, den die Kamera erfaßt, notwendig. Die Funktion $S(E_{rec})$ beschreibt das Antwortverhalten der Rekonstruktionsmethode, also die Korrektur, die nötig wird, weil Ereignisse der tatsächlichen Energie E' als E_{rec} rekonstruiert werden. Mit der Wahrscheinlichkeit $p_C(E_{rec}, E')$[3], daß die Energie E' als E_{rec} rekonstruiert wird, ergibt sich dann

$$S(E_{rec}) = \int_0^\infty p_C(E_{rec}, E') \cdot \frac{\Phi(E_{rec})}{\Phi(E')} dE' \tag{5.5}$$

Die Funktion $F(E)$ berücksichtigt den Verlust von Ereignissen aufgrund der Gamma-Hadron-Separation (Abschnitt 3.1.3). Die reinen Detektorkomponenten in Gl. 5.4 lassen sich zusammenfassen zu:

$$S_{eff}(E, \theta) := 2\pi \int_0^\infty R\ p(E, R, \theta)\ dR \tag{5.6}$$

Dieser Term wird als *effektive Nachweisfläche* des Teleskops bezeichnet. Bei festem Zenitwinkel θ folgt damit aus Gl. 5.4 der Zusammenhang:

$$\Phi(E) = \frac{\Gamma(E_{rec})}{S(E_{rec}) \cdot F(E) \cdot S_{eff}(E)} \tag{5.7}$$

Zur Berechnung des Flusses $\Phi(E)$ mit dieser Näherungsmethode ist also die Ereignisrate $\Gamma(E_{rec})$, die Korrekturfunktion $S(E_{rec})$ und $F(E)$ sowie die Nachweisfläche $S_{eff}(E)$ des Detektorsystem bei den gegebenen Akzeptanzbedingungen zu bestimmen. Die Implementierung der Formel 5.7 in das Analyseprogramm wird in Abschnitt 5.3.2 beschrieben.

[3]Streng genommen besteht auch eine Abhängigkeit von der Entfernung R. In der später verwendeten Implementierung der Rechnung im Analyseprogramm ist dies berücksichtigt.

5.3.1 Die Bestimmung der effektiven Fläche

Die Wahrscheinlichkeit $p_T(E, r, \theta)$, daß ein *einzelnes* Teleskop bei gegebener Energie E, gegebenem Einfallswinkel θ des Schauers und in einer gegebenen Entfernung r von der Schauerachse triggert, läßt sich durch Bildung des Quotienten aus Anzahl der getriggerten Ereignisse n und der Gesamtzahl der im jeweiligen Energie-Abstands-Intervall simulierten Ereignissen N berechnen: $p_T(E, r, \theta) = n/N$.

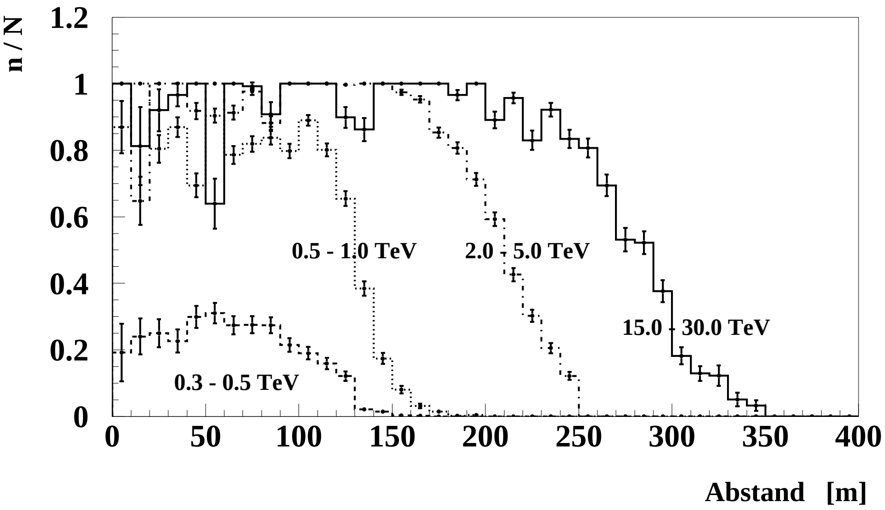

Abbildung 5.11: *Nachweiswahrscheinlichkeit von Gammaschauern durch ein Einzelteleskop bei Einfall unter 0° Zenitwinkel für unterschiedliche Energieintervalle und bei einer Triggerbedingung* $q_0 \geq 8$ *Photoelektronen in zwei benachbarten Pixeln*

Abb. 5.11 zeigt die Wahrscheinlichkeitsverteilungen p_T für simulierte Gamma-Ereignisse bei 0° Zenitwinkel für unterschiedliche Energieintervalle. Für Gamma-Quanten mit Energien $\ll 1.0$ TeV sind die mittleren Emissionswinkel der Tscherenkow-Strahlung noch klein. Damit überlagert sich das emittierte Licht zu einem relativ scharf begrenzten Lichtring mit Radius ≈ 120 m in der Detektorebene. Für Schauerenergien unter 0.5 TeV ist die Lichtintensität im Inneren des Rings somit geringer als im Bereich 50-100 m, die Nachweiswahrscheinlichkeit ist dort folglich kleiner. Bei Schauerentfernungen ab etwa 100 m macht sich der abfallende Rand des Lichtrings bemerkbar, hier sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit rasch auf 0 ab. Mit zunehmender Energie dringen die Schauer tiefer in die Atmosphäre ein und eine hinreichend große Anzahl von Photonen wird auch nahe der Schauerachse emittiert, so daß sich ein Plateau nahezu konstanter Nachweiswahrscheinlichkeit bis hin zum Rand des Lichtrings ausbildet. Die Höhe dieses Plateaus wächst sehr schnell mit der Energie an, bis sie im Bereich 1.0-2.0 TeV den Wert 1 erreicht. Die Zunahme des mittleren Emissionswinkels der Tscherenkow-Strahlung führt bei Energien oberhalb etwa 2.0 TeV zu einer Ausdehnung des Lichtringradiuses. Damit wächst die Nachweiswahrscheinlichkeit für Abstände größer als 120 m (zur Nachweiswahrscheinlichkeit von Luftschauern durch Einzelteleskope s.a. [KOE,96]).

Eine analytische Kombination der Einzeleffizienzen der 4 Systemteleskope zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des ganzen Systems ist schwierig. Eine einfachere Methode besteht darin, den Akzeptanzbereich der Schauer auf eine maximale Entfernung vom zentralen Teleskop zu limitieren (hier 200 m). Die effektive Fläche berechnet sich dann in einem Energieintervall ΔE zu

$$S_{eff}(\Delta E) = \pi \cdot (200\ m)^2 \cdot \frac{n_{sys}(\Delta E)}{N_{sys}(\Delta E)}$$

wobei N_{sys} die Anzahl der in diesem Abstandsbereich und Energieintervall generierten Schauer bezeichnet und n_{sys} die Anzahl der Schauer, die einen Systemtrigger ausgelöst haben.

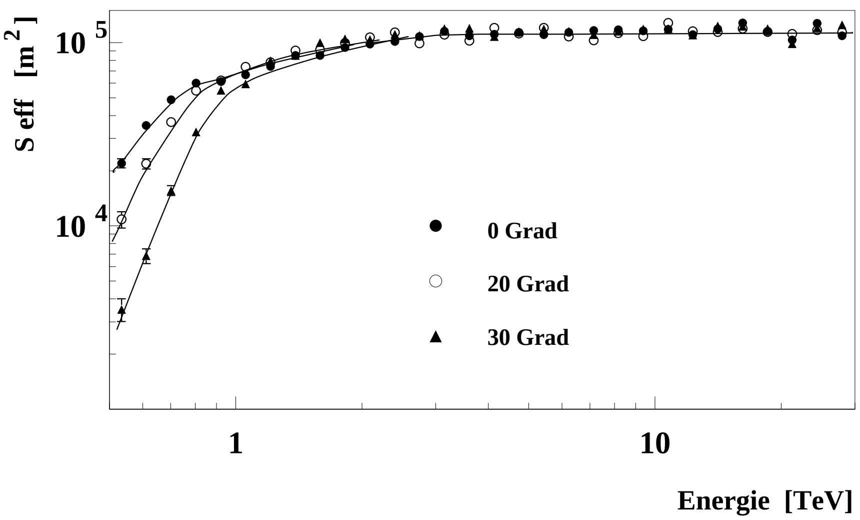

Abbildung 5.12: *Abhängigkeit der effektiven Fläche des Systems von der Energie bei unterschiedlichen Einfallswinkeln der Schauer relativ zum Zenit. Als Triggerbedingung waren mindestens 2 getriggerte Einzelteleskope gefordert (jeweils $q_0 \geq 8$ Photoelektronen in zwei benachbarten Pixeln). Der Akzeptanzbereich war auf Schauer in einer Entfernung von maximal 200 m vom zentralen Teleskop limitiert. Die Linien dienen nur der Orientierung.*

Abb. 5.12 zeigt die resultierende Abhängigkeit $S_{eff}(E)$ für Zenitwinkel 0°, 20° und 30° unter der Bedingung, daß in mindestens 2 der 4 Teleskope ein Einzeltrigger ausgelöst wurde, d.h. mindestens 2 benachbarte Kanäle die Triggerschwelle q_0=8 Photoelektronen erreicht haben. Der Energiebereich wurde in 30 logarithmisch mit der Energie größer werdende Bins unterteilt (jeweils +15%). Die statistischen Unsicherheiten in S_{eff} liegen zwischen 2 TeV und 10 TeV bei 3%, oberhalb 15 TeV um 6% und unterhalb 0.7 TeV bei etwa 15%.

Im Energiebereich unterhalb 1 TeV werden Schauer bis etwa 120 m Entfernung von den Einzelteleskopen detektiert, in diesem Bereich wächst die effektive Fläche wegen des starken Anstiegs der Nachweiswahrscheinlichkeit mit der Energie sehr rasch an. Für Schauerenergien über etwa 1 TeV ist die Nachweiswahrscheinlichkeit nahezu konstant 1, so daß die effektive Fläche nur noch langsam durch die Ausdehnung des Lichtrings mit zunehmender Energie wächst. Da ein Schnitt auf 200 m Entfernung vom Systemmittelpunkt gefordert war, liegt die maximal erreichbare effektive Fläche bei ≈ 125000 m^2.

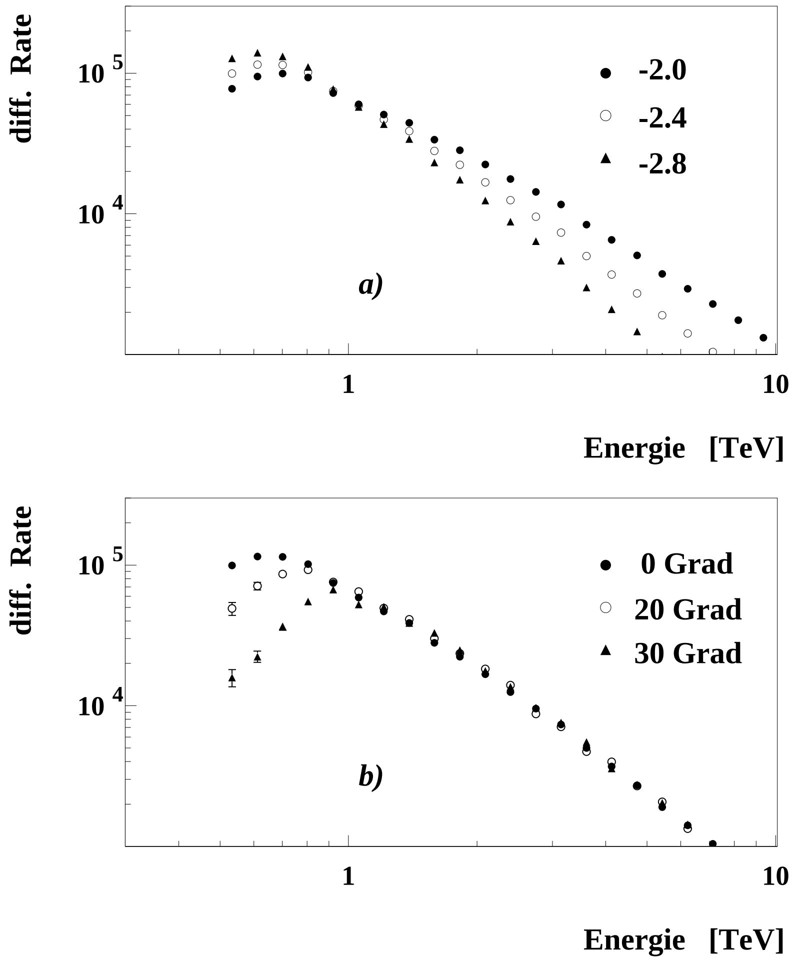

Abbildung 5.13: *Faltung der in Abb. 5.12 gezeigten effektiven Flächen mit Spektren $\sim E^{\alpha}$: a) S_{eff} bei 0° und α=2.0/2.4/2.8 b) S_{eff} bei 0°/20°/30° und α=2.4; die differentielle Rate ist in willkürlichen Einheiten dargestellt*

In diesem Zusammenhang kann die effektive Energieschwelle des Detektorsystems über den Verlauf der differentiellen Rate $\Gamma(E) = \Phi(E) \cdot S_{eff}(E)$ definiert werden: In Abb. 5.13.a ist die Faltung der bereits in Abb. 5.12 dargestellten effektiven Fläche bei 0° mit Spektren, die einem Potenzgesetz $\Phi(E) \sim E^{\alpha}$ mit $\alpha = -2.0$, $\alpha = -2.4$ und $\alpha = -2.8$ folgen, gezeigt. Die Fläche unter den Kurven gibt die jeweilige Gesamt-Nachweisrate an. Ihr weitaus größter Beitrag kommt von Energien $E > \overline{E}$, wobei $\overline{E}$ die Energie ist, bei der die Faltungskurve ihr Maximum erreicht. Diese Energie $\overline{E}$ soll die effektive Energieschwelle definieren. Es ist zu erkennen, daß sich die Lage von $\overline{E}$ kaum mit dem spektralen Index des Spektrums ändert: Für $\alpha = -2.0/-2.4/-2.8$ ergibt sich $\overline{E} = (0.70 \pm 0.05)\ TeV/(0.65 \pm 0.05)\ TeV/(0.62 \pm 0.05)\ TeV$. Eine stärkere Abhängigkeit besteht für den Zenitwinkel der Beobachtung (Abb. 5.13.b): Für Zenitwinkel 0° / 20° / 30° erhält man $\overline{E} = (0.65 \pm 0.05)\ TeV/(0.81 \pm 0.05)\ TeV/(0.92 \pm 0.05)\ TeV$.

5.3.2 Die Durchführung der Flußberechnung

Die in Gl. 5.7 gegebene Formel zur Bestimmung des differentiellen Flusses läßt sich numerisch ausdrücken als

$$\Phi(E_i) = \frac{N_{on}(\Delta E_{i\ rec}) - N_{off}(\Delta E_{i\ rec})}{\Delta t \Delta E_{i\ rec}} \cdot \frac{1}{S(E_{i\ rec}) \cdot F(E_i) \cdot S_{eff}(E_i)} \tag{5.8}$$

Dabei bezeichnet $N_{on}(\Delta E_{i\ rec})$ die Anzahl der Ereignisse, deren Energie im Intervall $\Delta E_{i\ rec}$ rekonstruiert wurde und die aus Richtung der Quellregion kommen (z.B. Schnitt auf $< 0.22°$ von exakter Quellposition entfernt) und $N_{off}(\Delta E_{i\ rec})$ die Anzahl der Ereignisse die im gleichen Energieintervall rekonstruiert wurden und aus entsprechender Nähe der Referenzposition (diese ist üblicherweise 1° von Quellposition entfernt) stammen. $S_{eff}(E_i)$ liefert die mittlere effektive Fläche im Energieintervall ΔE_i. Die Funktion $F(E_i)$ beinhaltet entsprechend die mittleren Korrekturwerte, um den Ereignisverlust durch die Schnitte auf θ^2 und die skalierte Bildbreite auszugleichen. $S(E_{i\ rec})$ korrigiert schließlich die Gesamtzahl von Ereignissen im Intervall $\Delta E_{i\ rec}$ aufgrund von Fehlrekonstruktionen in der Energie. Vereinfachend kann $S_{eff}(E_i)$ mit $F(E_i)$ zu $S'_{eff}(E_i)$ zusammengefaßt werden, wenn bei der Berechnung der effektiven Fläche nur die Ereignisse zur Berechnung von n_{sys} akzeptiert werden, welche die Schnitte auf θ^2 und die skalierte Bildbreite bestehen. Weiter läßt sich auch die durch $S(E_{i\ rec})$ gegebene Energieauflösung in die Bestimmung von S'_{eff} integrieren, indem die Ereignisse zur Bestimmung von n_{sys} und N_{sys} gemäß einem spektralen Verlauf ähnlich dem Quellspektrum gewichtet werden und statt bei der tatsächlichen Energie E bei der rekonstruierten Energie E_{rec} gewertet werden. Die so definierte effektive Fläche werde ich als S''_{eff} bezeichnen. Abb. 5.14 stellt $S_{eff}(E)$, berechnet bei den tatsächlichen Energien und ohne Einbeziehung der Funktionen $F(E)$ und $S(E_{rec})$, der diese Funktionen beinhaltenden Funktion $S''_{eff}(E_{rec})$ gegenüber. Die Fehlerbalken in E_{rec} beschreiben die mittlere Unsicherheit der Energierekonstruktion im jeweiligen Bin.

Wegen der in Gl. 5.5 vorhandenden Abhängigkeit der Korrekturfunktion $S(E_{rec})$ vom spektralen Verlauf $\Phi(E)$, der sich in die Annahme eines Quellspektrums bei der Gewichtung

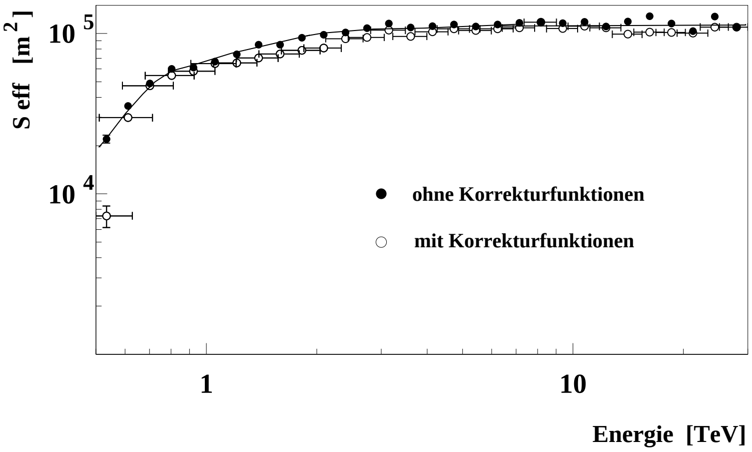

Abbildung 5.14: *Vergleich der effektiven Fläche $S_{eff}(E)$, berechnet ohne Einbeziehung der Schnitte auf θ^2 und skalierte Bildbreite sowie der Energieauflösung, mit $S''_{eff}(E_{rec})$ bei $\theta^2 < 0.05$ und* skalierter Bildbreite< 1.3. *Die Linie dient der Orientierung.*

der Ereignisse in $S''_{eff}(E_{rec})$ überträgt, ergibt sich in Gl. 5.8 prinzipiell eine Abhängigkeit des differentiellen Flusses von der Form des angenommenen Spektrums.

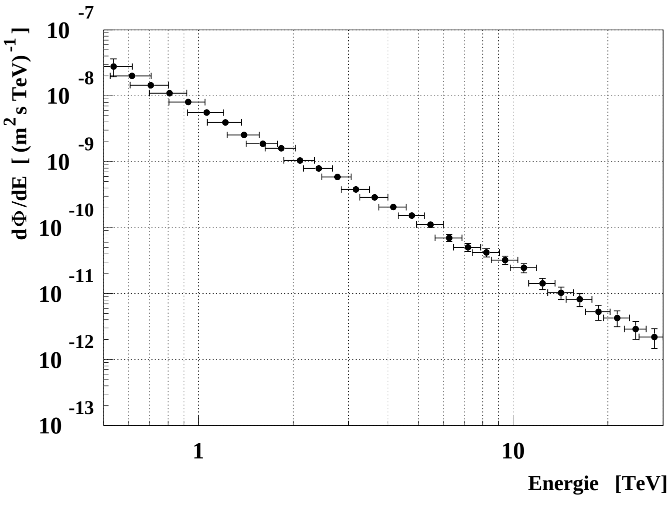

Abbildung 5.15: *Rekonstruktion eines simulierten Spektrums mit $d\Phi/dE \sim E^{-2.4}$ bei Zenitwinkel 20°*

In Abb. 5.15 ist das Resultat der Rekonstruktion eines simulierten Testspektrums mit dieser Methode dargestellt: Das Potenzspektrum $d\Phi/dE = 0.63 \cdot 10^{-8} E^{-2.4} \cdot (m^2 sTeV)^{-1}$

wird im gesamten Bereich sehr gut reproduziert, die Genauigkeit der Anpassung eines Potenzspektrums im Bereich 0.5-30.0 TeV liegt bei besser als 1% im spektralen Index und besser als 2% im Fluß, wenn das zur Berechnung von S'_{eff} angenommene Spektrum *denselben* spektralen Index α_{seff} wie das Testspektrum verwendet. Wird ein *anderes* α_{seff} verwendet, ist die Reproduktion des Spektrums schlechter (Tab. 5.9). Tendenziell variiert

Energiebereich	0.5 - 5.0 TeV		5.0 - 30.0 TeV		0.5 - 30.0 TeV	
α_{seff}	α_{rec}	$\Phi(1TeV)$	α_{rec}	$\Phi(1TeV)$	α_{rec}	$\Phi(1TeV)$
-1.6	-2.34 ±0.03	0.61 ±0.01	-2.38 ±0.07	0.63 ±0.09	-2.36 ±0.02	0.61 ±0.01
-2.0	-2.37 ±0.03	0.62 ±0.01	-2.38 ±0.07	0.62 ±0.09	-2.38 ±0.02	0.62 ±0.01
-2.4	-2.40 ±0.03	0.63 ±0.01	-2.39 ±0.07	0.61 ±0.09	-2.40 ±0.02	0.63 ±0.01
-2.8	-2.43 ±0.03	0.64 ±0.01	-2.39 ±0.07	0.60 ± 0.09	-2.42 ±0.02	0.64 ±0.01
-3.2	-2.47 ±0.03	0.65 ±0.01	-2.39 ±0.07	0.58 ±0.09	-2.45 ±0.02	0.64 ±0.01

Tabelle 5.9: *Rekonstruktion des spektralen Index α und des differentiellen Flusses $d\Phi/dE$(1 TeV) in den Einheiten $10^{-8} \cdot (m^2sTeV)^{-1}$ für ein simuliertes Testspektrum mit α=-2.4 und $d\Phi/dE$(1 TeV)=0.63 $\cdot 10^{-8} \cdot (m^2sTeV)^{-1}$ unter Verwendung der korrigierten effektiven Fläche $Seff''$ mit einer Gewichtung gemäß α_{seff}*

α_{rec} bei Energien <5 TeV stärker mit α_{seff} als bei Energien >5 TeV. Für $\alpha_{seff} > \alpha_{rec}$ wird α_{rec} zu klein rekonstruiert, für $\alpha_{seff} < \alpha_{rec}$ zu groß. Bezogen auf den ganzen Bereich 0.5 - 30.0 TeV weicht bei einem Unterschied α_{seff} vom tatsächlichen Wert -2.4 von ±0.8 der rekonstruierte Wert α_{rec} nur um 2% vom tatsächlichen Wert ab, der Fluß um 3%. Die erwartete Abhängigkeit der Rekonstruktion des Spektrums von der Wahl des spektralen Modells in der Simulation ist also relativ schwach, begründet durch die gute Energierekonstruktion und die damit verbundene hohe Energieauflösung von besser als 20%.

Kapitel 6

Die Bestimmung des Energiespektrums von Mrk 501

Nachdem die aktive Galaxie Mrk 501 in den ersten zwei Jahren nach ihrer Entdeckung im TeV-Bereich ([QUI,96]) mit Strahlungsflüssen unterhalb 50% der Emission des Krebs-Nebels relativ ruhig war, ging sie Mitte März 1997 in eine sehr aktive Phase mit stark variablem Fluß und dramatischen Strahlungsausbrüchen über. Diese Phase wurde mit dem HEGRA-System von Tscherenkow-Teleskopen über den Verlauf des ganzen Beobachtungsjahres verfolgt.
Dieses Kapitel behandelt die spektrale Auswertung der gemessenen Daten. Dazu wird zunächst die Selektion des verwendeten Datensatzes beschrieben, danach die Übereinstimmung der zur Analyse notwendigen Monte-Carlo-Simulationen mit den Meßdaten diskutiert, und dann das Spektrum von Mrk 501 bestimmt. Systematische Tests des Ergebnisses schließen das Kapitel ab.

6.1 Der verwendete Datensatz

Die erste Messung von Mrk 501 erfolgte in der Nacht vom 15. zum 16. März, nachdem mit dem Teleskop der Whipple-Kollaboration eine deutlich erhöhte Aktivität registriert worden war. Die Beobachtung wurde während der ganzen Sichtbarkeitsperiode von Mrk 501 bis Ende September fortgeführt. Durch die ausschließliche Messung in dem in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Modus konnte auf die gesonderte Messung einer OFF-Region verzichtet werden. Insgesamt wurden 168 Meßstunden in einem Zenitwinkelbereich von 10° bis 60° akkumuliert, eine genauere Aufschlüsselung liefert Tabelle 6.1. Von diesen Daten wurde ein Teil für die Analyse verworfen. Die Kriterien für diese Selektion sind in erster Linie technischer Natur (schlechte Meßbedingungen durch Wetter- oder Hardwareprobleme), zum Teil aber auch durch die Analyse bedingt, um in einem gut verstandenen Arbeitsbereich zu bleiben (z.B. kleine Zenitwinkel). Im einzelnen wurden die Daten folgenden Selektionen unterworfen:

1. während der ganzen Messung waren 4 Teleskope verfügbar
2. Luftfeuchtigkeit unter 90%, keine Wolken im Observationsfeld
3. Einzelteleskoptrigger: 2 benachbarte Kanäle über der Schwelle (10 Photoelektronen in Phase 1 und 2, 8 Photoelektronen in Phase 3)
4. Systemtrigger: 2 Teleskope mit Einzeltrigger
5. Zenitwinkel der Quelle $< 35°$
6. Abweichung der rekonstruierten Schauerrichtung von der Mrk 501-Position $< 0.22°$ ($\theta^2 < 0.05$ Grad^2)
7. Bildparameter *skalierte Bildbreite* < 1.3

Die Kriterien 1) und 2) selektieren ganze Messungen (durchschnittliche Dauer 20 min.), während die Kriterien 3)-7) nur einzelne Ereignisse verwerfen. Insgesamt bleibt für die Analyse ein Datensatz von 93.9 Stunden (Tab. 6.1), also 56% der gesamten Meßzeit.

Zenitwinkelbereich	10-15°	15-25°	25-35°	35-45°	45-60°
Meßzeit in Phase 1 [h]	18.3 (20.5)	20.7 (24.7)	16.3 (19.3)	14.0 (15.0)	6.7 (8.0)
Meßzeit in Phase 2 [h]	8.2 (10.1)	6.8 (7.9)	2.8 (3.7)	0.0 (0.2)	0.0 (0.0)
Meßzeit in Phase 3 [h]	7.8 (10.8)	9.5 (12.1)	3.5 (4.8)	10.8 (11.5)	15.0 (19.0)
gesamte Meßzeit [h]	34.3 (41.4)	37.0 (44.7)	22.6 (27.8)	24.8 (26.7)	21.7 (27.0)

Tabelle 6.1: *Zusammenfassung der während der drei Meßphasen in unterschiedlichen Zenitwinkelbereichen von Mrk 501 nach der Datenselektion verfügbaren Meßzeit. Die Werte in Klammern geben die Anzahl der tatsächlich gemessenen Stunden an.*

Die gesamte Meßperiode läßt sich, bedingt durch technische Änderungen, in 3 Phasen unterteilen: Zwischen dem 15. und 25. Mai 1997 wurden die Spiegel der am längsten betriebenen Teleskope CT3 und CT4 neu justiert, gleichzeitig wurden an CT5 3 Spiegel erneuert, die während des Winters zerbrochen waren und abgenommen werden mußten. Am 23. Juni 1997 wurde die Triggerschwelle von 10 auf 8 Photoelektronen herabgesetzt. Diese Änderung wurde möglich, da nach Einbau von VME-Modulen zur Bestimmung der Nachbartriggerentscheidung die langsamere Berechnung über Software ersetzt werden konnte. Damit war das System in die Lage versetzt, einen höheren Datenstrom zu verarbeiten. Die Phase vor der Spiegeljustierung wird im folgenden als Phase 1 bezeichnet, die Phase zwischen Spiegeljustierung und Schwellenänderung als Phase 2 und die verbleibende Phase als Phase 3. Die unterschiedlichen technischen Voraussetzungen in den 3 Phasen führen zu einem leicht unterschiedlichen Antwortverhalten des Teleskopsystems beim Nachweis von

Luftschauern. Die Analyse der Daten wurde daher für die 3 Phasen getrennt durchgeführt, jeweils mit einem speziell angepaßten Satz von Monte-Carlo-Simulationen. Abb. 6.1 vergleicht die gemessene und die simulierte Rate von hadronischen Hintergrundereignissen für die 3 Phasen. Es zeigt sich mit einer Genauigkeit von besser als 5% eine sehr gute Übereinstimmung ([AHA,98a]). Ein genauer Vergleich der Parameter von Gamma-Ereignissen folgt im nächsten Abschnitt.

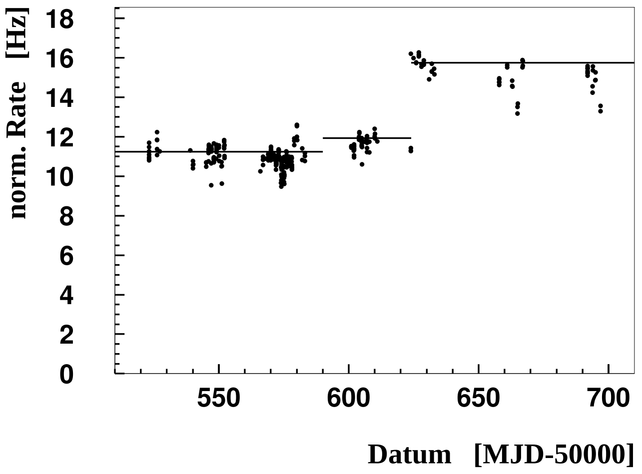

Abbildung 6.1: *Vergleich der gemessenen (Punkte) und der simulierten (Linie) Rate von hadronischen Ereignissen für die 3 Mrk 501-Meßphasen des Jahres 1997; die Raten sind normalisiert auf einen Zenitwinkel von 15° (aus [AHA,98a])*

Aus den mit den Kriterien 1)-5) und 7) selektierten Daten (also ohne Schnitt auf θ^2) läßt sich die Position von Mrk 501 nach Subtraktion der Verteilungen im ON- und OFF-Beobachtungsfeld wie in Abb. 6.2 darstellen. Es ergeben sich die Koordinaten: Rectaszension=16.898 h und Deklination=39.760°, die für die Analyse als Referenz für den θ^2-Schnitt verwendet werden.

Nach Anwendung aller Schnitte 1)-7) und nach Korrektur des hadronischen Hintergrundes ergibt sich die in Abb. 6.3 gezeigte Variation der Gamma-Emission auf der Basis einzelner Nächte über die gesamte Beobachtungsperiode hinweg. Die einzelnen Raten sind ohne Gewichtung über alle Energien und den ganzen Zenitwinkelbereich 10-35° gemittelt.

Klar sind mehrere starke Strahlungsausbrüche am 12.4., 8.5., 8.6., 26.6 (zu beachten ist hier die gerade vorgenommene Reduktion der Triggerschwelle) und am 11.7. zu erkennen. Die gemessenen Änderungen der Aktivität sind zeitlich konsistent mit den TeV-Messungen der Whipple- und der CAT-Kollaboration [PRO,97]. Eine detaillierte Diskussion der zeitlichen Entwicklung der Mrk 501 Emission findet sich in [AHA,98a]. Insgesamt bleiben nach den Selektionen 1)-7) 16286 als primäre Gammaquanten identifizierte Ereignisse übrig. Ge-

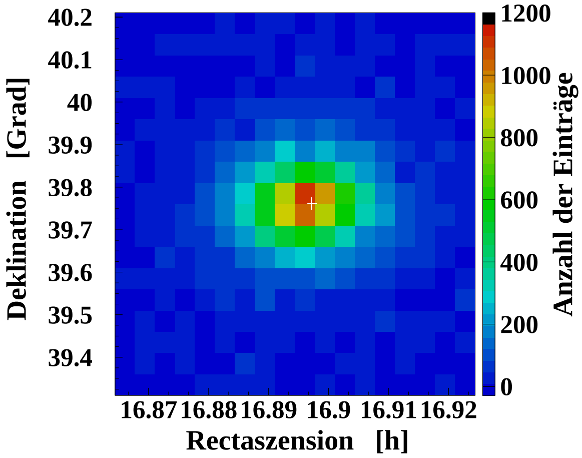

Abbildung 6.2: *Verteilung der selektierten Ereignisse der Phasen 1-3 in einem Feld mit 0.5° Radius, aufgetragen in Rectaszension und Deklination; der hadronische Untergrund ist subtrahiert.*

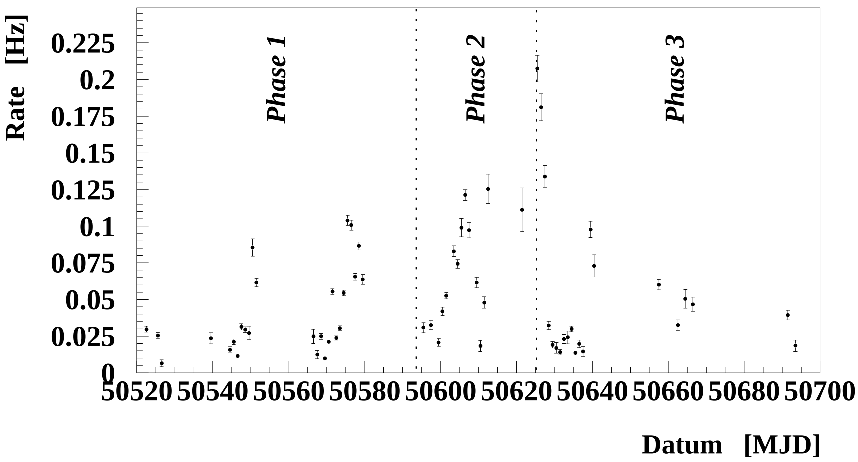

Abbildung 6.3: *Rate der selektierten Gamma-Ereignisse auf der Basis einzelner Nächte für den kompletten Beobachtungszeitraum 1997, die Zeitskala bezieht sich auf das Modifizierte Julianische Datum, der hadronische Untergrund ist subtrahiert*

rechnet auf die gesamte Beobachtungszeit ergibt sich eine hypothetische „mittlere“ Rate von 0.05 Hz.

6.1.1 Die Normierung der Teleskopverstärkung

Die Signalverstärkung wird in allen Teleskopen über baugleiche Module durchgeführt. Dennoch ergeben sich in der absoluten Verstärkung und damit im für die Energierekonstruktion wesentlichen Parameter Gesamtlichtmenge L Unterschiede von einigen Prozent. Hauptsächlich wird dieser Unterschied durch den Betrieb der Teleskope bei leicht unterschiedlichen mittleren Betriebsspannungen der Photomultiplier verursacht: Alle 271 Kanäle eines Teleskops werden über dieselbe Spannungsversorgung betrieben, ein individueller Abgleich um ± 150 V durch zusätzliche Module ist möglich. Damit läßt sich die von Photomultiplier zu Photomultiplier stark unterschiedliche Verstärkung bei einer gegebenen Spannung nivellieren, allerdings auf Kosten einer von Teleskop zu Teleskop leicht unterschiedlichen mittleren Verstärkung. Ein Austausch von Photomultipliern wäre eine Möglichkeit, die Teleskope untereinander abzugleichen, einfacher ist eine nachträgliche Skalierung der Gesamtamplitude bei der Analyse der Daten. Die dazu notwendigen Skalierungsfaktoren lassen sich experimentell aus den Meßdaten bestimmen:
Um den relativen Unterschied in der Verstärkung zwischen zwei Teleskopen zu bestimmen, wurde für Gamma-Schauer, die von beiden gleich weit entfernt niedergingen (relative Abweichung $\frac{dist_{Tel\ 1}}{dist_{Tel\ 2}} \in \{0.95, 1.05\}$), der Quotient der jeweiligen Gesamtamplitude $q = \frac{L_{Tel\ 1}}{L_{Tel\ 2}}$ bestimmt. Um systematischen Verfälschungen vorzubeugen, wurden nur die beiden untersuchten Teleskope für die Rekonstruktion der Schauergeometrie verwendet. Die Verteilung in q wird durch eine Gaußkurve beschrieben. Für die 3 Beobachtungsphasen ergaben sich die in Tabelle 6.2 aufgeführten Skalierungsfaktoren (Gaußmittelwert und 1σ-Breite) relativ zu CT3. Da sich bei der Berechnung der Faktoren in Phase 2 und 3 für die jeweiligen Werte nur leichte Abweichungen innerhalb der Fehlergrenzen ergaben, wurden die Daten zur Verbesserung der Statistik zusammengefaßt. Zum Vergleich wurden die gleichen

Teleskop	CT3	CT4	CT5	CT6
Phase 1	1.0	1.127 $\pm$0.013	1.237 $\pm$0.012	1.284 $\pm$0.009
Phase 2,3	1.0	1.017 $\pm$0.011	1.095 $\pm$0.013	1.284 $\pm$0.009

Tabelle 6.2: *Die Tabelle enthält die relativ zu CT3 definierten Skalierungsfaktoren für die Gesamtlichtmenge L, jeweils gemittelt für die 3 Beobachtungsphasen.*

Berechnungen anhand von hadronischen Ereignissen durchgeführt. Die so bestimmten Skalierungsfaktoren stimmen innerhalb der Fehler mit den oben aufgeführten Werten überein. In den Teleskopen CT4, CT5 und CT6 wird die tatsächlich gemessene Amplitude durch die Skalierung erhöht. Zu erkennen ist die Auswirkung der zwischen Phase 1 und Phase 2 durchgeführten Spiegeljustierung an CT4 (massive Nachjustierung) sowie das Anbringen von 3 neuen Spiegeln an CT5 (+10% Spiegelfläche).

In der Simulation wird für alle Teleskope die gleiche Verstärkung angenommen.

6.2 Vergleich Monte-Carlo-Daten - Meßdaten

6.2.1 Diskussion der möglichen Abweichungen

Systematische Fehler in der Rekonstruktion ergeben sich durch mangelnde Beschreibung der Meßdaten durch die Simulationsdaten. Zum einen können dann energieabhängige Schnitte wie der auf θ^2 und auf die skalierte Bildbreite falsch wiedergegeben werden, was zu einer Verfälschung der korrigierten spektralen Verteilung der Meßdaten führen kann, zum anderen kann die Rekonstruktion der Energie durch fehlerhafte Annahmen beeinflußt werden. Der letzte Punkt wird in diesem Abschnitt genauer untersucht.

Die Nachweisrate eines Einzelteleskops ist gegeben durch Gl. 5.4. Bei festem Zenitwinkel und unter Vernachlässigung der Korrekturfunktionen $S(E_{rec})$ und $F(E)$ vereinfacht sich der Zusammenhang auf

$$\Gamma(E_{rec}) = \int_0^{\mathrm{inf}} \Phi(E)\ 2\pi\ r\ p(E,r)\ dr$$

In einer kleinen Ringfläche A kann $p(E,r)$ als konstant angenommen werden, so daß weiter folgt

$$\Gamma(E_{rec}) = \Phi(E)\ p(E)\ A \tag{6.1}$$

Dieser Zusammenhang läßt sich weiter aufschlüsseln: Die Lichtmenge I_0, welche ein Primärquant auf den Spiegel eines Detektors strahlt, ist annähernd proportional zu seiner Energie E

$$I_0 = \alpha \cdot E \qquad .$$

Der Parameter α enthält die Emission von Tscherenkow-Licht und das Absorptionsverhalten der Atmosphäre. Die Gesamtlichtmenge L in der Kamera und die für den Trigger benutzte Signalamplitude im Diskriminator T hängen beide linear von der Intensität I_0 ab:

$$L = \beta \cdot I_0$$

$$T = \gamma \cdot I_0 \qquad .$$

Die Parameter β bzw. γ beschreiben das Antwortverhalten des Detektors bis zur Digitalisierung des Signals im FADC bzw. bis zur Triggerentscheidung im Diskriminator. Beide enthalten somit die Effizienz der optischen Transmission und des Photomultipliers. Für β ist zusätzlich das Verhalten des FADC relevant, für γ die Einstellung der Diskriminatorschwellen und die Verschmierung der Punktabbildung durch die Spiegel.

Aus dem L-Wert wird anhand von Simulationsdaten die Energie E_{rec} rekonstruiert mit

$$E_{rec} = \frac{1}{\alpha_{MC}\beta_{MC}} L \qquad .$$

Der Zusammenhang zur tatsächlichen Energie E ist damit gegeben durch

$$E_{rec} = \frac{\alpha\beta}{\alpha_{MC}\beta_{MC}} E =: f \cdot E \qquad .$$

Die Triggerwahrscheinlichkeit p(E) kann ausgedrückt werden als

$$p(E) = p(T) = p(\alpha\gamma E)$$

Für die gemessene Rate läßt sich also nach Gl. 6.1 schreiben

$$\Gamma(E_{rec}) = \Phi(\frac{E_{rec}}{f}) p(\frac{\alpha\gamma E_{rec}}{f}) A \qquad . \tag{6.2}$$

Analog ergibt sich für die simulierte Rate Γ_{MC}, für die natürlich $f = 1$ bzw. $E_{rec} = E_{MC}$ gilt:

$$\Gamma_{MC}(E_{rec}) = \Phi(E_{rec}) p(\frac{\alpha_{MC}\gamma_{MC} E_{rec}}{f}) A \qquad . \tag{6.3}$$

Aus der Proportionalität $\Phi \sim \Gamma$ folgt mit Gl. 6.2 und Gl. 6.3

$$\Phi(E_{rec}) = \Phi_{MC} \frac{\Gamma(E_{rec})}{\Gamma_{MC}(E_{rec})} = \Phi(\frac{E_{rec}}{f}) \frac{p(\frac{\alpha\gamma E_{rec}}{f})}{p(\alpha_{MC}\gamma_{MC} E_{rec})} \qquad .$$

Es ist ersichtlich, daß fehlerhafte Monte-Carlo Koeffizienten $\alpha_{MC}, \beta_{MC}, \gamma_{MC}$ sowohl die absolute Stärke als auch die spektrale Abhängigkeit des Spektrums ändern können: Ein Fehler im Faktor f kann zu einer Skalierung der Energie führen, während ein Fehler in α_{MC} oder γ_{MC} das Spektrum ändert.

Eine experimentelle Abschätzung des Skalierungsfaktors f ist durch die Diskussion in Abschnitt 5.2.4 gegeben zu $f = 1.00 \ + 0.02 \ \pm 0.13$.

Bei der Untersuchung einer möglichen spektralen Verfälschung ist zu beachten, daß selbst bei ungenauen Monte-Carlo-Parametern α_{MC} oder γ_{MC} keine Änderung der spektralen Form eintritt, falls

$$\alpha_{MC}\gamma_{MC} = \frac{\alpha\gamma}{f} \qquad ,$$

das heißt:

$$\frac{\gamma_{MC}}{\beta_{MC}} = \frac{\gamma}{\beta} \qquad .$$

In diesem Fall wird einer zu hohen (zu niedrigen) Akzeptanz durch den Trigger gleichzeitig eine zu hohe (zu niedrige) Energie zugewiesen. Das Verhältnis $\frac{\gamma_{MC}}{\beta_{MC}}$ in Monte-Carlo-Daten ist also mit dem Verhältnis $\frac{\gamma}{\beta}$ in den Meßdaten zu vergleichen. Eine Möglichkeit dazu besteht in der Untersuchung der Verteilung des L-Parameters in simulierten und gemessenen Daten, wie er im folgenden Abschnitt durchgeführt wird.

6.2.2 Vergleich der Bildparameter

Die quadratische Winkelabweichung θ^2

Abb. 6.4 zeigt die Verteilung von θ^2, gemittelt über alle Zenitwinkel für die 3 Beobachtungsphasen. Verglichen werden jeweils Meßdaten aus der ON- und der OFF-Region und korrigierte Meßdaten gegen simulierte Gamma-Daten. Die Monte-Carlo-Daten wurden nach einem Potenzgesetz mit spektralem Index $\alpha = -2.3$ und gemäß der gemessenen Zenitwinkelverteilung im Bereich 0-35° gewichtet. Ein Schnitt auf die skalierte Bildbreite ist nicht erfolgt.

Aus der ON-Off-Differenz der Verteilung läßt sich ablesen, daß bei einem Schnitt auf $\theta^2 < 0.05$ Grad^2 25% der Gamma-Ereignisse verloren gehen, während bei einem Schnitt auf $\theta^2 < 0.25$ Grad^2 nahezu alle erhalten bleiben. Für alle Phasen beschreibt die Monte-Carlo-Simulation die θ^2-Verteilung der Meßwerte gut.

Die Akzeptanz des θ^2-Schnittes in Abhängigkeit von der Energie ist in Abb. 6.5 anhand von Monte-Carlo-Simulationen dargestellt. Dazu ist der Quotient aus der Anzahl der Ereignisse nach dem Schnitt und Anzahl der generierten Ereignissen, für $\theta^2 < 0.25$ Grad^2 und $\theta^2 < 0.05$ Grad^2 aufgetragen. Die Berechnung wurde mit den Monte-Carlo-Daten für Phase 3 bei Einfallswinkel 0° und 30° durchgeführt. Der statistische Fehler auf die Kurven ist unterhalb 10 TeV kleiner als 1%, für höhere Energien bleibt er kleiner als 2%. Bei 0° Zenitwinkel der einfallenden Primärquanten liegt die Akzeptanz für den Schnitt bei 0.25 Grad^2 bzw. 0.05 Grad^2 bei etwa 95% bzw. 82%, ein leichter Anstieg mit der Energie ist zu erkennen. Bei 30° ist die Energieabhängigkeit stärker ausgeprägt. Die Akzeptanz wächst im Energiebereich 0.5-30 TeV von 90% auf nahezu 100% bei einem Schnitt auf 0.25 Grad^2 und von 60% auf 95% bei einem Schnitt auf 0.05 Grad^2.

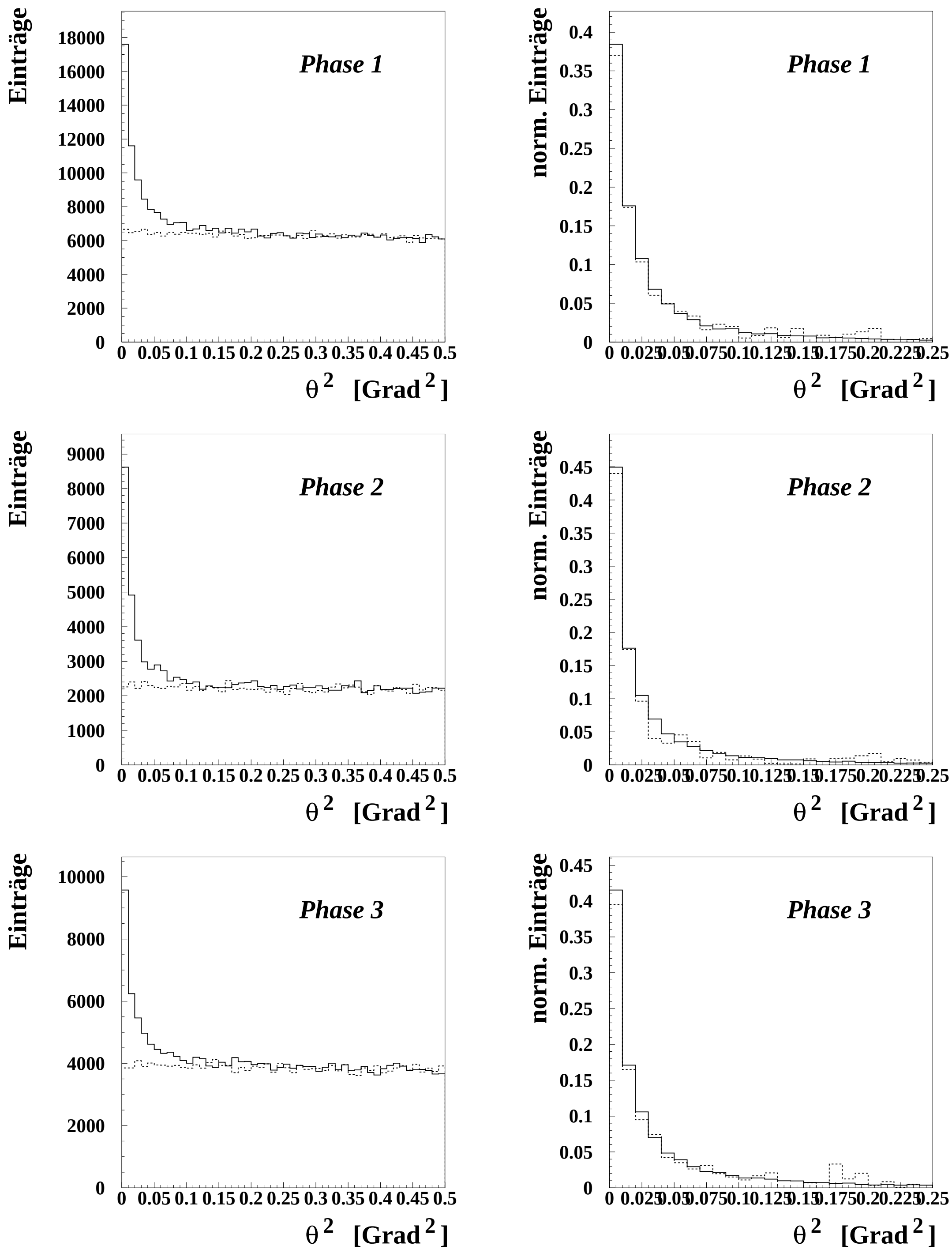

Abbildung 6.4: *linke Spalte: θ^2-Verteilung für Daten der ON- (durchgezogene Linie) bzw. OFF-Region (punktierte Linie); rechte Spalte: Vergleich der gemessenen hadronkorrigierten θ^2-Verteilung in der ON-Region (punktierte Linie) mit der Verteilung für simulierte Gamma-Ereignisse (durchgezogene Linie), beide Verteilungen sind normiert; alle darstellten Verteilungen in der rechten und linken Spalte sind in der jeweiligen Beobachtungsphase gemittelt über den Zenitwinkelbereich 0-35°*

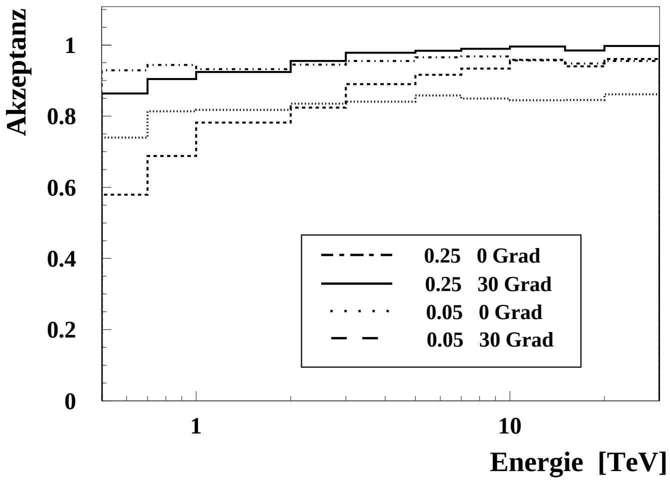

Abbildung 6.5: *Die Akzeptanz des θ^2-Schnittes für den Maximalwert 0.25 Grad^2 und 0.05 Grad^2 ist in Abhängigkeit der Energie jeweils für 0°- und 30°-Simulationen von Gamma-Schauern gezeigt.*

Bildbreite und skalierte Bildbreite

Der Vergleich der gemessenen mit den simulierten Verteilungen der Bildbreite folgt in den Abbildungen 6.6, 6.7 und 6.8 jeweils für die einzelnen Beobachtungsphasen, gemittelt über alle Zenitwinkel und getrennt für alle Teleskope. Ein Schnitt auf $\theta^2 < 0.05$ Grad^2 wurde angewendet, ein Schnitt auf die skalierte Bildbreite ist nicht erfolgt. Die Meßdaten sind hadronkorrigiert, die Gewichtung der Monte-Carlo-Daten erfolgte wie oben.

In Phase 1 ist die nicht perfekte Justierung der Teleskope CT3 und CT4 an ihrer relativ zu CT5 oder CT6 verbreiterten Verteilung des Bildbreite-Parameters zu erkennen. Die Simulation einer zusätzlichen Spiegeldejustierung für CT3 und CT4 in Phase 1 beschreibt diesen Effekt sehr gut. Ab Phase 2 sind die Verteilungen aller Teleskope ähnlich. Insgesamt zeigt sich in allen Phasen und für alle Teleskope eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Daten.

Abb.6.9 beschreibt die Verteilung der skalierten Bildbreite nach einem Schnitt auf $\theta^2 < 0.05$ Grad^2 mit der bereits erwähnten Gewichtung für die 3 Phasen. Die Meßdaten sind korrigiert auf hadronischen Untergrund.

Die Verteilungen in Phase 1 passen sehr gut zusammen, in Phase 2 und Phase 3 deutet sich eine leichte Verschiebung der simulierten Verteilung gegenüber der gemessenen an, so daß sich die Lage des Mittelwertes der angepaßten Gaußverteilung in beiden Fällen um etwa 2% unterscheidet. Selbst bei einem Schnitt auf eine skalierte Bildbreite < 1.2 ergibt sich dadurch kein Unterschied in der Gesamtakzeptanz der Ereignisse.

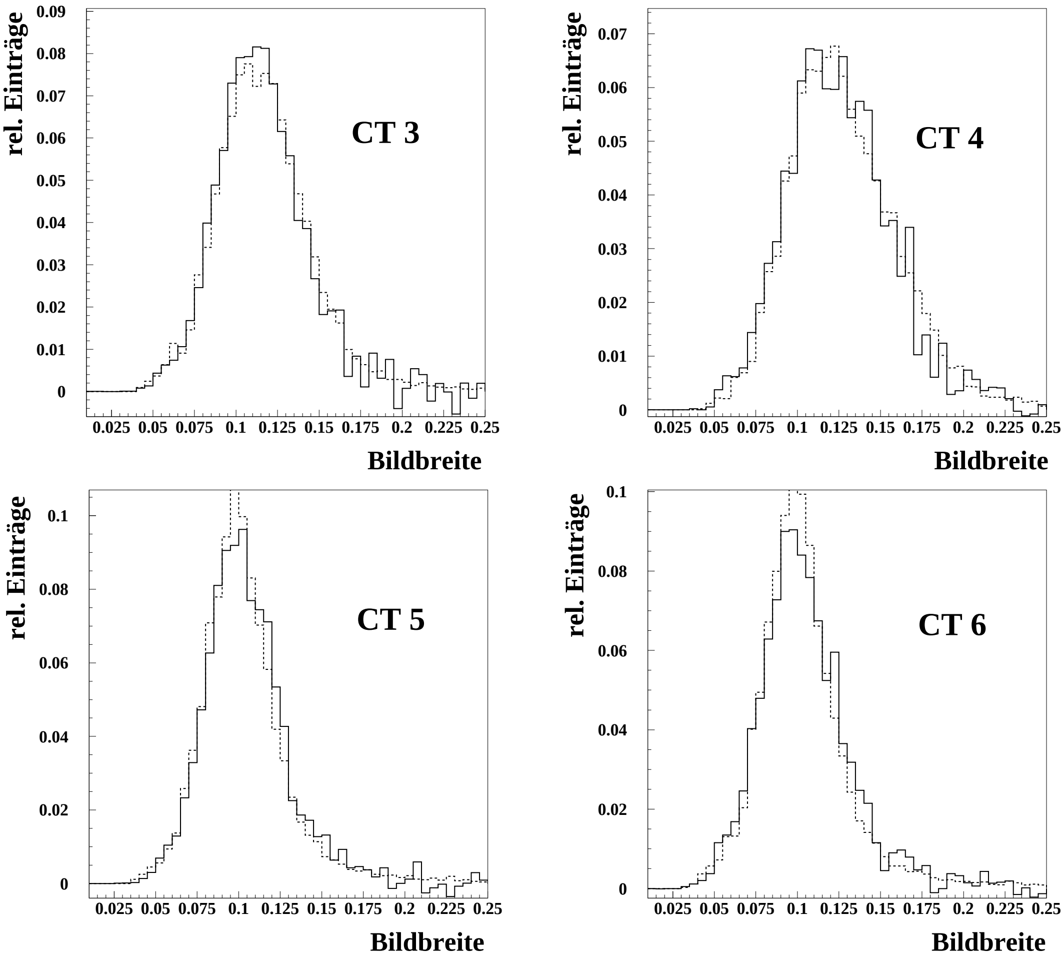

Abbildung 6.6: *Vergleich der über alle Zenitwinkel gemittelten Verteilung der Bildbreite in Phase 1 für die Teleskope CT3-CT6: durchbrochene Linie - Monte-Carlo-Daten, durchgezogene Linie - Meßdaten (korrigiert auf hadronischen Untergrund)*

Die Energieabhängigkeit der Akzeptanz des Schnittes auf die skalierte Bildbreite ist in Abb.6.10 dargestellt. Wiederum wurden Monte-Carlo-Daten der Phase 3 verwendet. Bei dem relativ lockeren Schnitt auf die skalierte Bildbreite von < 1.3 liegt für Ereignisse oberhalb 1 TeV die Akzeptanz bei 97%, sowohl für Schauer, die mit Zenitwinkel $0°$ einfallen als auch für solche mit $30°$ Einfallswinkel (Fehler auf die Kurven $\leq 1\%$). Bei einem Schnitt auf eine skalierte Bildbreite < 1.0 (Fehler auf die Kurven $\leq 2\%$) gehen in beiden Fällen mindestens 40% der Gamma-Ereignisse verloren, für Energien oberhalb 10 TeV deutlich mehr, da hier die Verteilung der skalierten Bildbreite nicht mehr den Mittelwert 1.0 aufweist, sondern bei größeren Werten liegt. In allen Kurven macht sich die geringere

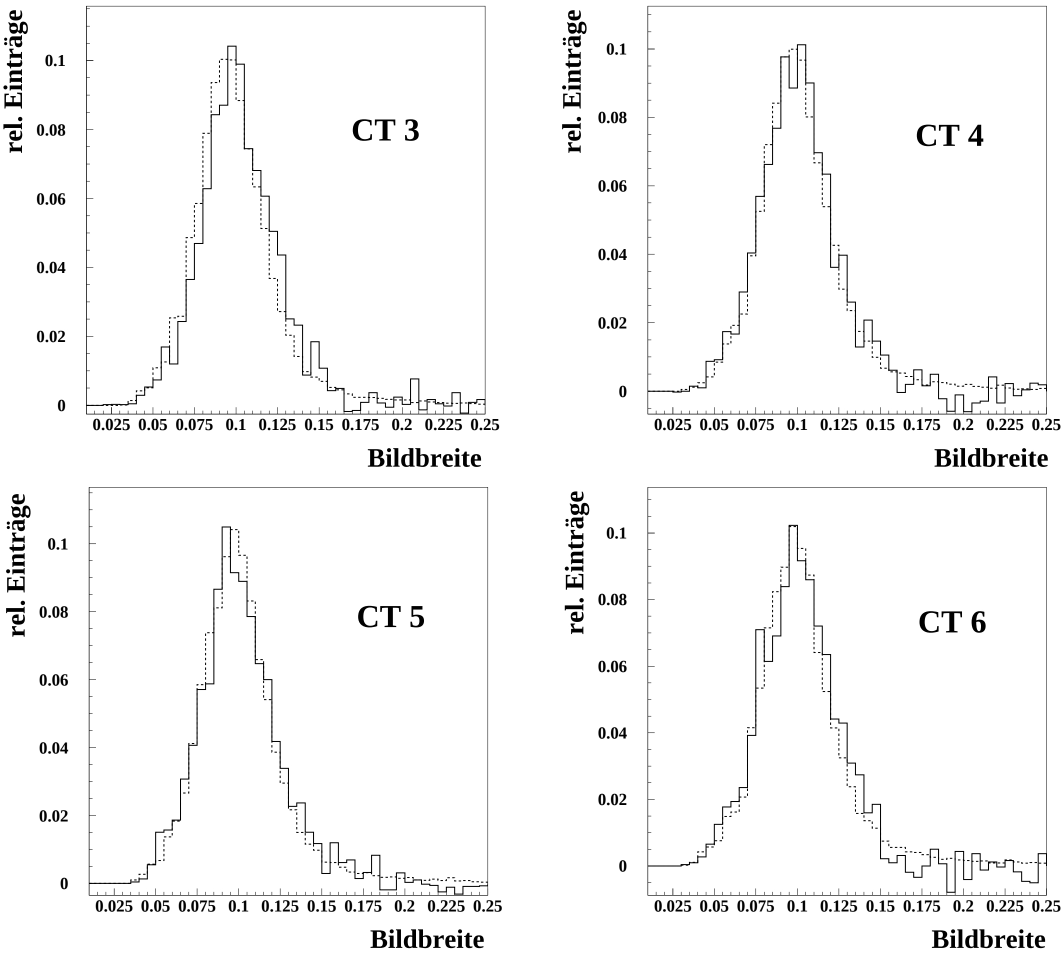

Abbildung 6.7: *Vergleich der über alle Zenitwinkel gemittelten Verteilung der Bildbreite in Phase 2 für die Teleskope CT3-CT6: durchbrochene Linie - Monte-Carlo-Daten, durchgezogene Linie - Meßdaten (korrigiert auf hadronischen Untergrund)*

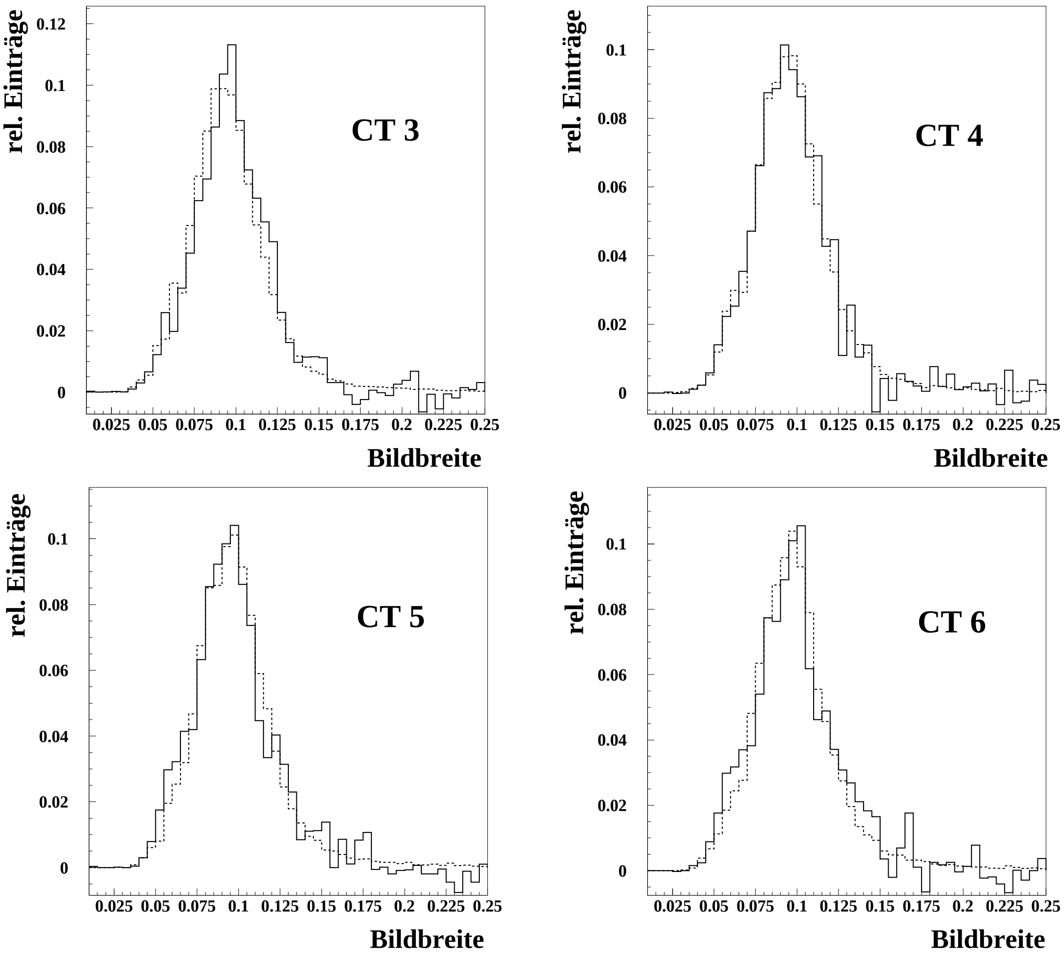

Abbildung 6.8: *Vergleich der über alle Zenitwinkel gemittelten Verteilung der Bildbreite in Phase 3 für die Teleskope CT3-CT6: durchbrochene Linie - Monte-Carlo-Daten, durchgezogene Linie - Meßdaten (korrigiert auf hadronischen Untergrund)*

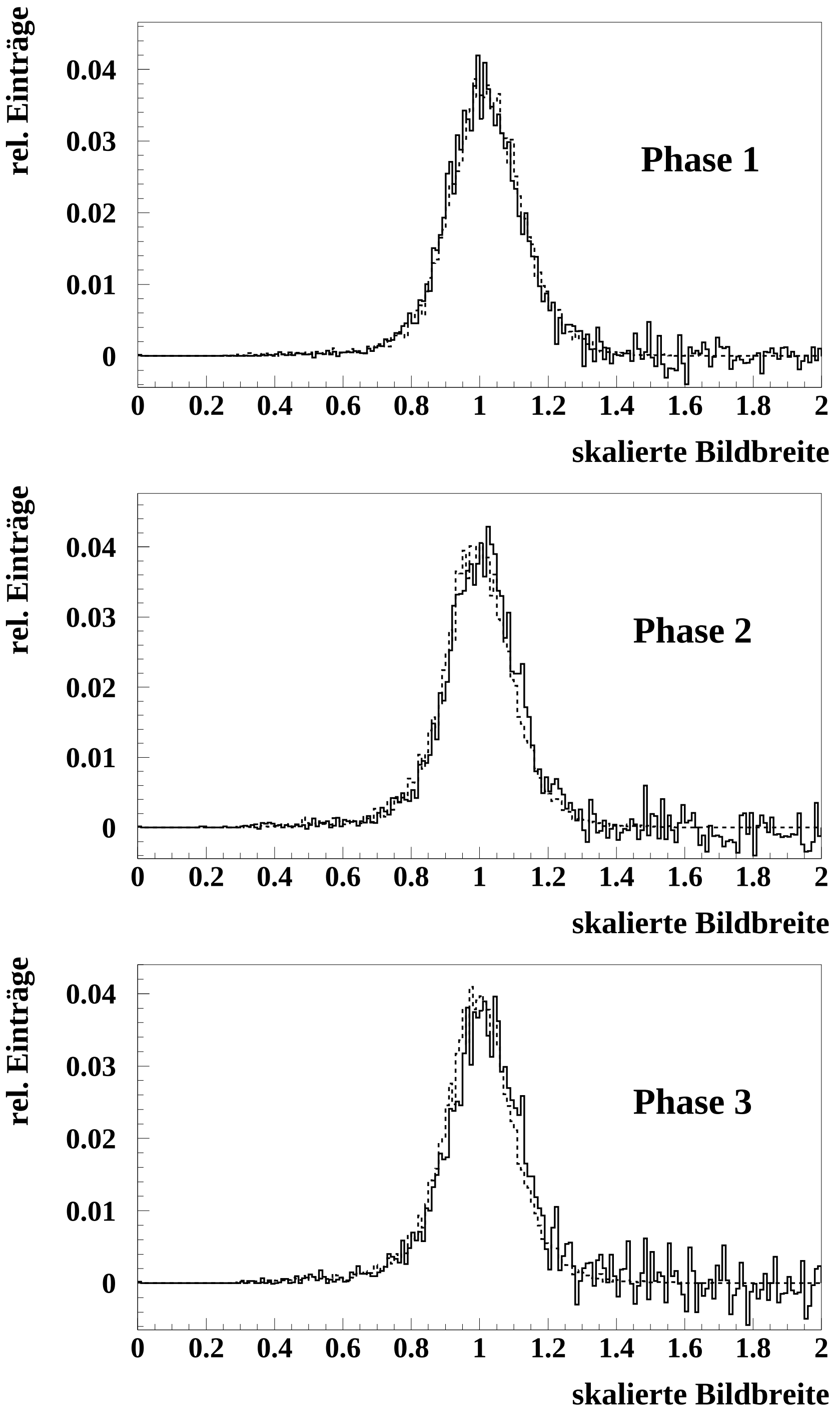

Abbildung 6.9: *Vergleich der über alle Zenitwinkel gemittelten Verteilung der skalierten Bildbreite für die 3 Beobachtungsphasen: durchbrochene Linie - Monte-Carlo-Daten, durchgezogene Linie - Meßdaten (korrigiert auf hadronischen Untergrund)*

Bildinformation bei kleinen Energien bemerkbar: Unterhalb 1 TeV sind die Fluktuationen in den rekonstruierten Werten der Bildbreite so groß, daß ein beträchtlicher Teil der Ereignisse durch den Schnitt verlorengeht. Für 0° Zenitwinkel liegt dieser Verlust für beide Schnitte bei zusätzlichen 20% gegenüber dem Wert im Bereich 1-10 TeV, für 30° bei zusätzlichen 50% bzw. 35% für einen Schnitt bei 1.3 bzw. 1.0.

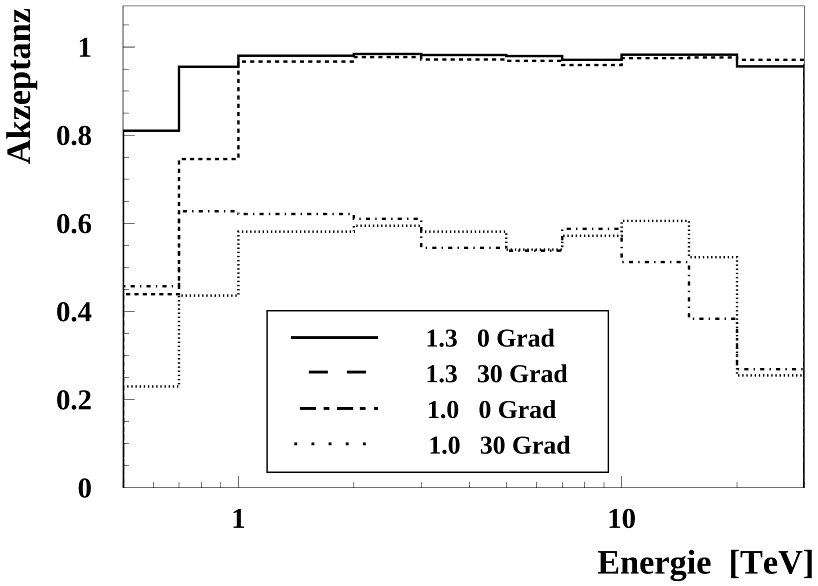

Abbildung 6.10: *Die Akzeptanz des Schnittes auf die skalierte Bildbreite für den Maximalwert 1.3 und 1.0 ist in Abhängigkeit der Energie jeweils für 0°- und 30°-Simulationen von Gamma-Schauern gezeigt.*

Die Gesamtlichtmenge L

Die Verteilung der L-Werte nach Schnitt auf $\theta^2 < 0.05$ Grad^2 und ohne Schnitt auf die skalierte Bildbreite ist für die 3 Phasen in den Abbildungen 6.11, 6.12 und 6.13 dargestellt, jeweils getrennt für die 4 Systemteleskope und gemittelt über alle Zenitwinkel mit der beschriebenen Gewichtung der Simulationsdaten.

Die gemessenen Verteilungen werden innerhalb der statistischen Unsicherheiten gut durch die simulierten beschrieben.

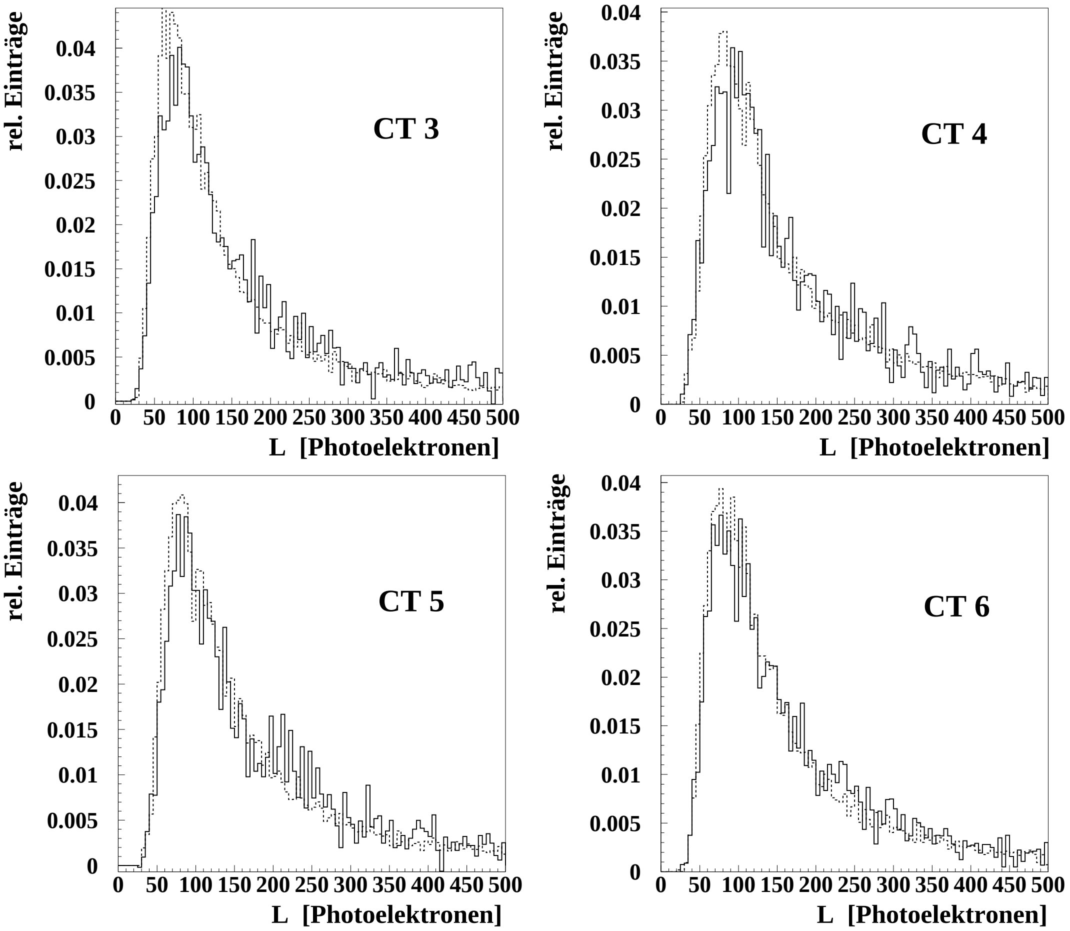

Abbildung 6.11: *Vergleich der über alle Zenitwinkel gemittelten L-Verteilung in Phase 1 für die Teleskope CT3-CT6: durchbrochene Linie - Monte-Carlo, durchgezogene Linie - Daten (korrigiert auf hadronischen Untergrund)*

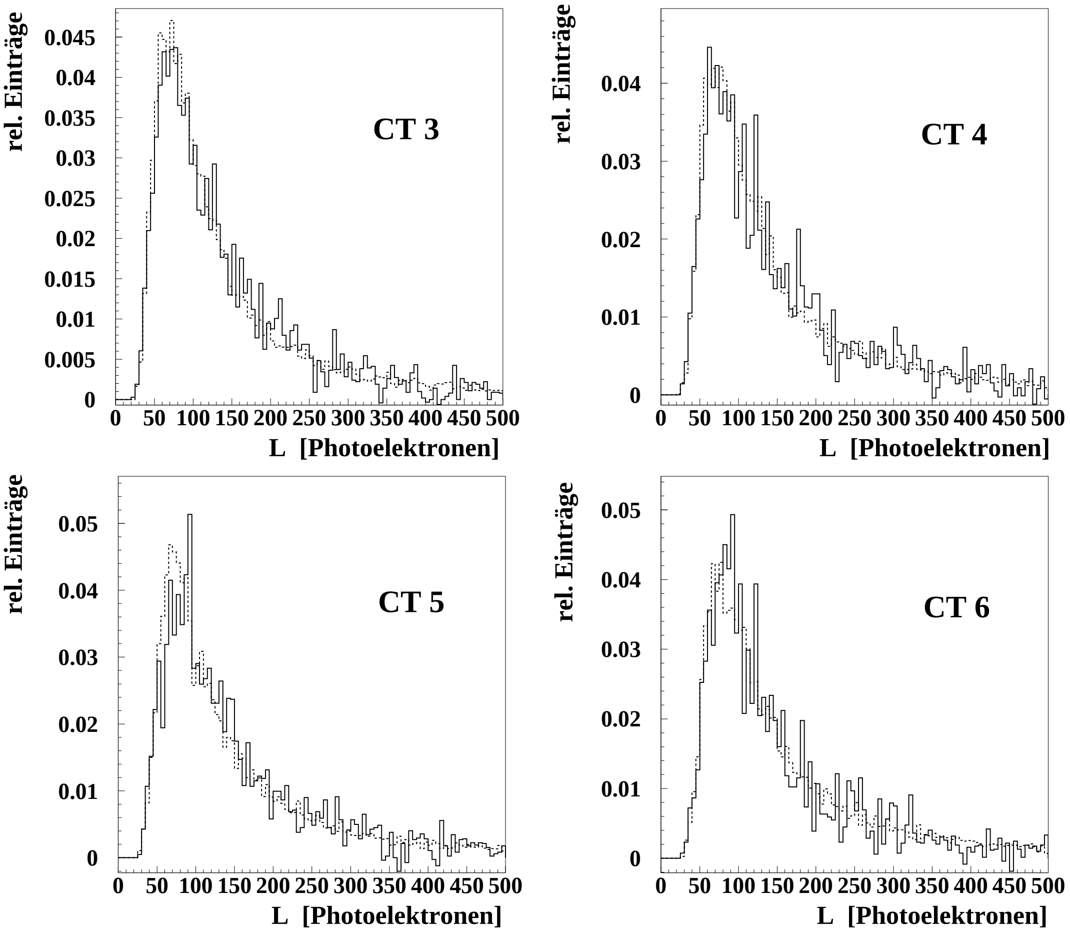

Abbildung 6.12: *Vergleich der über alle Zenitwinkel gemittelten L-Verteilung in Phase 2 für die Teleskope CT3-CT6: durchbrochene Linie - Monte-Carlo, durchgezogene Linie - Daten (korrigiert auf hadronischen Untergrund)*

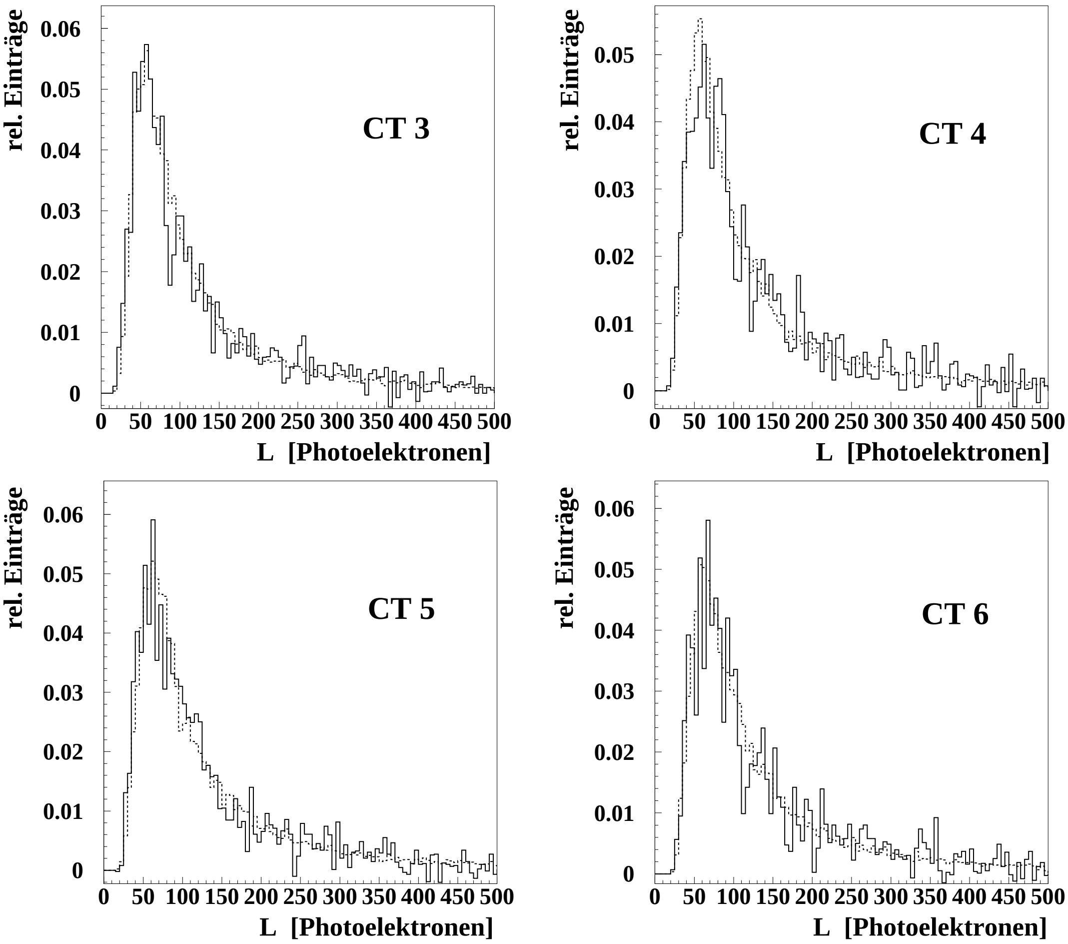

Abbildung 6.13: *Vergleich der über alle Zenitwinkel gemittelten L-Verteilung in Phase 3 für die Teleskope CT3-CT6: durchbrochene Linie - Monte-Carlo, durchgezogene Linie - Daten (korrigiert auf hadronischen Untergrund)*

6.3 Die Berechnung des Spektrums

Zur Bestimmung des Energiespektrums von Mrk 501 werden die nach Abschnitt 6.1 vorselektierten Daten verwendet, wobei die Berechnung für die 3 Beobachtungsphasen getrennt vorgenommen wird. Mit den in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Minimalschnitten (Triggerschwelle 10 Photoelektronen in Phase 1 und 2, 8 Photoelektronen in Phase 3) wird die Energie der Schauer berechnet und so in 30 logarithmisch anwachsenden Bins (Zuwachsfaktor 1.15) zwischen 0.5 TeV und 30 TeV die Nachweisrate bestimmt. Nach Gl. 5.8 läßt sich daraus der differentielle Fluß im jeweiligen Energieintervall erhalten. Da Monte-Carlo-Simulationen nur bei den festen Zenitwinkeln 0°, 20°, 30° und 45° verfügbar sind, wird die Flußberechnung zusätzlich getrennt für die Zenitwinkelintervalle 0°-15°, 15°-25° und 25°-35° durchgeführt. Z.B. wird im Intervall 15°-25° die Rate von Ereignissen in diesem Zenitwinkelbereich bestimmt und daraus mit der bei 20° simulierten effektiven Fläche der differentielle Fluß zwischen 0.5 TeV und 30.0 TeV berechnet. Nach der getrennten Berechnung in unterschiedlichen Zenitwinkelbereichen wird aus den Einzelergebnissen der Gesamtfluß in der betreffenden Beobachtungsphase durch Gewichtung über die jeweilige Meßzeit ermittelt. Eine analog gewichtete Mittelung über diese Einzelphasen ergibt schließlich das Spektrum für den kompletten Beobachtungszeitraum im Zenitwinkelbereich 0°-35°.

6.3.1 Vergleich der Nachweiseffizienz für Meßdaten und Simulation

Da die effektive Fläche des Detektorsystems essentiell in die Flußberechnung eingeht, muß sichergestellt sein, daß die tatsächliche Nachweiseffizienz bei unterschiedlichen Energien, Abständen und Zenitwinkeln durch die Simulation richtig wiedergegeben wird. Die Abbildungen 6.14, 6.15 und 6.16 vergleichen dazu die Nachweisrate von Meßdaten und Simulation in Abhängigkeit vom Abstand des Schauers vom Systemmittelpunkt in den Energiebereichen 0.5-1 TeV, 1.0-2.0 TeV, 2.0-5.0 TeV und 5.0-15.0 TeV. Dabei wurde für die 3 Phasen jeweils über den verfügbaren Zenitwinkelbereich 0°-35° gemittelt (Gewichtungsfaktor: Meßzeit). Bei Energien oberhalb 15 TeV ist die Ereignisstatistik der Meßdaten so schwach, daß ein Vergleich hinfällig wird. Die Monte-Carlo-Daten wurden für ein Potenzspektrum mit spektralem Index $\alpha = -2.3$ berechnet (Diese Annahme ist nach den Ausführungen in Abschnitt 5.3.2 nicht besonders kritisch). Zum besseren Vergleich sind die Einträge für Meßdaten und Simulation normiert. Im gesamten untersuchten Bereich wird die tatsächliche Nachweiseffizienz innerhalb der statistischen Fehler befriedigend durch die Simulation wiedergegeben. Es zeigt sich allerdings die Tendenz, daß bei Abständen unterhalb etwa 100 m die Simulation die tatsächliche Nachweiswahrscheinlichkeit unterschätzt, während sie sie bei Abständen größer 100 m leicht überschätzt. Die Auswirkungen dieser Unterschiede auf die Flußbestimmung werden in Abschnitt 6.4.1 diskutiert. Insgesamt beträgt die Unsicherheit in der Bestimmung der effektiven Fläche S''_{eff} im Energiebereich 2-10 TeV etwa 3%, zwischen 0.7-1.0 TeV um 7%, unterhalb 0.7 TeV mehr als 15% und oberhalb 15 TeV 5-7%. Dieser Fehler überträgt sich in die Berechnung des differentiellen Flusses.

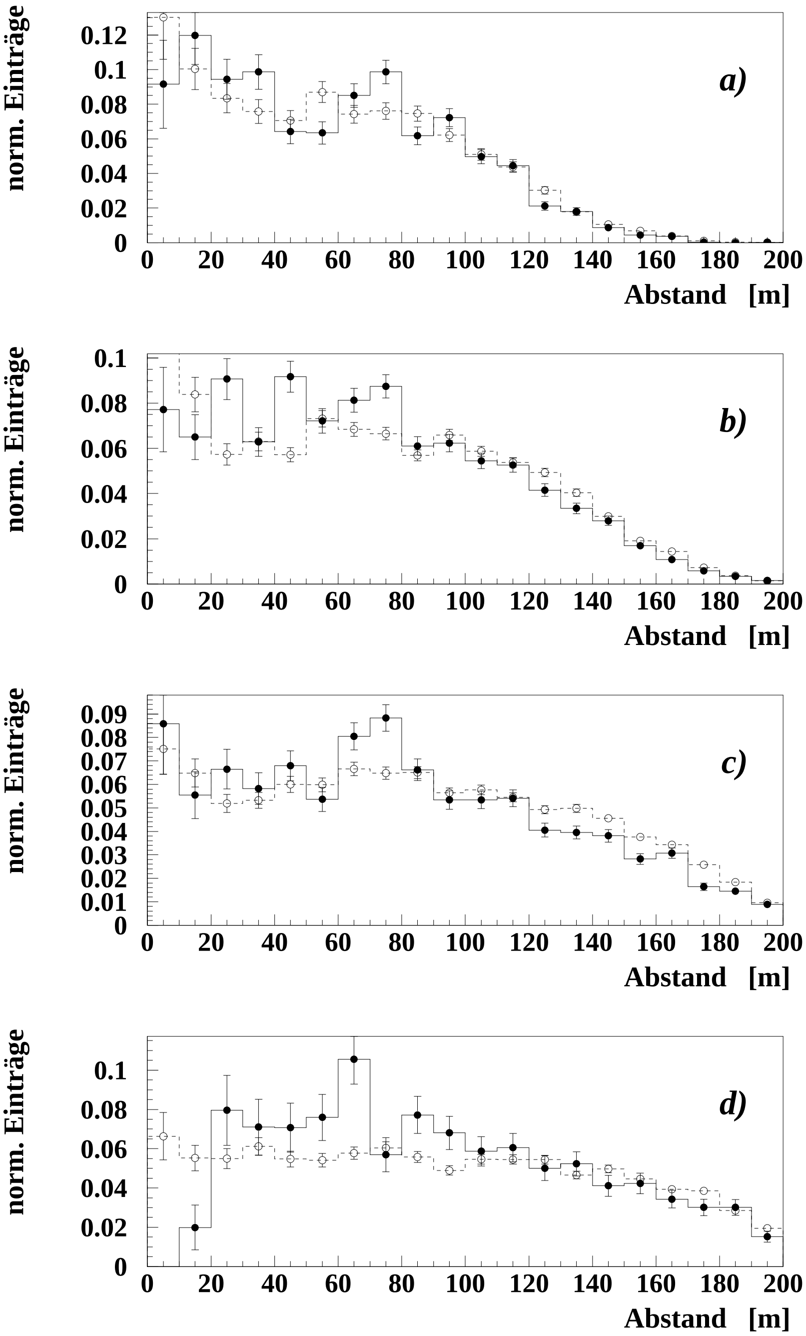

Abbildung 6.14: *Vergleich der Ereignishäufigkeit in Phase 1 in Abhängigkeit des Schauerabstandes vom Systemmittelpunkt für rekonstruierte Energien im Bereich a) 0.5-1 TeV, b) 1.0-2.0 TeV, c) 2.0-5.0 TeV und d) 5.0-15.0 TeV: durchbrochene Linie - Monte-Carlo-Daten, durchgezogene Linie - Meßdaten (korrigiert auf hadronischen Untergrund))*

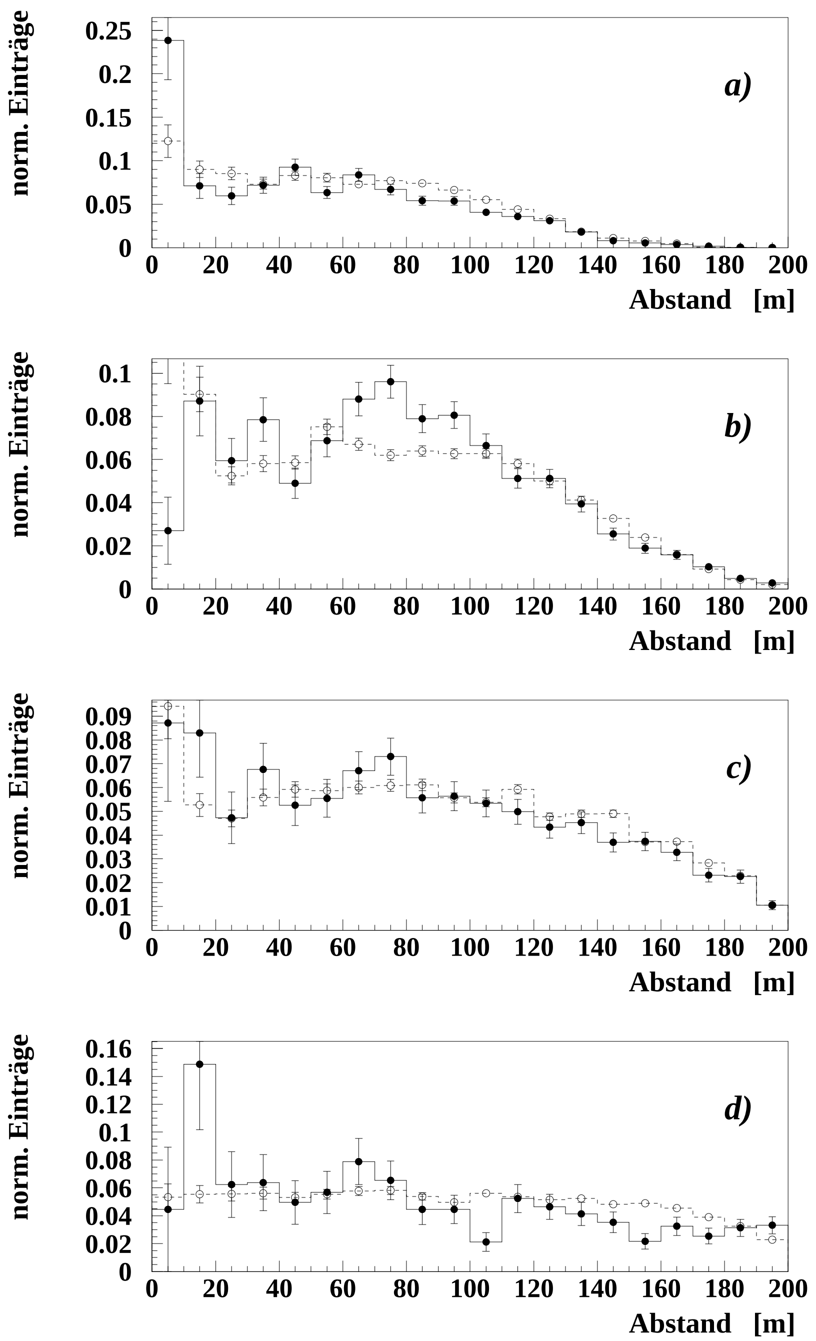

Abbildung 6.15: *Vergleich der Ereignishäufigkeit in Phase 2 in Abhängigkeit des Schauerabstandes vom Systemmittelpunkt für rekonstruierte Energien im Bereich a) 0.5-1 TeV, b) 1.0-2.0 TeV, c) 2.0-5.0 TeV und d) 5.0-15.0 TeV: durchbrochene Linie - Monte-Carlo-Daten, durchgezogene Linie - Meßdaten (korrigiert auf hadronischen Untergrund))*

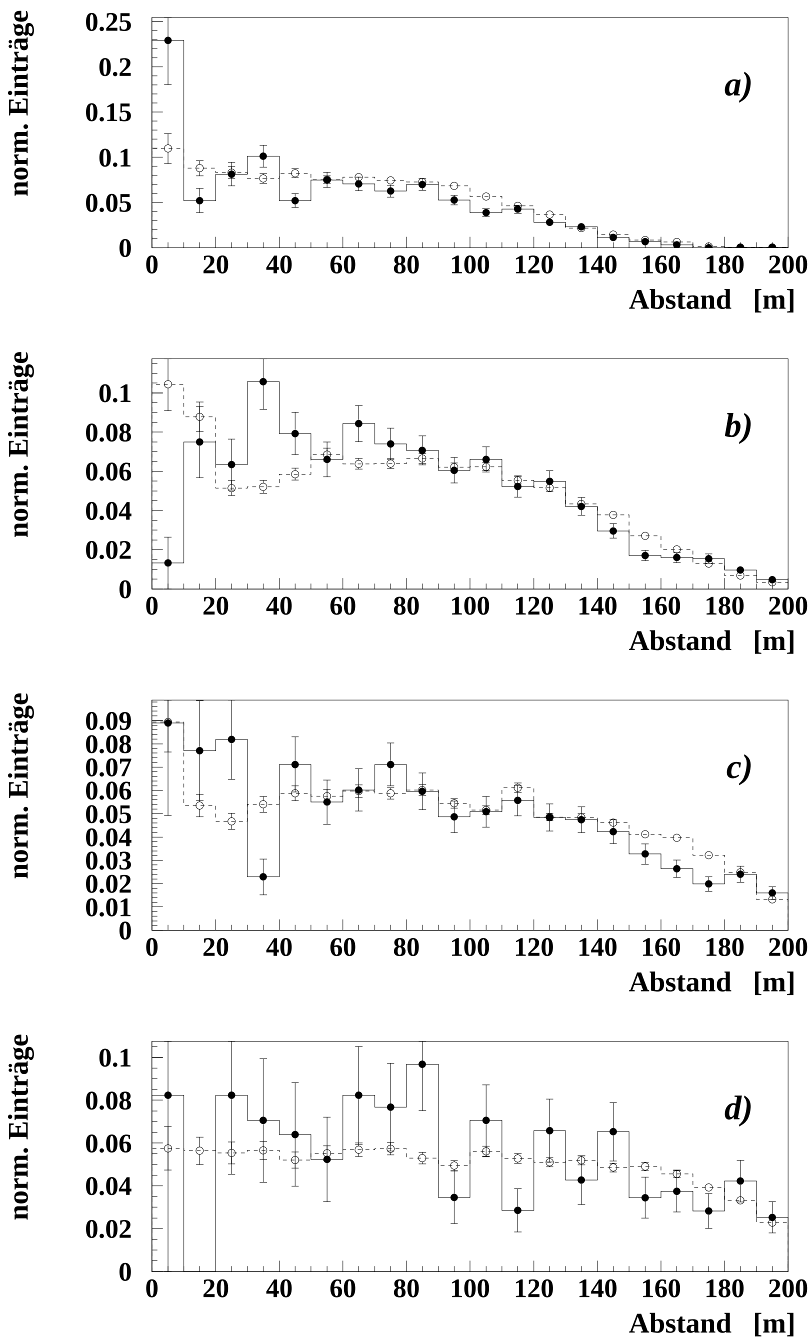

Abbildung 6.16: *Vergleich der Ereignishäufigkeit in Phase 3 in Abhängigkeit des Schauerabstandes vom Systemmittelpunkt für rekonstruierte Energien im Bereich a) 0.5-1 TeV, b) 1.0-2.0 TeV, c) 2.0-5.0 TeV und d) 5.0-15.0 TeV: durchbrochene Linie - Monte-Carlo-Daten, durchgezogene Linie - Meßdaten (korrigiert auf hadronischen Untergrund))*

6.3.2 Das Energiespektrum von Mrk 501

Durch Mittelung über alle Beobachtungsphasen und Zenitwinkel ergibt sich das in Abb. 6.17 abgebildete Spektrum.

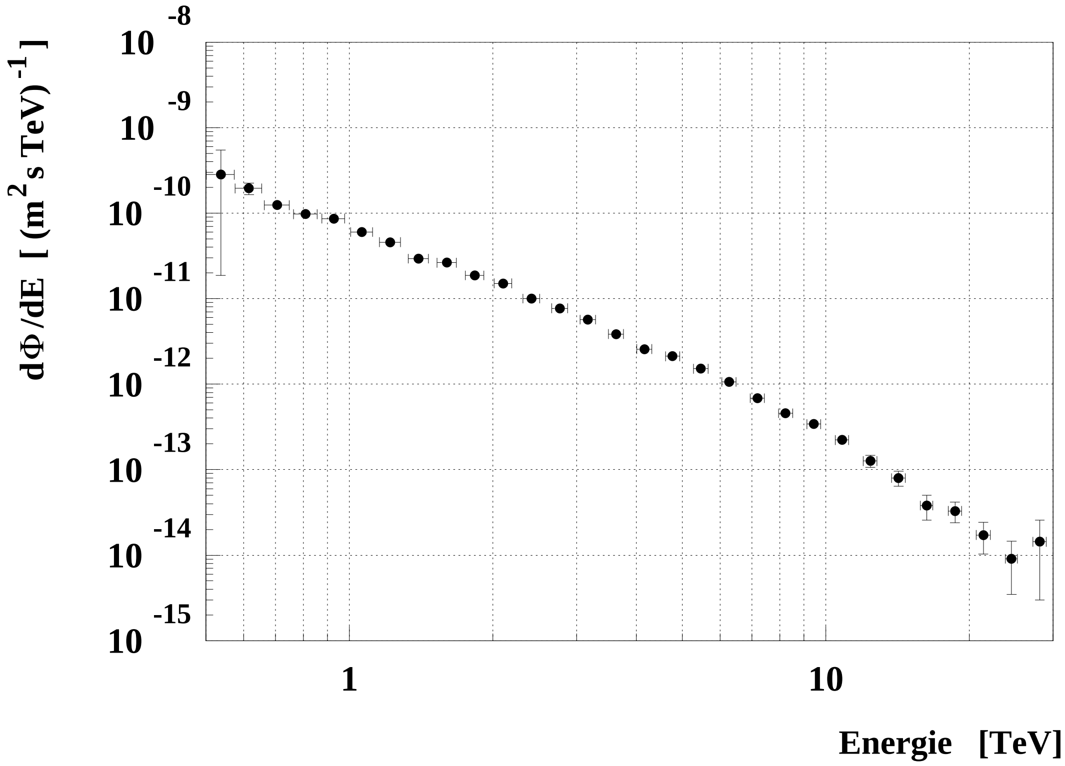

Abbildung 6.17: *Rekonstruiertes Spektrum von Mrk 501 im Zenitwinkelbereich 0°-35°*

Die eingetragenen Fehlerbalken beschreiben die statistischen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Nachweisraten und bei der Berechnung der effektiven Flächen. Mit diesen Fehlergrenzen ist der gekrümmte Verlauf des Spektrums signifikant. In einem kleinen Energieintervall ist die Anpassung einer Potenzfunktion$\sim E^{-\alpha}$ noch eine gute Näherung. In Tabelle 6.3 sind die resultierenden Parameter für die unterschiedlichen Phasen und unterschiedlichen Zenitwinkelbereiche jeweils für Energien zwischen 1 und 5 TeV und zwischen 1 und 10 TeV zusammengestellt. Neben der getrennten Behandlung der Spektren einzelner Phasen und Zenitwinkelintervalle findet sich auch die Anpassung an die Spektren, die durch gewichtete Summation über die Einzelspektren bei den unterschiedlichen Zenitwinkeln einer Phase berechnet wurden sowie die Parameter des Spektrums, das durch entsprechende Summation über die so erhaltenen Spektren der 3 Phasen bestimmt wurde (Abb. 6.17). Der Gewichtungsparameter ist in allen Fällen die jeweilige Meßzeit.

Das Gesamtspektrum über den Zenitwinkelbereich 0°-35° und alle Beobachtungsphasen

Energie	1-5 TeV		1-10 TeV	
	$\Phi(1\ TeV)\ [\frac{10^{-10}}{cm^2\ s\ TeV}]$	α	$\Phi(1\ TeV)\ [\frac{10^{-10}}{cm^2\ s\ TeV}]$	α
Phase 1, 0°-15°	0.67 ±0.04	-2.08 ±0.06	0.72 ±0.03	-2.22 ±0.04
Phase 1, 15°-25°	0.67 ±0.04	-2.21 ±0.07	0.70 ±0.04	-2.28 ±0.05
Phase 1, 25°-35°	0.71 ±0.05	-2.32 ±0.08	0.73 ±0.05	-2.37 ±0.06
Phase 2, 0°-15°	0.96 ±0.06	-2.43 ±0.07	0.99 ±0.05	-2.50 ±0.05
Phase 2, 15°-25°	0.87 ±0.06	-2.27 ±0.08	0.88 ±0.05	-2.31 ±0.05
Phase 2, 25°-35°	1.29 ±0.14	-2.27 ±0.13	1.35 ±0.12	-2.34 ±0.09
Phase 3, 0°-15°	0.44 ±0.04	-2.23 ±0.11	0.46 ±0.04	-2.33 ±0.08
Phase 3, 15°-25°	0.59 ±0.04	-2.19 ±0.09	0.64 ±0.04	-2.36 ±0.06
Phase 3, 25°-35°	0.68 ±0.09	-2.31 ±0.16	0.71 ±0.08	-2.37 ±0.11
Phase 1, 0°-35°	0.68 ±0.02	-2.19 ±0.04	0.72 ±0.02	-2.28 ±0.03
Phase 2, 0°-35°	0.95 ±0.04	-2.34 ±0.05	0.98 ±0.03	-2.39 ±0.03
Phase 3, 0°-35°	0.55 ±0.03	-2.23 ±0.06	0.58 ±0.03	-2.35 ±0.04
Phase 1+2+3, 0°-35°	0.71 ±0.02	-2.23 ±0.03	0.74 ±0.02	-2.32 ±0.02

Tabelle 6.3: *Durch Anpassung eines Potenzgesetzes an das berechnete Spektrum läßt sich dessen differentieller Fluß bei 1 TeV und dessen spektraler Index α jeweils im Energiebereich 1-5 TeV und 1-10 TeV ermitteln. Die Tabelle vergleicht die Ergebnisse für das in einzelnen Phasen und in einzelnen Zenitwinkelbereichen 0°-15°, 15°-25° und 25°-35° bestimmte Spektrum, für das in den einzelnen Phasen im über die Meßzeit gewichteten Mittel über den Zenitwinkelbereich 0°-35° erhaltene Spektrum und für das Gesamtspektrum, das durch die über die Meßzeit gewichtete Mittelung über alle Einzelphasen und Zenitwinkel bestimmt wurde.*

läßt sich im Energiebereich 1-10 TeV durch ein Potenzgesetz der Form

$$\Phi(E) = (0.74 \pm 0.02) \cdot E^{-2.32\pm0.02} \quad \frac{10^{-10}}{cm^2\ s\ TeV}$$

annähern. Für die Einzelresultate in Phase 1 und 3 stimmen die Parameter der Anpassung innerhalb der angegebenen Fehler gut überein. Das gilt auch für die Ergebnisse in Phase 2 mit Ausnahme der Berechnung für das Zenitwinkelintervall 0°-15°. Hier zeigt sich ein deutlich steilerer Abfall des Spektrums, der allerdings auch bei detaillierten Untersuchungen stabil bleibt. Ein Verzicht auf dieses Datenintervall ändert die mittleren Anpassungs-Parameter für Phase 2 bzw. die mittleren Parameter des gesamten Datensatzes auf die in Tabelle 6.4 gegebenen Werte.

Energie	1-5 TeV		1-10 TeV	
	$\Phi(1\ TeV)$ $[\frac{10^{-10}}{cm^2\ s\ TeV}]$	α	$\Phi(1\ TeV)$ $[\frac{10^{-10}}{cm^2\ s\ TeV}]$	α
Phase 2, 0°-35°	0.95 ±0.05	-2.25 ±0.06	0.98 ±0.05	-2.31 ±0.05
Phase 1+2+3, 0°-35°	0.69 ±0.02	-2.19 ±0.03	0.72 ±0.02	-2.29 ±0.02

Tabelle 6.4: *Differentieller Fluß bei 1 TeV und dessen spektraler Index α analog berechnet wie in Tabelle 6.3, allerdings unter Verzicht auf die Meßergebnisse in Phase 2 bei Zenitwinkeln 0°-15° bei der Mittelung.*

6.4 Systematische Tests des Spektrums

Die Abhängigkeit des so erhaltenen Spektrums von den einzelnen Parametern der Energierekonstruktion kann untersucht werden, indem der energieabhängige Quotient

$$q_{Fluß} = \frac{\Phi_x(E)}{\Phi_0 E}$$

berechnet wird. Dabei bezeichnet $\Phi_0(E)$ den oben berechneten und $\Phi_x(E)$ den mit variiertem Parameter x erhaltenen spektralen Verlauf des Flusses.
In diesem Abschnitt werden die einzelnen Effekte beschrieben, eine Diskussion schließt sich im nächsten Abschnitt an.

6.4.1 Bestimmung der effektiven Flächen

Nach Abschnitt 5.3.2 hängt die Rekonstruktionsqualität des Spektrums nur schwach von der Wahl des spektralen Index α_{seff} ab, mit dem die Verteilung der Ereignisse in Abhängigkeit der Energie bei der Berechnung der effektiven Flächen S''_{eff} gewichtet werden. Tabelle 6.5 stellt für variierte Werte von α_{seff} den für das rekonstruierte Mrk 501-Spektrum durch Anpassung einer Potenzkurve im Energiebereich 1-5 TeV bzw. 1-10 TeV erhaltenen Wert von α_{rec} und Φ_{rec}(1 TeV) dar.

Selbst für Abweichungen des Index α_{seff} von dem nominell angenommen Wert -2.3 um ±0.6 variiert der rekonstruierte Mrk 501-Fluß im Bereich 1-10 TeV nicht stärker, als bereits durch die statistischen Fehler angegeben ist. Abb. 6.18.a bzw. 6.18.b zeigt die Abhängigkeit des Quotienten $q_{Fluß} = \Phi_{2.0}/\Phi_0$ bzw. $q_{Fluß} = \Phi_{2.6}/\Phi_0$ von der Energie, wobei der Fluß $\Phi_{2.0}$ bzw. $\Phi_{2.6}$ mit effektiven Flächen bei einer Gewichtung mit $\alpha_{seff} = -2.0$ bzw. $\alpha_{seff} = -2.6$ berechnet wurde.

Unterschiede im spektralen Verlauf treten nur im Bereich unterhalb etwa 1 TeV auf: Bei Verwendung einer Gewichtung α_{rec}=-2.0 ergibt sich bei 0.7 TeV ein um 5%, bei 0.5 TeV ein um 10% niedrigerer Fluß als für Φ_0 erhalten. Bei einer Gewichtung mit α_{rec}=-2.6 ergibt sich bei 0.5 TeV ein um 5% höherer Fluß als für Φ_0 berechnet.

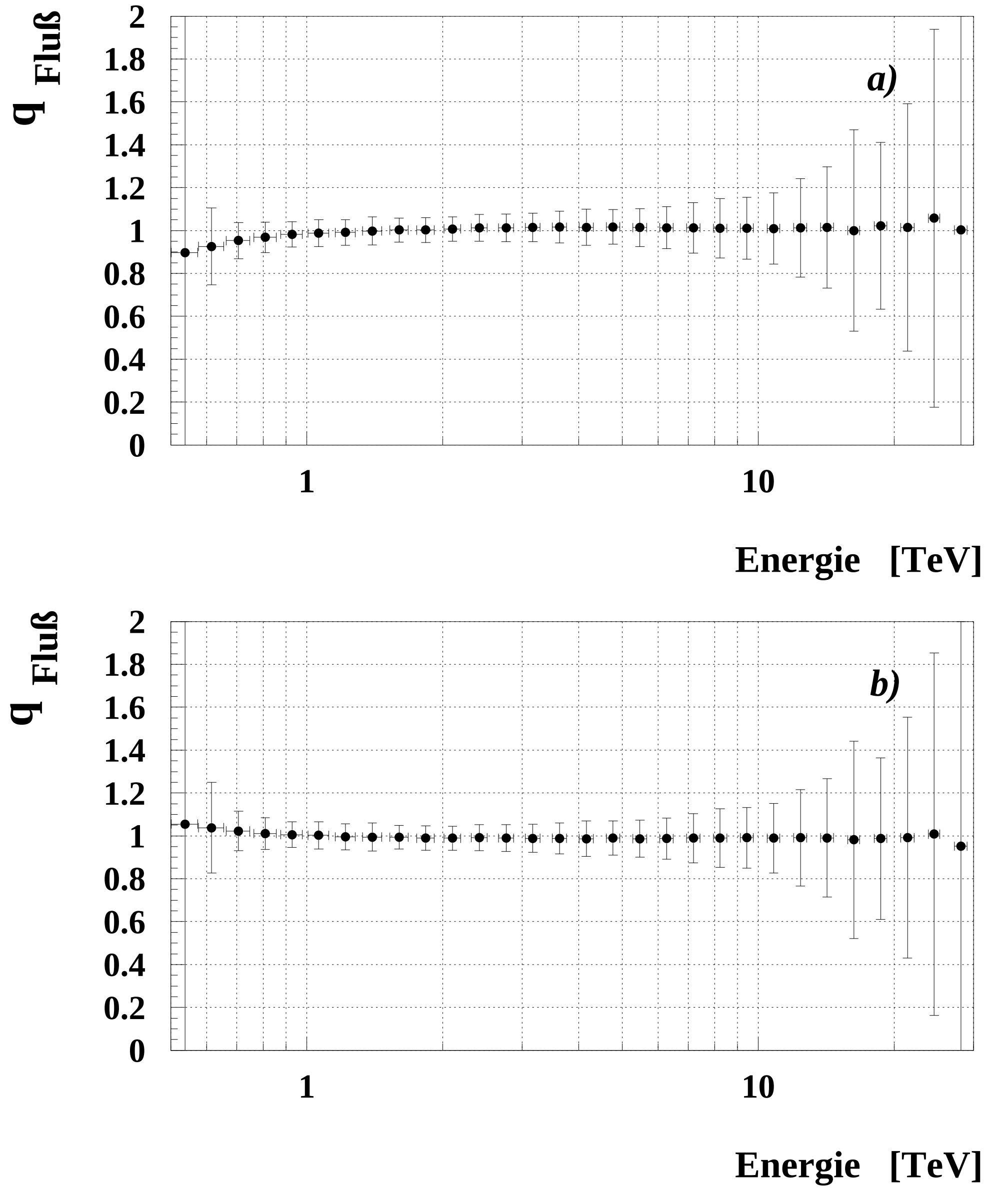

Abbildung 6.18: *Darstellung des Quotienten a)* $q_{Fluß} = \Phi_{2.0}/\Phi_0$ *und b)* $q_{Fluß} = \Phi_{2.6}/\Phi_0$ *in Abhängigkeit von der Energie;* $\Phi_{2.0}$ // $\Phi_{2.6}$ // Φ_0 *ist mit effektiven Flächen berechnet, bei denen die Ereignisverteilung nach der Energie mit* α_{rec}*=-2.0 // -2.6 // -2.3 gewichtet wurden.*

Energie	1-5 TeV		1-10 TeV	
α_{seff}	$\Phi_{rec}(1\ TeV)\ [\frac{10^{-10}}{cm^2\ s\ TeV}]$	α_{rec}	$\Phi_{rec}(1\ TeV)\ [\frac{10^{-10}}{cm^2\ s\ TeV}]$	α_{rec}
-1.7	0.70 $\pm$0.02	-2.18 $\pm$0.03	0.74 $\pm$0.02	-2.28 $\pm$0.02
-2.0	0.70 $\pm$0.02	-2.20 $\pm$0.03	0.74 $\pm$0.02	-2.29 $\pm$0.02
-2.3	0.71 $\pm$0.02	-2.21 $\pm$0.03	0.75 $\pm$0.02	-2.30 $\pm$0.02
-2.6	0.71 $\pm$0.02	-2.23 $\pm$0.03	0.75 $\pm$0.02	-2.31 $\pm$0.02
-2.9	0.71 $\pm$0.02	-2.24 $\pm$0.03	0.74 $\pm$0.02	-2.32 $\pm$0.02

Tabelle 6.5: *Differentieller Fluß bei 1 TeV und spektraler Index α_{rec} des Mrk 501-Spektrums, rekonstruiert mit effektiven Flächen mit unterschiedlicher Gewichtung der Ereignisse (Potenzgesetz mit Index α_{seff}*

Um die Auswirkung der in Abschnitt 6.3.1 aufgezeigten Unter- bzw. Überschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Luftschauern unter bzw. über etwa 100 m Entfernung vom Systemmittelpunkt durch die Simulation abzuschätzen, wurde die Berechnung des Mrk 501 Flusses in zwei Abstandsbereichen durchgeführt: Zur Berechnung des Flusses Φ_{0-100} wurden nur Schauer akzeptiert, die weniger als 100 m von CT3 entfernt waren, der Fluß $\Phi_{100-200}$ wurde ausschließlich mit Ereignissen im Abstandsintervall 100-200 m um CT3 bestimmt. Abb. 6.19 zeigt den Quotienten $q_{Fluß} = \Phi_{0-100}/\Phi_0$ und $q_{Fluß} = \Phi_{100-200}/\Phi_0$.

Ist die Flußberechnung auf den Entfernungsbereich bis 100 m beschränkt, so liegt der rekonstruierte Fluß Φ_{0-100} im gesamten Energiebereich um 26% höher als Φ_0. Werden nur Schauer im Bereich 100-200m um CT3 akzeptiert, so liegt der Fluß $\Phi_{100-200}$ 6% niedriger als Φ_0. In beiden Fällen ändert sich der spektrale Verlauf des rekonstruierten Flusses Φ_{0-100} bzw. $\Phi_{100-200}$ nicht gegenüber Φ_0: Die Anpassung einer Geraden an $q_{Fluß}$ liefert für Φ_{0-100} $q_{Fluß} = (1.26 \pm 0.04) + (0.00 \pm 0.01) \cdot E$ und für $\Phi_{100-200}$ $q_{Fluß} = (0.94 \pm 0.03) + (0.002 \pm 0.007) \cdot E$.

6.4.2 Selektion der Daten

Bei der in Abschnitt 6.1 beschriebene Auswahl der Meßdaten wurden bislang alle Meßläufe für die weitere Analyse akzeptiert, die ohne schwere Störungen des Meßablaufs (z.B. Ausfall eines Teleskops) und bei guten Wetterbedingungen (Luftfeuchtigkeit $< 90°$ und keine Wolken im Beobachtungsfeld) durchgeführt wurden. Insbesondere die Abschätzung der Wetterlage ist aber bislang von den subjektiven Kriterien des Observationspersonals abhängig. Eine Korrelation der mittleren Triggerrate des Systems mit objektiv gemessenen Parametern wie Luftfeuchtigkeit, Windgeschwindigkeit und Richtung konnte bisher nicht gefunden werden. Die folgende feinere Unterteilung der akzeptierten Meßläufe in drei Qualitätsstufen ist also als eine grobe Abschätzung zu verstehen:

1. sehr klare Sicht und Luftfeuchtigkeit unter 70%

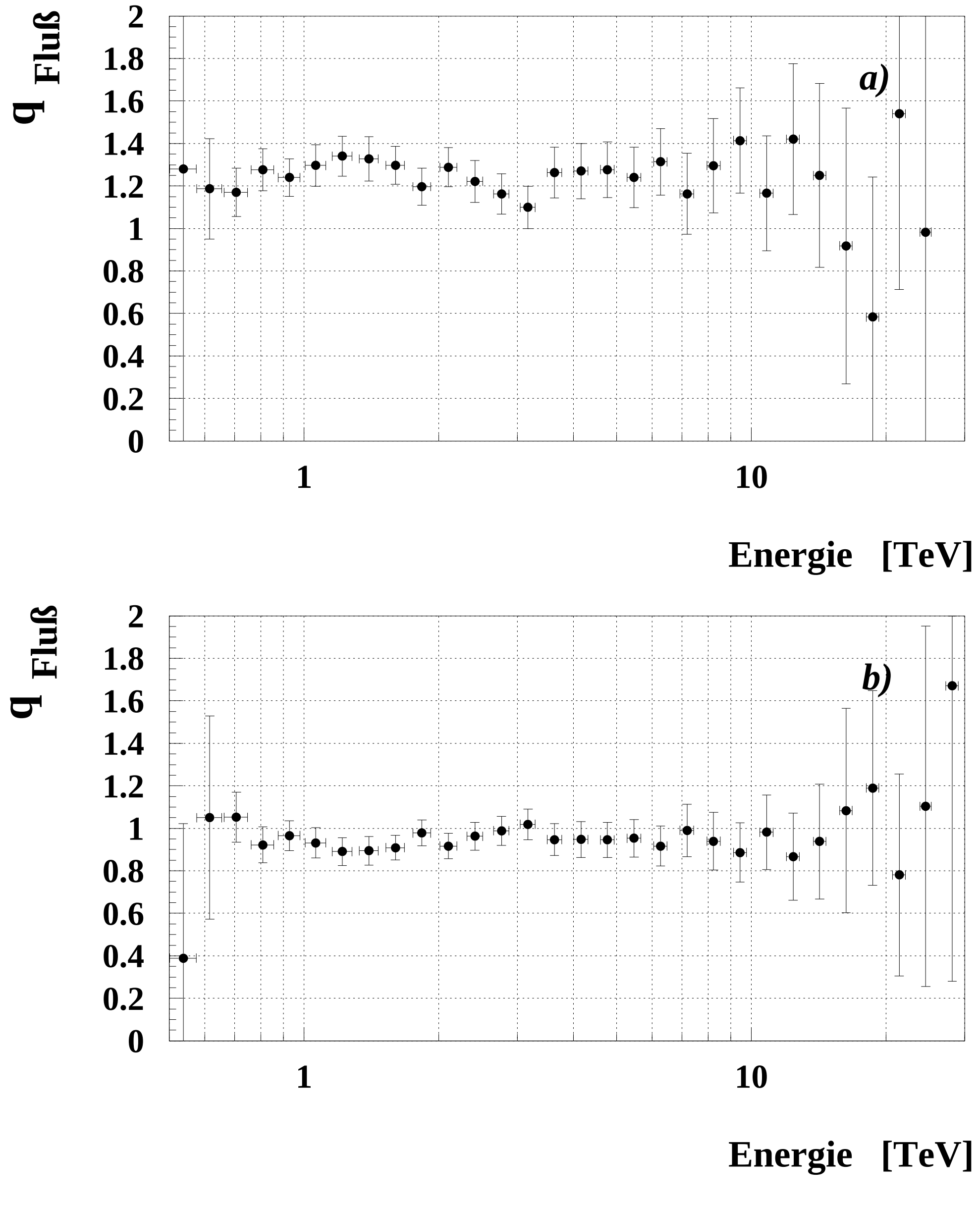

Abbildung 6.19: *Darstellung des Quotienten a)* $q_{Fluß} = \Phi_{0-100}/\Phi_0$ *und b)* $q_{Fluß} = \Phi_{100-200}/\Phi_0$ *in Abhängigkeit von der Energie;* Φ_{0-100} // $\Phi_{100-200}$ // Φ_0 *ist für einen Akzeptanzbereich von Schauern im Abstand* < 100 *m* // $100 - 200$ *m* // < 200 *m um CT3 berechnet.*

2. klare Sicht und Luftfeuchtigkeit unter 70% und leichte Beeinträchtigung durch Staub in der Atmosphäre oder starken Wind (>5m/s)
3. relativ klare Sicht und Beeinträchtigung durch Luftfeuchtigkeit über 70% oder hohe Wolkenfelder, die vielleicht (unbemerkt!) auch die Beobachtungsregion durchlaufen

In Abb. 6.20.a bzw. Abb. 6.20.b wird anhand des Quotienten $q_{Fluß}$ der Einfluß auf die Rekonstruktion des Spektrums abgeschätzt, wenn nur Runs der Qualität 1 oder 2 (Meßzeit 86.7 h) bzw. nur Runs der Qualität 1 (Meßzeit 69.1 h) in die Analyse eingehen.

Die Anpassung einer Geraden liefert für 6.20.a $q_{Fluß} = (1.00{\pm}0.02) + (0.001{\pm}0.007) \cdot E$ und für 6.20.b $q_{Fluß} = (0.93{\pm}0.02) + (0.001{\pm}0.007) \cdot E$. In beiden Fällen nimmt die Selektion der Runs also keinen Einfluß auf die Form des Spektrums. Bei Einschränkung der Analyse auf Runs der Qualität 1 oder 2 ändert sich auch der Fluß relativ zum Gesamtdatensatz nicht. Eine Einschränkung auf Runs der Qualität 1 liefert dagegen einen um 7% niedrigeren Fluß. Das läßt sich mit der starken Variabilität der Emission von Mrk 501 (Abb. 6.3) leicht erklären: Ein merklicher Teil der verworfenen Meßläufe der Qualität 2 oder 3 fielen in eine Periode erhöhter Aktivität der Quelle (z.B. wurden mehrere Runs während des Zeitraums MJD=50570 bis MJD=50580 verworfen), damit reduziert sich der über die ganze Meßphase gemittelte Gesamtfluß.
Innerhalb des verwendeten Datensatzes läßt sich durch weitere Selektion der Meßläufe nach strengerer Bewertung der Wetterbedingungen keine Änderung des in Abschnitt 6.3.2 berechneten Spektrums erkennen.

6.4.3 Stabilität des Spektrums unter Variation der Schnittparameter

Systematische Änderungen des Spektrums können auch durch die verwendeten Schnitte bei der Energierekonstruktion bewirkt werden. In diesem Abschnitt wird dies durch Variation der Parameter *minimal geforderte Gesamtlichtmenge L, Abstand des Schauers vom Einzelteleskop, Schnitt auf Ereignisse am Rand der Kamera* und *Anzahl der beteiligten Teleskope* untersucht.

Schnitt auf minimale Gesamtamplitude L

Fluktuationen in der Gesamtamplitude machen sich bei kleinen Werten von L am stärksten bemerkbar. Der Einfluß dieser Schwankungen kann untersucht werden, indem man für die Berechnung des Spektrums nur solche Teleskope für die Energierekonstruktion verwendet, die eine gesetzte L-Schwelle überschreiten, und das Ergebnis mit dem Fluß Φ_0(E) vergleicht. Abb. 6.21.a bzw. Abb. 6.21.b zeigt den Verlauf von $q_{Fluß}$ für ein mit L >50 (Φ_{50}) bzw. L >100 (Φ_{100}) berechnetes Spektrum.

Die Geradenanpassung liefert für Φ_{50} $q_{Fluß} = (1.02 \pm 0.02) - (0.003 \pm 0.006) \cdot E$ und für Φ_{100} $q_{Fluß} = (1.03 \pm 0.03) - (0.005 \pm 0.007) \cdot E$. Der Verlauf von Φ_0(E) wird also auch nach Anwendung der Schnitte auf L sehr gut reproduziert.

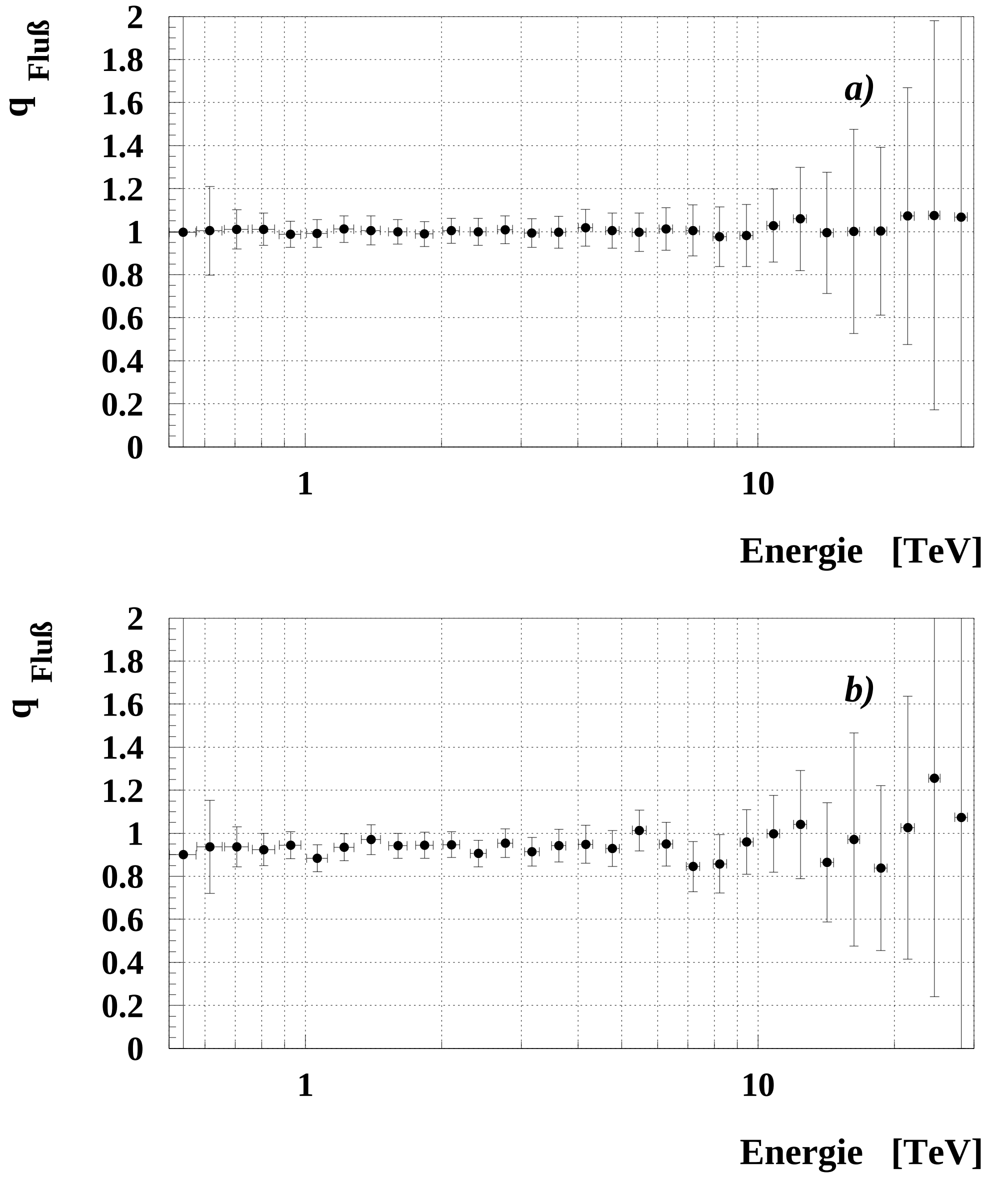

Abbildung 6.20: *Darstellung des Quotienten a) $q_{Fluß} = \Phi_{12}/\Phi_0$ und b) $q_{Fluß} = \Phi_1/\Phi_0$ in Abhängigkeit von der Energie; Φ_1 // Φ_{12} // Φ_0 ist für Runs der Qualität 1 // 1 oder 2 // 1, 2 oder 3 berechnet*

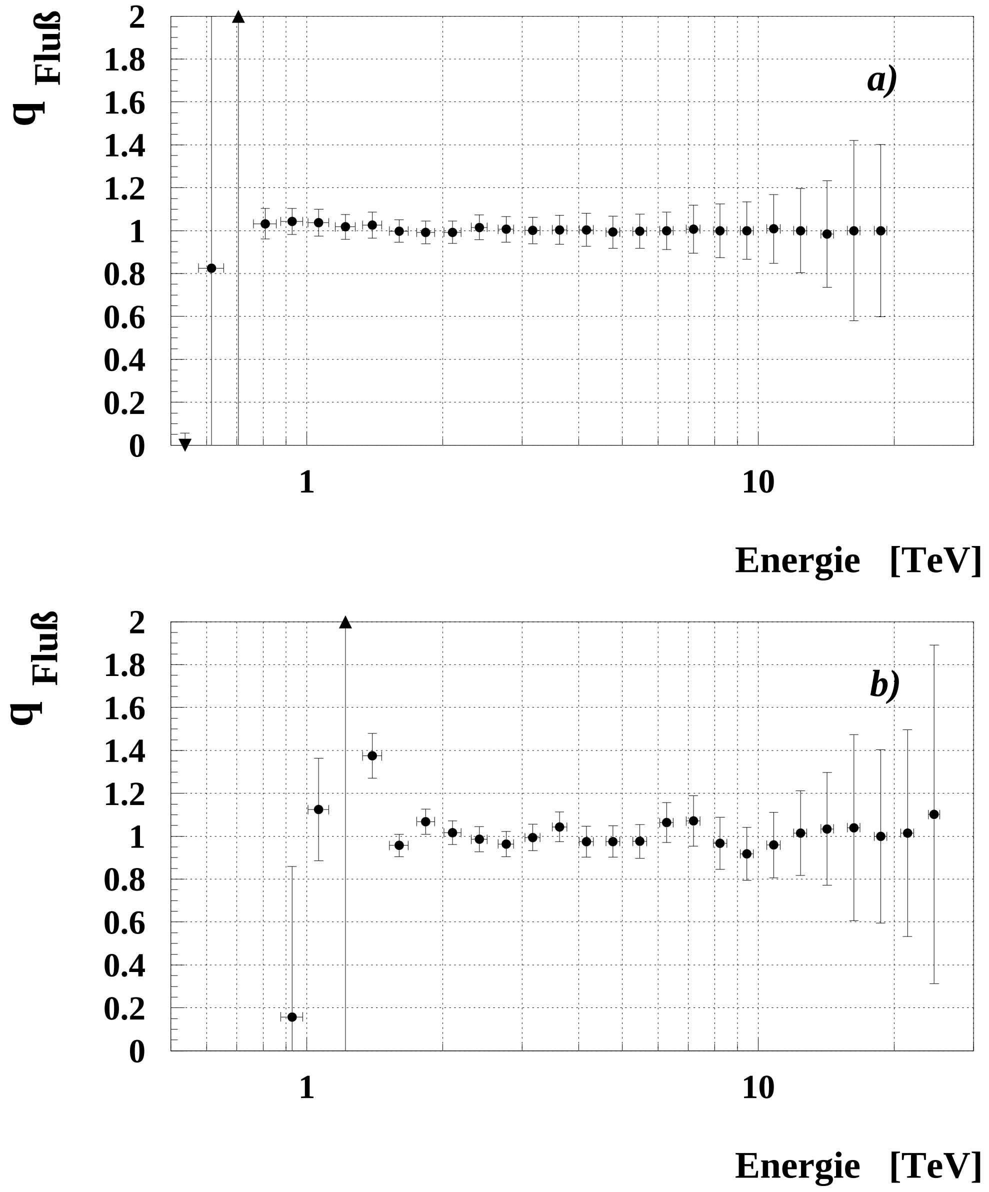

Abbildung 6.21: *Darstellung des Quotienten a)* $q_{Fluß} = \Phi_{50}/\Phi_0$ *und b)* $q_{Fluß} = \Phi_{100}/\Phi_0$ *in Abhängigkeit von der Energie; der Fluß* Φ_{50} *//* Φ_{100} *//* Φ_0 *wurde bei einem Schnitt auf L >50 // L >100 // kein Schnitt auf L berechnet*

Schnitt auf die Schauerentfernung vom Einzelteleskop

Wenn für die Energierekonstruktion nur Information aus Teleskopen verwendet wird, die höchstens 150 m von der Schauerachse entfernt sind, ergibt sich nach Tab. 5.1 bei Energien oberhalb etwa 10 TeV eine deutlich bessere Rekonstruktion. In diesem Energiebereich wird eine zunehmende Zahl von Schauern am Rand der Kamera abgebildet. Bei einer mittleren Lage des Schauermaximums in 6 km Höhe über der Teleskopebene werden durch den Schnitt auf $d_{sgl} < 150$ m nur Schauer akzeptiert, deren Bildschwerpunkt weniger als 1.4° von der Quellposition entfernt liegt, maximal also 1.9° vom Kamerazentrum entfernt. Die Wahrscheinlichkeit für einen Informationsverlust aufgrund abgeschnittener Kamerabilder wird somit verringert. In Abb. 6.22.a wird der mit diesem Schnitt berechnete Fluß Φ_{150} mit dem Fluß Φ_0 verglichen. Es ergibt sich mit $q_{Fluß} = (1.04 \pm 0.02) - (0.003 \pm 0.006) \cdot E$ eine sehr gute Übereinstimmung.
Werden nur Bilder von den Teleskopen zur Energierekonstruktion herangezogen, die mindestens 70 m aber höchstens 200 m von der Schauerachse entfernt sind, so werden nahezu keine Ereignisse akzeptiert, deren Schauerachse in der Nähe ($\pm 60\ m$) der Verbindungslinie zweier Teleskope die Beobachtungsebene schneidet (Ausnahme: Ereignisse zwischen CT4 und CT6). Die Schauergeometrie solcher Ereignisse sollte tendenziell schlechter rekonstruiert sein. Allerdings unterscheidet sich der so berechnete Fluß Φ_{70-200} praktisch nicht von Φ_0: $q_{Fluß} = (1.00 \pm 0.02) - (0.002 \pm 0.006) \cdot E$ (Abb. 6.22.b).

Schnitt auf die Lage des Bildschwerpunktes

Um zu untersuchen, inwieweit Schauer, deren Bildschwerpunkt am Rand der Kamera abgebildet wird, die Flußbestimmung beeinflussen, wurde sowohl für die Bestimmung der Schauergeometrie als auch für die Energierekonstruktion nur die Information der Teleskope verwendet, bei denen der Bildschwerpunkt *cog* näher als 1.7° vom Kamerazentrum entfernt lag. Der Vergleich des so berechneten Spektrums $\Phi_{1.7}$ mit Φ_0 in Abb. 6.23 liefert keinen Unterschied: Die Anpassung einer Geraden ergibt $q_{Fluß} = (0.99 \pm 0.02) - (0.005 \pm 0.006) \cdot E$.

Schnitt auf die Anzahl der Teleskope

Mit der Anzahl der getriggerten Teleskope steigt nach Abschnitt 5.1 die Qualität, mit der die Schauergeometrie bei gegebener Energie berechnet wird. Das überträgt sich auf die Bestimmung der Schauerenergie, wenn nur Ereignisse akzeptiert werden, in denen mindestens 3 oder 4 Teleskope für die Energierekonstruktion zur Verfügung stehen. Die entsprechend berechneten Spektren Φ_3 bzw. Φ_4 werden in Abb. 6.24.a bzw. Abb. 6.24.b mit dem Fluß Φ_0 verglichen.

Die Anpassung einer Geraden im Energiebereich 1.5-30.0 TeV in Abb. 6.24.a liefert $q_{Fluß} = (1.04 \pm 0.03) - (0.002 \pm 0.007) \cdot E$, Energien unterhalb 1.5 TeV sind ausgenommen, da sich

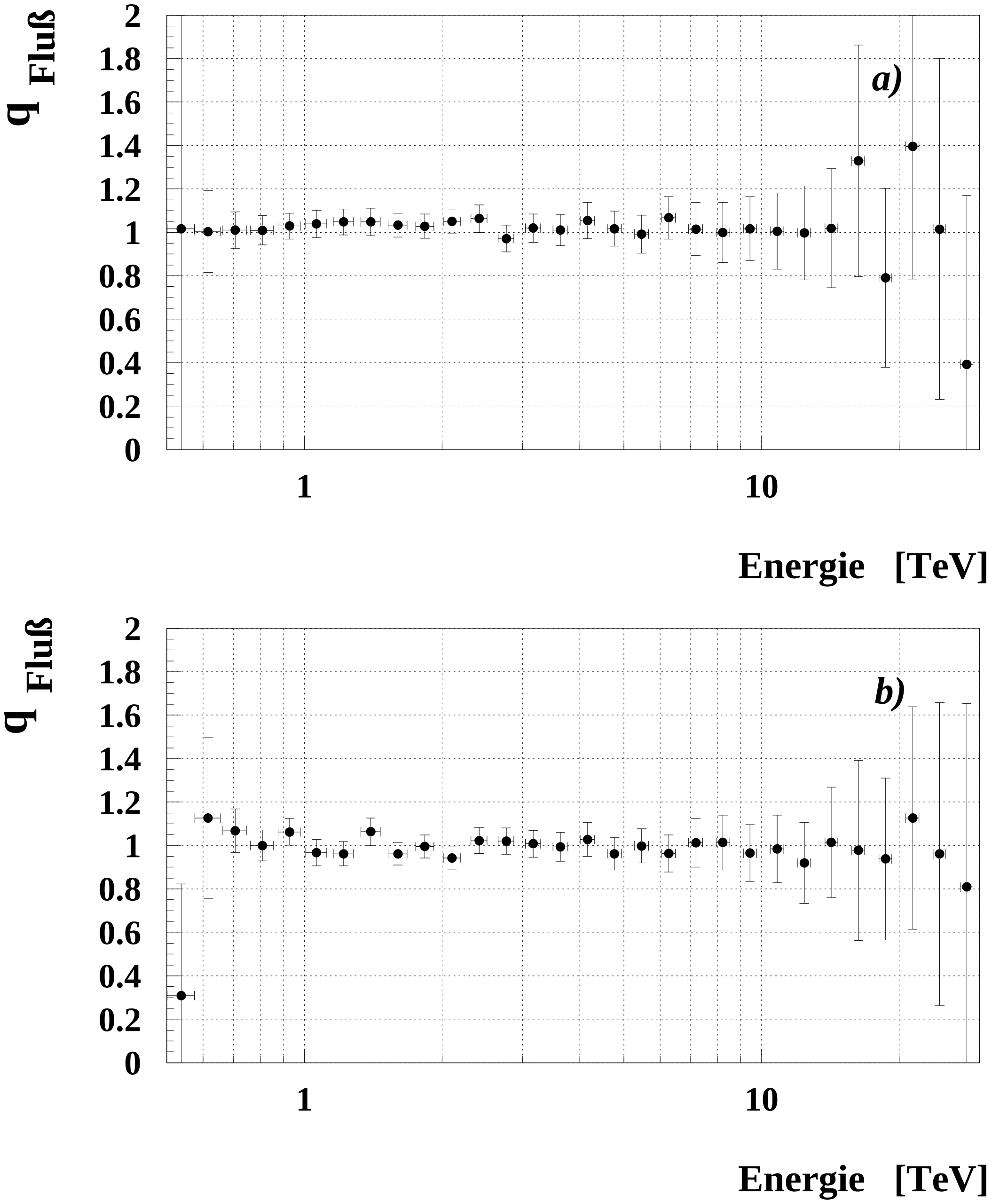

Abbildung 6.22: *Darstellung des Quotienten a)* $q_{Fluß} = \Phi_{150}/\Phi_0$ *und b)* $q_{Fluß} = \Phi_{70-200}/\Phi_0$ *in Abhängigkeit von der Energie; der Fluß* Φ_{150} // Φ_{70-200} // Φ_0 *wurde bei einem Schnitt auf* $d_{sgl} < 150\ m // 70\ m < d_{sgl} < 200\ m // d_{sgl} < 200\ m$ *berechnet.*

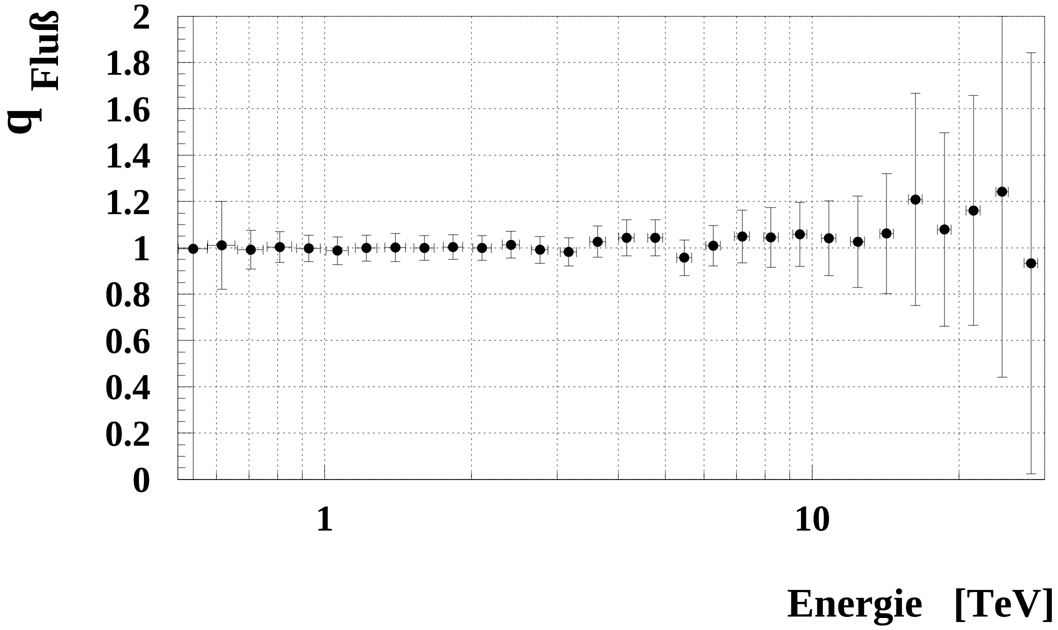

Abbildung 6.23: *Darstellung des Quotienten* $q_{Fluß} = \Phi_{1.7}/\Phi_0$ *in Abhängigkeit von der Energie; der Fluß* $\Phi_{1.7}$ *wurde bei einem Schnitt auf* $cog < 1.7$ *berechnet.*

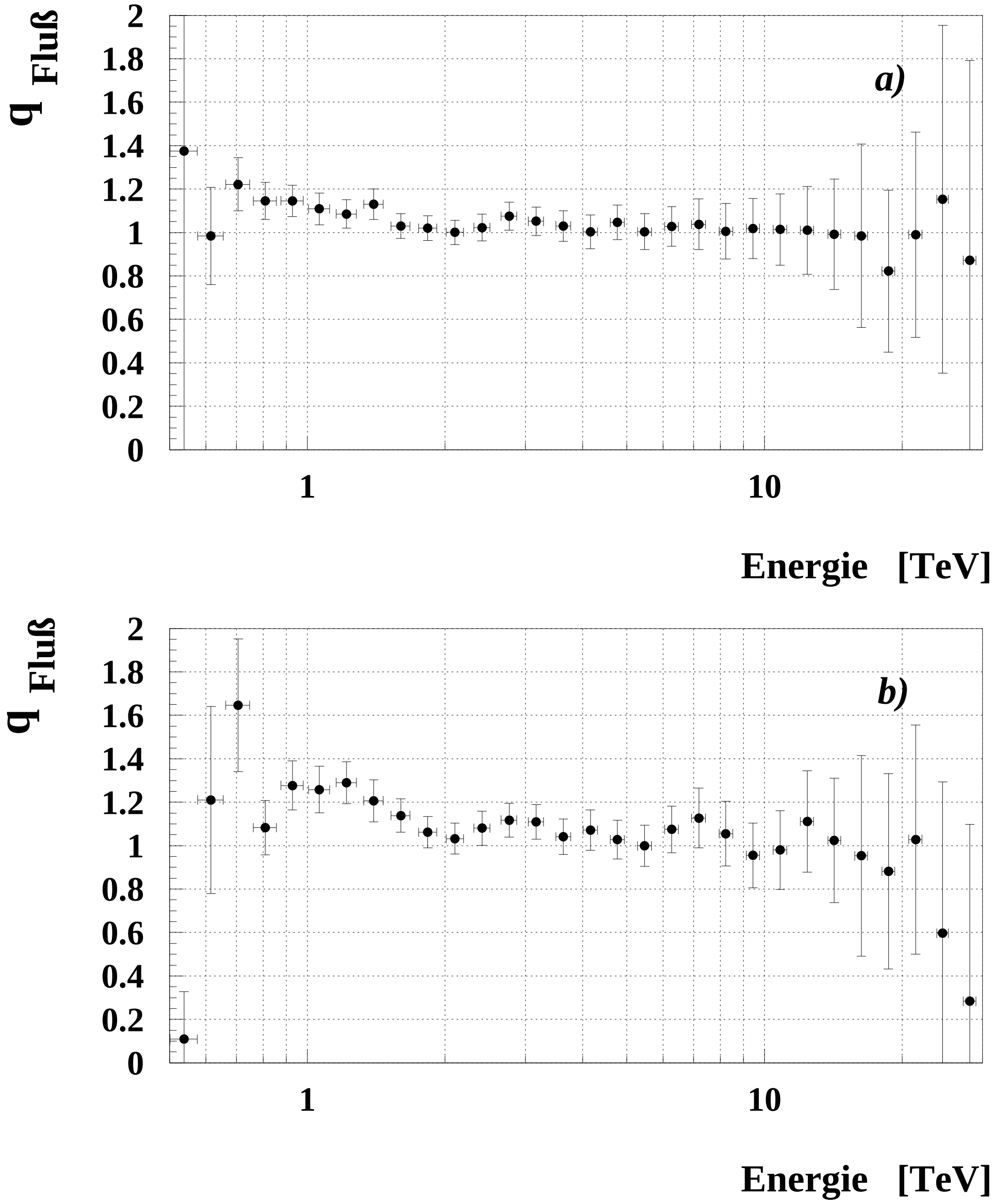

Abbildung 6.24: *Darstellung des Quotienten a) $q_{Fluß} = \Phi_3/\Phi_0$ und b) $q_{Fluß} = \Phi_4/\Phi_0$ in Abhängigkeit von der Energie; der Fluß Φ_3 // Φ_4 // Φ_0 wurde bei einem Schnitt auf mindestens 3 // 4 // 2 für die Energierekonstruktion verwendete Teleskope berechnet.*

hier eine Abweichung des Flusses Φ_3 von Φ_0 um +15% andeutet. Diese Tendenz ist in Abb. 6.24.b mit einer mittleren Abweichung des Flusses Φ_4 von Φ_0 unterhalb 1.7 TeV von ca. 20% stärker zu erkennen, eine Gerade wurde daher nur im Bereich 1.7-30.0 TeV angepaßt: $q_{Fluß} = (1.09 \pm 0.04) - (0.01 \pm 0.01) \cdot E$.
Die Forderung nach 3 oder sogar 4 getriggerten Teleskopen ist bei kleinen Energien desto eher erfüllt, je näher der Schauer am Systemmittelpunkt liegt. Nach Abschnitt 6.4.1 ist die Abweichung von Φ_0 bei kleinen Energien also zu erwarten. Bei höheren Energien zeigt sich dagegen keine Veränderung gegenüber Φ_0.

6.4.4 Test des Spektrums bei Energien <1 TeV und >10 TeV

Dieser Abschnitt untersucht den spektralen Verlauf bei Energien im Bereich der effektiven Energieschwelle des Systems und am hochenergetischen Ende des Spektrums oberhalb 10 TeV.

Ein Test des berechneten Mrk 501-Spektrums im Bereich unterhalb der effektiven Energieschwelle des Systems kann durchgeführt werden, indem der mit einer deutlich über der Hardwareschwelle gesetzten Softwareschwelle[1] berechnete Fluß mit dem berechneten Fluß Φ_0 (Hardwareschwelle 10 Photoelektronen in Phase 1 und 2 bzw. 8 in Phase 3) verglichen wird. Dann fällt der neu gesetzte Schwellenbereich in einen Energiebereich, in dem der Fluß Φ_0 nicht mehr von Schwelleneffekten dominiert ist und somit als Referenz dienen kann (als beste Abschätzung für den tatsächlichen Mrk 501-Fluß). Das so ermittelte Sub-Schwellenverhalten kann dann auf den Verlauf von Φ_0 übertragen werden.
Die Abhängigkeit des Quotienten $q_{Fluß}$ von der Energie ist für eine Flußbestimmung Φ_{15} bzw. Φ_{30} mit der Softwareschwelle $q_0 = 15$ Photoelektronen bzw. $q_0 = 30$ Photoelektronen in Abb. 6.25.a bzw. Abb. 6.25.b dargestellt.

Der Fluß Φ_{15} kann im Energiebereich 0.5-30 TeV durch eine Gerade $q_{Fluß} = (1.04 \pm 0.04) - (0.02 \pm 0.01) \cdot E$ beschrieben werden, für den Fluß Φ_{30} ergibt sich im Energiebereich 1.7-30 TeV die Anpassung $q_{Fluß} = (1.10 \pm 0.07) - (0.00 \pm 0.01) \cdot E$ Für Φ_{15} zeichnet sich bei Energien unterhalb ≈ 1.2 TeV für Φ_{15} eine leichte Änderung im spektralen Verlauf gegenüber Φ_0 ab. Ein signifikanterer Effekt in gleicher Richtung tritt bei Φ_{30} für Energien unter ≈ 1.7 TeV ein. Hier wird das tatsächliche (Referenz-) Spektrum offensichtlich unterschätzt, d.h. die effektive Fläche S''_{eff} korrigiert den Verlust von Ereignissen bei der Berechnung des Spektrums in diesem Energiebereich nicht richtig. Wenn es sich um einen systematischen Effekt handelt, ist abzuschätzen, in welchem Energiebereich der Φ_0-Verteilung sich diese Fehlberechnung auswirkt.
Die effektive Energieschwelle des Systems für die Beobachtung von Mrk 501 kann nach Abschnitt 5.3.1 bestimmt werden, indem die effektive Fläche mit einem Spektrum $\Phi \sim E^{-2.2}$ gefaltet wird, welches den Mrk 501-Fluß im Bereich 1-5 TeV gut beschreibt (s. Tab. 6.3).

[1]Das Ereignis wird für die Energierekonstruktion verworfen, wenn die Signalamplitude mindestens eines der am Hardware-Trigger beteiligten Teleskope nicht in zwei benachbarten Kanälen über der gesetzten Softwareschwelle liegt.

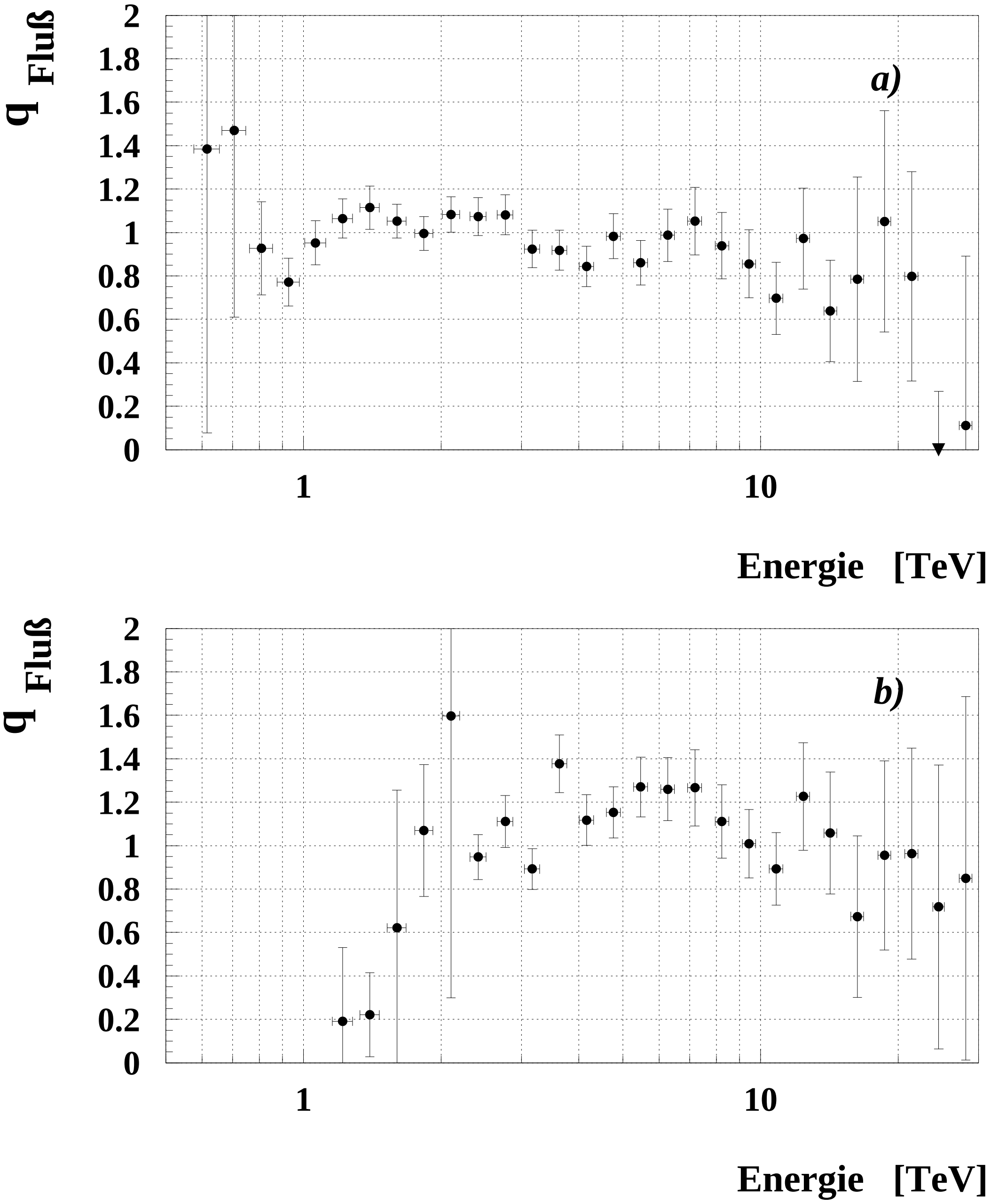

Abbildung 6.25: *Darstellung des Quotienten a) $q_{Fluß} = \Phi_{15}/\Phi_0$ und b) $q_{Fluß} = \Phi_{30}/\Phi_0$ in Abhängigkeit von der Energie; der Fluß Φ_{15} // Φ_{30} // Φ_0 wurde bei einer Software-Schwelle q_0 = 15 // 30 // 10 (8) Photoelektronen berechnet*

Der Einfachheit halber wurde für die Berechnung nur die in Phase 1 bestimmte effektive Fläche S_{eff} bei 20° Zenitwinkel verwendet (nach Tab. 6.1 entfällt auf dieses Dateninter-vall 22% der gesamten Beobachtungszeit). Abb. 6.26 zeigt das Ergebnis der Berechnung für die nominelle Hardwareschwelle von 10 Photoelektronen und für die Softwareschwellen 15 Photoelektronen bzw. 30 Photoelektronen.

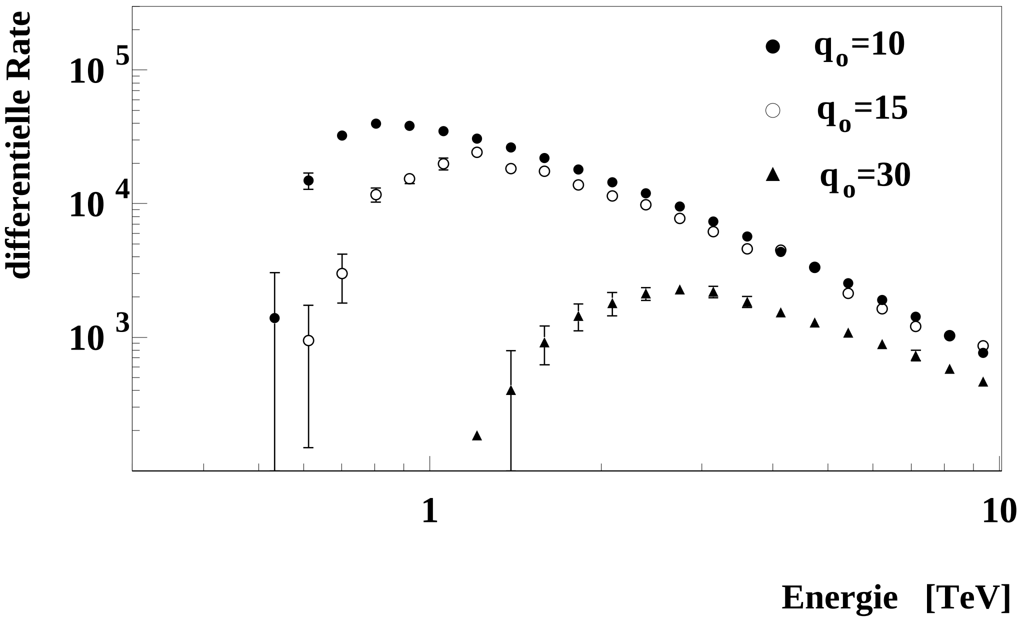

Abbildung 6.26: *Vergleich der differentiellen Raten für ein angenommenes Spektrum $\Phi \sim E^{-2.2}$ und S_{eff}, berechnet für Phase 1 bei 20° Zenitwinkel und für eine Softwareschwelle q_0 = 10 // 15 // 30*

Die effektive Energieschwelle für q_0=15 Photoelektronen liegt bei $\approx (1.2 \pm 0.1)$ TeV, für q_0=30 Photoelektronen bei $\approx (2.8 \pm 0.2)$ TeV. In beiden Fällen liegt der Bereich, in dem Abweichungen von Φ_0 auftreten, unterhalb der Energieschwelle. In diesem Energiebereich ist die Berechnung der effektiven Flächen wegen der rasch anwachsenden Nachweiswahrscheinlichkeit $p_T(E, r, \theta)$ (Abschnitt 5.3.1) sehr viel empfindlicher für Fehler als bei hohen Energien. Abb. 6.25.a liefert bei ≈0.9 TeV eine 25%-Unterschätzung des Referenzflusses, die Tendenz bei kleineren Energien ist nicht zu erkennen. In Abb. 6.25.b ist eine Unterschätzung unterhalb ≈1.8 TeV (etwa 70% der Energieschwelle) signifikant, dort wirkt sich die Änderung allerdings stärker aus und nimmt bei kleiner werdenden Energien zu. Übertragt man beide Ergebnisse auf den Verlauf von Φ_0 mit der effektiven Energieschwelle $\approx (0.82 \pm 0.06)$ TeV (Abb. 6.26), so ist als konservative Abschätzung mit einer *Unterschätzung* des Mrk 501-Flusses um ca. 25% im Energiebereich unterhalb der effektiven Energieschwelle zu rechnen, ab etwa 0.6 TeV (70% von 0.82 TeV) könnte sich die Abweichung noch verstärken.

Eine weitere Möglichkeit, die Unsicherheiten auf Φ_0 bei kleinen Energien abzuschätzen, besteht in folgendem: Nach Abschnitt 5.3.1 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit p_T eines Schauers durch ein Einzelteleskop bis 120 m Entfernung nahezu konstant für alle Energien. In grober Näherung ergibt sich daraus die Wahrscheinlichkeit $p_{sys\ 2}$ bzw. $p_{sys\ 4}$ eines Systemtriggers mit genau 2 bzw. 4 beteiligten Teleskopen zu $p_{sys\ 2} \sim p_T^2$ bzw. $p_{sys\ 4} \sim p_T^4$, wenn der Akzeptanzbereich des Einzelteleskops auf einen Radius von 120 m limitiert ist. Wenn p_T in der Simulation falsch bestimmt wird, ist der Fehler im Verhältnis der Flüsse $q_{Fluß} = \Phi_2/\Phi_4$, die mit der obigen Entfernungsbeschränkung für exakt 2- bzw. exakt 4-Teleskopereignisse berechnet wurden, von der Größenordnung p_T^2. Dies ist die Größenordnung, in der sich auch der Fehler auf die Berechnung des Flusses Φ_2 alleine bewegt. Die Abweichung des Quotienten $q_{Fluß}$(E) von 1 liefert in diesem Fall direkt ein Maß für die Unsicherheit der Flußberechnung bei dieser Energie E.

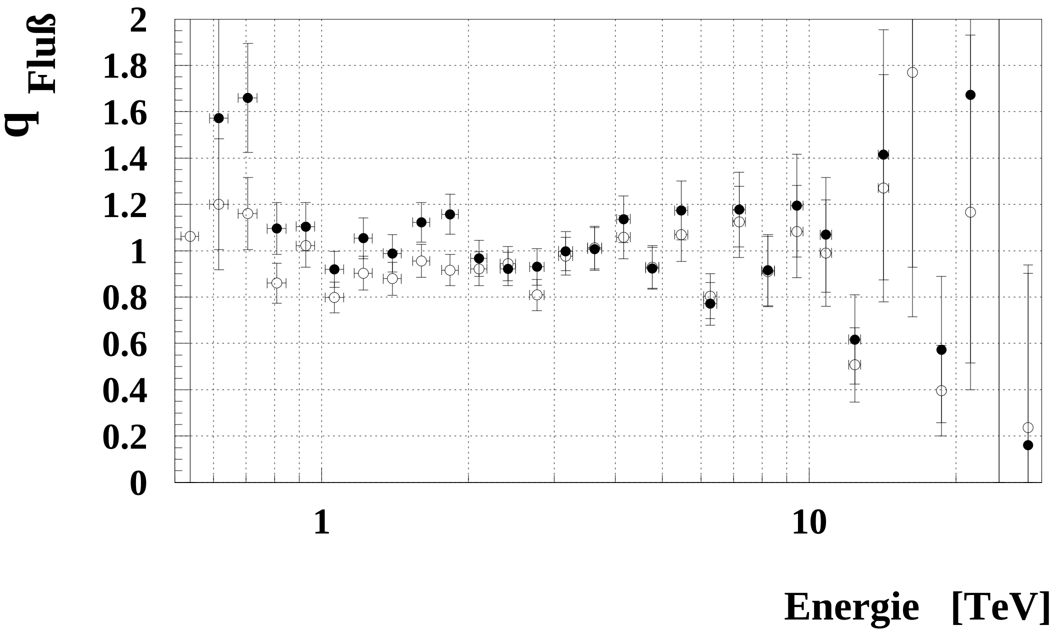

Abbildung 6.27: *Darstellung des Quotienten $q_{Fluß} = \Phi_2/\Phi_4$ in Abhängigkeit von der Energie; der Fluß Φ_2 bzw. Φ_4 wurde mit exakt 2 ausgewählten Teleskopen (volle Kreise: CT3 und CT4, offene Kreise: CT5 und CT6) bzw. mit exakt 4 Teleskopen berechnet*

Abb. 6.27 zeigt den Verlauf von $q_{Fluß}$, wobei zur Bestimmung des 2-Teleskopflusses entweder nur die Teleskope CT3 und CT4 (volle Kreise) oder nur CT5 und CT6 (offene Kreise) verwendet wurden. Beide Kurven lassen sich im Bereich 0.8 TeV bis 30.0 TeV sehr gut als Schwankung um 1.0 beschreiben. Lediglich bei Energien unter 0.8 TeV ergibt sich eine Tendenz zu Werten $q_{Fluß} > 1$. Im Energiebereich 1 TeV bis 5 TeV weichen die berech-

neten Werte $q_{Fluß}$ im Mittel um weniger als 10% von 1 ab. Das sollte die Stabilität der Flußberechnung von Φ_2 in diesem Energiebereich beschreiben. Bei Hinzunahme der 3- und 4-Teleskopereignisse sollte wegen $p_{sys\ 3} \sim p_T^3$ und $p_{sys\ 4} \sim p_T^4$ die mittlere Unsicherheit noch kleiner werden. Für den oben berechneten Fluß Φ_0 ist diese Fehlerabschätzung daher als obere Grenze zu verstehen.
Bei Energien oberhalb 5 TeV verliert diese Modellrechnung an Aussagekraft, da die Limitierung auf Ereignisse bis 120 m Entfernung von den einzelnen Teleskopen hier sicherlich einen großen Teil der tatsächlich registrierten Ereignisse verwirft, die in die Berechnung von Φ_0 eingehen.

Im hochenergetischen Bereich werden zunehmend analytische Korrekturen der erhaltenen Signalamplitude der einzelnen Kamerakanäle notwendig: Der dynamische Bereich des FADC erlaubt maximal die Aufzeichnung von Signalamplituden, die 250 gemessenen Photoelektronen entsprechen. Bei stärkeren Signalen wird in den entsprechenden Abtastbins nur ein Teil der wirklichen Amplitude erfaßt. Allerdings läßt sich aus der Fläche des ganzen abgetasteten Pulses auch bei fehlender Information in einigen Bins die ursprüngliche Signalform rekonstruieren. Diese Methode ist in [HES,98] beschrieben und wird standardmäßig bei der Berechnung der Meßdaten verwendet. Die Simulation berücksichtigt diesen Effekt nicht, so daß sich durch verbleibende Unsicherheiten der Korrektur der Meßdaten Abweichungen ergeben können. Zudem ist bei hohen Amplituden die Signalverstärkung der Photomultiplier aufgrund von Sättigungseffekten nicht mehr exakt linear, z.B. liegt bei einer 250 Photoelektronen entsprechenden Eingangsamplitude das Ausgangssignal um 10% tiefer. Auch diese Abweichung wurde für die Meßdaten korrigiert, ist aber nicht in die Simulation integriert. Es ist zu berücksichtigen, daß nur ein kleiner Teil aller am Schauerbild beteiligten Kanäle korrigiert werden müssen (Um eine hohe Lichtintensität in einigen Kanälen zu erreichen, muß ja insgesamt mehr Licht in die Kamera fallen, so daß mehr Kanäle am Bildaufbau beteiligt sind). Eine notwendige 10%-Korrektur in einem oder mehreren Kanälen macht für die Gesamtamplitude nur eine Korrektur von wenigen Prozentpunkten aus.

Um die möglichen Auswirkungen beider Effekte auf die Flußbestimmung abzuschätzen, wird Φ_0 verglichen mit dem Fluß Φ_{250} bzw. Φ_{500}, der sich ergibt, wenn nur die Bildinformation aus den Teleskopen zur Bestimmung der Schauergeometrie und zur Berechnung der Energie verwendet wird, bei denen in keinem der einzelnen Kanäle das Signal oberhalb 250 bzw. 500 Photoelektronen lag (Abb. 6.28).

In Abb. 6.28.a zeichnet sich bei Energien > 10 TeV eine Abnahme des Quotienten $q_{Fluß} = \Phi_{250}/\Phi_0$ ab. Das würde bedeuten, daß die Hinzunahme der Ereignisse mit (deutlichen) Korrekturen zur Rekonstruktion eines höheren Flusses in diesem Energiebereich führt. Allerdings ist die Ereignisstatistik zu schwach, um die Tendenz zu verifizieren. Bei einem Schnitt auf $<$500 Photoelektronen (Abb. 6.28.b) zeigt sich eine ähnliche Tendenz, allerdings schwächer ausgeprägt und ebenfalls nicht signifikant.
Es ist möglich, daß eine oder beide der oben beschriebenen Korrekturen zu einer Abweichung führen, so daß sich in Φ_0 eine Überschätzung des tatsächlichen Mrk 501-Flusses

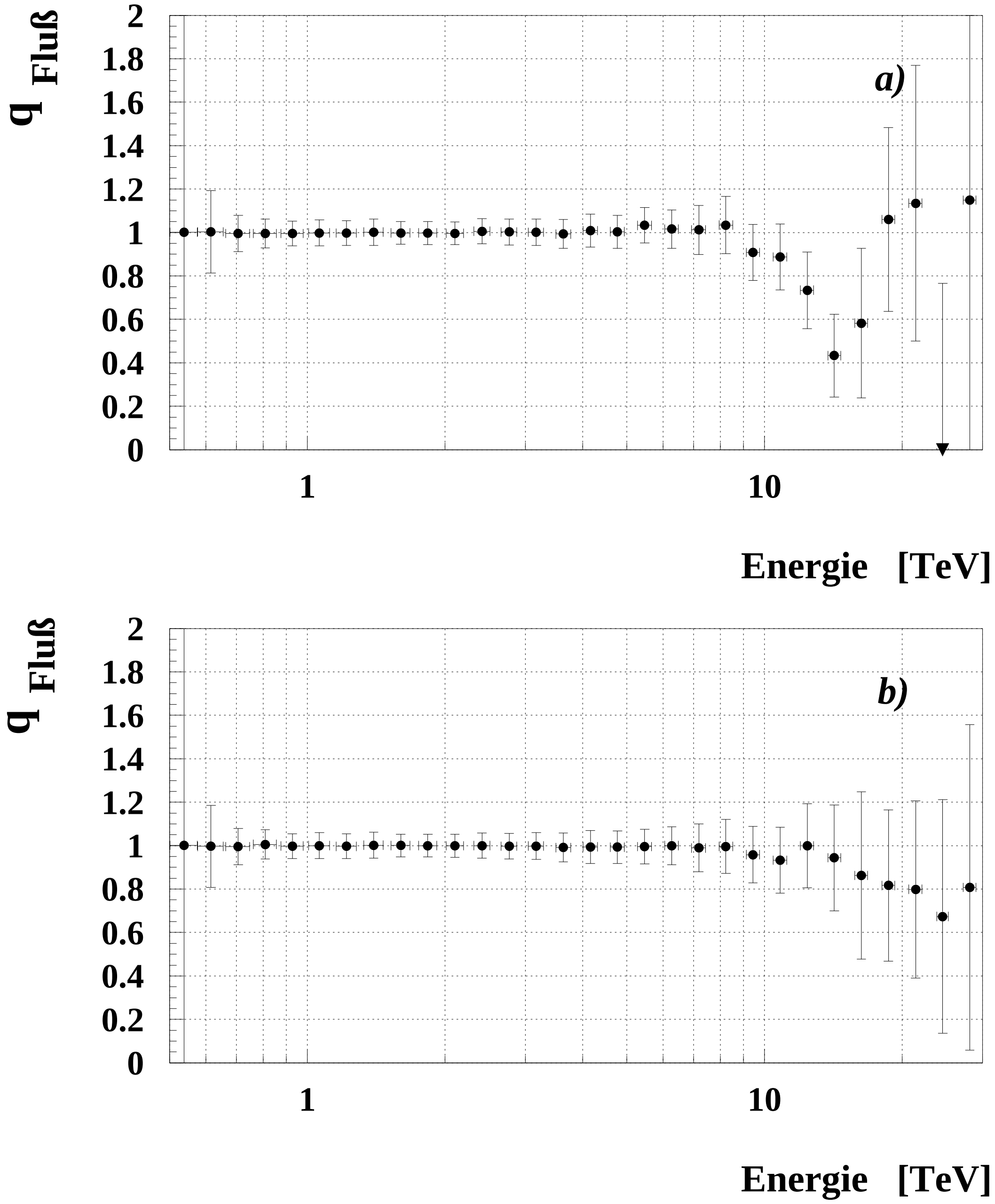

Abbildung 6.28: *Darstellung des Quotienten a) $q_{Fluß} = \Phi_{250}/\Phi_0$ und b) $q_{Fluß} = \Phi_{500}/\Phi_0$ in Abhängigkeit von der Energie; der Fluß Φ_{250} // Φ_{500} // Φ_0 wurde für eine maximale Amplitude pro FADC-Kanal von 250 // 500 // beliebig berechnet*

ergibt. Eine konservative Abschätzung würde aus Abb. 6.28.a folgern, daß Φ_0(E) zwischen 10 TeV und 15 TeV um 20% und zwischen 15 TeV und 30 TeV um 40% zu hoch liegt. Für eine klare Aussage ist allerdings eine bessere Ereignisstatistik notwendig.

6.4.5 Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten

Die größten Unsicherheiten auf die Bestimmung des Mrk 501-Spektrums ergeben sich durch die Abweichung der simulierten Nachweiseffizienz des Systems von der gemessenen und durch die Bestimmung des totalen Konversionsfaktors des Systems. Beide Effekte ändern nicht den spektralen Verlauf, sondern verursachen eine energieunabhängige Skalierung des in Abschnitt 6.3.2 bestimmten Flusses $\Phi_0(E)$.
Die Unterschätzung der tatsächlichen Nachweiseffizienz im Bereich <100 m um CT3 durch die Simulation führt bei einer auf diesen Abstandsbereich limitierten Flußbestimmung zu einer Abweichung von +26% von $\Phi_0(E)$. Die Herkunft dieses Effekts konnte bislang nicht geklärt werden. Als grobe Abschätzung der resultierenden Unsicherheit auf die Bestimmung des Mrk 501-Flusses sollen ±26% in beide Richtungen angenommen werden.
Der mögliche Fehler bei der Bestimmung des totalen Konversionsfaktors überträgt sich auf eine Unsicherheit der Energieskala von ±8%. Im Bereich 1-10 TeV folgt daraus mit der Annahme $d\Phi/dE \sim E^{-2.3}$ eine Unsicherheit des berechneten Flusses $\Phi_0(E)$ von etwa ±11%.
Aus der Bestimmung des Verhältnisses einer Flußberechnung mit exakt 2 bzw. exakt 4 Teleskopen folgte eine konservative Abschätzung des möglichen Fehlers, der sich bei der Energierekonstruktion im Bereich 0.5-5.0 TeV ergibt, zu ±10%. Diese Unsicherheit soll für den gesamten Energiebereich 0.5-30.0 TeV übernommen werden.
Durch die Wahl des Index α_{seff}, der bei der Berechnung der effektiven Flächen die Gewichtung der Ereignisse mit der Energie E entsprechend einem Potenzspektrum $\sim E^{\alpha_{seff}}$ bestimmt, wird der Verlauf des rekonstruierten Spektrums im wesentlichen nur unterhalb etwa 1 TeV beeinflußt. Da der rekonstruierte Fluß in diesem Bereich am besten durch ein Potenzgesetz $\sim E^{-2.0}$ beschrieben wird, sollte statt α_{seff}=-2.3 auch α_{seff}=-2.0 verwendet werden. Dadurch müßte $\Phi_0(E)$ bei 0.8 TeV um -5%, bei 0.6 TeV um -10% korrigiert werden. In Anbetracht der Unsicherheiten in diesem Energiebereich wird auf eine explizite Änderung von $\Phi_0(E)$ verzichtet und die Korrektur statt dessen als systematischer Fehler behandelt.
Die Untersuchung des Energiebereiches unterhalb der effektiven Energieschwelle des Systems führte auf eine mögliche Unterschätzung des Flusses $\Phi_0(E)$ um etwa 25% im Bereich 0.6-0.8 TeV, für kleinere Energien muß mit einer größeren Abweichung gerechnet werden (angenommen: 80% für 0.5-0.6 TeV). Zur Abschätzung der Systematiken auf das tatsächliche Mrk 501-Spektrum sollen diese Abweichungen als in beide Richtungen möglich angenommen werden.
Durch eine fehlerhafte Korrektur des Sättigungsverhaltens von Photomultiplier und FADC kann der Fluß $\Phi_0(E)$ bei Energien oberhalb 10 TeV überschätzt sein. Die konservative Be-

trachtung führt auf eine systematische Korrektur von -20% im Energiebereich 10-15 TeV und von -40% im Bereich 15-30 TeV.
Eine Variation der Kriterien für die Selektion der verwendeten Daten und der Schnittparameter für die Energierekonstruktion ändert dagegen nichts am Verlauf von $\Phi_0(E)$: Getestet wurde die Auswahl der Daten nach den Wetterbedingungen während der Beobachtung und durch Anwendung von Schnitten auf die Gesamtlichtmenge L (Auswirkungen von Fluktuationen in der Photonenausbeute), auf die Entfernung des Schauers vom Einzelteleskop, auf die Lage des Bildschwerpunktes in der Kamera und auf die Anzahl der getriggerten Teleskope (letztere drei Bedingungen bestimmen im wesentlichen die Qualität, mit der die Schauergeometrie berechnet wurde).

Abb. 6.29 stellt noch einmal das in Abschnitt 6.3.2 berechnete Mrk 501-Spektrum dar, ergänzt um zwei Histogramme, welche die obere bzw. untere Grenze der zusammengefaßten systematischen Unsicherheiten beschreiben. Dazu sind die oben beschriebenen einzelnen Systematiken unter Ausnahme der Unsicherheit in der Energieskala quadratisch aufaddiert. Tab. 6.6 gibt die entsprechenden Werte tabellarisch wieder.

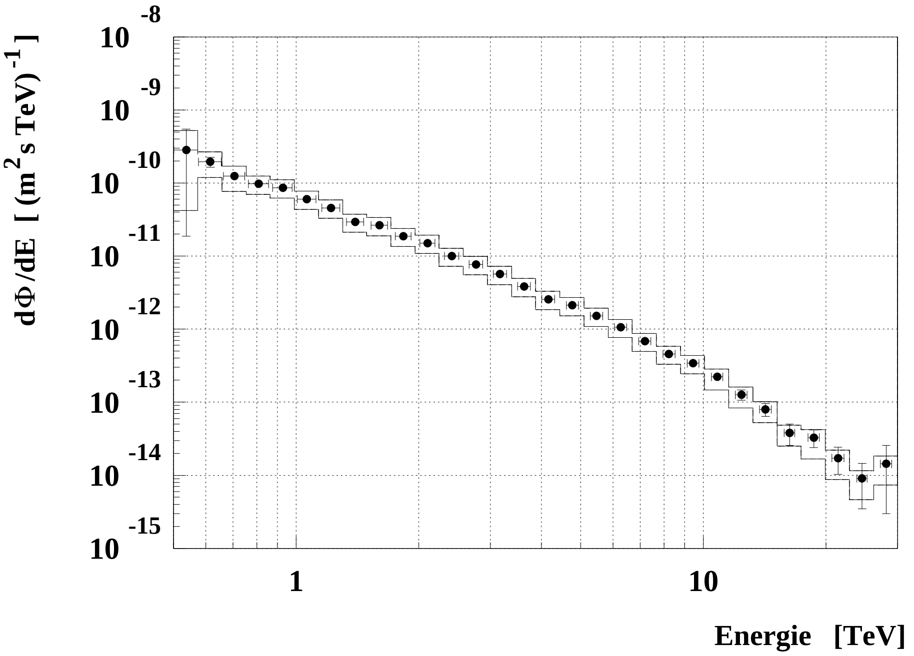

Abbildung 6.29: *Dargestellt ist das Mrk 501-Spektrum aus Abb. 6.17, ergänzt um die Abschätzung der systematischen Fehler (oberes / unteres Histogramm), die Unsicherheit der Energieskala von $\pm 8\%$ ist nicht mit eingeschlossen.*

Im Energiebereich 1-10 TeV ist die Form des Spektrums stabil, eine systematische Verschiebung der absoluten Flußwerte $\Phi_0(E)$(E) um $\pm 28\%$ ist möglich. Eine weitere eventuelle

Energie	$d\Phi/dE\ [\frac{10^{-11}}{cm^2\ s\ TeV}]$	Energie	$d\Phi/dE\ [\frac{10^{-11}}{cm^2\ s\ TeV}]$
0.54 TeV	28.1 ±26.3 (stat.) +23.9 -23.9 (sys.)	4.16 TeV	0.257 ±0.015 (stat.) ±0.072 (sys.)
0.62 TeV	19.4 ±2.9 (stat.) +7.2 -7.6 (sys.)	4.77 TeV	0.212 ±0.012 (stat.) ±0.059 (sys.)
0.71 TeV	12.43 ±0.80 (stat.) ±4.7 (sys.)	5.47 TeV	0.1512 ±0.0093 (stat.) ±0.042 (sys.)
0.81 TeV	9.71 ±0.51 (stat.) ±2.7 (sys.)	6.26 TeV	0.1062 ±0.0073 (stat.) ±0.030 (sys.)
0.93 TeV	8.63 ±0.37 (stat.) ±2.4 (sys.)	7.18 TeV	0.0685 ±0.0056 (stat.) ±0.019 (sys.)
0.11 TeV	6.02 ±0.27 (stat.) ±1.7 (sys.)	8.23 TeV	0.0457 ±0.0044 (stat.) ±0.013 (sys.)
1.22 TeV	4.57 ±0.20 (stat.) ±1.3 (sys.)	9.43 TeV	0.0340 ±0.0034 (stat.) ±0.0095 (sys.)
1.40 TeV	2.94 ±0.14 (stat.) ±0.82 (sys.)	10.8 TeV	0.0222 ±0.0026 (stat.) +0.0062 -0.0075 (sys.)
1.60 TeV	2.64 ±0.10 (stat.) ±0.74 (sys.)	12.4 TeV	0.0126 ±0.0020 (stat.) +0.0035 -0.0043 (sys.)
1.83 TeV	1.868 ±0.076 (stat.) ±0.52 (sys.)	14.2 TeV	0.0080 ±0.0016 (stat.) +0.0022 -0.0027 (sys.)
2.10 TeV	1.504 ±0.060 (stat.) ±0.42 (sys.)	16.3 TeV	0.0038 ±0.0012 (stat.) +0.0011 -0.0013 (sys.)
2.41 TeV	1.001 ±0.043 (stat.) ± 0.28 (sys.)	18.7 TeV	0.0033 ±0.0009 (stat.) +0.0009 -0.0016 (sys.)
2.76 TeV	0.771 ±0.035 (stat.) ±0.22 (sys.)	21.4 TeV	0.0017 ±0.0007 (stat.) +0.0005 -0.0008 (sys.)
3.17 TeV	0.567 ±0.026 (stat.) ±0.16 (sys.)	24.5 TeV	0.0009 ±0.0006 (stat.) +0.0003 -0.0004 (sys.)
3.63 TeV	0.385 ±0.020 (stat.) ±0.11 (sys.)	28.1 TeV	0.0014 ±0.0011 (stat.) +0.0004 -0.0007 (sys.)

Tabelle 6.6: *aufgelistet ist der berechnete differentielle Fluß $d\Phi/dE(E)$ zusammen mit den statistischen und systematischen Fehlern (ohne Unsicherheit der Energieskala)*

Verschiebung um ca. ±11% ist durch die Unsicherheit der Energieskala gegeben. Im Energiebereich unterhalb 1 TeV und oberhalb 10 TeV ist eine systematische Änderung des spektralen Verlaufs gegenüber Φ_0 möglich.

6.5 Diskussion der Ergebnisse

Der gekrümmte Verlauf des rekonstruierten Mrk 501-Spektrums ist auch innerhalb der statistischen und systematischen Fehler signifikant. In Abb. 6.30 ist an die berechneten Werte des differentiellen Flusses eine exponentiell abklingende Potenzfunktion der Form

$$d\Phi/dE = \Phi(1\ TeV) \cdot E^{\alpha} \cdot e^{\frac{E}{E_{CUT}}}$$

angepaßt. Dabei wurden nur die statistischen Fehler berücksichtigt. Die Energie E_{CUT} bezeichnet die Energie, bei welcher der differentielle Fluß sich um einen Faktor $1/e$ vom nicht abgeschwächten spektralen Verlauf nach $d\Phi/dE = \Phi(1\ TeV) \cdot E^{\alpha}$ unterscheidet.

Es ergibt sich

$$d\Phi/dE = (0.75 \pm 0.01) \cdot 10^{-10} \frac{1}{m^2 sTeV} \cdot E^{1.94 \pm 0.03} \cdot e^{\frac{E}{(8.44 \pm 0.69)\ TeV}} \quad .$$

Werden zusätzlich zu den statistischen auch die in Tab. 6.6 angegebenen systematischen Unsicherheiten in die Berechnung miteinbezogen, so ergibt sich

$$d\Phi/dE = (0.75 \pm 0.22) \cdot 10^{-10} \frac{1}{m^2 sTeV} \cdot E^{1.94 \pm 0.16} \cdot e^{\frac{E}{(8.59 \pm 2.6)\ TeV}} \quad .$$

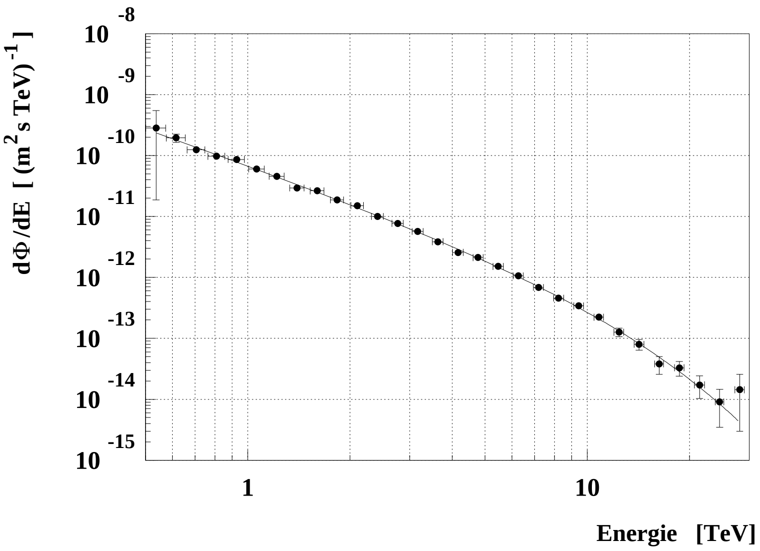

Abbildung 6.30: *Anpassung einer exponentiell abklingende Potenzfunktion an das rekonstruierte Mrk 501-Spektrum; nur die statistischen Fehler wurden berücksichtigt*

Prinzipiell läßt sich der berechnete Verlauf des Mrk 501-Spektrums also durch die Annahme eines exponentiell gedämpften Potenzspektrums beschreiben. Mögliche Ursachen könnten sein:

1. Die Krümmung des Gamma-Spektrums wird durch die spektrale Verteilung der für die Gamma-Emission verantwortlichen relativistischen Teilchen impliziert, beispielsweise durch einen energieabhängigen Beschleunigungsmechanismus.

2. Das Gamma-Spektrum folgt einem Potenzgesetz, aber in der Quelle selbst kommt es zu einer Absorption der emittierten Photonen.

3. Das Gamma-Spektrum folgt einem Potenzgesetz, aber die emittierten Photonen unterliegen auf dem Weg zum Beobachter merklichen Absorptionseffekten.

Eine Kombination aller Effekte ist denkbar. Im Fall 1) oder 2) würden durch den gemessenen spektralen Verlauf der Gamma-Emission Randbedingungen für die Erzeugungsmechanismen der kosmischen Strahlung in aktiven Galaxienkernen gesetzt. Der Fall 3) dagegen würde eine Möglichkeit eröffnen, die Stärke der für die intergalaktische Absorption von TeV-Quanten verantwortlichen Infrarot-Strahlungsfelder abzuschätzen (s. Abschnitt 1.3). Dieser Fall soll im folgenden näher beschrieben werden.

Die direkte Messung der intergalaktischen Infrarotfelder erweist sich als außerordentlich schwierig, da die Emission des interplanetaren und interstellaren Staubs in der Milchstraße eine dominante Störquelle darstellt. Eine indirekte Bestimmung ist möglich durch die Messung der Modifkation eines bekannten TeV-Gamma-Spektrums durch die von der Gamma-Photon-Wechselwirkung (Abschnitt 1.3) verurachte Absorption [GOU,67]. Eine relativ modellunabhängige Anwendung dieser Methode ist in [BIL,98] beschrieben. Die Vorgehensweise wird hier nur in den wesentlichen Punkten wiedergegeben: Der für TeV-Absorption relevante Infrarot-Spektralbereich zwischen etwa 0.025 eV bis 1.0 eV wird in einzelne Energieintervalle unterteilt. In jedem Intervall soll der Wert $\epsilon^2 n(\epsilon)$ konstant sein, wobei ϵ die Energie und $n(\epsilon)$ die Anzahldichte der Infrarot-Photonen beschreibt. Durch Variation dieser Werte in den einzelnen Bins kann jeweils eine obere Grenze definiert werden für die a) die entsprechende Absorption des Quellspektrums die gemessenen Daten reproduziert und b) die so bestimmten Grenzwerte unter den durch direkte Messungen bestimmten Grenzwerten liegen. Als einzige Randbedingung wird in [BIL,98] ein Quellspektrum angenommen, das mindestens wie E^{-2} abfällt. Als Hubble-Konstante wurde der Wert H_0=85 km/(s Mpc) verwendet.

Die Anwendung dieses Verfahrens auf die TeV-Messungen von Mrk 501 der Whipple-Kollaboration liefert die in Abb. 6.31 als punktierte Balken eingezeichneten Grenzwerte für die Energiedichte der intergalaktischen Infrarot-Strahlungsfelder. Bei Verwendung des in dieser Arbeit berechneten Mrk 501-Spektrums ergeben sich mit der leicht unterschiedlichen Randbedingung, daß das ursprüngliche Emissionsspektrum stärker als $\sim E^{-1.5}$ abfällt, die in Abb. 6.31 als durchgezogene Balken eingezeichneten Grenzwerte [HOF,98]. Der untersuchte Infrarot-Spektralbereich erstreckt sich für diese Berechnung von 0.01 eV bis 0.63 eV. Die so abgeschätzten Grenzwerte liegen um bis zu 2 Größenordnungen unter den direkt bestimmten Werten. Es ist allerdings anzumerken, daß die Bestimmung der Grenzwerte nach dieser Methode stark vom Verlauf des Spektrums am nieder- und am hochenergetischen Ende abhängt. Da diese Bereiche für das in dieser Arbeit bestimmte Spektrum momentan noch mit starken systematischen und/oder statistischen Unsicherheiten behaftet sind, ist die in Abb. 6.31 gezeigte Abschätzung mit Hilfe der HEGRA-Messungen noch als sehr vorläufig anzusehen. Weiterhin ist zu beachten, daß die Berechnungen davon ausgehen, daß die Krümmung des Mrk 501-Spektrums *allein* auf die intergalaktische Infrarot-Absorption zurückzuführen ist. Wenn Effekte in der Quelle selbst (s. Punkt 1) und 2) oben) zur Krümmung des Spektrums beitragen, werden die hier bestimmten oberen Grenzwerte nach unten verschoben.

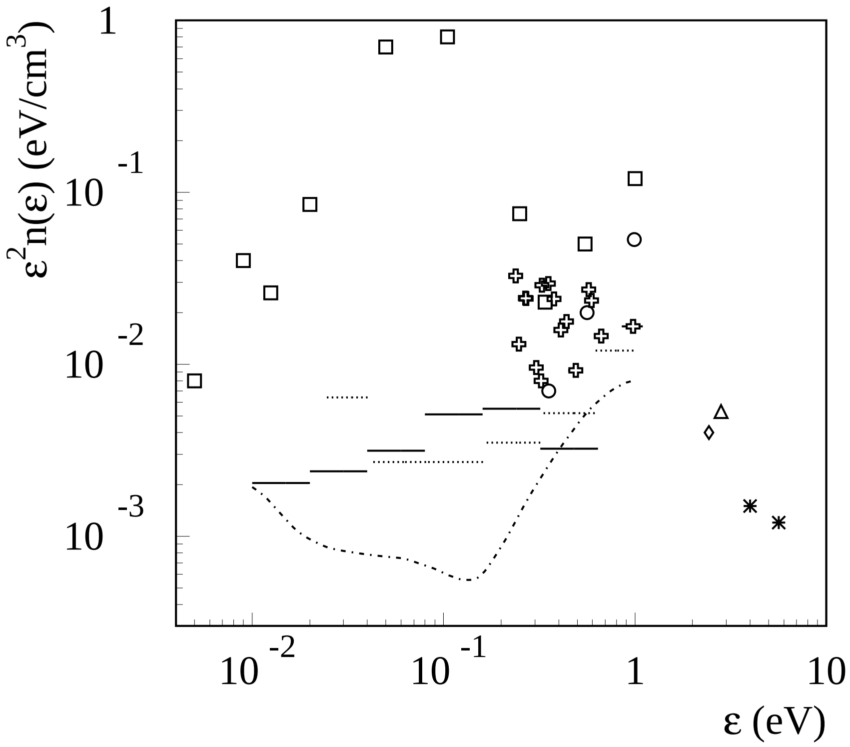

Abbildung 6.31: *Dargestellt sind obere Grenzen für die Energiedichte der intergalaktischen Infrarot-Strahlungsfelder in Abhängigkeit von der Energie der Infrarot-Photonen. Die gepunkteten Balken beschreiben die aus Whipple-Messungen bestimmten Grenzwerte [BIL,98], die durchgezogenen Balken die mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Mrk 501-Spektrum bestimmten vorläufigen Grenzwerte [HOF,98]. Direkte Messungen stammen von: + [MAT,88], ◇ [DUB,79], △ [TOL,83], □ [HAU,91], ◯ [KAS,96], X [MAU,80]. Die durchgezogene Strichpunkt-Linie beschreibt eine modellabhängige Abschätzung der Grenzwerte [MAC,96]. (nach [BIL,98])*

Zusammenfassung und Ausblick

Das HEGRA-System von Tscherenkow-Teleskopen ist in der Lage, Gamma-Luftschauer ab etwa 0.5 TeV zu detektieren und die Schauergeometrie mit hoher Präzision zu rekonstruieren. Der Aufbau des Systems und seine Funktionsweise wurden beschrieben. Es konnte gezeigt werden, daß die speziell auf diesen Detektor angepaßten Monte-Carlo-Simulationen die wesentlichen Meßparameter gut wiedergeben.
Anhand dieser Simulationen wurde eine Methode zur Energierekonstruktion von Gamma-Schauern entwickelt. Mit leichten Schnitten bei der Ereignisselektion konnte im Bereich 1-5 TeV eine Energieauflösung von etwa 15% erreicht werden, im Bereich 0.5-1 TeV eine Auflösung von besser als 25% und im Bereich 5-30 TeV von besser als 20%. Die wesentlichen Ereignisverluste ergaben sich dabei durch die Beschränkung auf Schauer, die nicht weiter als 200 m vom Systemmittelpunkt entfernt waren. Eine weitere Verbesserung der Energieauflösung kann für Energien oberhalb 5 TeV durch eine ausschließliche Verwendung der Information aus Teleskopen erreicht werden, die bis zu 150 m vom Schauer entfernt waren: im Bereich 5-20 TeV wird dadurch eine Auflösung von etwa 15%, im Bereich 20-30 TeV von etwa 7% erreicht. Aufgrund der damit verbundenen Ereignisverluste von 30-40% bei diesen Energien wurde dieser Schnitt bei der Analyse der Meßdaten nicht angewendet.
Die Rekonstruktionsmethode wurde dann zur Bestimmung des Energiespektrums der aktiven Galaxie Mrk 501 verwendet. Das Spektrum konnte im Energiebereich 0.5-30 TeV rekonstruiert werden. Die dabei möglicherweise aufgetretenen systematischen Abweichungen wurden im einzelnen diskutiert. Eine mit der Energie zunehmende Krümmung des spektralen Verlaufs ist auch innerhalb der statistischen und systematischen Fehler signifikant. Im Energiebereich 1-10 TeV kann die Abhängigkeit des rekonstruierten Flusses Φ von der Energie E durch ein Potenzgesetz angenähert werden:

$$\Phi(E) = (0.74 \pm 0.02) \cdot E^{-2.32 \pm 0.02} \quad \frac{10^{-10}}{cm^2 \ s \ TeV} \quad .$$

Die Fehler beschreiben dabei nur die statistischen Unsicherheiten. Eine Verschiebung der absoluten Flußwerte in diesem Energiebereich um $\pm 28\%$ durch aufgetretene systematische Fehler und etwa $\pm 11\%$ durch Unsicherheiten in der Bestimmung der Energieskala ist möglich. Der spektrale Verlauf wird nicht beeinflußt.

Die aktive Galaxie Mrk 501 wurde auch im Beobachtungsjahr 1998 mit den HEGRA-

Teleskopen gemessen und wird auch in kommenden Perioden eines der bevorzugten Objekte bleiben. Mit Zunahme der Statistik werden bessere Aussagen über den Verlauf des Spektrums im Energiebereich oberhalb etwa 15 TeV möglich werden. Eine besondere Bedeutung kommt dabei den Beobachtungen der Gamma-Quelle unter großen Zenitwinkeln ($> 45°$) zu, da die effektive Fläche des Teleskop-Systems mit dem Zenitwinkel des Schauereinfalls anwächst. Entsprechende Analyseverfahren sind in der Entwicklung. Die Erschließung des Energiebereichs deutlich unter 0.5 TeV bleibt dagegen den Detektoren der nächsten Generation, z.B. Satellitenexperimenten wie GLAST ([GLA,98],[GLAST]), Teleskopsystemen wie HESS ([AHA,97c],[HESS]) und VERITAS ([WEE,97],[VERITAS]) oder Solarfarmexperimenten wie CELESTE ([CEL,96],[CELESTE]) und STACEE ([ONG,97],[STACEE]) vorbehalten.

Anhang A

Die Photomultiplier der HEGRA-System-Teleskope

Für den Aufbau der System-Kameras wurden Photomultiplier des Typs 9083KAFL der Firma Thorn-EMI verwendet. Dieser Typ genügt mit einer Signalanstiegszeit von 2.0 ns, einer relativ stabilen Durchlaufzeit von (20 ± 2.5) ns sowie einem sensitiven Bereich der Photokathode von 310-650 nm den gestellten Anforderungen an eine gute Nachweiseffizienz für Tscherenkow-Licht bei schneller Signalverarbeitung und hinreichender Verstärkung. Abb. A.1 zeigt eine Skizze der Beschaltung der Photomultiplier.

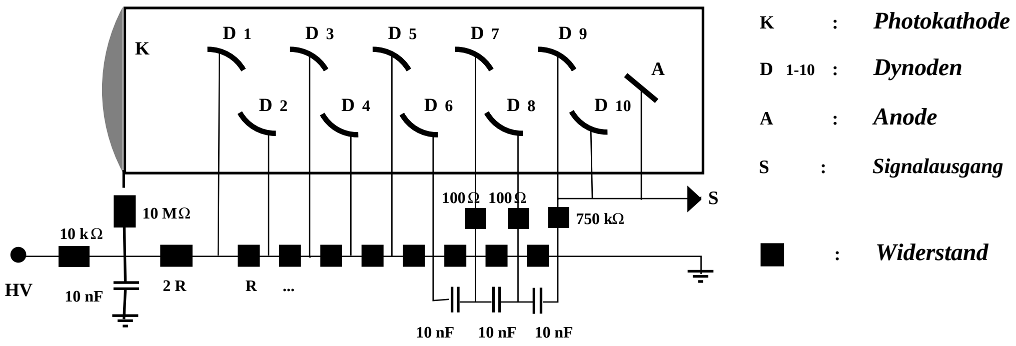

Abbildung A.1: *Beschaltung der verwendeten Photomultiplier*

Ein auftreffendes Photon kann an der Kathode des Photomultipliers durch den photoelektrischen Effekt ein Elektron freisetzen. Dieses wird in einem elektrischen Feld auf die erste Dynode beschleunigt, wo es bei seinem Auftreffen mehrere Sekundärelektronen freisetzt. Dieser Vorgang wiederholt sich an den weiteren Dynoden, so daß schließlich an der Anode ein meßbares elektrisches Signal anliegt. Die Feldverteilung zwischen den Dynoden wird durch einen Spannungsteiler festgelegt. Der Widerstand R wurde bei der Bestückung von CT3 und CT4 noch auf R=270Ω gesetzt, für CT5 und CT6 wurden R=470Ω gewählt, um die Wärmeproduktion in der Kamera zu reduzieren. Die Spannung zwischen Kathode und erster Dynode ist größer als zwischen den einzelnen Dynoden, um eine möglichst gute Sammeleffizienz der Photoelektronen zu gewährleisten [PHI,94]. Eine zu hoch gewählte Spannung begünstigt dagegen die Ionisation von Restgas im Photomultiplier durch die zwischen Kathode und erster Dynode beschleunigten Elektronen. Durch das Auftreffen dieser Ionen an der Kathode werden ebenfalls Elektronen freigesetzt, die dann zu Nachpulsen mit hoher Amplitude führen können [HER,95].

Dem dynamischen Bereich der nachfolgenden Elektronik ist eine Gesamtverstärkung des Photomultipliers von etwa 10^5 am besten angepaßt. Um dennoch die gewünschte Feldstärke zwischen den Dynoden aufrechtzuerhalten, wird das Signal bereits an der 9. Dynode abgegriffen.

Die relative Verstärkung und der Dunkelstrom bei einer festen Referenzspannung wurde für alle Photomultiplier gemessen. Weiterhin wurde die homogene Sensitivität der Photokathode im relevanten Bereich (Kreisfläche mit Radius 7.5 mm) für jeden einzelnen Photomultiplier überprüft [HER,96]. Photomultiplier, die den gesetzten Spezifikationen nicht genügten, wurden aussortiert.

Literaturverzeichnis

[ABU,97] **T. Abu-Zayyad et al.**, Proc. 25th ICRC **5**, 329, Durban, 1997

[AHA,95] **F. Aharonian, A. Atoyan**, Astroparticle Physics **3**, 275, 1995

[AHA,97a] **F. Aharonian et al.**, Astroparticle Physics **6**, 343, 1997

[AHA,97b] **F. Aharonian et al.**, Astronomy & Astrophysics **327**,L5-L8, 1997

[AHA,97c] **F. Aharonian et al.**, *HESS (High Energy Stereoscopic System)*, Letter of Intend, 1997

[AHA,98a] **F. Aharonian et al.**, submittiert an Astronomy & Astrophysics

[AHA,98b] **F. Aharonian et al.**, in Vorbereitung

[AHA,98c] **F. Aharonian et al.**, in Vorbereitung

[AMANDA] **Homepage**[1] http://amanda.berkeley.edu

[BAIKAL] **Homepage**[1] http://www.ifh.de/baikal/baikalhome.html

[BEA,98] **J. Beall, W. Bednarek**, Vorabdruck[2] astro-ph/9802001

[BED,97] **W. Bednarek**, Mon. Not. R. Astron. Soc. **285**, 69, 1997

[BED,98] **W. Bednarek, R. Protheroe**, Vorabdruck[2] astro-ph/9802288, submittiert an Mon. Not. R. Astron. Soc.

[BEL,80] **A. Beljajew, I. Iwanjenko et. al.**, *Elektronno-Photony Kaskady* ..., Moskau, Nauka, 1980

[BEL,78] **A. Bell**, Mon. Not. R. Astron. Soc. **182**, 147, 443, 1978

[BER,96a] **K. Bernlöhr**, Space Sci. Rev. **75**, 185, 1996

[BER,96b] **K. Bernlöhr et al.**, NIM A **369**, 284, 1996

[BER,96c] **K. Bernlöhr et al.**, NIM A **369**, 293, 1996

[BIE,93] **P. Biermann**, Astr. & Astrop. **271**, 649, 1993

[BIL,98] **S. Biller et al.**, Physical Review Letters **80**, 2992, 1998

[BIR,93] **C. Bird et al.**, Physical Review Letters **71**, 3401, 1993

[BLA,78] **R. Blandford, J. Ostriker**, Astrophysical Journal **221**, L29, 1978

[BOR,94] **A. Borione et al.**, NIM A **346**, 329, 1994

[BOT,29] **W. Bothe, W. Kohlhörster**, Zeitschrift für Physik **56**, 751, 1929

[BUL,98] **N. Bulian et al.**, Astroparticle Physics **8**, 223, 1998

[CASA] **Homepage**[1] http://hep.uchicago.edu/~covault/casa.html

[CAT,97] **M. Catanese et al.**, Vorabdruck[2] astro-ph/9712325, Astrophysical Journal im Druck

[CAP,92] **J. Capdevielle et al.**, Technischer Bericht KfK **4998**, 54, Karlsruhe, 1992

[CEL,96] *Cerenkov Low Energy Sampling & Timing Experiment CELESTE Experimental Proposal*, 1996

[CELESTE] **Homepage**[1] http://borsu8.in2p3.fr/Astroparticule/celeste/e-celest.html

[CGRO] **Homepage**[1] http://cossc.gsfc.nasa.gov/cossc/descriptions/cgro.html

[CON,95] **J. Conway, J. Wrobel**, Astrophysical Journal **439**, 98, 1995

[DAR,97] **A. Dar, A. Laor**, Astrophysical Journal **478**, L5, 1997

[DAU,97] **A. Daum, G. Hermann**, Proc. 25th ICRC **5**, 117, Durban, 1997

[DAU,97b] **A. Daum**, Proc. 25th ICRC **5**, 121, Durban, 1997

[DAU,97c] **A. Daum**, in *Towards a Major Atmospheric Cerenkov Detector V* O. de Jager (Ed.), 178, Kruger National Park, 1997

[DAV,57] **J. Davis, E. Cotton**, Journal of Solar Energy Sci. and Eng. **1**, 16, 1957

[DRU,94] **L. Drury, F. Aharonian, H. Völk**, Astronomy and Astrophysics **287**, 959, 1994

[DUB,79] **R. Dube et al.**, Astrophysical Journal **232**, 333, 1979

[ELT,65] **L. Elterman**, *Atmospheric Optics* in: *Handbook of geophysics and space environments*, Valley (Hrsg.), New York, 1965

[ELT,68] **L. Elterman**, Air Force Cambridge Res. Lab. Ref. 40, AFCRL-68-153, 1968

[FER,49] **E. Fermi**, Physical Review **75**, 8, 1169, 1949

[FRA,37] **I. Frank, I. Tamm**, Dokl. Akad. Nauk SSSR, **14**(3), 109, 1937

[FRA,97] **A. Fraß et al.**, Astroparticle Physics **8**, 91, 1997

[GER,89] **C. Gerthsen, H. Kneser, H. Vogel**, *Physik*, Springer-Verlag, 16. Auflage, 1989

[GLA,98] *GLAST Brochure*, GLAST Facility Science Team and NASA/Goddard Space Flight Center, 1998

[GLAST] **Homepage**[1] http://www-glast.stanford.edu

[GOU,67] **R. Gould, G. Schreder**, Phys. Rev. **155**, 1408, 1967

[HAU,91] **M. Hauser et al.** *After the First Three Minutes*, Proc. AIP Conference, 1991

[HEGRA] **Homepage**[1] http://wpos6.physik.uni-wuppertal.de:8080

[HEI,54] **W. Heitler**, *Quantum Theory of Radiation*, Oxford, 1954

[HEM,98] **M. Hemberger**, Dissertation, Heidelberg, 1998

[HER,95] **G. Hermann et al.**, Vorausdruck MPI H-V36-1995, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1995

[HER,96] **G. Hermann**, Dissertation, Heidelberg, 1996

[HES,12] **V. Hess**, Physik. Zeitschrift **13**, 1804, 1912

[HES,96] **M. Heß**, *Analysis of the digitized PM-pulses of CT's*, Technischer Bericht, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1996

[HES,98] **M. Heß**, Dissertation, Heidelberg, 1998

[HESS] **Homepage**[1] http://eu6.mpi-hd.mpg.de/HESS/hess.html

[HIL,79] **A. Hillas**, Proc. 16th ICRC **6**, 13, Kyoto, 1979

[HIL,84] **A. Hillas**, Proc. 19th ICRC **3**, 445, La Jolla, 1985

[HIL,96] **A. Hillas** in *TeV Gamma-Ray Astrophysics*, H.Völk, F. Aharonian (Ed.), Space Science Reviews **75**, 17, 1996

[HI-RES] **Homepage**[1] http://www.physics.adelaide.edu.au/astrophysics/HiRes.html

[HOF,98] **W. Hofmann**, in Vorbereitung

[HUL,81] **H. Van de Hulst**, *Light scattering by small particles*, Dover, New York, 1981

[IAC] **Homepage**[1] http://www.iac.es

[JAC,82] **J. Jackson**, *Classical Electrodynamics*, de Gruyter, New York, 1982

[JACEE] **Homepage**[1] http://marge.phys.washington.edu/jacee

[JAG,92] **O. de Jager, A. Harding**, Astrophysical Journal **396**, 161, 1992

[JAN,48] **L. Jannosy**, *Cosmic Rays*, Oxford, 1948

[JEL,58] **J. Jelley**, *Cherenkov Radiation and its Application*, Pergamon, London 1958

[JEL,66] **J. Jelley**, Phys. Rev. Letters **16**, 252, 1966

[JOK,85] **J. Jokipii, G. Morfill**, Astrophysical Journal **290**, L1, 1985

[JOK,87] **J. Jokipii, G. Morfill**, Astrophysical Journal **312**, 170, 1987

[JUN,63] **C. Junge**, *Air chemistry and radioactivity*, Academic Press, New York, 1963

[KAN,88] **G. Kanbach et al.**, Space Science Reviews **49**, 69, 1988

[KAR,95] **A. Karle et al.**, Astroparticle Physics **3**, 321, 1995

[KAS,96] **A. Kashlinsky et al.**, Astrophysical Journal **470**, 681, 1996

[KIF,95] **T. Kifune et al.**, Astrophysical Journal **438**, L91, 1995

[KOE,95] **C. Köhler**, Diplomarbeit, Heidelberg, 1995

[KOE,96] **C. Köhler et al.**, Astroparticle Physics **6**, 77, 1996

[KOH,95] **A. Kohnle**, Diplomarbeit, Heidelberg, 1995

[KOH,96] **A. Kohnle et al.**, Astroparticel Physics **5**, 119, 1996

[KON,92] **A. Konopelko, A. Plyascheschnikow, A. Schmidt**, Preprint FIAN N 6, 1992

[KON,98] **A. Konopelko**, in Vorbereitung

[KRA,96] **H. Krawczynski et al.**, NIM A bf 383, 431, 1996

[KRA,98] **H. Krawczynski**, private Mitteilung

[LAM,97] **H. Lampeitl**, Diplomarbeit, Heidelberg, 1997

[LEE,98] **S. Lee**, Vorabdruck[2] astro-ph/9604098, submittiert an Physical Review D

[LEW,90] **D. Lewis**, Experimental Astronomy **1**, 213, 1990

[LIN,97] **A. Lindner**, Proc. 25th ICRC **5**, 113, Durban, 1997

[LON,81] **M. Longair**, *High Energy Astrophysics*, University of Cambridge Press, 1981

[MAC,96] **D. Macminn, J. Primack** in *TeV Gamma-Ray Astrophysics*, H.Völk, F. Aharonian (Ed.), Space Science Reviews **75**, 413, 1996

[MAN,98] **K. Mannheim**, Science **279**, 684, 1998

[MAR,67] **B. Markarian**, Astrofizika **3**, 55, 1967

[MAT,98] **J. Mattes**, Diplomarbeit, in Vorbereitung

[MAT,88] **T. Matsumoto, M. Akiba, H. Murakami**, Astrophysical Journal **332**, 575, 1988

[MAU,80] **M. Maucherat-Jobert et al.**, Astronomy and Astrophysics **88**, 323, 1980

[MIR,94a] **R. Mirzoyan et al.**, NIM A **351**, 513, 1994

[MIR,94b] **R. Mirzoyan, E. Lorenz**, Vorabdruck[2] MPI-PhE/94-35, MPI für Physik, München, 1994

[MOR,93] **R. Morse et al.**, *Neutrino Telescopes*, M. Ceolin (Ed.), Proc. 5th Intern. Workshop, Venice, 1993

[NAP,94] **P. Napier et al.**, Proc. IEEE **82**, 658, 1994

[NEL,93] **L. Nellen, K. Mannheim, P. Biermann**, Phys. Rev. D **47**, 5270, 1993

[ONG,97] **R. Ong, C. Covault**, in *Towards a Major Atmospheric Cerenkov Detector V* O. de Jager (Ed.), 247, Kruger National Park, 1997

[PER,90] **D. Perkins**, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley, 1990

[PET,64] **H. Petschek**, in *The physics of solar flares*, W. Hess (ed.), 425, 1964

[PHI,94] **Philips**, **Photomultiplier Tubes - Principles & Applications**, Philips, 1994

[PIA,97] **E. Pian et al.**, Vorabdruck[2] astro-ph/9710331

[PLY,88] **A. Plyascheschnikow, A Konopelko, K. Vorobyew**, Preprint FIAN N 92, 1988

[PRO,97] **R. Protheroe et al.**, Vorabdruck[2] astro-ph/9710118

[PRO,98] **R. Protheroe**, in Vorbereitung

[PUE,96] **G. Pühlhofer**, Diplomarbeit, Heidelberg, 1996

[PUE,97] **G. Pühlhofer, et al.**, Astroparticle Physics **8**, 101, 1997

[PUN,92] **M. Punch et al.**, Nature **358**, 477, 1992

[QUI,96] **J. Quinn et al.**, Astrophysical Journal, **456**, L83, 1996

[RAN,72] **J. Ranft, J. Routti**, Particle Accelerators **4**, 11, 1972

[RHO,96] **W. Rhode et al.**, NIM A, **378**, 399, 1996

[ROE,92] **W. Roedel**, *Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre*, Springer, Berlin, 1992

[ROS,52] **B. Rossi**, *High Energy Particles*, Prentice Hall, New York, 1952

[SCH,87] **J. Schabelski**, Jadernaja Fisika **45**, 223, 1987

[SEG,64] **E. Segre**, *Nuclei and Particles*, Benjamin, New York, 1964

[SOK,89] **P. Sokolsky**, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Addison Wesley, 1989

[STACEE] **Homepage**[1] http://hep.uchicago.edu/ stacee

[STI,93] **M. Stickel, J. Fried, W. Kühr**, Astronomy & Astrophysics Supp. **98**, 393, 1993

[SZA,94] **A. Szabo, R. Protheroe**, Astrop. Physics, **2**, 375, 1994

[TAN,98] **T. Tanimori et al.**, Vorabdruck[2] astro-ph/9801275, submittiert an Astrophysical Journal Letters

[TAM,37] **I. Tamm**, Zh. fis. SSSR **1**, 439, 1939

[THO,93] **Thorn-EMI**, **Photomultipliers and Accessories**, Thorn-EMI, 1993

[THO,95] **D. Thompson et.al.**, Astrophysical Journal Supp. **101**, 259, 1995

[TIBET] **Homepage**[1] http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/em/Japanese/project/tibet-asg/tibet-asg.html

[TOL,83] **G. Toller**, Astrophysical Journal Lett. **266**, L79, 1983

[TSC,34] **P. Tscherenkow**, Dokl. Akad. Nauk SSSR, **2**, 451, 1934

[ULR,96] **M. Ulrich**, Dissertation, Heidelberg, 1996

[ULR,98] **M. Ulrich et al.**, J. Phys. G **24**, 883, 1998

[URR,95] **C. Urry, P. Padovani**, PASP **107**, 803, 1995

[VERITAS] **Homepage**[1] http://pursn3.physics.purdue.edu/veritas

[WDO,72] **J. Wdowczyk et al.**, J. Phys. **A5**, 1419, 1972

[WEE,89] **T. Weekes et al.**, Astrophysical Journal **342**, 379, 1989

[WEE,92] **T. Weekes**, Space Sci. Rev. **59**, 319, 1992

[WEE,97] **T. Weekes et al.** *VERITAS Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*, Letter of Intend, 1997

[WIE,94] **B. Wiebel**, *Chemical composition in high energy cosmic rays*, Universität Wuppertal, Preprint WUB 94-08, 1994

[WIE,98] **B. Wiebel-Sooth, P.L. Biermann**, in *Landolt-Boernstein Numerical Data and functional relationships*, Kap. 7.6, New Series, vol. VI 3C, Springer-Verlag, 1998 (in press)

[WIL,95] **R. Wilkes et al.**, Proc. 24th ICRC **3**, 615, Rom, 1995

[WIS,93] **R. Wischnewski et al.**, Proc. 3rd NESTOR Int. Workshop, L. Resvanis (Ed.), 1993

[YOS,97] **T. Yoshikoshi et al.**, Astrophysical Journal **487**, L65, 1997

[1] Änderungen der angegebenen Internet-Adressen sind im Laufe der Zeit möglich

[2] Die Verweise auf Vorabdrucke beziehen sich auf den elektronischen Preprint-Service in Los Alamos, verfügbar unter http://xxx.lanl.gov .

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich während der letzten Jahre unterstüzt haben:

Der gesamten Arbeitsgruppe, das sind Prof. Dr. W. Hofmann, Prof. Dr. H. Völk, Dr. F.Aharonian, M. Aye, Dr. K. Bernlöhr, Dr. A. Daum, S. Elfahem, A. Fraß, Dr. M. Hemberger, Dr. G. Hermann, Dr. M. Heß, Dr. A. Heusler, I. Jung, Dr. R. Kankanian, A. Katona, Dr. A. Konopelko, Dr. H. Krawczynski, H. Lampeitl, J. Mattes, Dr. M. Panter, Dr. A. Plyascheschnikow, G. Pühlhofer, Dr. C. Renault, J. Suppanz, Dr. M. Ulrich, Dr. C. A. Wiedner und H. Wirth, möchte ich für die angenehme Zusammenarbeit und die stets vorhandene Hilfsbereitschaft danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. W. Hofmann für die ausgezeichnete Betreuung und die vielen wertvollen Anregungen bei der Anfertigung dieser Arbeit.

Dr. M. Hemberger, Dr. A. Konopelko und Dr. H. Krawczynski danke ich für die vielen interessanten und nutzbringenden Diskussionen über Mrk 501 sowie für die Hilfe bei der Erstellung der Analyseprogramme.

Dem IAC-Team des Observatoriums in La Palma gilt mein Dank für die Bereitstellung hervorragender Arbeitsbedingungen.

Schließlich möchte ich den Mitarbeitern der elektronischen und mechanischen Werkstätten sowie des Fotolabors meinen Dank für die geleistete Unterstützung aussprechen.