Monte-Carlo-Simulationen für Systeme großflächiger Cherenkov-Teleskope mit hochauflösenden Kameras

Diplomarbeit

vorgelegt von

Niels Götting

Institut für Experimentelle und Angewandte Physik
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Kiel
Juli 1998

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**
1.1 Allgemeines 1
1.2 Motivation dieser Arbeit 2

2 Physikalische Grundlagen **3**
2.1 Die kosmische Strahlung 3
2.1.1 Chemische Zusammensetzung 4
2.1.2 Erzeugungsmechanismen für hochenergetische γ-Strahlung 5
2.1.3 Quellen der kosmischen γ-Strahlung 6
2.2 Teilchenkaskaden in der Atmosphäre 7
2.2.1 Elektromagnetische Kaskaden 8
2.2.2 Hadroninduzierte Teilchenschauer 10
2.3 Der Cherenkov-Effekt 12
2.3.1 Prinzip der Emission von Cherenkov-Photonen 12
2.3.2 Atmosphärisches Cherenkov-Licht 15
2.3.3 Cherenkov-Licht eines ausgedehnten Luftschauers 19
2.3.4 Unterscheidung von γ- und hadroninduzierten Schauern 21
2.3.5 Einflüsse der Atmosphäre auf das Cherenkov-Licht 22

3 Abbildende Atmosphärische Cherenkov-Teleskope **27**
3.1 Prinzip der Abbildenden Cherenkov-Technik 27
3.1.1 Abbildungsfehler und zeitliche Dispersion des Reflektors 30
3.1.2 Lichtverluste durch die Detektorkomponenten 31
3.1.3 Licht vom Nachthimmel 31
3.2 Kamerabilder ausgedehnter Luftschauer 32
3.2.1 Parametrisierung des Kamerabildes 34
3.2.2 Zeitstruktur des Kamerabildes 35
3.3 γ-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen 36
3.3.1 γ-Hadron-Separation durch die Bildanalyse 36
3.3.2 Rekonstruktion der Energie des Primärteilchens 38
3.4 Vorteile eines Systemes aus Cherenkov-Teleskopen 39

4 Experimente und Projekte **41**
4.1 Die Whipple-Cherenkov-Teleskope 41
4.2 Das HEGRA-Experiment 41

4.3 Das MAGIC-Teleskop-Projekt 43
4.4 Das HESS-Projekt 43
4.5 Das VERITAS-Projekt 44

5 Monte-Carlo-Simulationen **45**
5.1 Simulation von Luftschauern mit CORSIKA 46
5.2 Simulation des Cherenkov-Lichtes 47
5.2.1 Die Kieler Cherenkov-Routine 48
5.2.2 Photonensimulation mit PLOTSH 49
5.2.3 Die Cherenkov-Routinen in CORSIKA 49
5.2.4 Modifikationen in CORSIKA 51
5.3 Einstellungen für die Schauersimulation 52
5.3.1 Das Teleskopsystem 52
5.3.2 Weitere Vorgaben („Datacard“) 54
5.4 Die Schauer-Bibliothek 54

6 Simulation von Atmosphäre, Teleskop und Kamera **57**
6.1 Transport der Cherenkov-Photonen 57
6.1.1 Technische Einzelheiten des Teleskopes 58
6.1.2 Prinzip der Simulation 61
6.2 Analyse der Kamerabilder 64
6.2.1 Der zweistufige Trigger 65
6.2.2 Berechnung der Bildparameter 67
6.2.3 Rekonstruktion von Einfallsrichtung und Auftreffpunkt 67
6.2.4 Abschluß der Bildanalyse 68

7 Resultate der Monte-Carlo-Simulationen **69**
7.1 Verlust von Cherenkov-Photonen 69
7.2 Analysen für die γ-Astronomie 71
7.2.1 Unterdrückung hadronischer Ereignisse mit Hilfe des Bildparameters ALPHA 71
7.2.2 Einfallsrichtung der Schauerachse 75
7.2.3 Abstandsbestimmung für ein einzelnes Teleskop 76
7.2.4 Rekonstruktion des Auftreffpunktes mit dem CT-System 78
7.2.5 Rekonstruktion der Primärenergie 80
7.3 Die zeitliche Struktur des Kamerabildes 81
7.3.1 Bestimmung zeitlich aufgelöster Kamerabilder 81
7.3.2 Untersuchung der zeitlichen Struktur 83
7.3.3 Anwendung der Zeitdifferenzen zur Abstandsrekonstruktion 84
7.3.4 Ansatzpunkte für weitere Untersuchungen der Zeitstruktur 88

8 Zusammenfassung **91**

9 Ausblick **93**

A Berechnung der Bildparameter **95**

B Ablauf der Monte-Carlo-Simulationen **97**

C Beispiel einer „Datacard“ **99**

Danksagung **111**

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Allgemeines

Die kosmische Strahlung lieferte seit ihrem ersten Nachweis durch V. F. Hess im Jahre 1912 den Ausgangspunkt für das neue Forschungsgebiet der Hochenergiephysik [Hes12]. So wurden in den dreißiger und vierziger Jahren dieses Jahrhunderts unter anderem das Positron [And33] und das Myon ([Str37], [Ned38]) entdeckt.

Die kosmische Strahlung besteht im wesentlichen aus Neutrinos und geladenen Teilchen, bei denen Protonen und Heliumkerne die größten Komponenten stellen. Kleinere Anteile bilden schwere Atomkerne sowie Neutronen, Elektronen und Photonen (γ-Quanten). Die geladenen Teilchen werden auf ihrem Weg zur Erde durch galaktische Magnetfelder abgelenkt und verlieren so ihre ursprüngliche Richtung, so daß in diesem Fall keine Rückschlüsse auf ihre Quellen möglich sind.

Dagegen bleibt die Richtungsinformation bei Neutronen, Photonen und Neutrinos erhalten. Wegen ihrer begrenzten Lebensdauer können nur extrem hochenergetische Neutronen einen Detektor erreichen. Damit verbleiben die γ- und die Neutrino-Astronomie für eine direkte Untersuchung von Quellen. Da die Wirkungsquerschnitte der Wechselwirkungen von Neutrinos sehr klein sind, eignen sich vor allem Photonen für einen effektiven Nachweis.

Inzwischen wurden einige galaktische und extragalaktische Punktquellen hochenergetischer Photonen nachgewiesen, deren Fluß teilweise starke zeitliche Schwankungen aufweist. Als Beispiele sind hier der Krebsnebel [Wee89] sowie der Aktive Galaktische Kern (engl.: **A**ctive **G**alactic **N**ucleus, kurz AGN) Markarian 501 [Dec97] zu nennen.

Die Erforschung von Herkunft und Zusammensetzung der kosmischen Strahlung ist die Motivation für die Astroteilchenphysik. Dabei sind insbesondere sehr hohe Energien von Interesse, die in absehbarer Zeit mit Beschleunigern in den Forschungszentren für Hochenergiephysik – wie beispielsweise DESY (Hamburg), CERN (Genf, Schweiz) und FERMILAB (bei Chicago, USA) – nicht erreicht werden können.

Die Energieverteilung der kosmischen Strahlung folgt einem Potenzgesetz, wobei Teilchenenergien von über 10^{20} eV auftreten. Bei etwa 10 GeV wird aufgrund der beschränkten Detektorflächen die Nachweisgrenze heutiger ballon- bzw. satellitengestützter Experimente erreicht. Für höhere Energien dient daher die gesamte Erdatmosphäre als Detektorfläche. Die primären Teilchen erzeugen hierbei durch ihre Wechselwirkungen mit den Luftmolekülen Kaskaden von sekundären Teilchen, die ausgedehnte Luftschauer genannt werden.

Im VHE-Bereich (**V**ery **H**igh **E**nergy) von 100 GeV bis 100 TeV läßt sich mit der Atmosphärischen Cherenkov-Technik ein kalorimetrisches Signal der Erdatmosphäre für die γ-Astronomie ausnutzen. Beim Durchflug hochrelativistischer geladener Teilchen wird von der Erdatmosphäre Cherenkov-Licht emittiert, das unter anderem mit „Abbildenden Atmosphärischen Cherenkov-Teleskopen“ (engl.: Imaging Air Cherenkov Telescopes, kurz: IACT bzw. CT) nachgewiesen wird. Cherenkov-Teleskope werden von verschiedenen Kollaborationen betrieben. In diesem Zusammenhang seien als Beispiele die Whipple-Teleskope auf dem Mount Hopkins in Arizona (USA) [Lam95], das französische CAT-Teleskop (**C**herenkov **A**rray at **T**hemis) [Riv97] sowie das CT-System der HEGRA-Kollaboration (**H**igh **E**nergy **G**amma **R**ay **A**stronomy) auf dem Roque de los Muchachos auf der Kanarischen Insel La Palma [Dau97] genannt.

Bei noch höheren Energien der primären γ-Quanten können die geladenen Teilchen eines ausgedehnten Luftschauers direkt auf der Erdoberfläche mit entsprechenden Detektoren nachgewiesen werden. Als Beispiel sei hier die Szintillationszählermatrix des HEGRA-Experimentes genannt [Wil97].

1.2 Motivation dieser Arbeit

Das Ziel dieser Diplomarbeit ist es, auf der Basis von Monte-Carlo-Simulationen Eigenschaften von Systemen großflächiger Cherenkov-Teleskope mit Spiegeldurchmessern im Bereich von 10 m zu untersuchen, bei denen die Nachweisschwelle für primäre Photonen bei Energien von etwa 100 GeV liegt. Auf geplante Projekte wie z. B. HESS (**H**igh **E**nergy **S**tereoscopic **S**ystem) [Aha97] wird im weiteren noch genauer eingegangen.

Die hier beschriebenen Simulationsrechnungen basieren auf dem Simulationsprogramm CORSIKA (**CO**smic **R**ay **SI**mulations for **KA**SCADE) [Hec98], das dem Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Universität Kiel vom Forschungszentrum Karlsruhe freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurde. Aufbauend auf früheren Simulationsrechnungen der Kieler Arbeitsgruppe Hochenergiephysik wurde gemeinsam mit M. Gosch [Gos98] ein flexibles Monte-Carlo-System aufgebaut. Durch seinen modularen Aufbau läßt es sich leicht an unterschiedliche Aufgabenstellungen sowie an neue CORSIKA-Versionen anpassen, so daß verschiedene CT-Systeme und Analysetechniken berücksichtigt werden können. Ein besonderer Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Untersuchung der zeitlichen Struktur des Cherenkov-Lichtes ausgedehnter Luftschauer und ihrer Anwendung für die γ-Astronomie.

Im folgenden Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen der γ-Astronomie mit erdgebundenen Detektoren dargestellt. Hierbei werden Schwerpunkte auf den Cherenkov-Effekt und die atmosphärischen Einflüsse auf das Cherenkov-Licht gelegt. Die Kapitel 3 und 4 beschreiben die Funktionsweise von Cherenkov-Teleskopen und die Rekonstruktion wichtiger Größen der untersuchten Luftschauer, beispielsweise Art, Energie und Einfallswinkel des primären Teilchens. Weiterhin werden existierende Experimente und zukünftige Projekte mit großflächigen Cherenkov-Teleskopen vorgestellt. Nachdem in den Kapiteln 5 und 6 die Prinzipien der durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen erläutert werden, können die Daten der im Rahmen dieser Diplomarbeit erstellten Schauerbibliothek im Kapitel 7 ausgewertet werden. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse (Kapitel 8) und einem Ausblick auf zukünftig interessierende Untersuchungsgegenstände im Kapitel 9.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung sowie Erzeugungsmechanismen und mögliche Quellen der zu ihr gehörenden γ-Quanten behandelt. Da bei der γ-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen ausgedehnte Luftschauer von Bedeutung sind, werden Teilchenkaskaden in der Atmosphäre beschrieben. Hierbei werden die Unterschiede zwischen elektromagnetischen und hadroninduzierten Schauern näher erläutert. Im folgenden werden die Grundlagen des Cherenkov-Effektes behandelt. Dieser ist dafür verantwortlich, daß die hochenergetischen geladenen Teilchen das umgebende Medium zu einer Lichtemission anregen. Diese Cherenkov-Photonen können mit geeigneten Detektoren nachgewiesen werden. Zum Abschluß des Kapitels werden die zeitliche Entwicklung und atmosphärische Einflüsse auf die Ausbreitung des Cherenkov-Lichtes dargestellt.

2.1 Die kosmische Strahlung

Die kosmische Strahlung ist eine hochenergetische Teilchenstrahlung, wobei Teilchenenergien im Bereich von 10^6 eV bis über 10^{20} eV gemessen wurden. Die einem Potenzgesetz folgende Energieverteilung läßt sich nicht durch thermische Strahlung erklären. Basierend auf Beobachtungsdaten verschiedener Experimente der Astroteilchenphysik werden daher diverse Modelle zur Beschreibung der kosmischen Strahlung diskutiert.

Die geladenen Teilchen verlieren durch die Ablenkung in galaktischen Magnetfeldern die Information über ihre Herkunftsrichtung. Daher sind zunächst energiereiche Neutronen, Neutrinos und Photonen von Interesse für diesen Zweig der Astrophysik, weil diese nicht der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen.

Neutronen sind wegen ihrer Lebensdauer von etwa 887 s nur bei extrem hohen Energien von ca. 10^{18} eV in der Lage, die Scheibe unserer Galaxis zu durchqueren [Koh95]. Bei diesen Energien kommen Neutronen wegen der geringen Flüsse und ihres relativ kleinen Anteils an der kosmischen Strahlung kaum für astronomische Zwecke in Frage.

Neutrinos können aufgrund der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte für Wechselwirkungen mit Materie nur in extrem großen Detektoren nachgewiesen werden. Als Beispiel sei hier der etwa 1 km^3 große Neutrino-Detektor im antarktischen Eis genannt, der von der AMANDA-Kollaboration geplant ist (**A**ntarctic **M**uon **a**nd **N**eutrino **D**etector **A**rray) [Hal96].

Daher bildet die γ-Strahlung aus galaktischen und extragalaktischen Quellen die Grundlage für die Astroteilchenphysik mit satellitengestützten und erdgebundenen Detektoren.

2.1.1 Chemische Zusammensetzung

Während Protonen (Wasserstoffkerne) im Energiebereich von 1 TeV bis zu 1 PeV mit einem Anteil von etwa 50 % den größten Beitrag zum Gesamtfluß der kosmischen Strahlung liefern, spielen die Photonen mit nur 0,1 % in diesem Zusammenhang zunächst nur eine sehr untergeordnete Rolle [Sok89].

Abbildung 2.1 zeigt die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Vergleich zu den Häufigkeiten der Elemente im Sonnensystem. Hierbei ist eine recht gute Übereinstimmung erkennbar, wenn von dem Überschuß der leichten Elemente Lithium, Beryllium und Bor ($Z = 3, 4, 5$) sowie der Elemente unterhalb von Eisen ($Z = 26$) abgesehen wird. Diese Abweichungen lassen sich jedoch mit der beim Durchgang durch das Interstellare Medium auftretenden Fragmentation der häufig vorkommenden Kerne Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff sowie Eisen erklären. Es kommt so zu einer Auffüllung der „Täler“ der solaren Häufigkeitsverteilung, in denen jeweils die Elemente mit kleineren Ordnungszahlen angesiedelt sind.

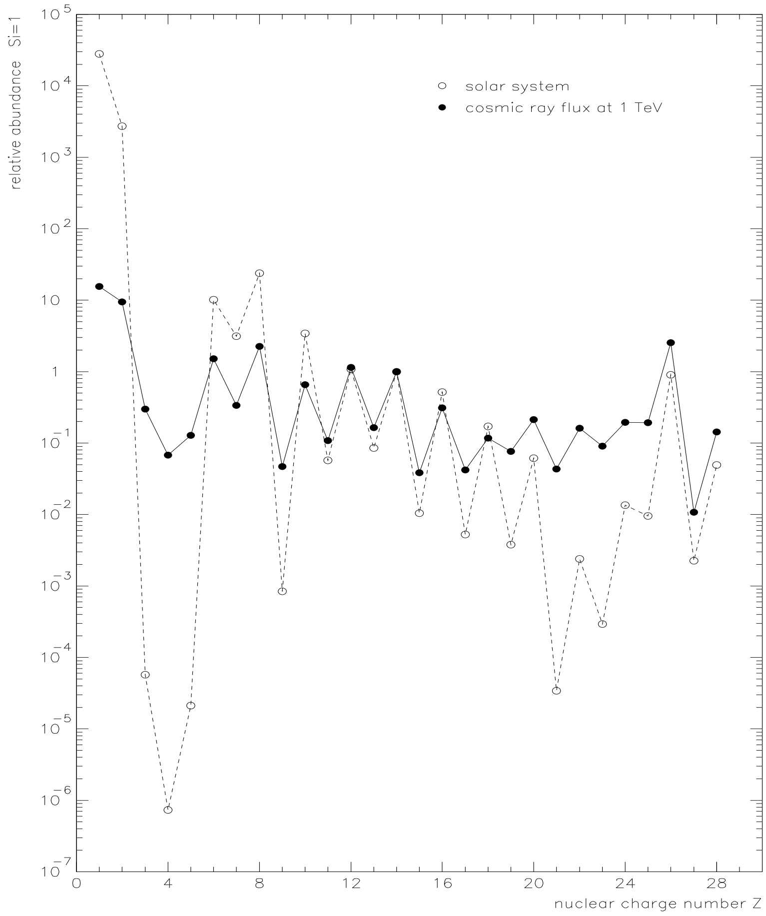


Abbildung 2.1: *Chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Vergleich zur Häufigkeit der Elemente im Sonnensystem für die leichten Elemente Wasserstoff ($Z = 1$) bis Nickel ($Z = 28$) [Wie94].*

2.1.2 Erzeugungsmechanismen für hochenergetische γ-Strahlung

Für die in dieser Arbeit interessierenden Energien des primären Photons von $E_\gamma \geq 100\,\mathrm{GeV}$ sind die folgenden Erzeugungsprozesse von Bedeutung:

π^0-Produktion: Bei inelastischen Stößen eines hochenergetischen Protons mit einem weiteren Proton der umgebenden Materie können neutrale π-Mesonen (π^0) erzeugt werden, die bei einer mittleren Lebensdauer von etwa $8{,}4 \cdot 10^{-17}\,\mathrm{s}$ mit einer Wahrscheinlichkeit von ungefähr 98,8 % elektromagnetisch in zwei γ-Quanten zerfallen [Bar96]:

$$p + p \longrightarrow \pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$$

Ferner kann bei der Wechselwirkung ultrarelativistischer Protonen mit Photonen der kosmischen 2,7 K-Hintergrundstrahlung ebenfalls eine π^0-Produktion stattfinden. Allerdings tritt dieser Prozeß nur bei sehr hohen Energien des Protons von etwa $10^{20}\,\mathrm{eV}$ auf [Koh95].

Inverse Comptonstreuung: Trifft ein relativistisches Elektron oder Positron mit der Energie $E_\mathrm{e} = \gamma \cdot m_\mathrm{e} c_0{}^2$ auf ein langwelliges Photon des Sternenlichtes (E_Photon im eV-Bereich) bzw. der Hintergrundstrahlung, so gibt es einen Teil seiner Energie an das Photon ab. In einem isotropen Strahlungfeld mit verhältnismäßig hoher Photonendichte beträgt die mittlere Energie des Photons nach der Streuung [Wil97]:

$$< E_\gamma > \; = \frac{4}{3}\,\gamma^2 \cdot < E_\mathrm{Photon} >$$

Bremsstrahlung: Sofern hohe Nukleonendichten vorhanden sind, kann ein Elektron bzw. Positron im Coulombfeld eines Atomkernes abgebremst werden und dabei ein Photon der Energie E_γ emittieren. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist proportional zu $1/E_\gamma$, so daß sich eine entsprechende Häufigkeitsverteilung der Photonen ergibt.

Synchrotronstrahlung: Wird ein geladenes Teilchen durch ein Magnetfeld abgelenkt, so werden Photonen emittiert. Dieser Effekt tritt im wesentlichen nur bei stark relativistischen Teilchen und hohen magnetischen Feldstärken auf, so daß für diesen Beitrag zur γ-Strahlung hauptsächlich die Umgebung von Neutronensternen eine Rolle spielt.

Die Bedeutung der einzelnen Prozesse zur Erzeugung hochenergetischer γ-Strahlung hängt jeweils von verschiedenen Parametern ab, wie beispielsweise von der Stärke des vorhandenen Magnetfeldes, der Energie der beteiligten geladenen Teilchen sowie der Photonen- und Materiedichten der Umgebung. Somit lassen sich verschiedene Objekte als Quellen der kosmischen γ-Strahlung bestimmen. Die in diesem Abschnitt kurz angesprochenen Prozesse der Erzeugung von γ-Quanten aus dem π^0-Zerfall sowie durch Bremsstrahlung spielen auch bei den ausgedehnten Teilchenschauern in der Erdatmosphäre eine wichtige Rolle, die im Abschnitt 2.2 erläutert werden.

2.1.3 Quellen der kosmischen γ-Strahlung

Im folgenden werden einige typische astrophysikalische Objekte erläutert, die durch bestimmte Prozesse zu Quellen der kosmischen γ-Strahlung werden.

Pulsare sind Neutronensterne, die durch den Zusammenbruch eines Sternes entstanden sind. Mit ihrer sehr hohen Dichte und großen Rotationsgeschwindigkeit erzeugen sie Strahlung, die aus einem kleinen Bereich ihrer Magnetosphäre emittiert wird, so daß ein entfernter Beobachter ein periodisches Signal wahrnimmt. γ-Strahlung wurde insbesondere von den Pulsaren Vela und Geminga entdeckt.

Supernova-Überreste: Beim Ausbruch einer Supernova wird eine Gesamtenergie von etwa 10^{44} J freigesetzt, die sich unter Ausbildung einer Schockfront in das umgebende Medium ausbreitet. Somit wird genügend Energie bereitgestellt, um über das Modell einer diffusen Beschleunigung γ-Quanten auf Energien von bis zu 10^{15} eV zu beschleunigen. Eine nähere Übersicht zu diesem Gebiet findet sich bei R. Blandford und D. Eichler [Bla87].

Der Krebsnebel, der für die γ-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen eine Standardquelle darstellt, ist der Überrest der im Jahre 1054 ausgebrochenen Supernova SN1054. Der als Reststern im Zentrum stehende Krebspulsar bildet zusammen mit dem Nebel ein sogenanntes Plerion. Für die Erzeugung hochenergetischer γ-Quanten wird in diesem Fall das „Synchrotron-Self-Compton-Modell“ diskutiert, bei dem relativistische Elektronen (e^-) und Positronen (e^+) durch Synchrotronstrahlung Photonen erzeugen, die wiederum mit den e^+ bzw. e^- über die Inverse Compton-Streuung wechselwirken und so sehr hohe Energien erreichen [Jag92].

Aktive Galaktische Kerne (AGN): Die Kerne aktiver Galaxien gehören zu den leuchtkraftstärksten kompakten Objekten im Universum, in deren Zentren sehr massive Schwarze Löcher (etwa 10^8 bis 10^{10} Sonnenmassen) vermutet werden. Bei der Materieakkretion aus ihrer Umgebung bilden sich gemäß der Theorie „Jets“ aus, in denen die freigesetzte Gravitationsenergie emittiert wird [Bed95]. Eine Darstellung eines Aktiven Galaktischen Kernes im Zusammenhang mit den Begriffen Quasar (**Quas**istell**ar**es Objekt) und Blazar findet sich in Abbildung 2.2.

Die Erzeugung von γ-Quanten im TeV-Bereich wird vor allem den Regionen der Jets zugeschrieben. Daß es sich bei den AGN um sehr kompakte Objekte in der Größe unseres Sonnensystems handeln muß, zeigt die bei den aktiven Galaxien Markarian 421 und Markarian 501 beobachtete Periodizität des Strahlungsflusses im TeV-Bereich [Dec97]. Zeitvariationen im Bereich von Tagen ließen sich sonst nicht verstehen.

„Gamma Ray Bursts“(GRB): Spontan aufleuchtende γ-Quellen, die unvorhersehbar an einer beliebigen Stelle des Himmels erscheinen, werden in der Literatur „Gamma Ray Bursts“genannt. Zum jeweiligen Zeitpunkt ihres Auftretens am Himmel stellen die GRB-Quellen die mit Abstand hellsten γ-Strahler dar. Als Ursache dieser gewaltigen Energieausbrüche wird zur Zeit der Kollaps eines Binärsystemes aus zwei Neutronensternen bzw. einem Neutronenstern und einem Schwarzen Loch vermutet. Um dieses Phänomen näher zu untersuchen, wurden auf dem Satelliten CGRO (**C**ompton **G**amma **R**ay **O**bservatory)

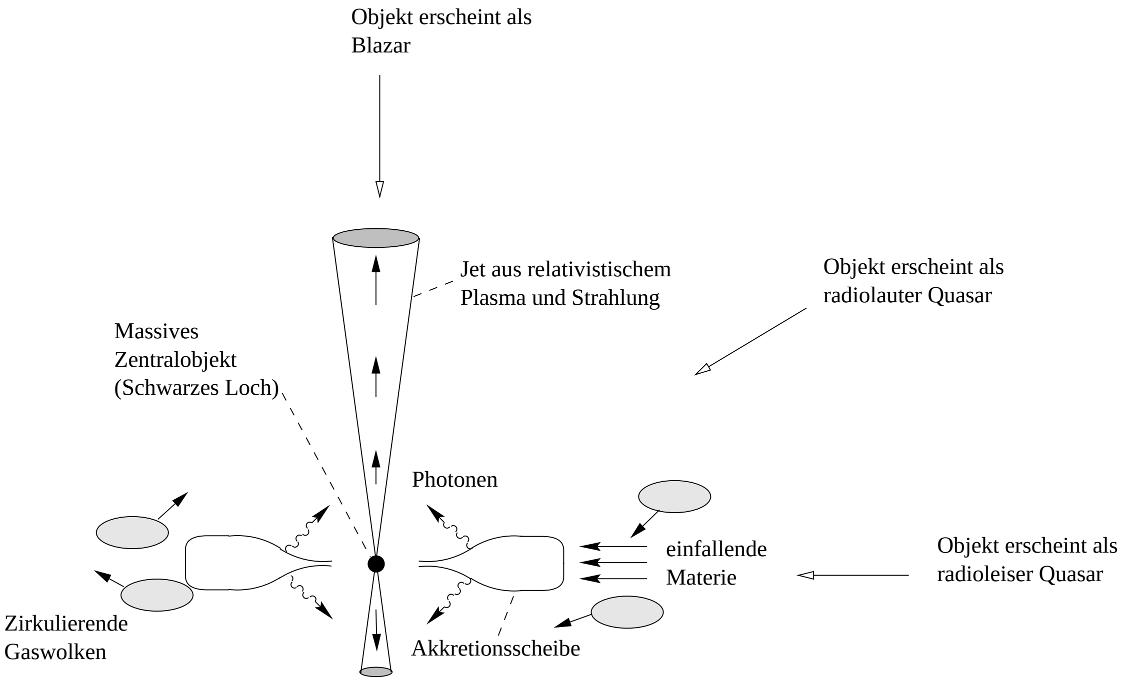


Abbildung 2.2: *Schematische Darstellung eines Aktiven Galaktischen Kernes [Dec97].*

die BATSE-Detektoren (**B**urst **a**nd **T**ransient **S**ource **E**xperiment) installiert, die als „All-Sky-Monitor" den Himmel permanent auf plötzlich erscheinende γ-Quellen hin beobachten. Einen Überblick zur γ-Astronomie des CGRO liefert Schönfelder [Sch98b]. Da der Energiebereich von BATSE auf $E_\gamma \approx 20\,\mathrm{keV}$ bis $1\,\mathrm{GeV}$ beschränkt ist, werden Anstrengungen unternommen, GRBs nach ihrer Entdeckung durch das CGRO auch mit den verschiedenen auf der Erde installierten Cherenkov-Teleskopen zu beobachten. Hierzu ist allerdings ein sehr schnelles Informationssystem sowie eine schnelle Ausrichtbarkeit der Teleskope auf die neue Quelle erforderlich.

2.2 Teilchenkaskaden in der Atmosphäre

Da der Teilchenfluß der kosmischen Strahlung mit steigender Energie stark abnimmt, wird bei Primärenergien von etwa $10\,\mathrm{GeV}$ die Nachweisgrenze heutiger ballon- bzw. satellitengestützter Experimente für γ-Quanten erreicht. Die Detektorflächen und die verfügbare Meßzeit solcher Detektoren sind typischerweise auf kleine Werte beschränkt. Eine größere Fläche kann daher nur die Erdatmosphäre selbst bieten, so daß es notwendig wird, die Wechselwirkungen der hochenergetischen primären Teilchen mit den Bestandteilen der Atmosphäre zu betrachten. Durch verschiedene Wechselwirkungen verlieren diese Partikel einen Teil ihrer Energie, wobei sekundäre Teilchen entstehen, die ihrerseits weitere Reaktionen auslösen können. Auf diese Weise entsteht eine Kaskade geladener und neutraler Teilchen, die auch als Luftschauer bezeichnet wird. Hierbei werden die von γ-Quanten und Elektronen bzw. Positronen ausgelösten elektromagnetischen Schauer („γ-Schauer“) von den durch Protonen, α-Teilchen und schweren Kernen verursachten hadronischen Kaskaden unterschieden, denen nukleonische Wechselwirkungen zugrunde liegen.

In dieser Arbeit steht die γ-Astronomie im Vordergrund, bei der Photonen als primäre Teilchen fungieren. Dennoch können hadronische Kaskaden nicht unberücksichtigt bleiben, da der geringe Anteil der γ-Strahlung von dem hadronischen Untergrund separiert werden muß. Im folgenden werden die Eigenschaften und möglichen Unterscheidungskriterien der verschiedenen Typen von Luftschauern beschrieben.

2.2.1 Elektromagnetische Kaskaden

Falls das Primärteilchen eines Luftschauers ein Photon oder ein Elektron bzw. Positron ist, entsteht über die abwechselnden Prozesse der Paarbildung und Bremsstrahlung eine elektromagnetische Kaskade.

Bremsstrahlung: Bei dieser Wechselwirkung wird ein Elektron oder Positron durch die Coulombfelder der Kerne der Luftmoleküle abgebremst, wobei Energie in Form eines Photons (γ) abgestrahlt wird.

$$e^{\pm} + K \longrightarrow e^{\pm} + \gamma + K$$

Für Teilchenenergien oberhalb eines kritischen Wertes E_{krit} ist dieser Prozeß gegenüber Energieverlusten durch Ionisation und Anregung der Luftpartikel vorherrschend. E_{krit} wird über die Gleichung

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{E_{\mathrm{krit,Bremsstr.}}} = -\left.\frac{dE}{dx}\right|_{E_{\mathrm{krit,Ionis.}}}$$

definiert und hat in Luft einen Betrag von etwa 81 MeV. Damit ist für die hochenergetischen Teilchen der γ-Astronomie die Voraussetzung für das Entstehen von elektromagnetischen Kaskaden gegeben.

Die materialabhängige Strahlungslänge X_0 gibt die mittlere Strecke an, nach der die Energie des Teilchens von ihrem Anfangswert E_0 auf den Bruchteil $1/e \cdot E_0$ abgefallen ist. Mit Hilfe von X_0 kann der Energieverlust durch Bremsstrahlung durch die folgende Beziehung beschrieben werden:

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{\mathrm{Bremsstr.}} = \frac{E}{X_0}$$

In Luft hat die Strahlungslänge den Wert $X_0 \approx 37{,}1\,\mathrm{g/cm^2}$ [Gai90].

Paarbildung: Primäre oder durch Bremsstrahlung erzeugte hochenergetische Photonen können im elektrischen Feld eines Atomkernes in ein e^+e^--Paar konvertieren. Die Voraussetzung für diesen Prozeß ist, daß die Energie des γ-Quants mindestens der doppelten Ruheenergie eines Elektrons entspricht:

$$E_\gamma \;\geq\; 2 \cdot 0{,}511\,\mathrm{MeV}$$

Die Anwesenheit eines Atomkernes ist hierbei notwendig, um die Energie- und Impulserhaltung zu gewährleisten. Da die Paarbildung eng verwandt mit der Bremsstrahlung ist, läßt sich analog die Konversionslänge λ einführen. Sie bezeichnet die mittlere Strecke, auf der ein Photonenstrahl mit der Anfangsintensität I_0 beim Durchgang durch ein Material aufgrund von Paarbildung auf die Intensität $1/e \cdot I_0$ abgeschwächt wird. Hierbei gilt:

$$\lambda = \frac{9}{7} X_0$$

Die Konversionslänge ist demnach nur wenig größer als die Strahlungslänge. Dabei folgt die Abschwächung der Intensität dem Gesetz:

$$I(x) = I_0 \, e^{-x/\lambda}$$

Die aus der γ-Spektroskopie bekannten Wechselwirkungen des (atomaren) Photo- und Comptoneffektes spielen wegen der bei hohen Photonenergien kleinen Wirkungsquerschnitte keine bedeutende Rolle für elektromagnetische Kaskaden.

Eine schematische Darstellung eines elektromagnetischen Luftschauers ist in Abbildung 2.3 gegeben. Hierbei wird ein Photon als primäres Teilchen angenommen, aus dem durch Paarerzeugung ein Elektron und ein Positron entstehen. Da beide Teilchen über eine ausreichend große Energie verfügen, können sie Bremsstrahlungsphotonen emittieren, so daß nach wenigen Strahlungs- bzw. Konversionslängen eine Vielzahl von Teilchen im Schauer vorhanden ist.

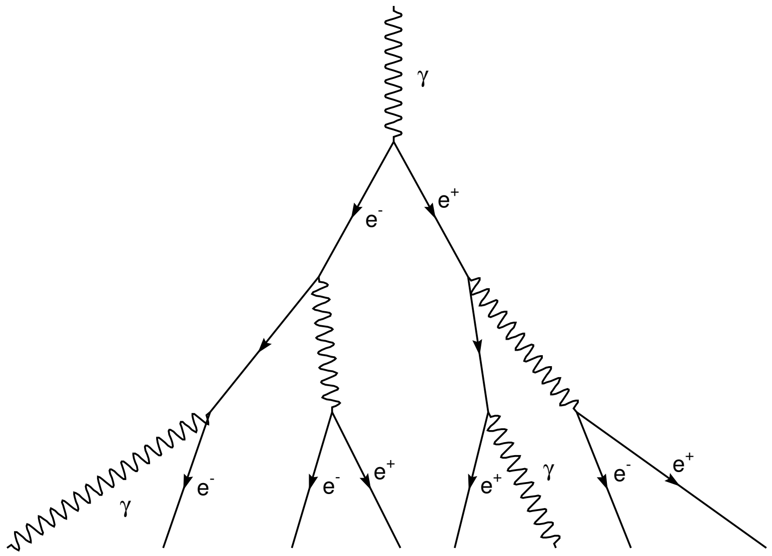


Abbildung 2.3: *Schematische Darstellung einer elektromagnetischen Kaskade, die durch ein senkrecht von oben einfallendes Photon ausgelöst wird.*

Bei einer typischen Beobachtungshöhe von 2200 m (wie z. B. beim HEGRA-Experiment, vgl. Abschnitt 4.2) hat die Atmosphäre für elektromagnetische Kaskaden eine integrale Schichtdicke von etwa 21 Strahlungs- bzw. Konversionslängen. Daher kann eine sehr große

Zahl sekundärer Teilchen entstehen. Die Produktion weiterer Teilchen kommt in einer elektromagnetischen Kaskade zum Stillstand, sobald die Energie der einzelnen Schauerteilchen den Wert E_{krit} unterschreitet. Da die Elektronen bzw. Positronen durch Ionisations- und Anregungsverluste abgebremst und schließlich von den Luftmolekülen absorbiert werden, nimmt die Teilchenzahl in der Kaskade wieder ab.

Prinzipiell ist es möglich, daß in elektromagnetischen Kaskaden auch Myonen bzw. Hadronen durch Paarbildung erzeugt werden. Ferner können über den Kernphotoeffekt geladene Pionen entstehen, die in Myonen und Neutrinos zerfallen (s. u.). Für die γ-Astronomie im (Sub-)TeV-Energiebereich sind diese Prozesse jedoch im wesentlichen zu vernachlässigen.

Luftschauer werden durch ihre elektromagnetische Komponente dominiert. Ein Modell zur Betrachtung der Entwicklung der Teilchenzahl in einem Schauer in Abhängigkeit von der Atmosphärischen Tiefe und der Energie des primären Photons wird von P. Sokolsky [Sok89] beschrieben.

2.2.2 Hadroninduzierte Teilchenschauer

Auch Protonen, α-Teilchen und schwere Kerne der kosmischen Strahlung können beim Eindringen in die Erdatmosphäre Luftschauer auslösen. Da in diesen Fällen vorwiegend die starke und schwache Wechselwirkung von Bedeutung sind, tritt hier eine Vielzahl von verschiedenen Prozessen auf. Die mittlere freie Weglänge für inelastische Stöße von Protonen mit den Luftmolekülen beträgt etwa $83\,\mathrm{g/cm^2}$ [Gai90] und ist damit erheblich größer als bei den elektromagnetischen Kaskaden. Die integrale Schichtdicke liegt für eine Beobachtungshöhe von wiederum 2200 m bei etwa 9 bis 10 Wechselwirkungslängen. Hadroninduzierte Kaskaden entwickeln sich daher wesentlich tiefer in der Atmosphäre und haben eine größere longitudinale Ausdehnung als γ-Schauer.

Die Primärteilchen verlieren bei jedem Stoßprozeß etwa die Hälfte ihrer Energie, die dann für die Erzeugung von sekundären Partikeln (Baryonen und Mesonen) zur Verfügung steht. Der überwiegende Anteil von etwa 90 % der Sekundärteilchen wird durch das Pionentriplett gestellt (π^+, π^-, π^0 in etwa gleicher Anzahl). Zwar unterliegen die hadronischen Teilchen aufgrund ihrer großen Impulse kaum der elektromagnetischen Vielfachstreuung, die Transversalimpulse der Pionen tragen jedoch zur Verbreiterung der elektromagnetischen Komponente des Luftschauers (s. u.) bei.

Geladene Pionen können bei Energien von mindestens 12 GeV mit Atomkernen der Atmosphärenbestandteile in Wechselwirkung treten:

$$\pi^{\pm} + X \longrightarrow \pi^0 + Y$$

Bei niedrigeren Energien zerfallen sie mit einer Wahrscheinlichkeit von über 99 % bei einer Lebensdauer von etwa $2{,}6 \cdot 10^{-8}$ s leptonisch in einem der beiden folgenden Prozesse [Bar96]:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\longrightarrow \mu^- + \overline{\nu}_\mu \end{aligned}$$

Die so erzeugten Myonen haben mit ca. $2{,}2 \cdot 10^{-6}$ s eine erheblich größere Lebensdauer, so daß sie aufgrund der relativistischen Zeitdilatation in der Mehrheit den Erdboden erreichen können. Da die Bremsstrahlung umgekehrt proportional zum Quadrat der Teilchenmasse ist, spielt dieser Effekt bei Myonen nur eine untergeordnete Rolle. Wegen ihres geringen Energieverlustes bilden sie die sogenannte „harte“ bzw. durchdringende Komponente der (sekundären) kosmischen Strahlung. Findet dennoch ein Zerfall von Myonen in der Atmosphäre statt, so geschieht dies zu fast 100 % in den Kanälen:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu$$
$$\mu^- \longrightarrow e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\mu$$

Hochenergetische Elektronen und Positronen aus diesen Prozessen können über den Prozeß der Bremsstrahlung elektromagnetische Subkaskaden der hadroninduzierten Teilchenschauer auslösen. Solche Subkaskaden entstehen ebenfalls aus dem quasi instantanen elektromagnetischen Zerfall der neutralen Pionen:

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$$

Das im folgenden Abschnitt erläuterte Cherenkov-Licht wird von relativistischen geladenen Teilchen verursacht, deren Geschwindigkeit größer als die im Medium gegebene Phasengeschwindigkeit des Lichtes ist. Da die Anzahl der Elektronen und Positronen auch in hadronischen Schauern mit etwa 95 % wesentlich größer als diejenige aller anderen geladenen Teilchen ist [Coc61], stammt das von Cherenkov-Teleskopen beobachtete Licht fast ausschließlich von den elektromagnetischen Anteilen des Luftschauers. Damit ist an dieser Stelle das Problem der Separation der γ- von den hadroninduzierten Schauern ersichtlich, das im Kapitel 2.3.4 näher erläutert wird.

Zusammenfassend läßt sich ein hadroninduzierter Luftschauer also prinzipiell in drei Komponenten unterteilen:

- die elektromagnetische („weiche“) Komponente, die über das von den schnellen geladenen Teilchen emittierte Cherenkov-Licht mit Hilfe entsprechender Detektoren beobachtet werden kann;
- die hadronische Komponente, deren Teilchen am Erdboden auf einer kleinen Fläche um den Auftreffpunkt der Schauerachse konzentriert sind, die durch das primäre Teilchen vorgegeben wird;
- die myonische („harte“) Komponente, in der etwa 10 % der gesamten Schauerenergie enthalten sind [Wil97].

Ein schematischer Überblick über diese Anteile einer hadroninduzierten Kaskade ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

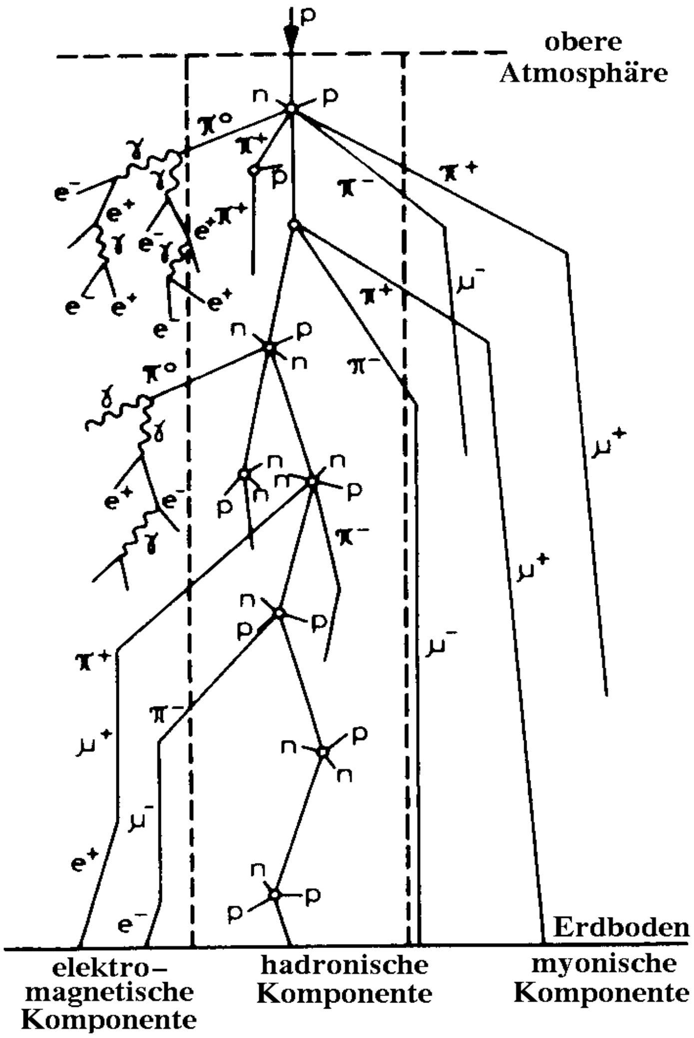


Abbildung 2.4: *Schematische Darstellung der drei Komponenten eines hadroninduzierten Luftschauers [All84].*

2.3 Der Cherenkov-Effekt

2.3.1 Prinzip der Emission von Cherenkov-Photonen

Bewegt sich ein geladenes Teilchen in einem dielektrischen Medium mit einer Geschwindigkeit v, die größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes c_{Ph} in diesem Medium ist, so wird eine vorübergehende Polarisation der Umgebung der Teilchenbahn verursacht, die zur Emission von elektromagnetischer Strahlung führt. Nach P. A. Cherenkov, der hierzu in den dreißiger Jahren dieses Jahrhunderts erste systematische Untersuchungen anstellte [Che34], wird dieses Phänomen als *Cherenkov-Effekt* bezeichnet.

Eine ausführliche Darstellung des Cherenkov-Effektes findet sich bei J. V. Jelley [Jel58]. Während V. L. Ginzburg und J. V. Jelley im Jahre 1940 eine quantenmechanische Erklärung dieser Erscheinung fanden, soll hier aus Gründen der Anschaulichkeit eine klassisch-elektrodynamische Erläuterung nach I. Frank und I. Tamm [Fra37] Anwendung finden.

Zur Vereinfachung wird ein isotropes, ideales dielektrisches Medium mit verschwindender elektrischer Leitfähigkeit und magnetischer Permeabilität $\mu_r = 1$ angenommen. Außerdem werden die Absorption des Lichtes im Medium und Energieverluste durch Ionisation und Coulombstreuung vernachlässigt, womit sich für ein geladenes Teilchen eine geradlinig-gleichförmige Bewegung ergibt. Durchläuft das Teilchen nun gemäß Abbildung 2.5 einen Punkt A des Mediums, so wirkt auf die Atome in der unmittelbaren Umgebung ein lokales elektrisches Feld. Dieses bewirkt eine Polarisation des Mediums, die wieder verschwindet, sobald das Teilchen den entfernten Punkt B erreicht. Die Atome bei A schwingen nun als klassische Dipole in ihre Ruhelage zurück.

Falls die Geschwindigkeit v des Teilchens kleiner als die Phasengeschwindigkeit c_{Ph} des Lichtes in dem Medium ist, sind die Dipole kugelsymmetrisch um den Punkt A angeordnet, so daß bei der Depolarisation eine destruktive Interferenz der emittierten Elementarwellen auftritt (vgl. Abbildung 2.5.a). Für den Fall

$$v > c_{\mathrm{Ph}}$$

wird diese Symmetrie jedoch nicht mehr eingehalten. Die parallel zur Teilchenbahn ausgerichteten Dipolkomponenten schwingen in Phase und können somit kohärente *Cherenkov-Strahlung* emittieren (Abbildung 2.5.b).

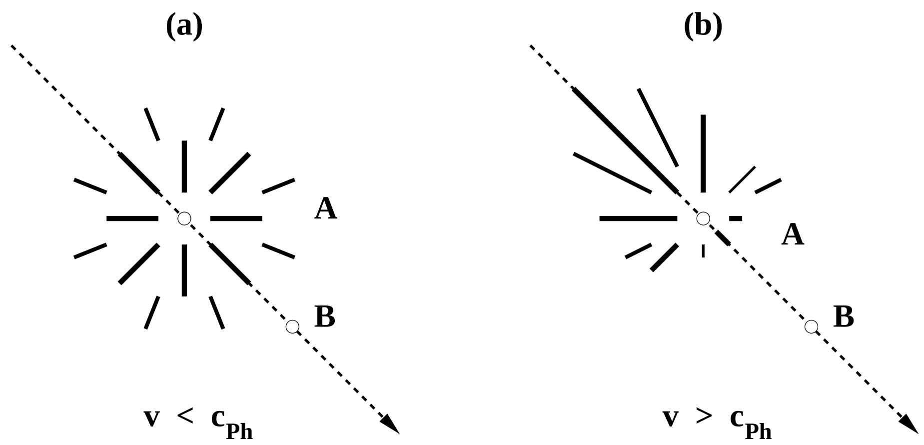


Abbildung 2.5: *Polarisation eines dielektrischen Mediums durch ein hindurchfliegendes geladenes Teilchen. (a) Kugelsymmetrische Polarisation im Fall $v < c_{\mathrm{Ph}}$. (b) Axialsymmetrische Polarisation bei $v > c_{\mathrm{Ph}}$. Durch die Strichlänge ist jeweils der Grad der Polarisation angedeutet (nach [Köh95]).*

Nach dem Huygensschen Prinzip überlagern sich die Elementarwellen zu einer kegelförmigen Schockfront, die vergleichbar dem aus der Akustik bekannten Phänomen des Machschen Kegels ist, der beim sogenannten „Überschallknall“ auftritt. Der Cherenkov-Winkel ϑ_{Ch} läßt sich mit Hilfe von Abbildung 2.6 aus der Geometrie der kegelförmigen Strahlungsfront bestimmen.

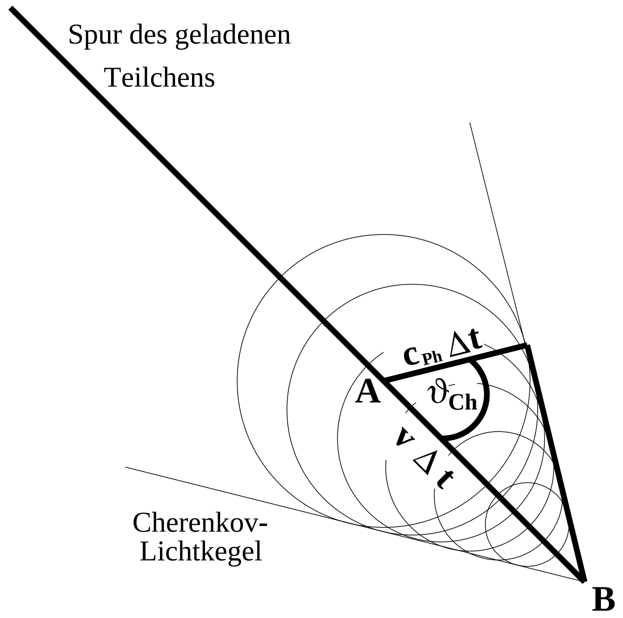


Abbildung 2.6: *Geometrie der kegelförmigen Strahlungsfront beim Cherenkov-Effekt.*

Für die Phasengeschwindigkeit des Lichtes c_{Ph} in einem Medium mit dem Brechungsindex n gilt:

$$c_{\mathrm{Ph}} = \frac{c_0}{n}$$

Hierbei bezeichnet c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Ausgehend vom Punkt A legt die emittierte Elementarwelle im Zeitintervall Δt die Wegstrecke $c_{\mathrm{Ph}} \cdot \Delta t$ zurück. In der gleichen Zeit hat das geladene Teilchen bereits eine Strecke $v \cdot \Delta t$ hinter sich gebracht. Aus der Kegelgeometrie folgt somit die sogenannte *Cherenkov-Beziehung*:

$$\cos \vartheta_{\mathrm{Ch}} = \frac{c_{\mathrm{Ph}} \cdot \Delta t}{v \cdot \Delta t} = \frac{c_0}{n \cdot v}$$

Aus der allgemeingültigen Beziehung $|\cos \vartheta_{\mathrm{Ch}}| \leq 1$ ergibt sich mit $\beta = v/c_0$ die Bedingung für die Emission von Cherenkov-Licht:

$$\beta \geq \frac{1}{n}$$

Gemäß der Speziellen Relativitätstheorie ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 die absolut höchste erreichbare Geschwindigkeit. Somit ergibt sich, daß Cherenkov-Strahlung nur in denjenigen Frequenzbereichen eines Mediums auftreten kann, in denen

$$n > 1$$

gilt. Dies ist gewöhnlich im ultravioletten, sichtbaren und infraroten Spektralbereich der Fall.

Um die minimale Gesamtenergie eines geladenen Teilchens zu berechnen, das die Bedingung für den Cherenkov-Effekt erfüllt, wird die Formel für die Gesamtenergie eines relativistischen Teilchens verwendet (m_0 bezeichnet hierbei die Ruhemasse des Teilchens):

$$
\begin{aligned}
E_{\text{ges}} &= \gamma \cdot m_0 {c_0}^2 \\
&= \frac{m_0 {c_0}^2}{\sqrt{1-\beta^2}}
\end{aligned}
$$

Mit der Schwellbedingung $\beta_{\text{min}} = 1/n$ ergibt sich also:

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

Auf Meereshöhe liegt die minimale Energie für Elektronen bei etwa 21 MeV, während sie für Myonen ca. 4,4 GeV beträgt. Somit zeigt sich, daß vorwiegend geladene Teilchen mit kleiner Ruhemasse Cherenkov-Strahlung hervorbringen können. In ausgedehnten Luftschauern sind dies die hochenergetischen Elektronen und Positronen der elektromagnetischen Kaskaden, während Myonen und Hadronen nur einen geringen Anteil am beobachteten Cherenkov-Licht stellen.

Nach D. H. Perkins [Per82] ergibt sich für ein geladenes Teilchen mit der Kernladungszahl Z der durch die Cherenkov-Emission verursachte Energieverlust zu:

$$
-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{\text{Ch}} = -\frac{4\pi^2 Z^2 e^2}{c_0^2} \int\limits_{\substack{\nu=0 \\ \beta\cdot n(\nu)>1}}^{\infty} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n(\nu)^2}\right) \nu \, d\nu
$$

Die Größe ν gibt die Frequenz des emittierten Cherenkov-Lichtes an. Der Energieverlust durch Cherenkov-Strahlung stellt einen Anteil von etwa 0,1 % am gesamten Energieverlust eines geladenen Teilchens dar, der hauptsächlich durch Bremsstrahlung sowie Anregung und Ionisation verursacht wird.

Die Wellenlängenabhängigkeit des kontinuierlichen Cherenkov-Spektrums ergibt sich aus dieser Formel mit der Feinstrukturkonstanten $\alpha = e^2/\hbar c_0$ und der Beziehung $dN = dE/h\nu$:

$$
dN = 2\pi\alpha Z^2 \, l \, \frac{d\lambda}{\lambda^2} \sin^2 \vartheta_{\text{Ch}}
$$

Hierbei gibt dN die Zahl der Photonen an, die im Wellenlängenintervall $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ auf der Wegstrecke l emittiert werden. Es ist leicht zu sehen, daß die Intensität des Cherenkov-Lichtes proportional zu $1/\lambda^2$ anwächst. Damit läßt sich auch die charakteristische Blaufärbung des Cherenkov-Leuchtens im sichtbaren Spektralbereich erklären. Unter anderem kann diese Erscheinung in den transparenten Moderatoren sogenannter „Swimming Pool“-Kernreaktoren beobachtet werden. Für ein hochrelativistisches ($\beta = 1$) und einfach geladenes ($Z = 1$) Teilchen ergibt sich durch den Cherenkov-Effekt im Wellenlängenintervall von 300 bis 500 nm auf Meereshöhe eine Emission von etwa 30 Photonen pro Meter Flugstrecke.

2.3.2 Atmosphärisches Cherenkov-Licht

Hochenergetische Sekundärteilchen eines ausgedehnten Luftschauers, deren Energie den im vorhergehenden Abschnitt berechneten Wert E_{min} überschreitet, verursachen bei ihrem Flug durch die Atmosphäre die Emission von Cherenkov-Licht. Wie bereits gezeigt wurde, ist für den Cherenkov-Effekt insbesondere der Brechungsindex n des durchquerten Mediums von Bedeutung. In einem dielektrischen Medium gilt speziell:

$$n \;=\; \frac{c_0}{c_{\mathrm{Ph}}} \;\approx\; 1 + \frac{1}{2}(\chi_{\mathrm{e}} + \chi_{\mathrm{m}})$$

Die Suszeptibilitäten χ_{e} und χ_{m} sind gemäß der Gleichung von Clausius und Mosotti in guter Näherung proportional zur Dichte ϱ [Lin94].

Um die Höhenabhängigkeit der atmosphärischen Dichte mathematisch erfassen zu können, wurde in früheren Arbeiten in der Regel eine isotherme Atmosphäre angenommen. In dieser Vereinfachung gilt die barometrische Höhenformel:

$$\varrho(z) = \varrho_0 \cdot \exp\left(-\frac{z}{z_0}\right)$$

Hierbei geben $\varrho_0 = 1{,}225\,\mathrm{kg/m^3}$ die Dichte der Luft auf Meeresniveau und $z_0 = 8{,}4\,\mathrm{km}$ die Skalierungshöhe an.

Ein Vergleich mit Beobachtungsdaten [Hor97] zeigt jedoch, daß durch die sogenannte „US-Standardatmosphäre“ [USC76] die wirklichen Dichteverhältnisse wesentlich besser wiedergegeben werden. Daher wird in den neueren Versionen des Monte-Carlo-Programmes CORSIKA die US-Standardatmosphäre als Modell für die atmosphärischen Parameter verwendet [Hec98].

Aus den Dichtewerten des Atmosphärenmodells läßt sich schließlich der Brechungsindex n nach folgender Formel bestimmen:

$$n(z) = 1 + \eta_D \cdot \varrho(z)$$

Die Konstante hat hierbei den Wert $\eta_D = 2,3 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{m^3/kg}$.

Um einen Eindruck der Abhängigkeit des Cherenkov-Winkels ϑ_{Ch} vom Lorentzfaktor γ des auslösenden geladenen Teilchens zu erhalten, wurde dieser Zusammenhang im Rahmen von Vorstudien für die in dieser Arbeit durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen für verschiedene Höhen über dem Meeresspiegel untersucht. Die resultierende Kurvenschar ist in Abbildung 2.7 wiedergegeben.

Es ist hierbei deutlich zu erkennen, daß bei fester Höhe nach dem Erreichen der Schwellenergie fast keine Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit mehr besteht. Der Cherenkov-Winkel ist mit $\vartheta_{\max} \approx 1{,}38°$ auf Meeresniveau und erheblich geringeren Werten für größere Höhen sehr klein, so daß die Vielfachstreuung der geladenen Teilchen in einer Kaskade nicht ohne weiteres vernachlässigt werden darf.

Weiterhin wurde die Anzahl der emittierten Cherenkov-Photonen für den in den Simulationen verwendeten Wellenlängenbereich von 300 bis 700 nm pro Wegintervall berechnet. Hierbei ist ein einfach geladenes Teilchen angenommen worden, da außer bei schweren Primärteilchen der kosmischen Strahlung kaum größere Ladungen als $Z = 1$ auftreten. Die für die gleichen Höhen wie zuvor ermittelten Kurven sind in Abbildung 2.8 zusammengefaßt. Auch hier ist bei fester Höhe lediglich eine geringe Energieabhängigkeit der Photonenzahl für sehr große Energien festzustellen. Die Anzahl der in diesem spektralen Bereich pro Meter Flugstrecke emittierten Cherenkov-Photonen steigt von etwa fünf bei sehr großen Höhen auf etwa vierzig auf der Beobachtungshöhe des HEGRA-Experimentes auf La Palma.

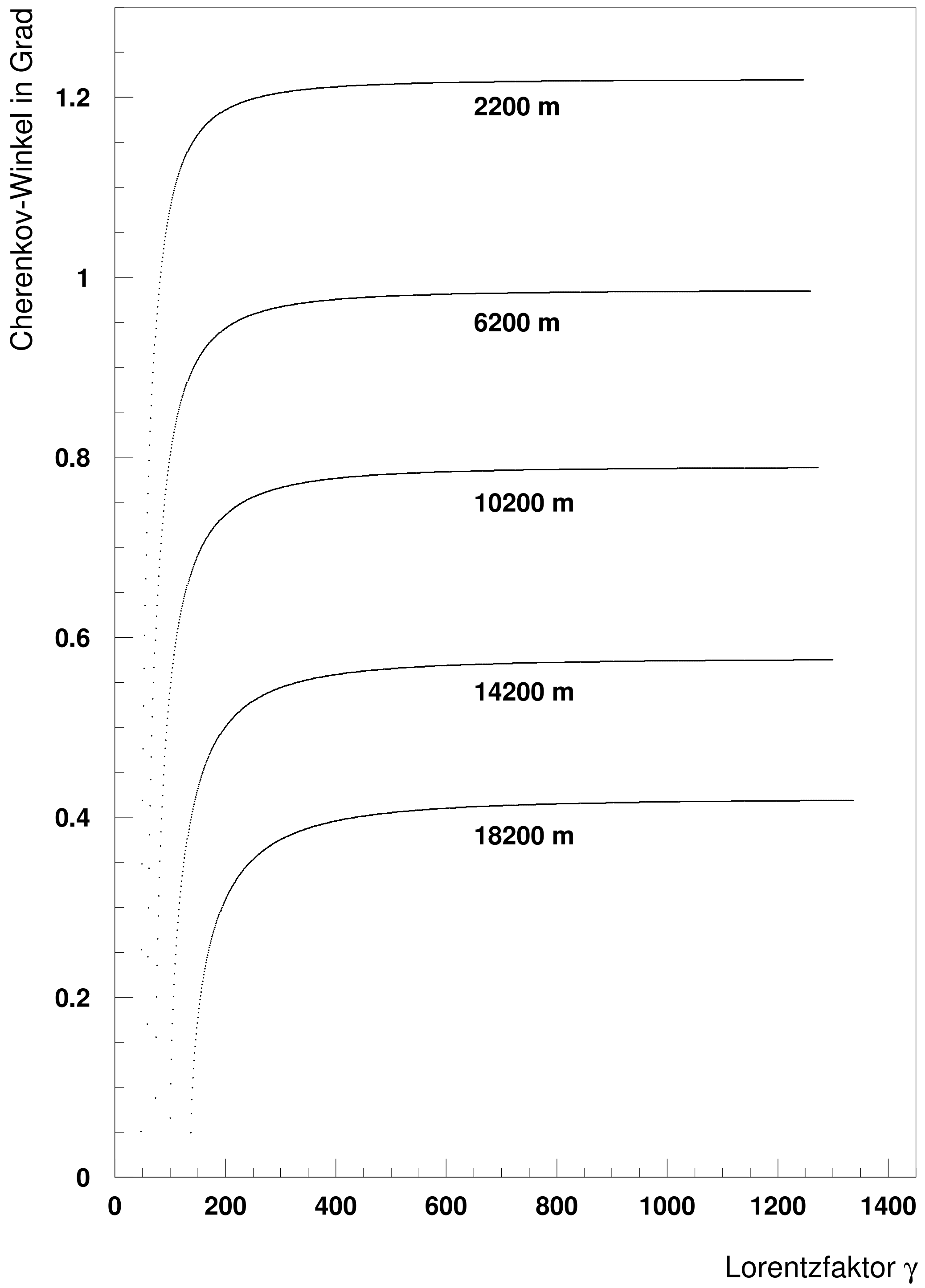


Abbildung 2.7: *Emissionswinkel der Cherenkov-Photonen in Abhängigkeit vom Lorentzfaktor γ des auslösenden geladenen Teilchens für verschiedene Höhen über dem Meeresspiegel.*

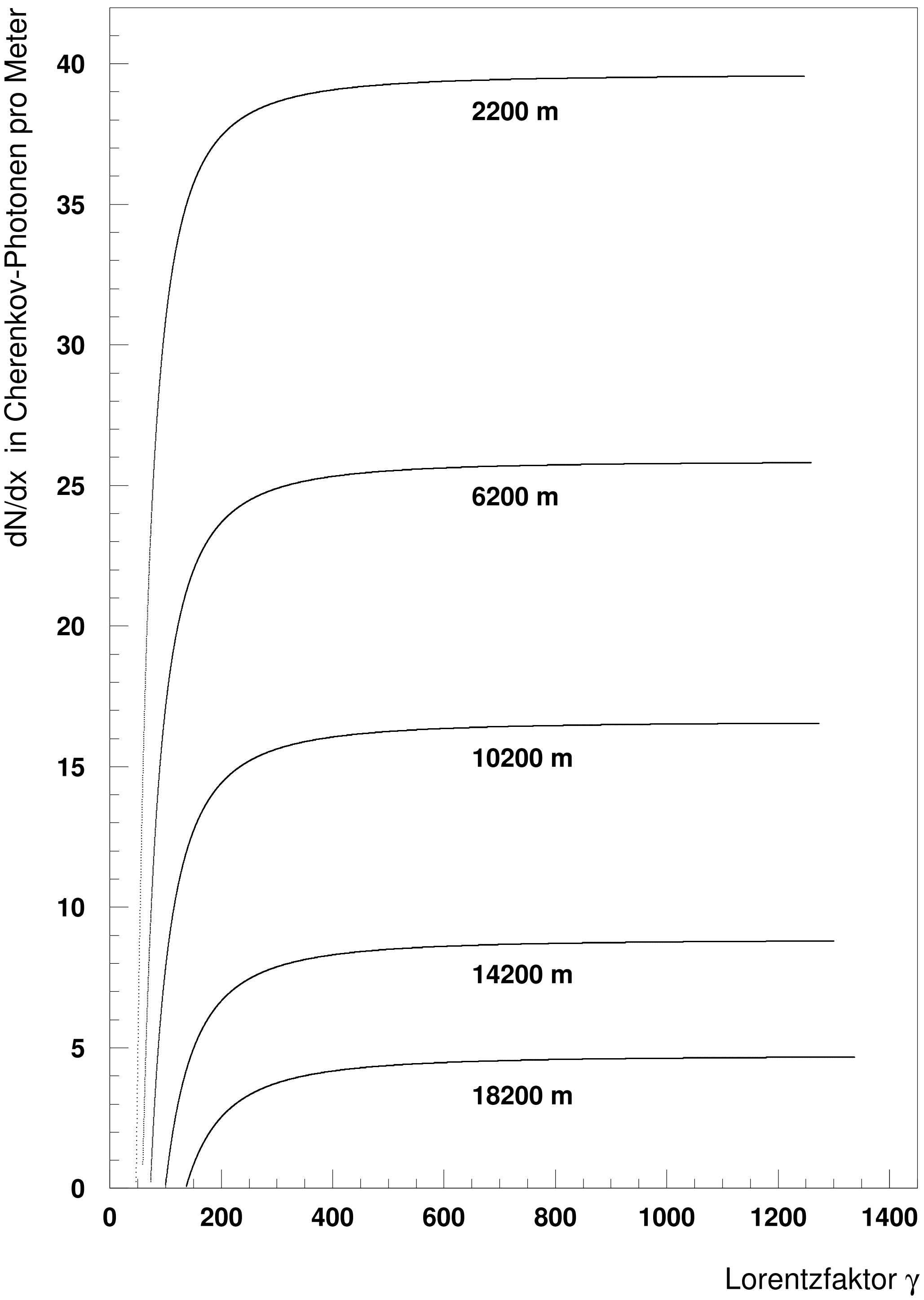


Abbildung 2.8: *Anzahl der emittierten Cherenkov-Photonen im Wellenlängenbereich von 300 bis 700 nm pro Meter Flugstrecke des auslösenden einfach geladenen Teilchens in Abhängigkeit vom Lorentzfaktor γ für verschiedene Höhen über dem Meeresspiegel.*

2.3.3 Cherenkov-Licht eines ausgedehnten Luftschauers

Um das Cherenkov-Licht eines ausgedehnten Luftschauers näher zu untersuchen, sei hier auf ein vereinfachtes Modell nach W. Galbraith und J. V. Jelley [Jel58] zurückgegriffen. Hierbei wird zunächst die Vielfachstreuung der geladenen Teilchen durch anziehende und abstoßende Coulombkräfte vernachlässigt. Ferner wird angenommen, daß sich alle Teilchen mit Vakuumlichtgeschwindigkeit auf der durch das primäre Teilchen vorgegebenen Achse des Schauers bewegen. Auf diese Weise ergibt sich ein „Einzelteilchenmodell“, wobei die Cherenkov-Photonen unter dem zu der jeweiligen Höhe gehörenden Winkel ϑ_{Ch} emittiert werden, der im Abschnitt 2.3.1 erläutert wurde. Die Photonen bewegen sich damit statistisch verteilt geradlinig auf der Mantelfläche eines Kreiskegels, dessen halber Öffnungswinkel dem Cherenkov-Winkel entspricht.

Für den Spezialfall eines senkrecht einfallenden Schauers ergeben sich als Schnittflächen der Kegel mit der als eben angenommenen Erdoberfläche Kreise. Aus Abbildung 2.9.a wird in diesem Zusammenhang deutlich, daß sich die Auftreffpunkte der Photonen innerhalb eines Kreisringes um den Auftreffpunkt der Schauerachse befinden. Für die Beobachtungshöhe des HEGRA-Experimentes auf La Palma (etwa 2200 m) und eine Emissionshöhe der Cherenkov-Photonen von 16 km beträgt der typische mittlere Radius des Lichtringes ungefähr 120 m. Die durch das Cherenkov-Licht beleuchtete Fläche nimmt bei Luftschauern mit einem von Null verschiedenen Einfallswinkel zum Zenit die Form eines elliptischen Ringes an.

Die Photonendichte am Erdboden ergibt sich nach diesem einfachen Modell in Abhängigkeit vom Abstand zum Auftreffpunkt des Schauers wie in Abbildung 2.9.b gezeigt. Unter Berücksichtigung der aufgrund der Transversalimpulse sowie der Vielfachstreuung gegebenen lateralen Verteilung der Kaskaden kann das Cherenkov-Licht des gesamten Schauers als Überlagerung des Lichtes der einzelnen geladenen Teilchen betrachtet werden. Damit folgt aus der Superposition vieler elliptischer Ringflächen eine Verbreiterung der Lateralverteilung des Cherenkov-Lichtes, das am Boden registriert werden kann. Wie durch Abbildung 2.9.c verdeutlicht wird, sind nun auch außerhalb eines zuvor festen maximalen Abstandes zum Schauerauftreffpunkt Cherenkov-Photonen nachzuweisen, wobei die Intensität allerdings mit weiter steigendem Abstand stark nachläßt.

Da in der vorliegenden Diplomarbeit insbesondere die zeitliche Struktur des Cherenkov-Lichtes eines ausgedehnten Luftschauers von Interesse ist, seien an dieser Stelle einige Vorüberlegungen zu diesem Thema zusammengefaßt. Es wird wiederum ein Einzelteilchenmodell zur vereinfachten Darstellung einer Teilchenkaskade verwendet. Daraus läßt sich folgern, daß das vom unteren Teil der Teilchenbahn emittierte Cherenkov-Licht einen nahe der Schauerachse positionierten Detektor früher erreicht, als dies für Photonen mit größerer Emissionshöhe der Fall ist. Dies läßt sich damit begründen, daß das geladene Teilchen die Bedingung $v \geq c_{\mathrm{Ph}}$ für den Cherenkov-Effekt erfüllt und sich demzufolge also mit einer größeren Geschwindigkeit als das Licht in dem durchquerten Medium bewegt.

Die gesamte zeitliche Länge t_{ges} der Cherenkov-Lichtemission eines Luftschauers läßt sich folgendermaßen abschätzen: Ein senkrecht einfallendes, geladenes Teilchen fliegt mit der Vakuumgeschwindigkeit c_0 und verursacht auf seinem Flug die Emission zweier Cherenkov-Photonen. Das erste Photon wird in der Höhe z_1 erzeugt und fliegt mit der Phasengeschwindigkeit $c_{\mathrm{Ph}}(z)$ ebenfalls vertikal bis zum Erdboden, dessen Höhe mit z_2 bezeichnet wird. Währenddessen hat das geladene Teilchen bereits diese Beobachtungshöhe z_2 erreicht, wobei

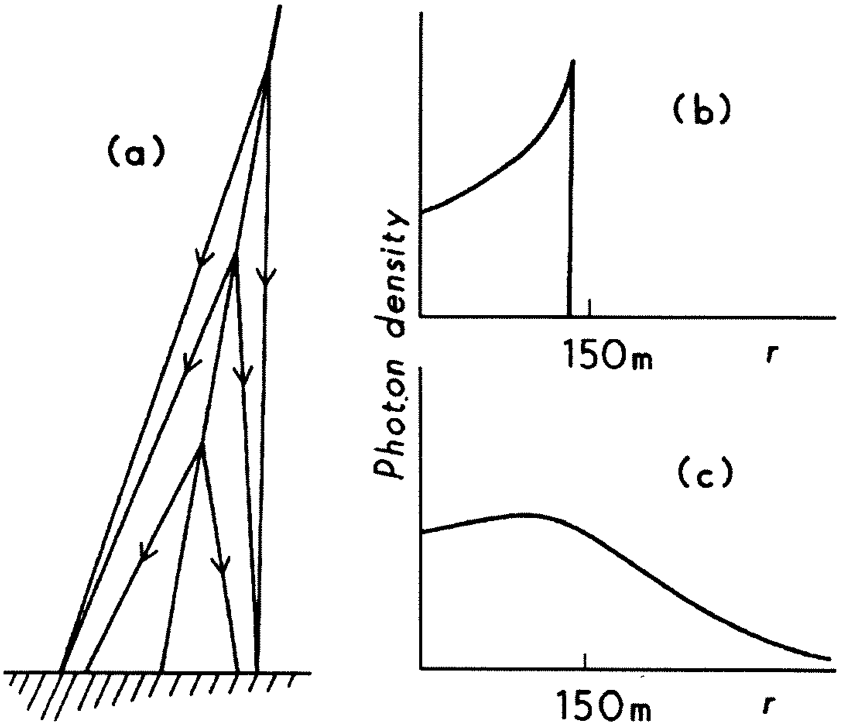


Abbildung 2.9: *Darstellung des Cherenkov-Lichtes eines ausgedehnten Luftschauers. (a) Entstehung einer elliptischen Ringfläche am Erdboden, auf der die Cherenkov-Photonen auftreffen. (b) Resultierende Photonendichte am Erdboden in Abhängigkeit vom Abstand zum Auftreffpunkt des Schauers (unter Vernachlässigung der Vielfachstreuung der geladenen Teilchen). (c) Photonendichte bei Berücksichtigung der Vielfachstreuung [Sok89].*

unmittelbar vor dem Auftreffen ein zweites Photon emittiert worden ist. Mit einem sehr schnellen Detektor kann deshalb eine Differenz zwischen den Ankunftszeiten der beiden Cherenkov-Photonen gemessen werden. Für eine infinitesimal kleine Höhendifferenz dz in der Höhe z gilt ergibt sich als Zeitdifferenz:

$$\begin{aligned} dt &= \frac{dz}{c_{\mathrm{Ph}}(z)} - \frac{dz}{c_0} \\ &= \frac{n(z)}{c_0}\,dz - \frac{dz}{c_0} \\ &= \frac{1}{c_0}\,(n(z)-1)\,dz \end{aligned}$$

Mit der im vorangegangenen Abschnitt erläuterten Beziehung

$$n(z) = 1 + \eta_{\mathrm{D}} \cdot \varrho(z)$$

ergibt sich:

$$dt = \frac{1}{c_0}\,\eta_{\mathrm{D}} \cdot \varrho(z)\,dz$$

Um die vom Detektor beobachtete Zeitdifferenz t_{ges} zu berechnen, wird diese Gleichung integriert:

$$t_{\text{ges}} = \frac{1}{c_0}\,\eta_{\text{D}} \int_{z_2}^{z_1} \varrho(z)\,dz$$

Das Integral gibt in dieser Formel die zwischen den beiden Emissionshöhen liegende atmosphärische Schichtdicke an.

Als Starthöhe z_1 des Schauers wird für die Abschätzung der Oberrand der Atmosphäre angenommen, während als Beobachtunsniveau wiederum die Höhe des HEGRA-Experimentes auf La Palma zur Anwendung kommt. Die integrale atmosphärische Schichtdicke beträgt dort etwa $795\,\text{g/cm}^2$, so daß sich als Zeitdifferenz

$$t_{\text{ges}} \approx 6{,}3\,\text{ns}$$

für die beiden betrachteten Cherenkov-Photonen ergibt.

Die auf diese Weise abgeschätzte Zeitdifferenz wird in einem realen Luftschauer durch die im folgenden erläuterte laterale und longitudinale Entwicklung der Teilchenkaskade beeinflußt. Hierbei spielt die Vielfachstreuung der Schauerteilchen eine bedeutende Rolle. Ebenso hat auch der Abstand des Auftreffpunktes der Schauerachse zum Standpunkt des Cherenkov-Teleskopes einen wichtigen Einfluß auf die Ankunftszeit der Cherenkov-Photonen. Der hier ermittelte Wert der zeitlichen Länge ist daher nur als Näherung zu betrachten, aus der die Größenordnung $t_{\text{ges}} < 10\,\text{ns}$ für vertikal einfallende Schauer bestimmt werden kann. Das Cherenkov-Licht ausgedehnter Luftschauer trifft also auf dem Erdboden als sehr kurzer Lichtblitz ein.

Die im Regelfall größere longitudinale Erstreckung der Schauerentwicklung bei hadroninduzierten Kaskaden sollte prinzipiell die Möglichkeit bieten, durch die Untersuchung der Zeitstruktur des Cherenkov-Lichtes am Boden ein weiteres Kriterium für die Separation von γ- und Hadronenschauern zu liefern. Weitere Aspekte der Zeitstruktur des Cherenkov-Lichtes im Hinblick auf die γ-Astronomie werden in den Abschnitten 3.2.2 und 7.3 dieser Arbeit behandelt.

2.3.4 Unterscheidung von γ- und hadroninduzierten Schauern

Wie schon in den vorhergehenden Abschnitten angedeutet, ist eines der entscheidendsten Probleme der γ-Astronomie die Separation der durch primäre Photonen ausgelösten von den hadroninduzierten Luftschauern. Da der Anteil der γ-Quanten an der gesamten kosmischen Strahlung im hier interessierenden Energiebereich nur etwa 0,1 % beträgt (vgl. Abschnitt 2.1.1), müssen besondere Anstrengungen unternommen werden, um γ-Quellen mit ausreichender statistischer Signifikanz nachweisen zu können.

Bei Luftschauerexperimenten mit entsprechenden Teilchendetektoren kann die hadronische bzw. myonische Komponente der Kaskade direkt am Erdboden gemessen werden, wie es beispielsweise beim KASCADE-Experiment (**Ka**rlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **De**tector) [Hau96] und bei den Geigertürmen sowie der Matrix aus Szintillationszählern beim HEGRA-Experiment [Wil97] geschieht.

Für die γ-Astronomie mit Abbildenden Atmosphärischen Cherenkov-Teleskopen sind dagegen vor allem die unterschiedliche laterale und longitudinale Entwicklung der Teilchenschauer und damit auch des Cherenkov-Lichtes für die γ-Hadron-Separation von Bedeutung.

Die typischen Wechselwirkungslängen von Photonen und Elektronen bzw. Positronen sind erheblich kleiner als diejenigen von Hadronen. Daher erfahren primäre γ-Quanten nach dem Eintritt in die Erdatmosphäre erheblich früher ihre erste Wechselwirkung, so daß sich solche Luftschauer in größerer Höhe entwickeln. Bei den von einem primären Photon ausgelösten elektromagnetischen Kaskaden entwickeln sich im Gegensatz zu hadroninduzierten Schauern im Regelfall keine separaten Subkaskaden. Deshalb ergibt sich eine ausgeprägte Kompaktheit von γ-Schauern.

In hadroninduzierten Teilchenschauern werden dagegen – z. B. durch den Zerfall der neutralen Pionen (π^0) – viele elektromagnetische Subkaskaden erzeugt, die durch die Transversalimpulse der Pionen eine breitere Lateralverteilung des gesamten Schauers bewirken. Da außerdem durch die verhältnismäßig großen Wechselwirkungslängen von Hadronen teilweise erhebliche Höhendifferenzen zwischen den Subkaskaden liegen können, ergibt sich insgesamt ein auch longitudinal ausgedehnteres Vorkommen der für das Cherenkov-Licht hauptsächlich verantwortlichen Elektronen und Positronen bei hadroninduzierten Schauern.

An dieser Stelle sei noch angemerkt, daß die übliche zeichnerische Darstellung von elektromagnetischen Kaskaden (wie z. B. in Abbildung 2.3) in der Regel eine zu breite laterale Verteilung der Teilchen suggeriert. Die bei der Paarerzeugung und der Bremsstrahlung auftretenden Winkel sind aufgrund der sehr großen Energien durch den Lorentzboost extrem verkleinert. Zeichnerisch läßt sich dieser Sachverhalt nur schwer anschaulich wiedergeben.

In der Abbildung 2.10 sind die simulierten Spuren der Teilchen in den elektromagnetischen Kaskaden eines Proton- und eines γ-Schauers bei derselben Energie $E = 1\,\mathrm{TeV}$ des primären Teilchens dargestellt. Die Darstellungen wurden mit der in dieser Arbeit verwendete Version 5.20 des CORSIKA-Programmes erstellt. Hierbei ist deutlich die wesentlich kompaktere Ausprägung des γ-Schauers im Gegensatz zu den erheblich breiteren Flanken der durch das Proton ausgelösten Teilchenkaskade zu erkennen.

Wie im Kapitel 3 gezeigt wird, haben diese Unterschiede zwischen γ- und hadroninduzierten Luftschauern Auswirkungen auf die Kamerabilder von Cherenkov-Teleskopen, so daß hierdurch eine Möglichkeit gegeben ist, die beiden verschiedenen Typen von primären Teilchen auf der Bildebene zu unterscheiden.

2.3.5 Einflüsse der Atmosphäre auf das Cherenkov-Licht

Da die Cherenkov-Photonen vom Ort ihrer Emission in großer Höhe bis zur Beobachtungsebene einen weiten Weg durch die dichter werdende Atmosphäre zurücklegen müssen, sind ihre Wechselwirkungen mit Luftmolekülen sowie Aerosolpartikeln zu berücksichtigen. Die ursprüngliche Intensität des Cherenkov-Lichtes wird somit durch Absorptions- und Streuprozesse wellenlängenabhängig abgeschwächt. Hierbei sind hauptsächlich Verluste durch Rayleigh- und Mie-Streuung sowie die Absorption durch die in der Atmosphäre enthaltenen Ozonmoleküle zu betrachten.

Bei einem (elastischen) *Streuprozeß* erfährt ein Photon lediglich eine Richtungsablenkung ohne Energieverlust. Dennoch muß dieser Vorgang im Falle von Cherenkov-Licht als totaler Verlust des jeweiligen Photons gewertet werden, da schon kleine Streuwinkel groß im Vergleich zum maximalen Cherenkov-Winkel $\vartheta_{\max} \approx 1{,}38°$ sind.

Bei *Absorptionsprozessen* wird die Energie eines Photons hingegen komplett von dem beteiligten Molekül aufgenommen und in eine andere Energieform umgewandelt.

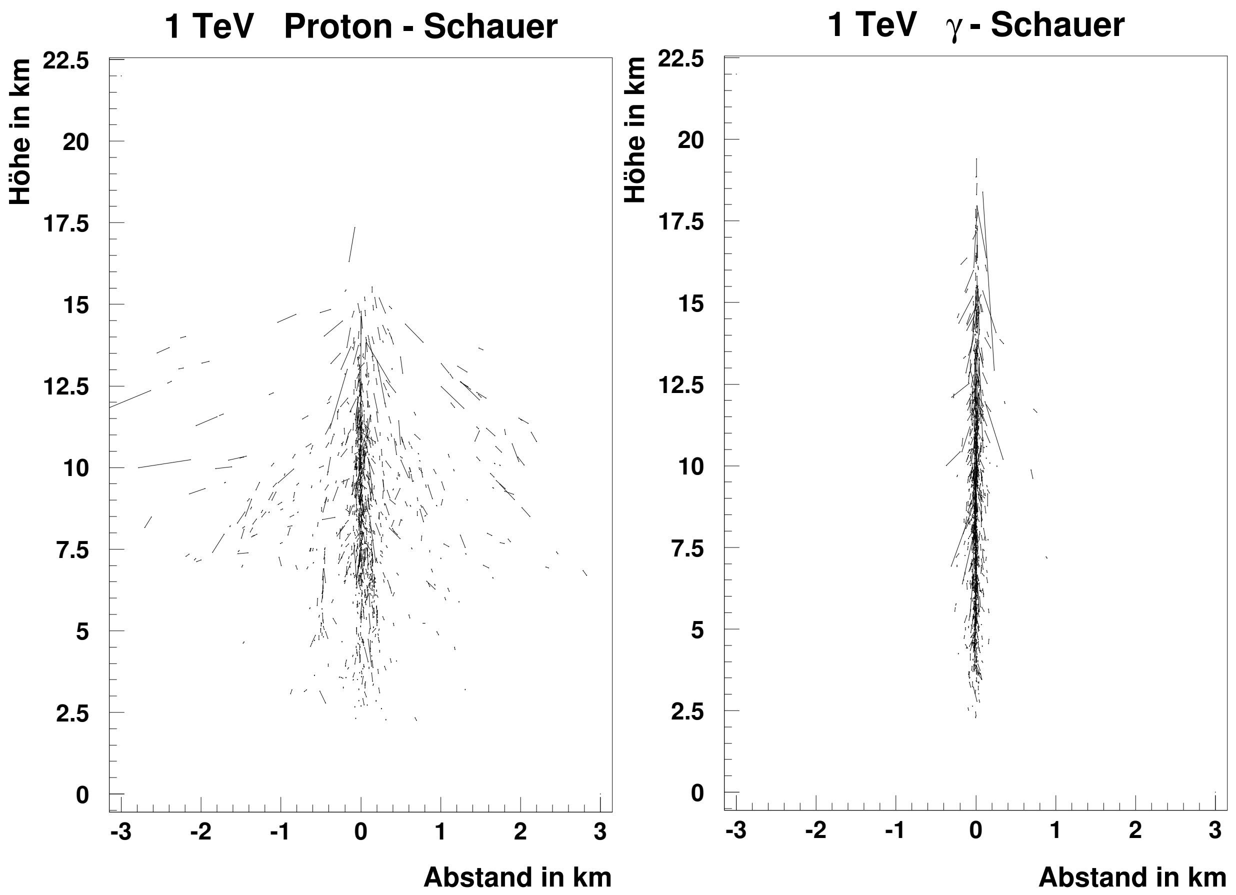


Abbildung 2.10: *Laterale und longitudinale Entwicklung der elektromagnetischen Kaskaden eines Proton- und eines γ-Schauers bei $E = 1$ TeV (simuliert mit der in dieser Arbeit verwendeten Version 5.20 von CORSIKA).*

Die gesamte Abschwächung einer Intensität I_0 auf einer Wegstrecke x durch die Atmosphäre läßt sich in einer dem Lambert-Bouguer-Beerschen Gesetz vergleichbaren Form ausdrücken:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\alpha x}$$

Hierbei bezeichnet α den sogenannten Extinktionskoeffizienten, der sich aus den entsprechenden wellenlängenabhängigen Abschwächungsfaktoren der einzelnen beteiligten Prozesse zusammensetzt:

$$\alpha = \alpha_{\text{Rayleigh}} + \alpha_{\text{Mie}} + \alpha_{\text{Absorption}}$$

Der Extinktionskoeffizient ist ferner höhenabhängig, da die einzelnen Wechselwirkungspartner der Photonen in jeweils verschiedenen atmosphärischen Tiefen ihre größten Vorkommen haben. So sind die Verluste durch Mie-Streuung (Aerosole) bis zu Höhen von etwa 1 km vorherrschend, während der für die Emission von Cherenkov-Licht bedeutende höhergelegene Bereich im wesentlichen von der Rayleigh-Streuung dominiert wird. Die Absorption von Photonen durch Ozonmoleküle überwiegt dagegen erst ab Höhen von etwa 15 km über dem

Meeresspiegel. Die spezifischen physikalischen Vorgänge bei den einzelnen Prozessen werden im folgenden näher erläutert.

Rayleigh-Streuung: Dieser Prozeß tritt auf, wenn Photonen mit polarisierbaren Teilchen, z. B. den Luftmolekülen, wechselwirken, deren Durchmesser d erheblich kleiner als die Wellenlänge λ des Lichtes ist ($d < 0,2 \cdot \lambda$). Nach J. D. Jackson [Jac82] gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Rayleigh-Streuung:

$$\frac{d\sigma_{\mathrm{R}}}{d\Omega} = \frac{2\pi^2}{\lambda^4 \varrho} (n-1) (1 + \cos^2 \phi)$$

Hierbei bezeichnet ϱ die Teilchendichte des Streumediums, n den Brechungsindex und ϕ den Ablenkwinkel des gestreuten Photons bezüglich seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung.

Der Faktor $(1 + \cos^2 \phi)$ bewirkt eine Abstrahlungscharakteristik der gestreuten Photonen, die derjenigen eines elektrischen Dipoles gleicht. Somit tritt bevorzugt Vorwärts- und Rückwärtsstreuung auf, wobei jedoch der Raumwinkelbereich der Streuung erheblich größer als der Cherenkov-Winkel ist. Durch die λ^{-4}-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes werden kürzere Wellenlängen wesentlich stärker gestreut.

Der Extinktionskoeffizient $\alpha_{\mathrm{Rayleigh}}$ ergibt sich aus dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_{R} nach der Formel:

$$\alpha_{\mathrm{Rayleigh}} = \varrho \cdot \sigma_{\mathrm{R}}$$

Da bei zunehmendem Zenitwinkel der Weg der Photonen durch die Atmosphäre verlängert wird, ist der Effekt der Rayleigh-Streuung nicht zuletzt für die Rotfärbung des Sonnenlichtes in den Morgen- und Abendstunden verantwortlich, da in diesem Fall der Anteil des blauen Lichtes fast vollständig durch Streuung verloren geht.

Mie-Streuung: Für den Fall, daß die Wellenlänge des Lichtes in der Größenordnung der Streupartikel liegt ($d \approx \lambda$), muß die Rayleigh-Streuung gemäß der Streutheorie nach Mie verallgemeinert werden [Hul81]. Da die einfache Näherung elektrischer Dipole nicht mehr zutrifft, sind hier auch die höheren Momente der Ladungsverteilung zu berücksichtigen, so daß sich der Extinktionskoeffizient α_{Mie} nur noch über numerische Verfahren abschätzen läßt. Hier gilt näherungsweise:

$$\alpha_{\mathrm{Mie}} \sim \lambda^{-c}$$

Die Konstante c liegt dabei im Bereich von 1,0 bis 1,5 [Roe92]. Die Abhängigkeit von der Wellenlänge ist also bei der Mie-Streuung deutlich weniger ausgeprägt als bei der Rayleigh-Streuung. Streupartikel für die Mie-Streuung sind im wesentlichen Aerosole in fester und flüssiger Form, die vor allem in tieferen Schichten der Atmosphäre eine bedeutende Konzentration aufweisen.

Absorption durch Ozonmoleküle: Durch die Absorption von UV-Strahlung spielen Ozonmoleküle in der Atmosphäre eine wichtige Rolle für das Leben auf der Erde. Zugleich bewirken sie eine entscheidende Abschwächung des Cherenkov-Lichtes ausgedehnter Luftschauer im Spektralbereich von 200 bis 310 nm. Hierbei wird die Energie $h\nu$ der Photonen für die photochemische Spaltung der Ozonmoleküle aufgebracht:

$$O_3 + h\nu \longrightarrow O_2 + O$$

Da sich die höchste Ozondichte breitenabhängig in Höhen von 15 bis 25 km befindet, wird auf den typischen Beobachtungshöhen lediglich Cherenkov-Licht aus den unteren Teilen einer Teilchenkaskade nachgewiesen.

Weitere Absorptionsbanden des Ozonmoleküles im sichtbaren spektralen Bereich sowie sonstige Aerosolabsorptionen haben gegenüber den schon erläuterten Verlusten nur eine geringe Bedeutung für das Cherenkov-Licht. In Abbildung 2.11 ist die Abschwächung des Cherenkov-Spektrums durch alle bedeutenden Verlustfaktoren (Streuung und Absorption) über einen weiten Wellenlängenbereich dargestellt. Hierbei wird eine konstante Emissionshöhe von 7 km für alle Cherenkov-Photonen angenommen. Das typische Spektrum mit seiner λ^{-2}-Abhängigkeit wird bis zum 2200 m-Niveau wegen der Ozonabsorption für Wellenlängen unterhalb von etwa 300 nm fast vollständig zum Abbruch gebracht. Daher ist dieser Frequenzbereich auch in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen nicht berücksichtigt worden (vgl. Abschnitt 5.3.2). Bei größeren Wellenlängen kommen lediglich Rayleigh- und Mie-Streuung als Verlustprozesse zur Anwendung, da die übrigen atmosphärischen Wechselwirkungen der Cherenkov-Photonen deutlich weniger Einfluß auf ihre Gesamtzahl und die spektrale Verteilung haben.

Aus Abbildung 2.11 wird ferner der Vorteil einer verhältnismäßig großen Beobachtungshöhe von etwa 2000 m über dem Meeresspiegel deutlich, da besonders in den sehr tiefen Atmosphärenschichten erhebliche Verluste durch Mie-Streuung auftreten.

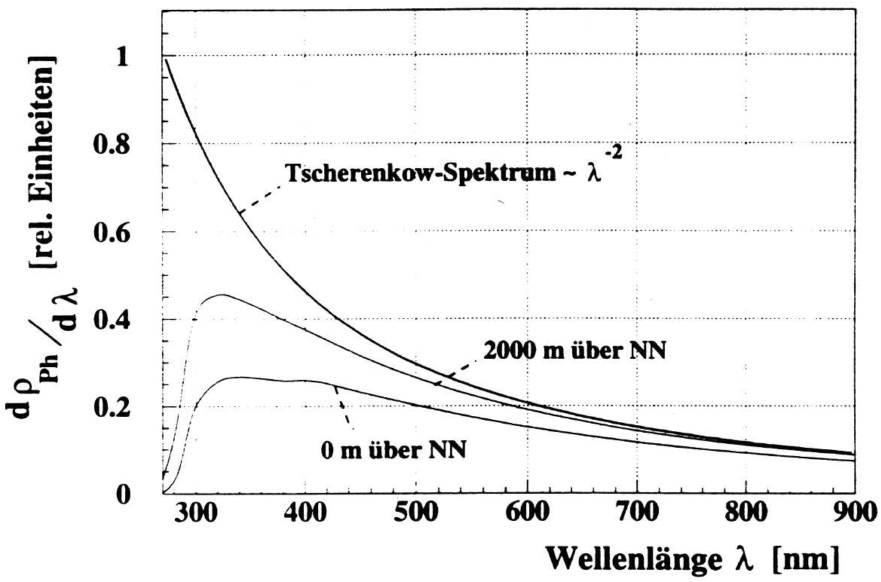


Abbildung 2.11: *Differentielle Photonendichte $d\varrho_{\mathrm{Ph}}/d\lambda$ (in relativen Einheiten) als Funktion der Wellenlänge λ. Dargestellt sind das Cherenkov-Spektrum in 7000 m Höhe sowie die durch atmosphärische Einflüsse abgeschwächten Spektren in 2000 m Höhe und auf dem Niveau des Meeresspiegels [Köh95].*

Kapitel 3

Abbildende Atmosphärische Cherenkov-Teleskope

3.1 Prinzip der Abbildenden Cherenkov-Technik

Die Abbildende Cherenkov-Technik beruht auf einem leicht nachvollziehbaren Prinzip, das schematisch in Abbildung 3.1 dargestellt ist. Hierbei wird das Cherenkov-Licht eines ausgedehnten Luftschauers mit einem „Cherenkov-Teleskop“ beobachtet, das einen großflächigen Reflektor besitzt. In dessen Brennebene befindet sich eine Kamera, die aus einer Matrix schneller Photomultiplier zusammengesetzt ist. Das von diesen Detektorelementen registrierte Cherenkov-Licht wird schließlich in ein elektronisch auswertbares Signal umgewandelt. Mit den Methoden der digitalen Bildverarbeitung können die so entstandenen Kamerabilder für die Ziele der γ-Astronomie genutzt werden.

Die für ein Cherenkov-Teleskop wichtigen Parameter sind die Spiegelfläche, die Granularität und das Gesichtsfeld der Kamera sowie die Quantenausbeute der verwendeten Detektoren, die bei den bisherigen Experimenten in der Regel aus Photomultipliern bestanden (vgl. hierzu auch Abschnitt 4.3). Ferner spielen die Integrationszeiten (die Zeitfenster, in denen ein Schauer beobachtet wird) und die Bedingungen für das Triggern eines Ereignisses eine wichtige Rolle, insbesondere für die Unterscheidung von γ- und hadroninduzierten Schauern.

Cherenkov-Teleskope sind winkelabbildend. Das Prinzip der Projektion des Cherenkov-Lichtes in die Brennebene des Teleskop-Reflektors wird durch Abbildung 3.2 verdeutlicht. Wird vereinfachend eine ideale Abbildung im Teleskop angenommen, so fokussiert der Spiegel parallel einfallendes Licht unabhängig vom Auftreffpunkt stets in denselben Punkt der Brennebene. Somit ist die Lichtintensität in einem Punkt der Kameraebene ein Maß für die gesamte Stärke des Cherenkov-Lichtes aus der für diesen Punkt charakteristischen Einfallsrichtung. Die bei realen Spiegelformen auftretenden Abbildungsfehler werden im folgenden Abschnitt 3.1.1 diskutiert.

Aufgrund der Winkelsensitivität empfiehlt sich in der Kamera- bzw. Brennebene des Cherenkov-Teleskopes die Darstellung des Bildes in Winkelkoordinaten (Θ_x, Θ_y). Trifft ein Photon ein auf den Zenit gerichtetes Teleskop unter dem Azimutwinkel φ und dem Zenit-

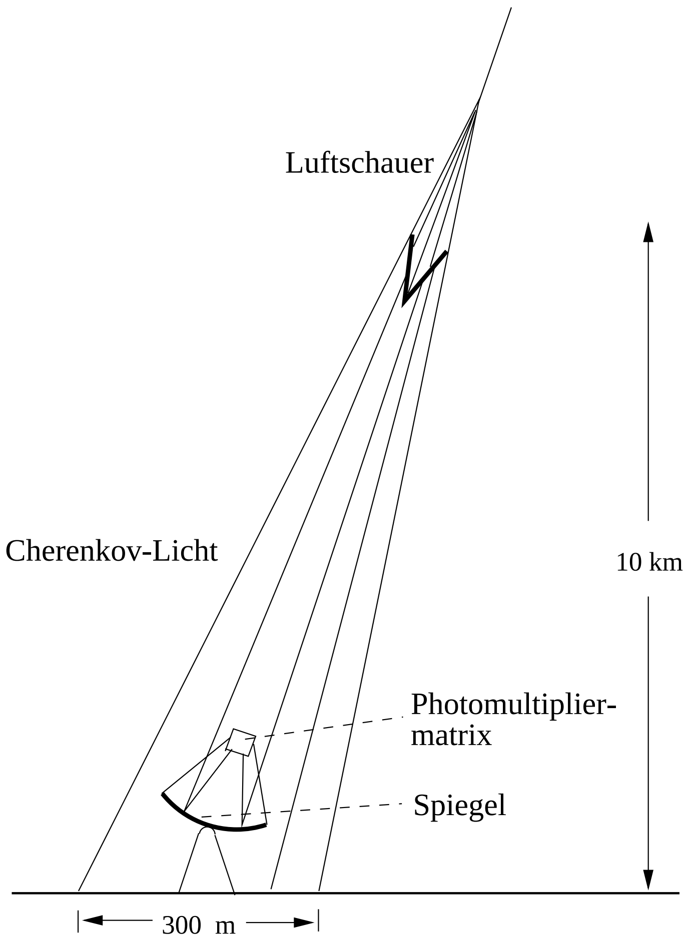


Abbildung 3.1: *Schematische Darstellung des Beobachtungsprinzipes der Abbildenden Cherenkov-Technik [Sta88].*

winkel ϑ, so gelten die folgenden Transformationsgleichungen:

$$\begin{aligned}\Theta_x &= \vartheta\cos\varphi \\ \Theta_y &= \vartheta\sin\varphi\end{aligned}$$

Die in Abbildung 3.2 dargestellten Cherenkov-Photonen eines unter dem Zenitwinkel ϑ_0 und dem Azimutwinkel φ_0 einfallenden Schauers werden gemäß Figur 3.3 in die Kameraebene projiziert. Photonen, die parallel zur Schauerachse auf das Teleskop treffen, werden hierbei in den Punkt $(\Theta_{x0}, \Theta_{y0})$ abgebildet, so daß eine Neigung der Schauereinfallsrichtung gegen die optische Achse des Cherenkov-Teleskopes demnach im Prinzip lediglich eine Verschiebung des Kamerabildes in der Brennebene bedeutet.

In Figur 3.3 wird ferner bereits im Umriß die typische ellipsenähnliche Form des Bildes eines γ-Schauers angedeutet, die den Ausgangspunkt für die Analyse von Luftschauern mit Cherenkov-Teleskopen stellt. Die Entstehung dieser Form läßt sich verstehen, wenn vereinfachend ein senkrecht einfallender Schauer betrachtet wird, der in einem Abstand R von

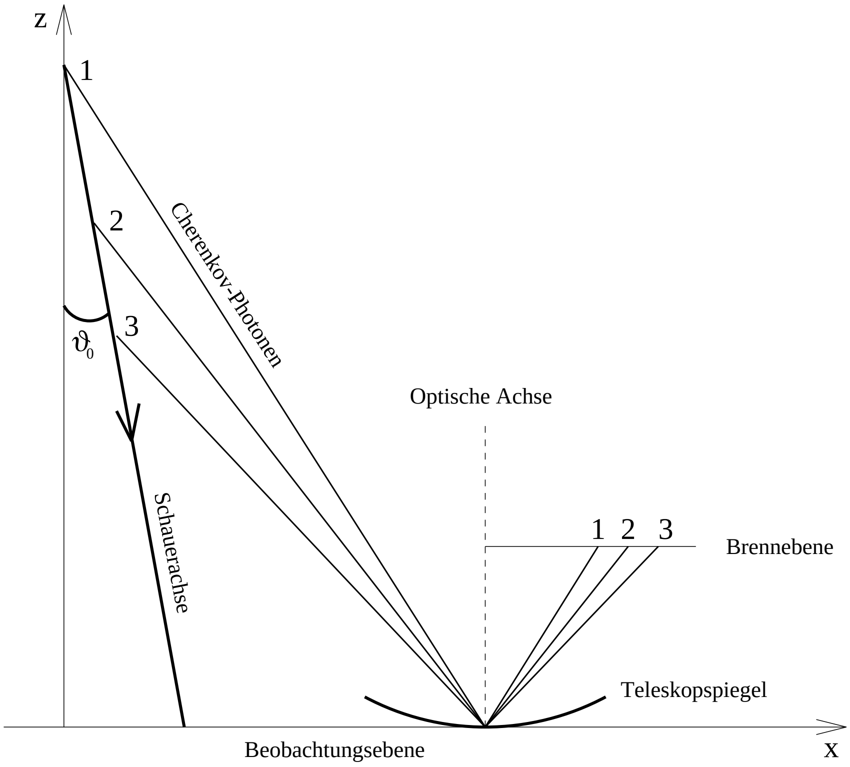


Abbildung 3.2: *Projektion des Cherenkov-Lichtes eines ausgedehnten Luftschauers in die Brennebene eines Cherenkov-Teleskopes. Die Schauerachse ist hierbei um den Winkel ϑ_0 zur (in diesem Fall vertikalen) optischen Achse des Teleskopes geneigt.*

etwa 80 m zum Cherenkov-Teleskop auf die Beobachtungsebene trifft. Nach Hillas [Hil96] stammen bei einem γ-Schauer bei einer Energie des primären Photons von 1 TeV typischerweise 50 % des Cherenkov-Lichtes aus einem zylindrischen Volumen mit einer Ausdehnung von etwa 3,5 km in der Höhe und 40 m im Durchmesser. Das Maximum der Anzahl geladener Teilchen befindet sich hierbei in einer Höhe von etwa 10 km. Unter Berücksichtigung des sich mit der Höhe ändernden Cherenkov-Winkels treffen die Cherenkov-Photonen somit aus einem bestimmten Zenitwinkelintervall auf die Teleskopebene. Die Longitudinalverteilung der Schauerteilchen bewirkt also für das Kamerabild einen begrenzten Bereich mit einem bestimmten radialen Abstand zum Koordinatenursprung $(\Theta_x, \Theta_y) = (0, 0)$ bzw. zum Punkt $(\Theta_{x0}, \Theta_{y0})$ bei schräg einfallenden Schauern.

Die Querschnittsfläche eines Cherenkov-Teleskopes mit einem Spiegeldurchmesser von ca. 10 m ist im Vergleich zu der durch den Cherenkov-Lichtring beleuchteten Fläche sehr klein, die nach Abschnitt 2.3.3 einem typischen Radius von etwa 120 m besitzt. Daher wird der Reflektor nur von einem geringen Teil des Cherenkov-Lichtes getroffen. Die Cherenkov-Photonen eines Luftschauers fallen demzufolge aus einem eng begrenzten azimutalen Bereich auf das Teleskop, so daß das Kamerabild schließlich eine ellipsenartige Form erhält. Die Breite der Struktur wird hierbei durch die laterale Verteilung der Schauerteilchen in dem oben angesprochenen zylindrischen Volumen beeinflußt. Bei genügend großem Abstand des

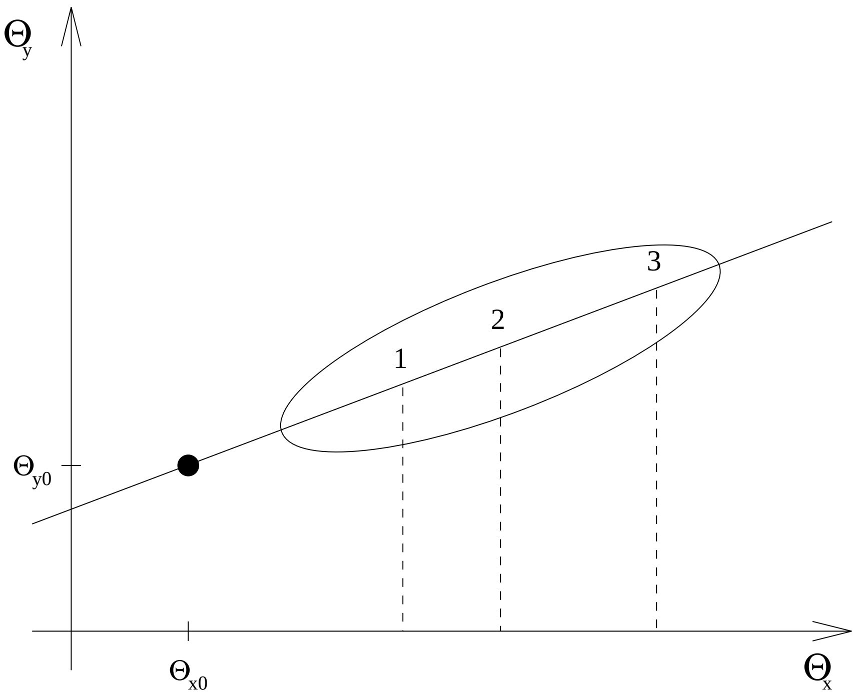


Abbildung 3.3: *Darstellung des Kamerabildes für die Cherenkov-Photonen aus Abbildung 3.2. Die Achsen werden hierbei in Winkelkoordinaten* (Θ_x, Θ_y) *skaliert. Die Ellipse deutet den typischen Umriß des Kamerabildes eines* γ*-Schauers an, wobei die große Hauptachse auf den Bildpunkt* $(\Theta_{x0}, \Theta_{y0})$ *der Schauerachse zeigt.*

Teleskopes zum Auftreffpunkt des Schauers ergibt sich somit für γ-Schauer eine schlanke Ellipse, deren große Hauptachse auf den Projektionspunkt $(\Theta_{x0}, \Theta_{y0})$ der Schauerachse zeigt (vgl. Abbildung 3.3).

In den folgenden Abschnitten werden die wesentlichen Einschränkungen der idealen Abbildung sowie bedeutende Verlustfaktoren bei Messungen mit Abbildenden Cherenkov-Teleskopen erläutert.

3.1.1 Abbildungsfehler und zeitliche Dispersion des Reflektors

Die oben angenommene ideale Abbildung des Teleskopspiegels gilt bei realen Spiegelformen nur in erster Näherung. Sphärische Hohlspiegel weisen die *sphärische Aberration* auf: Beim Einfall eines zur optischen Achse parallelen Strahlenbündels bildet sich eine Brennfläche aus. In einer durch die Achse gelegten Ebene ergibt sich die *Katakaustik*, die mathematisch durch eine Epizykloide beschrieben werden kann. Liegt ein abzubildender Punkt zu weit von der optischen Achse des Spiegels entfernt, so entsteht aufgrund der asymmetrischen Katakaustik kein scharfes Bild, sondern eine schweifartig verschwommene Struktur, die *Koma*. Da für die Anwendung in Cherenkov-Teleskopen weit geöffnete Reflektoren benötigt werden, ist ein unkorrigierter sphärischer Hohlspiegel demzufolge nicht optimal geeignet.

Die parabolische Spiegelform besitzt keine sphärische Aberration. Allerdings tritt in diesem Fall der *Astigmatismus schiefer Bündel* auf. Ein nicht parallel zur optischen Achse des Reflektors erfolgender Einfall eines Strahlenbündels führt hierbei zu einer gewissen „Punktlosigkeit“ des Bildes. Nähere Erläuterungen zu Abbildungsfehlern von Hohlspiegeln finden sich bei L. Bergmann und C. Schaefer [Ber87] sowie bei E. Hecht und A. Zajac [Hec74].

Wird für ein Cherenkov-Teleskop ein parabolischer Spiegel verwendet, so sind beim Einfall eines achsenparallelen Strahlenbündels die Wege zum Bildpunkt in der Brennebene für alle Photonen unabhängig vom Abstand zur optischen Achse gleich lang. Dieser Spezialfall ist jedoch durch den Astigmatismus schiefer Bündel bereits bei kleinen Abweichungen des Einfallswinkels von der optischen Achse nicht mehr gegeben, so daß die zeitliche Struktur der auf das Teleskop treffenden Cherenkov-Photonen verändert wird. Für die beim HESS-Projekt vorgesehene Spiegelform (vgl. Abschnitt 4.4) ist eine zeitliche Dispersion von maximal 3 ns geplant [Hof97a].

3.1.2 Lichtverluste durch die Detektorkomponenten

Aufgrund der in der Realität nicht idealen Komponenten eines Cherenkov-Teleskopes wird die Anzahl der letztlich registrierten Cherenkov-Photonen eines Luftschauers weiter reduziert. Zusätzlich zu den im Abschnitt 2.3.5 beschriebenen Verlusten durch Streuung und Absorption in der Atmosphäre besitzt der Spiegel eine Reflektivität unterhalb von 100 %. Weiterhin transmittieren die bei einigen (älteren) Kameratypen verwendeten Lichtleiter bzw. -trichter das Licht nicht vollständig. Die Photomultiplier haben typischerweise eine Quantenausbeute von etwa 20 % und stellen somit auf dem Weg von der Emission der Cherenkov-Photonen bis zu einem physikalisch auswertbaren Signal das verlustreichste Übertragungsglied dar. Die hier beschriebenen Verlustfaktoren sind zudem wellenlängenabhängig.

3.1.3 Licht vom Nachthimmel

Die Beobachtungen von Luftschauern mit Cherenkov-Teleskopen werden auch vom Lichthintergrund am Nachthimmel beeinflußt. Daher werden nicht nur die Cherenkov-Photonen der Teilchenkaskade, sondern auch Photonen von weiteren Quellen nachgewiesen. Das Licht vom Nachthimmel stammt unter anderem von Sternen, deren Licht direkt oder diffus gestreut das Teleskop erreichen kann. Weiterhin spielen der Hintergrund der galaktischen Ebene und gestreute Anteile künstlicher terrestrischer Quellen eine Rolle. Da diese Einflüsse durch Zufallskoinzidenzen den Nachweis von Luftschauern vortäuschen können, werden Anstrengungen unternommen, solche Ereignisse zu unterdrücken. Eine Vorstellung von der Größe des Photonenflusses vom Nachthimmel gibt der Meßwert

$$\Phi_{\mathrm{Nacht}} = (2,30 \pm 0,15) \cdot 10^{12} \, \frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{sr} \cdot \mathrm{s}}$$

Diese Messung wurde für das HEGRA-Experiment auf La Palma von R. Mirzoyan und E. Lorenz durchgeführt [Mir94].

3.2 Kamerabilder ausgedehnter Luftschauer

Wie schon im Abschnitt 3.1 angedeutet wurde, haben die Kamerabilder γ-induzierter Teilchenkaskaden einen näherungsweise elliptischen Umriß. Dies wird durch Abbildung 3.4 bestätigt, in der das simulierte Kamerabild eines 1 TeV-γ-Schauers dargestellt ist. In der Simulation (vgl. Kapitel 5.1) wurden für ein Cherenkov-Teleskop mit einem Spiegeldurchmesser von 10 m alle Photonen in die Kameraebene abgebildet, die den Spiegel treffen. Hierbei sind jedoch Verluste durch atmosphärische oder detektorspezifische Einflüsse noch nicht berücksichtigt worden. Die in die Abbildung eingezeichneten Kreise mit Radien von 1° und 2° um die Blickrichtung des Teleskopes dienen hierbei nur der Übersichtlichkeit.

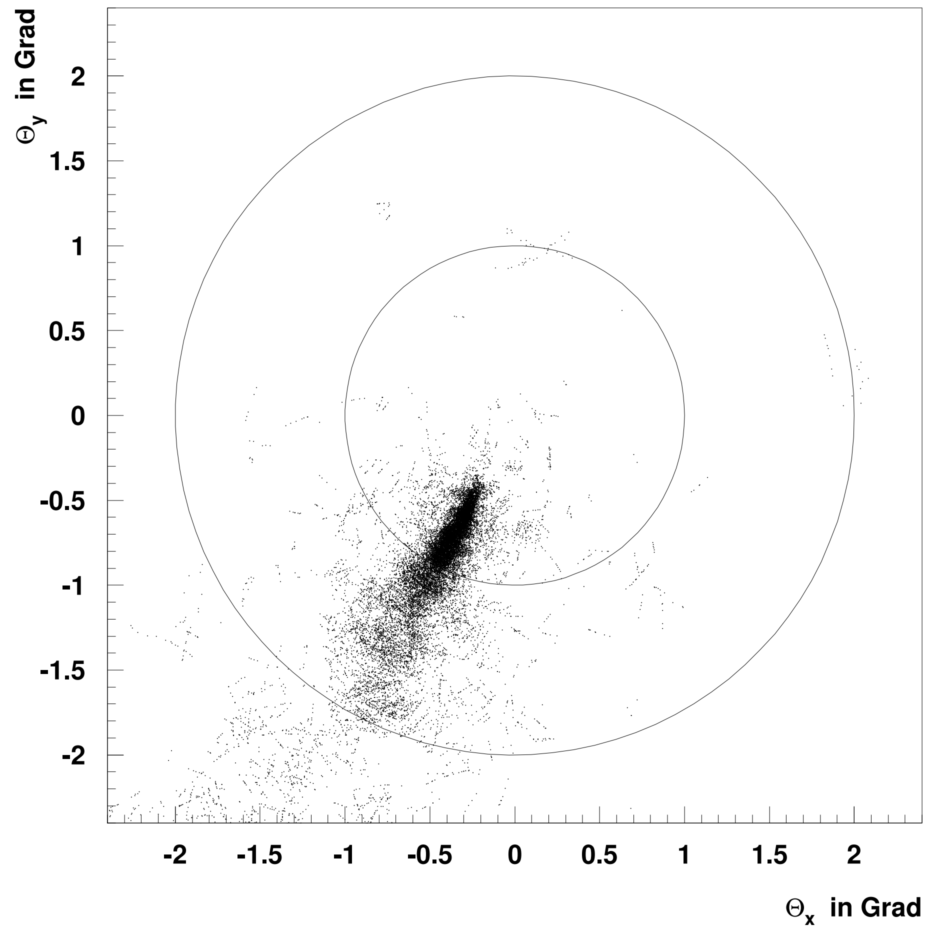


Abbildung 3.4: *Simuliertes ideales Kamerabild eines senkrecht eingefallenen 1 TeV-γ-Schauers mit einem Abstand von etwa 120 m zum Cherenkov-Teleskop. Verluste aufgrund atmosphärischer und detektorspezifischer Einflüsse sind nicht berücksichtigt.*

Aus dem hier dargestellten Kamerabild eines 1 TeV-γ-Schauers, der die Beobachtungsebene in einem Abstand von etwa 120 m zum Teleskop getroffen hat, wird bereits ersichtlich, daß das *Gesichtsfeld* der Kamera in der Größenordnung von 4° liegen sollte. Unter dem Gesichtsfeld wird der mittlere Winkeldurchmesser der Kamera verstanden. Um die Form des

Kamerabildes mit Hilfe der einzelnen Photomultiplier gut auflösen zu können, wird ferner deutlich, daß die *Granularität* der Kamera genügend fein gewählt werden muß. Der Winkeldurchmesser der einzelnen Bildelemente (engl. „picture element“, kurz „Pixel“) sollte in diesem Fall nicht mehr als 0,5° betragen.

Unter Berücksichtigung der atmosphärischen Einflüsse sowie der Eigenschaften der einzelnen Detektorkomponenten ergibt sich aus dem zuvor im idealen Fall betrachteten Kamerabild die in Abbildung 3.5 dargestellte Struktur. Hierbei sind die Kameraparameter, wie z. B. das Gesichtsfeld und die Quantenausbeute der Photomultiplier, entsprechend der für die Monte-Carlo-Simulationen verwendeten Werte gewählt worden, die im Abschnitt 6.1 erläutert werden. Die Bildelemente heutiger CT-Experimente besitzen üblicherweise eine hexagonale Form, um einen möglichst geringen Teil der Kamerafläche durch die Übergänge zwischen den Pixeln zu verlieren. Durch die sechseckige Struktur können die Photomultiplier in Ringen um ein zentrales Pixel herum angeordnet werden, so daß sich für symmetrische Strukturen eine wiederum hexagonale Form der Kamera mit $1, 7, 19, 37, \ldots, 217, 271, \ldots$ Bildelementen ergibt. Für die derzeit beim HEGRA-Experiment betriebenen Cherenkov-Teleskope werden weitgehend 271-Pixel-Kameras verwendet, die im Vergleich zu den früher verwendeten 37- und 61-Pixel-Kameras bei einem Gesichtsfeld ähnlicher Größe als „hochauflösend“ bezeichnet werden können.

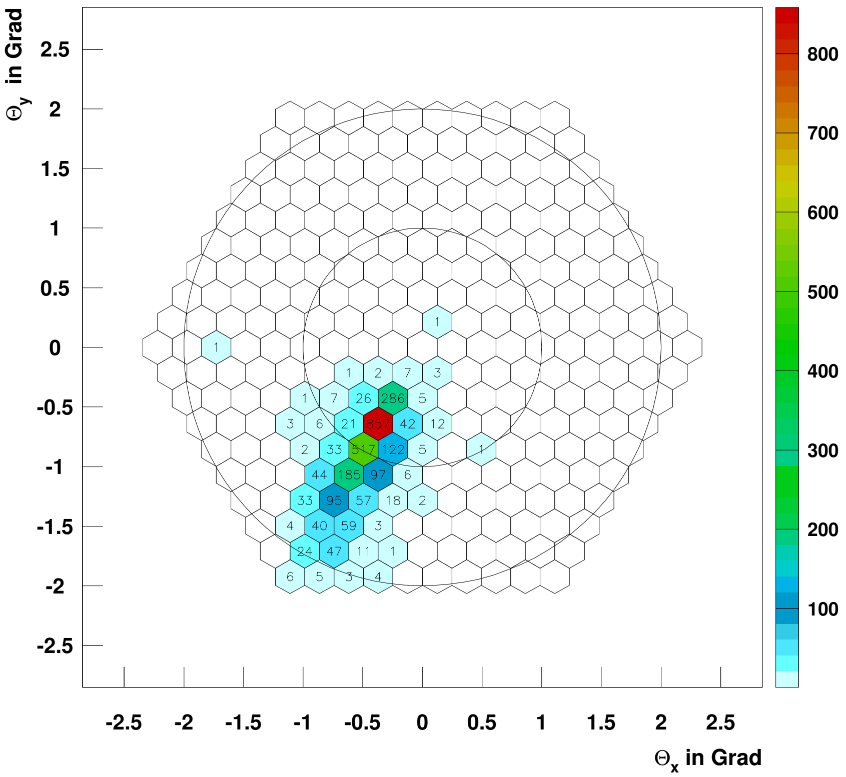


Abbildung 3.5: *Kamerabild des 1 TeV-γ-Schauers aus Abbildung 3.4 unter Berücksichtigung atmosphärischer Einflüsse bei der Verwendung einer 271-Pixel-Kamera. Die Zahlenwerte in den Bildelementen geben die Anzahl der jeweils registrierten Photoelektronen an.*

In Abbildung 3.5 ist für jedes Bildelement die jeweils registrierte Lichtmenge (kalibriert in Photoelektronen) dargestellt, die schließlich ausgelesen wird. Hierbei ist gemäß der Beschreibung im Abschnitt 6.2 eine gewisse Anzahl von Photoelektronen pro Pixel subtrahiert worden, um den Einfluß des kombinatorischen Untergrundes zu minimieren. Aus der Darstellung ist ferner im Vergleich zu Abbildung 3.4 erkennbar, daß ein kleiner Teil des Cherenkov-Lichtes durch das beschränkte Gesichtsfeld der Kamera verloren geht.

3.2.1 Parametrisierung des Kamerabildes

Um den Untergrund hadroninduzierter Luftschauer von γ-Schauern zu trennen, werden neben anderen, im Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Verfahren vor allem die Bildparameter verwendet. Beruhend auf dem charakteristischen, annähernd elliptischen Umriß der Bilder des Cherenkov-Lichtes photoninduzierter Teilchenkaskaden kann ein Kamerabild mit Hilfe weniger Rechengrößen parametrisiert werden. Da diese Art der Bildbearbeitung auf (Simulations-)Arbeiten von A. M. Hillas [Hil85] zurückgeht, werden diese Bildparameter in der Literatur oft als *Hillas-Parameter* bezeichnet.

Die Bildparameter werden aus den zweiten Momenten der Intensitätsverteilung des Kamerabildes berechnet. Eine mathematische Beschreibung zu diesem Verfahren findet sich im Anhang A, während die Abbildung 3.6 zur graphischen Veranschaulichung dient. Im folgenden sind die bedeutendsten Bildparameter kurz zusammengefaßt.

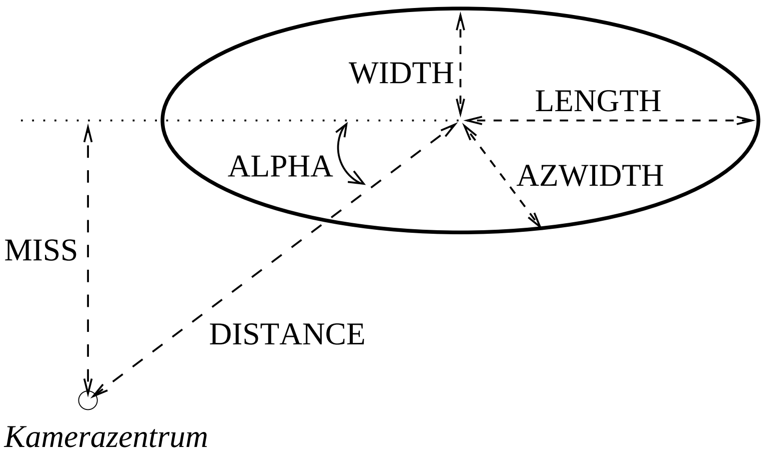


Abbildung 3.6: *Parametrisierung des annähernd elliptischen Cherenkov-Lichtfleckes durch die Bildgrößen nach Hillas [Hil85].*

- **WIDTH:** Breite des Lichtfleckes entlang der kleinen Hauptachse der Ellipse. Da hadroninduzierte Luftschauer eine erheblich breitere Lateralverteilung besitzen, nimmt WIDTH für Bilder dieser Schauer deutlich größere Werte an.

- **LENGTH:** Breite des Kamerabildes entlang der großen Hauptachse der Ellipse. Dieser Parameter ist ein Maß für die longitudinale Ausdehnung der Teilchenkaskade (vgl.

auch Abschnitt 2.3.4) und hat somit, wie schon die Größe WIDTH, kleinere Werte für γ-induzierte Schauer. Da die parametrisierte Ellipse zu einem Kreis entartet, wenn Luftschauer achsenparallel einfallen und das Teleskop direkt treffen, ist eine Unterscheidung der Größen LENGTH und WIDTH in diesem Fall nicht mehr möglich.

- **ALPHA:** Winkel zwischen der großen Hauptachse der Ellipse und der Verbindungslinie zwischen dem Kamerazentrum und dem Bildschwerpunkt. Wie schon im Abschnitt 3.1 dargelegt wurde, zeigt die große Hauptachse auf den Bildpunkt der Schauerachse, so daß die Orientierung des Kamerabildes vom Einfallswinkel des Schauers bezüglich der Blickrichtung des Teleskopes abhängt. Bei der direkten Beobachtung von Punktquellen im Rahmen der γ-Astronomie weisen die Ellipsen also unter Berücksichtigung der technischen Gegebenheiten, insbesondere der Pixelgrößen, genau auf das Kamerazentrum. Durch die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Monte-Carlo-Simulationen konnte diese Überlegung bestätigt werden (vgl. Abschnitt 7.2.1). Im Vergleich dazu wird die ALPHA-Verteilung für die isotrop einfallenden hadronischen Schauer sehr breit.

- **AZWIDTH:** (engl. „azimuthal width“). Breite des Lichtfleckes senkrecht zur Verbindungslinie zwischen dem Zentrum der Kamera (Koordinatenursprung) und dem Bildschwerpunkt (Mittelpunkt der Ellipse). Dieser Parameter stellt eine Kombination aus den Größen WIDTH und ALPHA dar.

- **DISTANCE:** Abstand des Bildschwerpunktes vom Kamerazentrum. Wie in den Untersuchungen dieser Arbeit in Kapitel 7.2.3 gezeigt wird, hängt dieser Parameter vom Abstand des Teleskopes zum Auftreffpunkt der Schauerachse auf der Beobachtungsebene ab.

- **MISS:** Abstand zwischen dem Kamerazentrum und der durch die große Hauptachse der Ellipse festgelegten Geraden. Der Parameter MISS steht in engem Zusammenhang mit ALPHA und kann unter Berücksichtigung der Bildskalierung ebenfalls zur Diskriminierung des diffusen hadronischen Untergrundes verwendet werden.

Einen tieferen mathematischen Hintergrund für die Parametrisierung von Kamerabildern liefern A. Akhperjanian und V. Sahakian [Akh97]. In ihrem Artikel gehen sie auch auf verallgemeinerte Bildparameter ein, mit denen die γ-Hadron-Separation bei Beobachtungen mit Cherenkov-Teleskopen (vgl. Abschnitt 3.3.1) effektiver durchgeführt werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Kamerabilder jedoch mit den hier beschriebenen Hillas-Parametern analysiert.

3.2.2 Zeitstruktur des Kamerabildes

Die Verwendung schneller Photomultiplier und einer ebenfalls schnellen Auslese-Elektronik erlaubt es, gewisse zeitliche Informationen bei der Entstehung des Kamerabildes innerhalb der Integrationszeit auszuwerten. Eine bereits erfolgreich angewandte Methode ist hierbei das sogenannte „Pulse-Shape-Verfahren“, bei dem die Pulsform und -länge der Signale der

Photomultiplier benutzt wird. Da das Cherenkov-Licht eines ausgedehnten Luftschauers aufgrund der Lateral- und Longitudinalverteilung in der Teilchenkaskade eine bestimmte Zeitstruktur erhält, lassen sich Rückschlüsse auf das primäre Teilchen ziehen. F. A. Aharonian et al. haben gezeigt, daß insbesondere die Anstiegs- und Abklingzeiten von γ-Schauern kürzer und regelmäßiger als diejenigen von protoninduzierten Schauern sind [Aha97].

Bei einer weiteren Methode, die im Rahmen dieser Arbeit durch Monte-Carlo-Simulationen untersucht wurde, wird die Meßzeit (Integrationszeit) in mehrere Intervalle gleicher Länge unterteilt, so daß anstelle des üblichen zeitintegrierten Kamerabildes seine zeitliche Entwicklung beobachtet werden kann. Durch dieses im Abschnitt 7.3 im Detail erläuterte Verfahren lassen sich Aussagen über den Abstand des Teleskopes vom Auftreffpunkt der Schauerachse sowie prinzipiell auch über die Art des primären Teilchens machen.

3.3 γ-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen

3.3.1 γ-Hadron-Separation durch die Bildanalyse

Das wichtigste Problem bei der γ-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen ist die Unterscheidung der primären Photonen von den erheblich häufiger eintreffenden hadronischen Primärteilchen der kosmischen Strahlung. Obwohl grundsätzlich auch die Bestimmung der Art des Primärteilchens für die verschiedenen Hadronen möglich ist, soll an dieser Stelle nur auf die γ-Hadron-Separation eingegangen werden. In den vorangegangenen Kapiteln sind bereits mehrfach Unterschiede zwischen rein elektromagnetischen und hadroninduzierten Teilchenkaskaden angesprochen worden.

Neben der Untersuchung der zeitlichen Struktur des Kamerabildes bzw. der „Pulse-Shape-Analysis“ wird der hadronische Untergrund bei heutigen CT-Experimenten hauptsächlich anhand der Unterschiede in den Kamerabildern diskriminiert. Diese Methode beruht auf der Tatsache, daß die im Abschnitt 2.3.4 beschriebenen verschiedenartigen Lateral- und Longitudinalverteilungen der γ- und hadroninduzierten Teilchenkaskaden jeweils charakteristische Merkmale bei dem von ihnen erzeugten Cherenkov-Licht hervorbringen. Im Rahmen dieser Überlegungen ergibt sich, daß die Kamerabilder hadroninduzierter Schauer aufgrund der größeren Transversalimpulse und Wechselwirkungslängen eine weniger kompakte Form als diejenigen von γ-Schauern haben. Daher ergeben sich bei gleicher Primärenergie die schon angesprochenen größeren Werte des Bildparameters WIDTH. Analog verhält sich auch die Winkelausdehnung bezüglich der Schauerachse, woraus höhere LENGTH-Werte folgen.

Als Beispiel ist in Abbildung 3.7 das ideale Kamerabild eines simulierten 2 TeV-Protonschauers dargestellt, der die Beobachtungsebene in einem Abstand von etwa 120 m zum Cherenkov-Teleskop unter einem Zenitwinkel von 0,5° getroffen hat. Es ist deutlich zu erkennen, daß das Bild keinen elliptischen Umriß besitzt. Stattdessen zeigt sich, daß der Schauer offenbar mindestens drei einzelne elektromagnetische Subkaskaden beinhaltet. Eine Bildanalyse mit den Parametern nach Hillas würde somit erheblich größere Werte für die angepaßte Ellipse als bei einem direkt beobachteten γ-Schauer vergleichbarer Energie ergeben. Werden nun die statistischen Verteilungen der Bildparameter für sehr viele Schauer untersucht, so lassen sich sowohl für einzelne Größen als auch für Kombinationen aus mehreren Parametern Schnitte einführen, mit denen bestimmte Bereiche mit hoher γ-Wahrscheinlichkeit festgelegt werden. Auf diese Weise ist es möglich, bis zu 98 % der hadroninduzierten Schauer

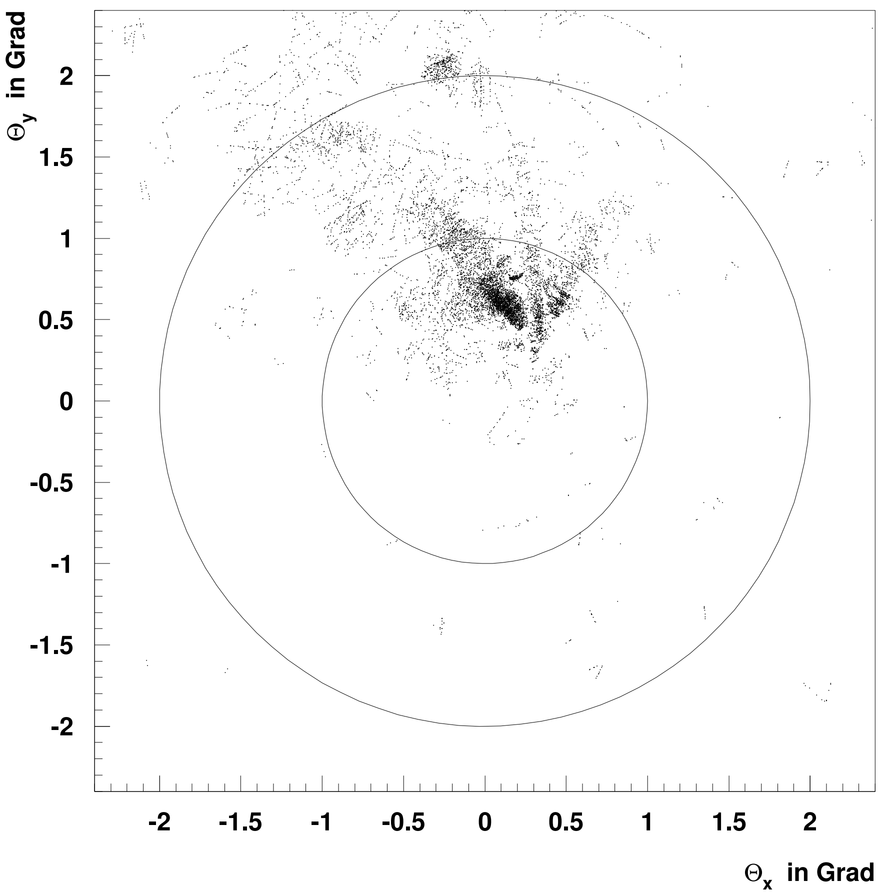


Abbildung 3.7: *Simuliertes ideales Kamerabild eines unter einem Zenitwinkel von 0,5° eingefallenen 2 TeV-Protonschauers mit einem Abstand von etwa 120 m zum Teleskop. Wie in Abbildung 3.4 sind auch hier keine Verluste von Cherenkov-Photonen berücksichtigt.*

zu verwerfen, während 50 % der beobachteten γ-Schauer für die weitere Datenanalyse erhalten bleiben. Von der Whipple-Kollaboration wurde bei der Beobachtung des Krebsnebels der Bildparameter AZWIDTH als sehr effektives Merkmal für die γ-Hadron-Separation eingesetzt [Wee89].

Die aus dem in Figur 3.7 dargestellten Bild des nicht parallel zur optischen Achse des Teleskopes einfallenden Schauers bestimmbare Hauptachse weist deutlich am Zentrum ($\Theta_x = 0°, \Theta_y = 0°$) der Kamera vorbei. Daraus wird deutlich, daß der bei heutigen Experimenten üblicherweise verwendete Parameter ALPHA eine schon im Abschnitt 3.2.1 erläuterte Möglichkeit zur Diskriminierung des isotrop einfallenden hadronischen Untergrundes bei der Beobachtung von Punktquellen liefert. Ereignisse mit großen Werten von ALPHA können demzufolge verworfen werden. Auf diese Weise verbleiben für die Datenanalyse lediglich diejenigen hadroninduzierten Luftschauer, die fast parallel zur Achse des Spiegels eintreffen. Um sie von den γ-induzierten Teilchenkaskaden der observierten Quelle unterscheiden zu können, müssen weitere geeignete Separationsmethoden angewendet werden.

Beispielsweise bietet sich zu diesem Zweck die Ausnutzung des kompakteren Kamerabildes bei γ-Schauern an. Zunächst wurde als Triggerbedingung für ein Cherenkov-Teleskop lediglich verlangt, daß innerhalb der Integrationszeit eine bestimmte Lichtmenge auf der Kamera bzw. auf einzelnen beliebigen Bildelementen aufgenommen wurde. Da die Bilder von photoninduzierten Schauern jedoch verhältnismäßig konzentriert auf einer kleinen Fläche der Bildebene erscheinen, ist es sinnvoll, die Bedingung dahingehend zu erweitern, daß eine bestimmte Anzahl *benachbarter* Pixel gleichzeitig jeweils eine gewisse Mindestlichtmenge registriert haben muß. Diese Methode wird daher auch mit dem englischen Fachausdruck *„Next-Neighbour-Trigger“* (NNT) bezeichnet. Durch den NNT wird ferner eine sehr effektive Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes bewirkt, der durch zufällige Koinzidenzen des Lichtes vom Nachthimmel erzeugt wird (vgl. Abschnitt 3.1.3). Eine Überprüfung der NNT-Bedingung kann nur auf elektronischem Weg schnell genug erfolgen. Daher hat die HEGRA-Kollaboration einen NNT als „Hardware-Trigger“ installiert, der sich im Betrieb hervorragend bewährt hat. Aufgrund der verbesserten Unterdrückung des Untergrundes konnte die Energieschwelle der Teleskope deutlich gesenkt werden [Bul98].

Ferner wurde von J. E. Grindlay [Gri71] und A. A. Stepanian et al. [Ste83] eine Methode zur γ-Hadron-Separation vorgeschlagen, bei der der unterschiedliche Anteil an UV-Licht im Cherenkov-Spektrum von γ- und hadroninduzierten Schauern ausgenutzt wird. Infolge des kürzeren Wechselwirkungslängen bei elektromagnetischen Kaskaden entwickeln sich γ-Schauer in relativ großer Höhe. Der ultraviolette Anteil des emittierten Cherenkov-Lichtes kann hierbei aufgrund der atmosphärischen Verluste durch Streuung und Absorption nicht bis zu einem Teleskop auf dem Erdboden gelangen. Da hadroninduzierte Teilchenkaskaden sehr viel tiefer in die Atmosphäre eindringen, ist es in diesem Fall möglich, einen Teil des UV-Lichtes noch auf der Beobachtungsebene nachzuweisen und so auf ein hadronisches Ereignis zu schließen.

3.3.2 Rekonstruktion der Energie des Primärteilchens

Für die γ-Astronomie ist insbesondere das Spektrum einer beobachteten Quelle von Interesse. Nach der Separation von γ- und hadroninduzierten Schauern ist es daher notwendig, auch die Energie der primären γ-Quanten zu bestimmen. Zur Berechnung des Flusses einer γ-Quelle sind in der Arbeit von T. Deckers nähere Erläuterungen gegeben [Dec97].

Die Primärenergie kann rekonstruiert werden, weil das atmosphärische Cherenkov-Licht ein kalorimetrisches Signal darstellt. Diese Eigenschaft begründet sich in der Tatsache, daß die Gesamtzahl der Teilchen und damit schließlich auch die Anzahl der emittierten Cherenkov-Photonen bei elektromagnetischen Kaskaden nahezu proportional zur Energie des primären Teilchens ist.

Da die Photonendichte des Cherenkov-Lichtes am Erdboden aus vielen Untersuchungen, beispielsweise auf der Basis von Monte-Carlo-Simulationen wie bei N. Müller [Mül92], bekannt ist, kann mit ihrer Hilfe kann die Energie des Primärteilchens ermittelt werden. Daher ist es notwendig, die gesamte, von der Kamera eines Cherenkov-Teleskopes während der Integrationszeit aufgenommene Lichtmenge zu bestimmen. Weitere erforderliche Größen sind die Neigung der Schauerachse sowie die Entfernung des Teleskopes vom Auftreffpunkt des Schauers.

Der Abstand des Teleskopes vom Schauerauftreffpunkt kann mit unterschiedlichen Verfahren ermittelt werden. Hierbei ist die im folgenden Abschnitt beschriebene Rekonstruktion dieser Distanz mit Hilfe eines CT-Systemes die genaueste Methode. Zur Abstandsbestimmung sind im Rahmen dieser Arbeit verschiedene Untersuchungen durchgeführt worden, die in den Abschnitten 7.2.3, 7.2.4 und 7.3.3 dargestellt sind.

3.4 Vorteile eines Systemes aus Cherenkov-Teleskopen

Nachdem in den bisherigen Ausführungen nur die Prinzipien der Beobachtung mit einem einzelnen Cherenkov-Teleskop dargestellt wurden, sollen nun die Vorteile der Verwendung eines Systemes aus mehreren Cherenkov-Teleskopen beschrieben werden. Bei einem CT-System beobachten alle beteiligten Teleskope die jeweilige γ-Quelle, so daß ein von ihr ausgelöster Luftschauer *stereoskopisch* beobachtet werden kann. Der Cherenkov-Lichtring wird daher nicht nur von einem Beobachtungsort aus in eine Kamera abgebildet, sondern von den verschiedenen Standorten der einzelnen Teleskope auf der Beobachtungsebene. Werden die Meßdaten der Kameras nun zentral verarbeitet, so ist es möglich, insbesondere diejenigen Ereignisse zu betrachten, bei denen mehrere Teleskope die oben angesprochene NNT-Bedingung erfüllt haben. Eine solche zweite Triggerstufe wird üblicherweise als *„Multi-Teleskop-Trigger“* (MTT) bezeichnet. Mit Hilfe dieser Voraussetzungen lassen sich ferner auch Ereignisse diskriminieren, die durch sogenannte lokale Myonen ausgelöst werden. Hierbei bewirkt das von einem maximal 25 m entfernt einfallenden Myon erzeugte Cherenkov-Licht zwar das Ansprechen eines Teleskopes. Da die weiteren System-Teleskope jedoch in der Regel mindestens 50 m entfernt stehen, werden von ihnen keine Cherenkov-Photonen dieses Myons nachgewiesen [Wee97a]. Der MTT verhindert somit eine Erhöhung der Rate der myoninduzierten Untergrundereignisse. Weiterhin werden auch Schauer verworfen, die durch Hadronen mit nicht übermäßig großer Energie ausgelöst worden sind. Das von den einzelnen elektromagnetischen Subkaskaden verursachte Cherenkov-Licht besitzt in diesem Fall eine nicht ausreichend kompakte Struktur, um mehrere Teleskope zu triggern.

Da bei einem CT-System alle Komponenten denselben Luftschauer beobachten sollen, ist durch die in Abschnitt 2.3.3 angestellten Betrachtungen zu den Ausmaßen des Cherenkov-Lichtringes bereits die Größenordnung des Teleskopabstandes von etwa 100 bis 150 m festgelegt.

Im folgenden soll das Prinzip der Rekonstruktion der Schauereinfallsrichtung bzw. der Position des Auftreffpunktes beschrieben werden. Hierbei genügt es, ein System aus zwei Teleskopen zu betrachten. Der jeweilige Bildpunkt der Schauerachse in der Kameraebene, auf den die große Hauptachse des elliptischen Bildes eines γ-Schauers gemäß Abbildung 3.3 zeigt, läßt sich mit nur einer Kamera nicht bestimmen.

Vereinfacht sei hier angenommen, daß sich die beiden Teleskope auf gleicher Beobachtungshöhe befinden und gleichartig ausgerichtete Kamera-Koordinatensysteme besitzen. Der allgemeine Fall, für dessen Berechnung mehrere Koordinatentransformationen erforderlich sind, wird von M. Ulrich beschrieben [Ulr96]. Mit dieser Vereinfachung können nun die beiden durch die großen Hauptachsen festgelegten Geraden zum Schnitt gebracht werden, wie

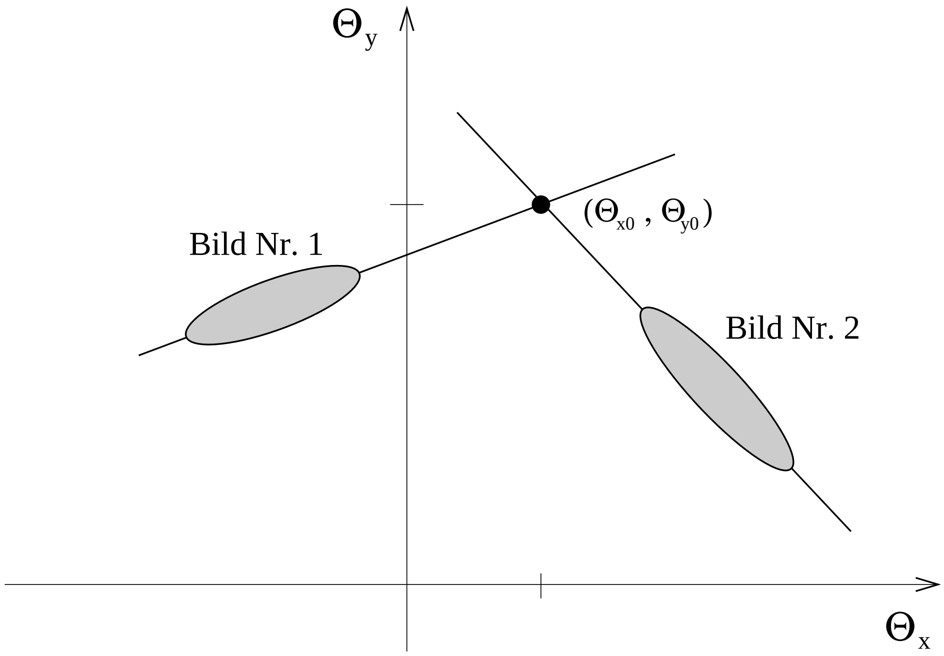


Abbildung 3.8: *Rekonstruktion der Schauereinfallsrichtung mit Hilfe eines Systemes aus zwei Cherenkov-Teleskopen in einem gemeinsamen Kamera-Koordinatensystem. Die durch die Hauptachsen der Ellipsen bestimmten Geraden schneiden sich im Punkt* $(\Theta_{x0}, \Theta_{y0})$.

Abbildung 3.8 zeigt. Auf diese Weise lassen sich somit die Projektion der Schauerachse und daraus Zenit- und Azimutwinkel der Schauereinfallsrichtung rekonstruieren.

Die Position des Schauerauftreffpunktes läßt sich auf sehr ähnliche Weise bestimmen. Hierbei sei zusätzlich angenommen, daß die Koordinatensysteme der Kameras derart ausgerichtet sind, daß ein aus Richtung der negativen x-Achse des Teleskop-Koordinatensystemes einfallender Schauer in den Bereich der positiven Θ_x-Achse der Kameras abgebildet wird. Diese Einfallsrichtung entspricht der Himmelsrichtung „Westen“, wenn die x-Achse in der Teleskop- bzw. Beobachtungsebene nach Osten, die y-Achse nach Norden zeigt. Durch diese weitere Vereinfachung können die Richtungen der beiden durch die elliptischen Bilder festgelegten Geraden in das Teleskop-Koordinatensystem übertragen werden. Als Bezugspunkte für eine Punkt-Steigungsform der Geradengleichungen werden hierbei die Teleskopmittelpunkte gewählt. Durch den Schnittpunkt der beiden Geraden wird die Auftreffposition der Schauerachse auf der Beobachtungsebene hinreichend genau rekonstruiert.

Abschließend sei angemerkt, daß der Umfang und die technische Ausrüstung eines CT-Systemes bei Experimenten der Astroteilchenphysik stets auch von den zur Verfügung stehenden finanziellen Mitteln beeinflußt wird. Hierbei muß im Einzelfall abgewägt werden, ob es sinnvoller ist, mehrere kleinere Teleskope zu einem System zu vereinen oder nur wenige Teleskope zu errichten, die dafür jeweils eine deutlich größere Spiegelfläche besitzen und daher eine größere Menge des Cherenkov-Lichtes eines Luftschauers sammeln können. Durch die Vergrößerung der Spiegelfäche läßt sich somit die Energieschwelle der gesamten Detektoranordnung erniedrigen.

Kapitel 4

Experimente und Projekte

In diesem Kapitel werden einige bedeutende Eigenschaften bestehender Experimente und neuer Projekte zusammengestellt, die sich der Abbildenden Cherenkov-Technik bedienen, um γ-Astronomie zu betreiben. Aufgrund der großen Erfolge, die insbesondere das CT-System der HEGRA-Kollaboration erzielt hat, ist bei den Vorschlägen für Experimente der nächsten Generation vorgesehen, bewährte Konzepte weiterzuführen und die Qualität der Meßergebnisse durch die Veränderung bestimmter Parameter deutlich zu verbessern.

Die im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen folgen in den Grundlagen der Detektorkonzeption im wesentlichen den technisch realisierbaren Vorschlägen, die für die geplanten Projekte diskutiert werden.

4.1 Die Whipple-Cherenkov-Teleskope

Die Whipple-Kollaboration betreibt auf dem Mount Hopkins im südöstlichen Teil Arizonas auf einer Höhe von 2320 m zwei Cherenkov-Teleskope mit Reflektordurchmessern von 10 und 11 m. Mit dem kleineren Teleskop wurden Beobachtungen von γ-Strahlung im TeV-Energiebereich aus Richtung des Krebsnebels durchgeführt, die international auf großes Interesse stießen [Wee89]. Hierbei ist vor allem die erstmals erreichte, hohe statistische Signifikanz von $9\,\sigma$ zu nennen. Während das Teleskop bei diesen Messungen noch eine 37-Pixel-Kamera mit einem Gesichtsfeld von 3,5° besaß, sind mittlerweile mehrere technische Veränderungen durchgeführt worden, durch die die statistische Signifikanz deutlich erhöht werden konnte. Die Kamera besteht nun aus 541 Bildelementen mit einer minimalen Pixelgröße von 0,125°, so daß sich ein Gesichtsfeld von 6,0° ergibt. Hiermit ergibt sich jetzt die Möglichkeit, γ-Schauer bis zu einer minimalen Energie von 75 GeV nachzuweisen. Die beiden Teleskope werden bei einem Abstand von 140 m als stereoskopisches CT-System betrieben [Lam95].

4.2 Das HEGRA-Experiment

Der Aufbau des HEGRA-Experimentes (**H**igh **E**nergy **G**amma **R**ay **A**stronomy) auf der Kanarischen Insel La Palma wurde vom Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Universität Kiel im Jahre 1988 begonnen. Das Experiment wird heute von einer internationalen Kollaboration betrieben und stellt den Nachfolger des Kieler Luftschauerexperimentes dar, mit dem M. Samorski und W. Stamm das Doppelsternsystem Cygnus X-3 als Quelle von Gammastrahlung identifizieren konnten [Sam83]. Der Standort auf La Palma ist wegen seiner geographischen Lage (fast vollständige Sichtbarkeit der nördlichen Himmelssphäre), seiner Beobachtungshöhe von etwa 2200 m, seiner ausgezeichneten atmosphärischen Bedingungen für optische Astronomie sowie einer durch weitere dort angesiedelte Observatorien bereits vorhandenen Infrastruktur sehr gut für die Zwecke der γ-Astronomie geeignet.

Insgesamt besteht das Experiment zur Zeit aus vier Detektorkomponenten, die jeweils verschiedene Informationen über die durch die kosmische Strahlung ausgelösten Luftschauer registrieren. Eine Übersicht der Anordnung auf dem HEGRA-Gelände vermittelt die folgende Abbildung:

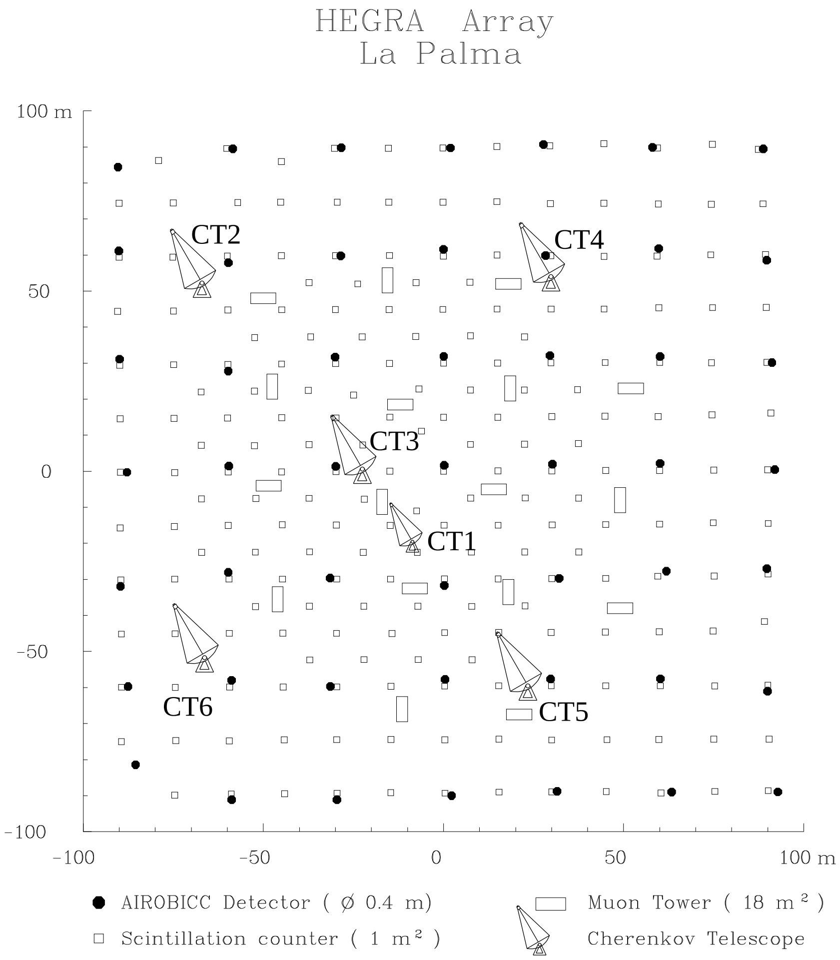


Abbildung 4.1: *Anordnung der vier verschiedenen Detektorkomponenten auf dem HEGRA-Gelände [Ulr96].*

Es existieren drei verschiedene Felder von einzelnen Detektoren, die den gesamten Himmel über der Beobachtungsebene beobachten und Luftschauer ab einer Energie von 10 TeV registrieren können. Hierbei weisen die „AIROBICC"-Detektoren (**AIR**shower **O**bservation **B**y Angle **I**ntegrating **C**herenkov **C**ounter) die Cherenkov-Photonen ausgedehnter Luftschauer nach [Kar95]. Eine Szintillationszählermatrix registriert die Verteilung der geladenen Teilchen einer Kaskade auf der Beobachtungsebene [Wil97]. Schließlich wird der Myonengehalt von Luftschauern mit Hilfe von Geigerzählern in „Myonen-Türmen“ bestimmt [Roh96].

Eine zweite Klasse von Detektoren des HEGRA-Experimentes stellen die sechs winkelabbildenden Cherenkov-Teleskope dar. Den Aufbau des Teleskopes mit der Bezeichnung CT1 beschreibt T. Deckers [Dec97]. Die vier Teleskope CT3 bis CT6 werden seit dem Winter 1996/97 als CT-System betrieben, zu dem im Sommer 1998 das CT2 hinzugefügt werden soll. Alle System-Teleskope werden in der endgültigen Ausbaustufe dieselben Detektorparameter erhalten, um eine gewisse Uniformität der Meßanordnung zu gewährleisten. Insbesondere sind hier eine Spiegelfläche von 8,5 m^2 und hochauflösende Kameras mit 271 Pixeln der Größe 0,25° zu nennen, die ein Gesichtsfeld von etwa 4,3° besitzen. Aus Abbildung 4.1 wird deutlich, daß das CT-System eine näherungsweise quadratische Fläche mit einer Kantenlänge von etwa 100 m umschließt. Die Energieschwelle des HEGRA-CT-Systemes liegt bei ungefähr 500 GeV. Einen Überblick über die zum System gehörenden Cherenkov-Teleskope und erste Meßergebnisse geben A. Daum et al. [Dau97].

4.3 Das MAGIC-Teleskop-Projekt

Das MAGIC-Teleskop-Projekt (**M**ajor **A**tmospheric **G**amma **I**maging **C**herenkov Telescope) ist geplant worden, um die bestehende Energielücke zwischen dem von Satelliten und dem von den bisher existierenden Cherenkov-Teleskopen beobachtbaren Bereich zu schließen [Lor96]. Ein solches Experiment sollte also vor allem in einem Energieintervall zwischen 10 und 300 GeV sensitiv sein. Hierfür ist ein parabolischer Reflektor mit einem Durchmesser von 17 m vorgesehen, in dessen Brennebene sich eine sehr hochauflösende Kamera befinden soll. Für die bis zu 1027 Bildelemente sind – wie schon im Abschnitt 3.1 angedeutet – im Gegensatz zu den bislang verwendeten konventionellen Photomultipliern optional auch Avalanche-Photodioden geplant, deren Quantenausbeute in einem großen Wellenlängenbereich von 300 bis zu 700 nm über dem Wert von 40 % liegen könnte.

Der große technische Aufwand dient hierbei der Senkung der Energieschwelle des Teleskopes, da für γ-Schauer bei einer Energie des primären Teilchens von unter 100 GeV nur noch eine verhältnismäßig geringe Cherenkov-Photonendichte am Erdboden nachweisbar ist.

Um mit dem MAGIC-Teleskop auch die im Abschnitt 2.1.3 dargestellten „Gamma Ray Bursts“ beobachten zu können, ist ferner eine für einen Reflektor dieser Größe extrem kleine Zeit vorgesehen, in der das Teleskop auf eine mögliche Quelle ausgerichtet werden soll. Geplant sind hier maximal 30 s. Nähere Details über das MAGIC-Projekt sind von J. A. Barrio et al. [Bar98] zusammengefaßt worden.

4.4 Das HESS-Projekt

Das HESS-Projekt (**H**igh **E**nergy **S**tereoscopic **S**ystem) beinhaltet die Errichtung eines Systemes aus vielen Cherenkov-Teleskopen. Hierbei soll das Cherenkov-Licht ausgedehnter Luftschauer mit einem Feld aus anfänglich 2×2 bis zu schließlich $4 \times 4 = 16$ Teleskopen beobachtet werden, die in einer quadratischen Anordnung mit einer Kantenlänge von etwa 100 m von Teleskop zu Teleskop aufgestellt werden sollen. Die Reflektoren haben hierbei einen Durchmesser von etwa 10 m und eine annähernd parabolische Form (Davis-Cotton-Design) [Hof97a]. Für die Kameras ist jeweils ein Gesichtsfeld von mindestens 4° vorgesehen, wobei die Pixelgröße im Bereich zwischen 0,15° und 0,25° liegen soll. Bei der typischen hexagonalen Anordnung der Bildelemente ergibt sich somit eine Pixelanzahl zwischen 271 und 817, wobei die endgültige Realisierung erst aus dem gegebenen Finanzrahmen folgen wird. Abhängig von den verwendeten Detektoren kann ein relativ großer Wellenlängenbereich zwischen 300 und 650 nm untersucht werden. Insgesamt soll sich für das HESS-Projekt eine Energieschwelle von etwa 100 GeV und damit eine deutliche Verbesserung im Vergleich zum bestehenden HEGRA-CT-System ergeben.

Ein möglicher Standort für dieses CT-System befindet sich in Namibia, Afrika, so daß mit diesem Projekt vor allem die südliche Himmelssphäre untersucht werden könnte. Mit Hilfe der verschiedenen CT-Experimente wäre somit fast der gesamte Himmel zu beobachten. Eine ausführliche Beschreibung des HESS-Projektes wird von F. A. Aharonian et al. geliefert [Aha97].

4.5 Das VERITAS-Projekt

Mit dem VERITAS-Projekt (**V**ery **E**nergetic **R**adiation **I**maging **T**elescope **A**rray **S**ystem) soll die erfolgreiche Arbeit der Whipple-Kollaboration (vgl. Abschnitt 4.1) fortgeführt werden. Die geplanten neun VERITAS-Teleskope sollen zunächst im wesentlichen als Kopien des aufgerüsteten, bestehenden 10 m-Teleskopes errichtet werden, wobei die Kameras mit 331 bis 541 Bildelementen ausgestattet werden. Die Gesichtsfelder variieren hierbei von 4,5° bis zu etwa 6,0°. Mit Hilfe dieses CT-Systemes läßt sich eine Energieschwelle von ungefähr 50 GeV erreichen ([Wee97a] und [Wee97b]).

Insgesamt sind daher einige grundsätzliche Ähnlichkeiten zwischen dem HESS- und dem VERITAS-Projekt festzustellen, während beim MAGIC-Experiment mit einem einzelnen Cherenkov-Teleskop auf die Vorteile eines CT-Systemes zugunsten einer erheblich größeren Spiegelfläche und damit einer niedrigeren Energieschwelle verzichtet werden soll. Somit zeigt sich hier wiederum die schon im Abschnitt 3.4 angesprochene notwendige Erörterung der Vor- und Nachteile der verschiedenen Beobachtungstechniken der TeV-γ-Astronomie.

Kapitel 5

Monte-Carlo-Simulationen ausgedehnter Luftschauer

Die für einen ausgedehnten Luftschauer charakteristischen beobachtbaren Größen, beispielsweise die Lateralverteilungen der geladenen Teilchen und der Cherenkov-Photonen, können prinzipiell mit *analytischen Methoden* bestimmt werden. Allerdings müssen hierfür bei einer dreidimensionalen Berechnung schließlich Diffusionsgleichungen eingeführt werden, deren Lösung komplizierte numerische Verfahren erfordert. Diese analytischen Rechenmethoden sind von S. Flügge beschrieben worden [Flü67].

Bei den sogenannten *Monte-Carlo-Simulationen* werden physikalische Prozesse auf stochastische Weise behandelt [Hee90]. Wird z. B. der Zerfall eines Teilchens betrachtet, bei dem mehrere Zerfallskanäle möglich sind, so kann in einer Computersimulation unter Verwendung gleichverteilter Zufallszahlen im Einzelfall entschieden werden, welche Endprodukte auftreten und weiterverfolgt werden sollen. Hierbei ist lediglich die Kenntnis der Wahrscheinlichkeitsverteilung für die einzelnen Zerfallskanäle erforderlich. Auf diese Weise kann auch eine atmosphärische Teilchenkaskade in vielen Details simuliert werden. Die Verteilung der zu untersuchenden Größe wird dabei durch die Variationen der Zufallszahlen verhältnismäßig realistisch bestimmt.

Um Monte-Carlo-Simulationen für die γ-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen zu betreiben, müssen also zunächst die Teilchenkaskaden in der Atmosphäre sowie die Erzeugung und Ausbreitung der Cherenkov-Photonen berechnet werden. Die Durchführung dieser Aufgabe wird im folgenden beschrieben. Im Kapitel 6 werden anschließend atmosphärische Einflüsse auf das Cherenkov-Licht sowie das Verhalten der einzelnen Detektorkomponenten simuliert. Ein Vorteil der Monte-Carlo-Methode ist hierbei, daß viele einzelne Schauerereignisse berechnet werden müssen, während analytische Methoden grundsätzlich nur Aussagen über mittlere Verteilungen erlauben. Aufgrund der relativ geringen Teilchenflüsse in der Hochenergie-Astrophysik ist die Behandlung einzelner Ereignisse von großer Bedeutung, um die in den Meßergebnissen auftretenden Fluktuationen richtig interpretieren zu können.

Im Anhang B ist der Ablauf der hier vorgestellten Monte-Carlo-Simulationen schematisch dargestellt und kann somit dazu dienen, die Funktionen der einzelnen Komponenten im Zusammenhang nachzuvollziehen.

5.1 Simulation von Luftschauern mit CORSIKA

Das Monte-Carlo-Programm CORSIKA (**CO**smic **R**ay **SI**mulations for **KA**SCADE) wurde am Forschungszentrum Karlsruhe für die Simulation ausgedehnter Luftschauer entwickelt und erfolgreich verwendet [Kna97]. Es dient zur Simulation von Teilchenkaskaden, die von beliebigen primären Teilchen mit beliebigen Energien ausgelöst wurden. Ferner sind die Einfallswinkel in Zenit- und Azimutrichtung weitgehend frei wählbar. In CORSIKA werden ein kartesisches Koordinatensystem und ein ebenes Atmosphärenmodell verwendet. Daher ist der Zenitwinkel des primären Teilchens auf maximal 45° begrenzt, um Diskrepanzen zu der in der Realität gekrümmten Erdoberfläche und Atmosphäre zu vermeiden. Für bis zu zehn Beobachtungshöhen können die charakteristischen Größen aller Teilchen ausgegeben werden, wobei im allgemeinen vor allem die räumliche Position, die kinetische Energie und der Impulsvektor sowie die Ankunftszeit von Interesse sind. Die Atmosphäre wird hierbei durch die bereits im Abschnitt 2.3.2 erwähnte US-Standardatmosphäre parametrisiert.

Um die hadronischen Wechselwirkungen der Schauerteilchen zu erfassen, stehen verschiedene Modelle bereit, wobei die Routinen VENUS (für größere Teilchenenergien) und GHEISHA (für kleinere Energien) mit ihren detaillierten Berechnungen eine gute Grundlage für die Simulation des Cherenkov-Lichtes ausgedehnter Luftschauer liefern. Die elektromagnetischen Prozesse werden mit dem in CORSIKA integrierten Programm EGS4 behandelt, das am SLAC (**S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter, Kalifornien) entwickelt wurde [Nel85]. Eine allgemeine Beschreibung der für die Arbeit mit CORSIKA wichtigen physikalischen Zusammenhänge liefern D. Heck et al. [Hec98].

Um eine Teilchenkaskade mit der Monte-Carlo-Methode zu simulieren, werden die einzelnen beteiligten Teilchen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre verfolgt. Die Art der Wechselwirkung und die wirkliche freie Weglänge werden hierbei im Rahmen der aus Experimenten bekannten Wahrscheinlichkeitsverteilungen durch Zufallszahlen bestimmt. Nachdem ein Teilchen eine Wechselwirkung erfahren hat, wird es mit den gegebenenfalls veränderten Energie- und Impulswerten weitertransportiert, bis es die Beobachtungshöhe erreicht oder zerfällt. Die Zerfallsprodukte werden der Kaskadensimulation hierbei als neue Teilchen hinzugefügt.

Wenn ein Teilchen durch Materie fliegt, erfährt es eine große Anzahl von elastischen Stößen mit den Atomkernen des Mediums. Aufgrund des besonders großen Massenunterschiedes zwischen den Kernen und Elektronen bzw. Positronen kommt es in diesem Fall zu einer Änderung der Flugrichtung, ohne daß sich die kinetische Energie des Teilchens erhöht oder vermindert. Die EGS4-Routine enthält einen festen Wert für die Wechselwirkungslänge der Vielfachstreuung. Für die Anforderungen einer realistischen Simulation von Luftschauern, insbesondere bei der Berücksichtigung des emittierten Cherenkov-Lichtes, ist diese Größe unter Umständen nicht klein genug. Ein Vergleich der Streuwinkel mit dem verhältnismäßig kleinen Cherenkov-Winkel zeigt, daß bei zu großen Spurlängen erhebliche Fluktuationen in der Anzahl der von einem CT am Erdboden registrierten Cherenkov-Photonen auftreten können. Aus diesem Grund wurde in CORSIKA der Faktor „STEPFC“ eingeführt, der diese Wechselwirkungslänge vermindert. Eine Verkleinerung bewirkt zunächst eine geringere Länge der Spuren der geladenen Teilchen und damit in den in CORSIKA integrierten Cherenkov-Routinen eine Verkürzung der Abstände zwischen den Emissionspunkten der Cherenkov-Photonen entlang der Teilchenspur. Hieraus folgt die in Abschnitt 5.2.3 beschriebene Annäherung der zu CORSIKA gehörenden Cherenkov-Routinen an das Kieler Verfahren zur Simulation des Cherenkov-Lichtes. Die Wahl eines kleinen Wertes von STEPFC führt ferner dazu, daß die Simulation der Kaskade realistischer erfolgt, weil mit einer kürzeren Schrittweite überprüft wird, ob eine Coulombstreuung stattgefunden hat. Für die Kieler Simulationen wurde nach einigen Voruntersuchungen der Wert STEPFC = 1,0 festgelegt, mit dem in der Folge alle Berechnungen durchgeführt wurden. Die Theorien, die für die Behandlung der Vielfachstreuung in der EGS-Routine Anwendung finden, werden ausführlich von R. L. Ford und W. R. Nelson beschrieben [For78]. Die Vielfachstreuung von schwereren Teilchen wird in CORSIKA nur für den Fall der Myonen behandelt [Hec98].

Die Erzeugung von gleichverteilten Zufallszahlen erfolgt in CORSIKA durch die Routine „RANMAR“, die in der „CERN Program Library“ [Ben89] enthalten ist. Mit Hilfe von RANMAR lassen sich sogenannte Pseudozufallszahlen erzeugen, wobei aus einem Startwert („Saat“) eine Folge von Zahlen berechnet wird, die sich sehr gleichmäßig auf das Intervall (0,1) verteilen. Die bei dieser Berechnungsweise auftretende Periodizität ist vernachlässigbar, da die Länge der Periode größer als $2^{144} \approx 10^{43}$ ist. Ferner führen Korrelationen zwischen den Startwerten nicht zu störenden Zusammenhängen zwischen den berechneten Zahlenfolgen. Daher kann die Saat für aufeinander folgende Simulationsrechnungen beispielsweise durch einfaches Addieren einer Konstanten verändert werden. Der Vorteil der Verwendung von Pseudozufallszahlen liegt in der Unabhängigkeit vom jeweils verwendeten Computersystem und seines unter Umständen ungenügenden Zufallszahlengenerators, so daß eine Simulation im Prinzip bei gleicher Rechengenauigkeit und Kenntnis der Saat mit den gleichen Resultaten wiederholt werden kann. Der etablierten Routine RANMAR liegt ein derart ausgereifter Algorithmus zugrunde, daß auch bei sehr vielen Berechnungen keine Korrelationen zwischen den Zahlenfolgen bemerkbar werden, die ihre Ursache in der Verwendung von berechneten anstelle von „echten“ Zufallszahlen haben.

Die Steuerung des CORSIKA-Programmes erfolgt in der Regel nicht interaktiv, sondern durch eine Kommandodatei, die sogenannte „*Datacard*“, die durch Steuerbefehle die Anfangsbedingungen für die Simulation festlegt. Im Abschnitt 5.3.2 werden einige für die hier beschriebenen Simulationen wichtige Einstellungen in der Datacard erläutert.

Die in dieser Arbeit verwendete CORSIKA-Version 5.20 wurde der Kieler Arbeitsgruppe Hochenergiephysik am ehemaligen Institut für Reine und Angewandte Kernphysik im Jahre 1997 freundlicherweise vom Forschungszentrum Karlsruhe für die in dieser Arbeit beschriebenen Monte-Carlo-Simulationen zur Verfügung gestellt.

5.2 Simulation des Cherenkov-Lichtes

In den folgenden Abschnitten werden verschiedene Methoden vorgestellt, mit denen die Emission von Cherenkov-Licht unter Verwendung des CORSIKA-Programmes simuliert werden kann. Die Ziele dieser Arbeit liegen in der Erstellung eines flexiblen Monte-Carlo-Systemes und der Untersuchung verschiedener Eigenschaften eines CT-Systemes unter Berücksichtigung der zeitlichen Struktur. Aus diesen Gründen ist schließlich die Entscheidung getroffen worden, die zu CORSIKA gehörenden Cherenkov-Routinen zu modifizieren.

5.2.1 Die Kieler Cherenkov-Routine

Bei den bisher in Kiel durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen für die γ-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen wurde ein ursprünglich von N. Müller [Mül92] entwickeltes Programm verwendet, dessen Funktionsweise von B. Wulf detailliert beschrieben worden ist [Wul95]. Im folgenden werden daher nur die programmtechnischen bzw. physikalischen Eigenschaften beschrieben, die für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Cherenkov-Routinen von Bedeutung sind.

Das Kieler Cherenkov-Programm wird von der EGS4-Routine aufgerufen, sofern dort Elektronen oder Positronen transportiert werden. Für die Simulation der Emission von Cherenkov-Photonen werden die Anfangs- und Endkoordinaten der Elekronen- bzw. Positronenspur sowie die Energien des Teilchens zu Beginn und am Ende seines Weges an die Kieler Routine übergeben. Da die Spuren bei geeigneter Wahl des bereits beschriebenen Faktors STEPFC ausreichend kurz für eine realistische Simulation sind, kann angenommen werden, daß sich die Teilchen zwischen den beiden bekannten Punkten geradlinig bewegen. Es wird nun überprüft, ob das Teilchen mindestens die für die entsprechende mittlere Höhe der Spur notwendige Energie besitzt, um das umgebende Medium zur Emission von Cherenkov-Licht anzuregen. In diesem Fall wird ein mittlerer Cherenkov-Winkel $\overline{\vartheta}$ gemäß der im Abschnitt 2.3.1 vorgestellten Formel $\cos\overline{\vartheta} = 1/\beta n$ berechnet, wobei β die mittlere Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der Vakuumlichtgeschwindigkeit und n den mittleren Brechungsindex der Atmosphäre in der Höhe der Spur bezeichnen. Falls die unter diesem Winkel entlang der betrachteten Spur emittierten Cherenkov-Photonen eines der Teleskope auf der Beobachtungsebene prinzipiell erreichen können, wird zunächst die über die Spur integrierte Gesamtzahl von Photonen bestimmt. Die entsprechende Berechnungsmethode wurde ebenfalls im Kapitel 2.3.1 erläutert. An dieser Stelle ist es daher notwendig, den zu untersuchenden Wellenlängenbereich festzulegen. Für jedes einzelne Photon werden anschließend über gleichverteilte Zufallszahlen die Emissionshöhe und der Auftreffpunkt auf der Beobachtungsebene bestimmt. Trifft es dabei den Spiegel eines Teleskopes, so führt dies zur Abspeicherung der für die Abbildung in die Brennebene wichtigen Winkel sowie der Emissionshöhe. Es ist an diesem Punkt der Simulation noch nicht erforderlich, die Wellenlänge jedes betrachteten Cherenkov-Photons individuell zu bestimmen. Wie im Kapitel 6 erläutert wird, können die wellenlängenabhängigen Einflüsse der Atmosphäre und der Detektorkomponenten nachträglich simuliert werden.

In der Kieler Simulationsroutine erfolgt also eine gleichmäßige Emission von Cherenkov-Photonen entlang der Spur eines Elektrons bzw. Positrons. Hierbei wird das von einer elektromagnetischen Kaskade verursachte Cherenkov-Licht sehr realistisch modelliert. Allerdings fehlt eine entsprechende Simulation für hochenergetische Myonen und Hadronen, die grundsätzlich nicht vernachlässigt werden sollten. Ferner muß die Kieler Routine für die Verwendung neuer Versionen des CORSIKA-Programmes stets aufwendig in die EGS4-Routine integriert werden. Diese Schwierigkeiten stehen einer flexiblen Verwendung des gesamten Monte-Carlo-Systemes entgegen. Daher wurde der Versuch unternommen, die Emission von Cherenkov-Photonen auf der Basis der von CORSIKA optional ausgegebenen Teilchenspuren zu simulieren.

5.2.2 Photonensimulation mit PLOTSH

Das CORSIKA-Programm beinhaltet die Option „PLOTSH“, die es erlaubt, Informationen über die Spuren aller zu einem simulierten Luftschauer gehörenden Teilchen in eine gesonderte Datei auszugeben. Neben der Art des Teilchens werden die Koordinaten des Start- und Endpunktes sowie die mittlere Energie des Teilchens auf der (als gerade zu betrachtenden) Spur abgespeichert. Mit Hilfe von PLOTSH wurden auch die Darstellungen der γ- und protoninduzierten Schauer in Abbildung 2.10 erstellt.

Aus den Spurdaten lassen sich diejenigen geladenen Teilchen herausfinden, die über eine genügend hohe Energie verfügen, um die Bedingung für die Emission von Cherenkov-Licht zu erfüllen. Mit einem geringen Aufwand ist es daher möglich, die Kieler Cherenkov-Routine als eigenständiges Programm ablaufen zu lassen, wobei als Eingabedaten die Spurinformationen von PLOTSH verwendet werden können.

Da im Rahmen dieser Diplomarbeit jedoch zusätzlich auch die zeitliche Struktur der Kamerabilder untersucht werden soll, ist es notwendig, für die geladenen Teilchen und damit auch für die Cherenkov-Photonen eine Zeitinformation zu erhalten, die das PLOTSH-Programm nicht liefert. Zusätzlich zu den für die Bestimmung der Ankunftszeit der Cherenkov-Photonen auf der Beobachtungsebene notwendigen aufwendigen Änderungen des Programmes CORSIKA ist es ferner erforderlich, die Ausgabe vieler Spurdateien zu ermöglichen. In der Standardversion von CORSIKA ist die PLOTSH-Routine lediglich für den Zweck einer anschaulichen Darstellung von Teilchenkaskaden in der Atmosphäre vorgesehen. Aus Gründen des Sparens von Platz auf den Speichermedien wird daher nur die Ausgabe einer Spurdatei für einen einzelnen Schauer zugelassen, auch wenn bei einem Programmlauf von CORSIKA beispielsweise 100 Schauer simuliert werden. Insgesamt widerspricht der Aufwand dieser Veränderungen aufgrund der verhältnismäßig komplizierten Struktur des CORSIKA-Programmes der oben angesprochenen Philosophie einer flexiblen, modularen Organisation des gesamten Monte-Carlo-Systemes, so daß eine andere Methode für die Simulation der Cherenkov-Photonen gewählt worden ist.

5.2.3 Die Cherenkov-Routinen in CORSIKA

Seit der CORSIKA-Version 3.05 aus dem Jahr 1992 beinhaltet das Programm die Möglichkeit, die Emission von Cherenkov-Photonen für alle in Frage kommenden geladenen Teilchen eines Luftschauers zu simulieren. Zu diesem Zweck wurden die beiden Cherenkov-Routinen „CERENE“ (für Elektronen und Positronen) und „CERENH“ (für Myonen und Hadronen) eingeführt, die von Mitgliedern der HEGRA-Kollaboration erstellt und von S. Martinez et al. genauer beschrieben worden sind [Mar95]. Die Simulationsmethode ist für beide Routinen im Prinzip identisch, so daß für die weitere Darstellung die Abkürzung „CERENE/H“ verwendet wird. Da allerdings die Abspeicherung der Cherenkov-Photonen für eine Matrix aus einzelnen Cherenkov-Detektoren (wie z. B. die AIROBICC-Komponente des HEGRA-Experimentes, vgl. Abschnitt 4.2) vorgesehen ist, ergibt sich das Problem, daß das CORSIKA-Programm auch hier nicht ohne Veränderungen für die Simulation eines Systemes aus Abbildenden Cherenkov-Teleskopen verwendet werden kann.

In CERENE/H werden die Cherenkov-Photonen für ein bestimmtes, vom Anwender des Programmes in der „Datacard“ vorzugebendes Wellenlängenintervall simuliert. Die von der

EGS4-Routine an CERENE/H übergebene Spur eines geladenen Teilchens wird zunächst in mehrere Teilschritte separiert. Hierbei ergibt sich die Anzahl der Schritte aus dem Verhältnis der berechneten Anzahl der emittierten Photonen (vgl. Abschnitt 5.2.1) und einer vom Benutzer frei wählbaren „Bündelgröße“. Für jeden Teilschritt auf der Spur wird nun unter der Annahme eines konstanten Energieverlustes überprüft, ob die Emission von Cherenkov-Photonen möglich ist. In diesem Fall wird eine der Länge des Teilschrittes entsprechende Anzahl von Cherenkov-Photonen (maximal also die vorgegebene Bündelgröße) als Photonenpaket vom Mittelpunkt der Teilspur emittiert. In einem durch die Teilchenspur und einer zu ihr senkrechten Ebene bestimmten Koordinatensystem ergibt sich der Zenitwinkel der emittierten Photonen aus der für den Cherenkov-Effekt bestimmten Formel. Der Azimutwinkel wird dagegen durch eine gleichverteilte Zufallszahl bestimmt. Aus der räumlichen Lage der Teilchenspur können diese Winkel schließlich in das von CORSIKA verwendete Koordinatensystem transformiert werden.

Für eine möglichst realistische Simulation sollte die Bündelgröße so klein gewählt werden, wie es die zur Verfügung stehende Rechenzeit und der Speicherplatz erlauben. Als optimaler Wert ist hierbei „1“ einzustellen, um tatsächlich einzelne Cherenkov-Photonen zu verfolgen. Für γ-Schauer im (Sub-)TeV-Bereich ist dieses Ziel erreichbar, wie im Abschnitt 5.4 beschrieben wird.

Eine Berücksichtigung der atmosphärischen Einflüsse auf die Cherenkov-Photonen findet wie schon in der Kieler Cherenkov-Routine nicht statt, da sie problemlos in die Simulation des Detektors integriert werden kann. Aus den Koordinaten des Emissionspunktes und der Auftreffposition der Photonen(-bündel) auf der Beobachtungsebene wird ferner die dortige Ankunfszeit t_{Ph} bestimmt. Ist t_0 die Zeit, zu der das geladene Teilchen den Startpunkt der betrachteten Spur erreicht (bezogen auf den Zeitpunkt $t = 0\,\mathrm{ns}$ der ersten Wechselwirkung des primären Teilchens), so ergibt sich:

$$t_{\mathrm{Ph}} \;=\; t_0 + t_{\mathrm{Spur}} + t_{\mathrm{Ch}}$$

Hierbei gibt t_{Spur} die verbleibende Flugzeit des geladenen Teilchens vom Startpunkt der Spur bis zum Emissionsort der Cherenkov-Photonen an. Die Laufzeit t_{Ch} der in der Höhe z_{E} unter dem Zenitwinkel ϑ emittierten Photonen bis zum Observationsniveau z_0 ergibt sich analog zu dem im Abschnitt 2.3.3 erläuterten Prinzip aus der folgenden Formel:

$$t_{\mathrm{Ch}} \;=\; \frac{1}{c_0}\,\eta_{\mathrm{D}} \cdot \frac{1}{\cos\vartheta} \int_{z_0}^{z_{\mathrm{E}}} \varrho(z)\,dz$$

Das mit dem Cosinus des Zenitwinkels skalierte Integral gibt die von den Photonen durchquerte atmosphärische Schichtdicke an.

Der Vergleich der Simulationsprinzipien für die Emission von Cherenkov-Photonen im Kieler Programm und in den Routinen CERENE/H zeigt, daß der wesentliche Unterschied in der Bestimmung der Emissionspunkte der Photonen(-bündel) entlang der Spur des geladenen Teilchens besteht. Während in der Kieler Routine mit Hilfe von Zufallszahlen eine realistischere Gleichverteilung erzielt wird, ergibt sich in CERENE/H eine diskrete Verteilung äquidistanter Emissionsorte. Die Wechselwirkungslänge der Vielfachstreuung kann durch den im Abschnitt 5.1 eingeführten Faktor STEPFC auf einen geeigneten, kleinen Wert eingestellt werden. Damit läßt sich gleichzeitig die Länge der Teilchenspuren derart verkürzen, daß bei ebenfalls möglichst kleiner Bündelgröße der Abstand zwischen den Emissionspunkten der Cherenkov-Photonen sehr gering wird. Auf diese Weise erfolgt die Abstrahlung entlang der Spur nahezu gleichmäßig, so daß sich störende Einflüsse auf die Verteilung der Photonen auf der Beobachtungsebene vermeiden lassen.

5.2.4 Modifikationen in CORSIKA

Die Unterschiede zwischen der Kieler Cherenkov-Routine und den zu CORSIKA gehörenden Programmen CERENE/H sind verhältnismäßig gering. Daher besteht die einfachste und dennoch ausreichend realistische Lösung in einer Modifikation der Routinen CERENE/H, so daß auf die Integration des Kieler Simulationsprogrammes in die neue CORSIKA-Version 5.20 verzichtet werden kann. Durch die im folgenden beschriebenen kleinen Veränderungen von CORSIKA ist es möglich, einen modularen Aufbau des gesamten Monte-Carlo-Systemes zu erreichen.

Die wesentliche Änderung von CERENE/H wird in dem Programmteil vorgenommen, der für die Abspeicherung der Cherenkov-Photonen zuständig ist. An die Stelle der Detektormatrix auf der Beobachtungsebene tritt nun ein System aus Cherenkov-Teleskopen, dessen Eigenschaften in einer speziellen Datei enthalten sind, die von CORSIKA beim Programmstart ausgelesen wird. So ist es möglich, flexibel auf das Ziel der Simulation einzugehen und ein beliebiges CT-System bereitzustellen, ohne daß hierfür eine Änderung des Programmes erforderlich ist. Eine Integration der Teleskopdaten in die „Datacard“ erscheint aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht günstig. In der Teleskopdatei sind die Anzahl N der Teleskope sowie für jedes Teleskop die jeweilige Position $(x_{\mathrm{Tel}}, y_{\mathrm{Tel}})$ auf der Beobachtungsebene und der Radius R_{Tel} des Spiegels enthalten.

Ferner wurde die in CERENE/H vorgesehene Möglichkeit aufgegeben, den Auftreffpunkt der Schauerachse im Koordinatensystem des Teleskopsystemes innerhalb eines gegebenen Intervalles durch Zufallszahlen zu verschieben. Stattdessen kann dieser Punkt nun vom Anwender in der „Datacard“ frei gewählt werden und bleibt im Anschluß unverändert. Diese Veränderung erlaubt die im Abschnitt 5.4 beschriebene Erstellung einer Bibliothek von simulierten Schauern, die auf bestimmte Punkte der Beobachtungsebene treffen.

Ein Bündel von Cherenkov-Photonen trifft nun eines der Teleskope, falls sein Auftreffpunkt auf der Beobachtungsebene innerhalb eines Kreises mit dem Spiegelradius R_{Tel} um die Position $(x_{\mathrm{Tel}}, y_{\mathrm{Tel}})$ liegt. In diesem Fall werden die folgenden, für die weitere Verarbeitung wichtigen Größen in eine Datei geschrieben:

- Nummer des getroffenen Teleskopes
- Auftreffkoordinaten (x, y) auf der Teleskopebene
- Zenit- und Azimutwinkel (ϑ, φ) des Photonenbündels
- Emissionshöhe z_{E}
- Ankunftszeit t_{Ph} der Photonen auf der Beobachtungsebene

Durch die Angabe des jeweils getroffenen Teleskopes besteht die Möglichkeit, in dem vorgegebenen CT-System eine spezielle Auswahl zu treffen, also beispielsweise nur zwei von fünf in der Simulation behandelten Teleskopen für die weitere Untersuchung zu verwenden. Mit Hilfe der Auftreffkoordinaten ist es möglich, die gewählte Spiegelgröße zu verkleinern, so daß der Einfluß der Reflektorfläche auf die Meßergebnisse betrachtet werden kann. Weiterhin können mit der Kenntnis des Auftreffpunktes die Eigenschaften der Abbildung im Teleskop genauer nachvollzogen, also beispielsweise Abbildungsfehler und Zeitdispersion des Reflektors in der Simulation berücksichtigt werden. Die beiden Winkel sowie die Zeitinformation werden für die zeitaufgelöste Abbildung in die Kameraebene benötigt, während die Emissionshöhe z_{E} in die spätere Simulation der atmosphärischen Einflüsse auf das Cherenkov-Licht eingeht.

Da in den durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen zunächst nur senkrecht einfallende Schauer behandelt worden sind, ist eine Neigung der Teleskope bislang nicht vorgesehen. Durch eine einfache Koordinatentransformation kann dieser Fall aber problemlos in das CORSIKA-Programm eingefügt werden. Weiterhin werden alle Teleskope auf der gleichen Beobachtungshöhe betrachtet. Im Abschnitt 3.4 ist bereits dargelegt worden, daß die Verallgemeinerung dieser Wahl keine Probleme bereitet.

Da bei einem Lauf des CORSIKA-Programmes eine frei wählbare Anzahl von Teilchenkaskaden simuliert werden kann, wurde die Ausgabe der Photonendaten auf mehrere Dateien verteilt, deren Name die fortlaufende Nummer der Schauer enthält. Es ist so prinzipiell möglich, die Ergebnisse der CT-Simulation mit Resultaten aus der Simulation einer Szintillationszählermatrix zu vergleichen, die auf derselben Beobachtungsebene die Verteilung der geladenen Teilchen am Erdboden mißt. Dies kann mit den von CORSIKA gleichzeitig gespeicherten Daten aller das Observationsniveau erreichenden Schauerteilchen z. B. für das HEGRA-Experiment durchgeführt werden. Da für die Photonendaten sehr viel Platz auf einem Speichermedium erforderlich ist, wurde eine maximale Zahl von 10000 Schauern festgelegt, die bei einem einzelnen Lauf von CORSIKA simuliert werden können.

5.3 Einstellungen für die Schauersimulation

5.3.1 Das Teleskopsystem

In der Kieler Arbeitsgruppe Hochenergiephysik haben sich zur Zeit der Erstellung dieser Diplomarbeit auch M. Gosch [Gos98] und P. Schereika [Sch98a] mit Simulationsrechnungen für Cherenkov-Telekope beschäftigt. Um die simulierten Photonendaten für alle Beteiligten kompatibel zu halten, wurden für einige grundlegende Parameter feste Einstellungen vereinbart. Im wesentlichen gehört hierzu das verwendete Teleskopsystem, für das eine bestimmte Anordnung auf der Beobachtungsebene festgelegt wurde.

Es wurde ein System aus fünf Cherenkov-Teleskopen gewählt, da auch das HEGRA-CT-System in der für die zweite Jahreshälfte von 1998 geplanten endgültigen Fertigstellung aus den fünf Teleskopen mit den Nummern 2 bis 6 bestehen wird. Die dann vorliegenden HEGRA-Meßdaten können daher im Prinzip mit Ergebnissen verglichen werden, die aus den durchgeführten Simulationen zu gewinnen sind. Die Größen und Positionen der Teleskope für die Simulation sind aus Abbildung 5.1 ersichtlich. Die Abstände der Teleskope zum zentralen CT1 betragen 78 m, so daß sich für die äußeren Cherenkov-Teleskope eine quadratische Anordnung mit einer Kantenlänge von etwa 110 m ergibt. Somit kann durch die vier Teleskope CT2 bis CT5 näherungsweise die Grundzelle des HESS-CT-Systemes simuliert

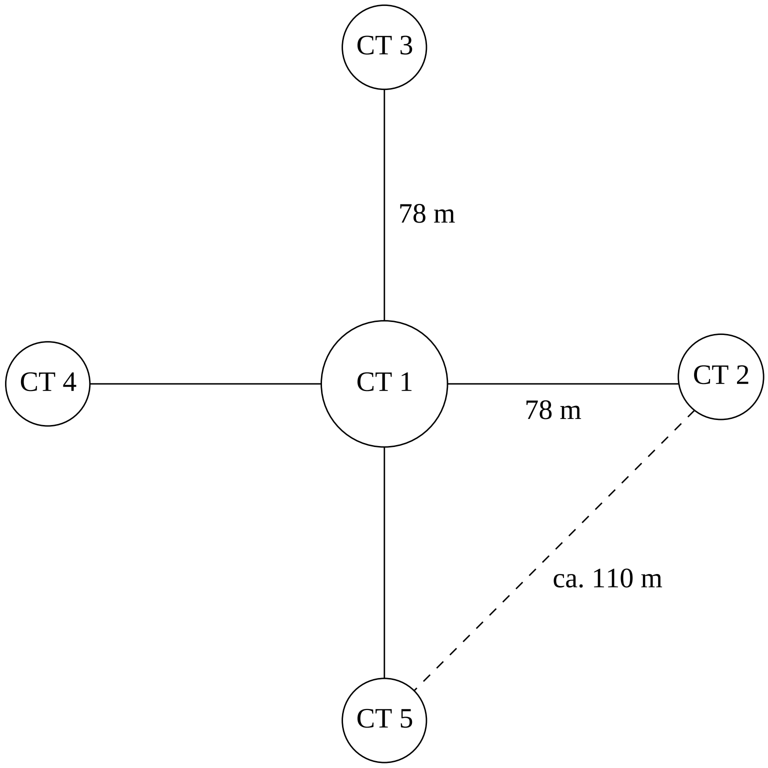


Abbildung 5.1: *Räumliche Anordnung des CT-Systemes für die Simulationen. Die Entfernung der äußeren Teleskope vom zentralen „CT 1“ beträgt 78 m. Das CT 1 hat einen Spiegeldurchmesser von 17 m, während die übrigen vier Teleskope 10 m große Reflektoren besitzen.*

werden. Aus diesem Grund wurden für die äußeren Teleskope Spiegel mit einem Durchmesser von 10 m gewählt, während das zentrale CT einen erheblich größeren Reflektor von 17 m Durchmesser besitzt, wie er für das MAGIC-Projekt vorgeschlagen wurde.

Wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert wurde, kann durch die Auswahl bestimmter Teleskope und Photonenauftreffpunkte in der weiteren Simulation ein beliebiges CT-System untersucht werden. Durch die hier beschriebene Wahl der fünf Teleskope lassen sich also beispielsweise Monte-Carlo-Untersuchungen für folgende Experimente realisieren:

- das HEGRA-CT-System, für das über die Auswahl der Auftreffpunkte der Photonen die geringeren Spiegelgrößen von 8,5 m^2 berücksichtigt werden müssen
- das HESS-CT-System, bei dem nur die Teleskope CT2 bis CT5 in die weitere Simulation eingehen
- das MAGIC-Projekt, das durch das zentrale CT1 direkt simuliert werden kann

Die gewählte CT-Anordnung erlaubt also vielfältige Untersuchungen, wobei die kleinen Abweichungen der Teleskopabstände von den Entfernungen bei den bereits existierenden Experimenten im allgemeinen nur zu geringen Abweichungen in den physikalischen Aussagen der Simulationen führen.

Für die im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Untersuchungen werden im wesentlichen die vier Teleskope CT2 bis CT5 verwendet. Da sie die gleichen Spiegelgrößen aufweisen, können neben den Eigenschaften eines CT-Systemes auch Analysen für ein einzelnes Teleskop durchgeführt werden. Es ist aufgrund der statistischen Fluktuationen möglich, die von den jeweiligen Teleskopen registrierten Cherenkov-Photonen eines simulierten Luftschauers als unabhängige Ereignisse zu betrachten. Auf diese Weise sind die Daten daher bis zu viermal in der Datenauswertung verwendbar, so daß die Rechenzeit effektiv genutzt wird und gleichzeitig eine große Anzahl verschiedener Abstände zwischen dem Schauerauftreffpunkt und dem Teleskop zur Verfügung steht.

5.3.2 Weitere Vorgaben („Datacard")

Das CORSIKA-Programm wird üblicherweise durch eine Kommandodatei, die sogenannte „Datacard", gesteuert. Ein Beispiel für eine solche Datei findet sich im Anhang C.

Die folgenden Vorgaben sind bei allen durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen festgehalten worden: Als Beobachtungsstandort dient die geographische Lage und Höhe des HEGRA-Experimentes auf La Palma, so daß hierdurch ein Niveau von 2200 m über dem Meeresspiegel und eine bestimmte Ausrichtung des Vektors $\vec{B}$ der Flußdichte des Erdmagnetfeldes vorgegeben sind. Da CT-Experimente stets in großer Höhe lokalisiert sind, bedeutet die Wahl des HEGRA-Standortes keine besondere Einschränkung bezüglich der Aussagekraft der Simulationen. Für die Berechnung der Anzahl dN/dx der pro Wegelement emittierten Cherenkov-Photonen wird gemäß Abschnitt 2.3.1 das zu untersuchende Wellenlängenintervall benötigt. Um eine flexible Datenbank von simulierten Cherenkov-Photonen zu erhalten, wurde hierbei ein Bereich von 300 bis 700 nm gewählt, weil bei geplanten CT-Projekten (z. B. beim MAGIC-Teleskop, vgl. Abschnitt 4.3) vorgesehen ist, die Empfindlichkeit der Detektorkomponenten in den roten Bereich des Spektrums auszudehnen. Da das beobachtete Cherenkov-Spektrum stark abfällt, wenn die Wellenlänge kleiner als 300 nm wird (vgl. Abbildung 2.11), ist es nicht sinnvoll, in diesem Bereich Monte-Carlo-Simulationen durchzuführen.

Um den Rechenaufwand von CORSIKA zu begrenzen, werden Energiegrenzen gewählt, die so angelegt sind, daß keine Schauerteilchen verfolgt werden, deren Energie unterhalb der Schwelle für den Cherenkov-Effekt auf Meereshöhe liegt.

5.4 Die Schauer-Bibliothek

Wie schon im Abschnitt 5.3.1 beschrieben wurde, sind die von der Kieler Arbeitsgruppe in den Jahren 1997 und 1998 durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen für dasselbe CT-System erstellt worden. Der Energiebereich, der für die γ-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen von Interesse ist, erstreckt sich zur Hauptsache von 30 GeV (Energieschwelle des MAGIC-Teleskop-Projektes) bis zu 10 TeV. Da die Simulation der Teilchenkaskaden mit CORSIKA sehr viel Rechenzeit benötigt, sind alle simulierten Luftschauer in einer Bibliothek zusammengefaßt worden, die durch ihr einheitliches Datenformat für verschiedene Untersuchungen verwendbar ist. Im Rahmen dieser Diplomarbeit sind γ-Schauer mit Energien des primären Teilchens zwischen 1 TeV und 10 TeV simuliert worden, während M. Gosch und P. Schereika niedrigere Energiebereiche behandelt haben. Auf diese Weise stehen Datensätze eines breiten Spektrums zur Verfügung. Es können Schauer untersucht werden, deren Primärenergie dicht an der Schwelle eines betrachteten CT-Systemes liegt (z. B. etwa 100 GeV bei einem dem HESS-Projekt vergleichbaren CT-System). Durch die Schauer im TeV-Bereich liegen aber auch Ereignisse vor, die ein CT-System mit großer Wahrscheinlichkeit ansprechen lassen. Hier können Einflüsse verschiedener Detektorkomponenten auf die resultierenden Ergebnisse analysiert werden. Ferner sind von mir für einen Vergleich von hadron- und photoninduzierten Teilchenkaskaden auch einige Protonschauer simuliert worden, deren Energiebereich sich von 100 GeV bis zu 10 TeV erstreckt.

Als Einfallswinkel der simulierten Schauer für alle primären Teilchen $\vartheta = 0°$ gewählt. Da die optische Achse der Cherenkov-Teleskope nach Abschnitt 5.2.4 ebenfalls in den Zenit gerichtet ist, sind somit die Voraussetzungen für die direkte Beobachtung einer Punktquelle gegeben. Der Einfluß des Zenitwinkels auf die Entwicklung einer Teilchenkaskade und das von ihr hervorgerufene Cherenkov-Licht ist bei kleinen Werten von ϑ gering. Daher behalten die Aussagen der auf diese Weise erstellten Simulationen näherungsweise bis zu Zenitwinkeln von etwa 30° ihre Gültigkeit. Für eine detaillierte Untersuchung der γ-Hadron-Separation ist es bei diesen Voraussetzungen notwendig, die Bildpunkte der Cherenkov-Photonen bei den erzeugten Protonschauern in der Kameraebene zu verschieben, um somit einen isotropen Einfall der primären Protonen zu simulieren. Dieses Verfahren bewirkt bei den durch das Gesichtsfeld der Kameras bedingten geringen Translationen nur einen kleinen Fehler.

Für die Energie des den Luftschauer auslösenden Teilchens wurden diskrete Werte festgelegt, die für die γ-Schauer von 1 TeV bis 10 TeV in Schritten von 1 TeV gewählt wurden. Das CORSIKA-Programm erlaubt auch die Bestimmung der Energie innerhalb eines vorgegebenen Spektrums. Um allerdings beispielsweise für die statistische Untersuchung der Genauigkeit der Energierekonstruktion jeweils eine ausreichend hohe Grundgesamtheit zu besitzen, ist hier für jede Energiestufe eine gleiche Anzahl von Schauern simuliert worden.

Da das verwendete CT-System eine Symmetrie aufweist, ist es nicht erforderlich, die Auftreffpunkte der Schauer gleichmäßig über die gesamte Beobachtungsebene zu verteilen. Vielmehr genügt es, die Punkte in einer Hälfte des ersten Quadranten anzuordnen, wie es Abbildung 5.2 zeigt. Der Gitterabstand von 20 m reicht hierbei aus, um hinreichend genaue Untersuchungen (z. B. zur Rekonstruktion des Schauerauftreffpunktes) anstellen zu können. Für Betrachtungen eines einzelnen Cherenkov-Teleskopes mit einem maximalen Spiegeldurchmesser von 10 m ergeben sich somit mögliche Abstände zwischen dem CT und dem Auftreffpunkt, die im Bereich zwischen 0 m und etwa 180 m liegen. Unter Berücksichtigung der Ausdehnung des Cherenkov-Lichtringes steht damit für diese Untersuchungen eine genügend große Anzahl von Schauern zur Verfügung.

Insgesamt wurden jeweils 100 Protonschauer für die Primärenergien 100 GeV, 500 GeV, 1 TeV, 5 TeV und 10 TeV simuliert. Als Auftreffpunkte wurden die Positionen (0 m, 0 m), (40 m, 0 m) und (80 m, 0 m) im CT-Koordinatensystem gewählt, so daß sich hier eine Gesamtzahl von 1 500 Schauern ergibt.

Für die in Abbildung 5.2 dargestellten 15 Auftreffpositionen wurden für jede Energiestufe jeweils 100 γ-Schauer berechnet. Damit folgt eine Zahl von weiteren 15 000 Schauern. Verglichen mit den insgesamt über 100 000 in den drei Arbeiten simulierten γ-Schauern erscheint diese Zahl zunächst verhältnismäßig klein, wobei allerdings beachtet werden muß, daß die Rechenzeit annähernd proportional zur Energie des Primärteilchens ansteigt. Für

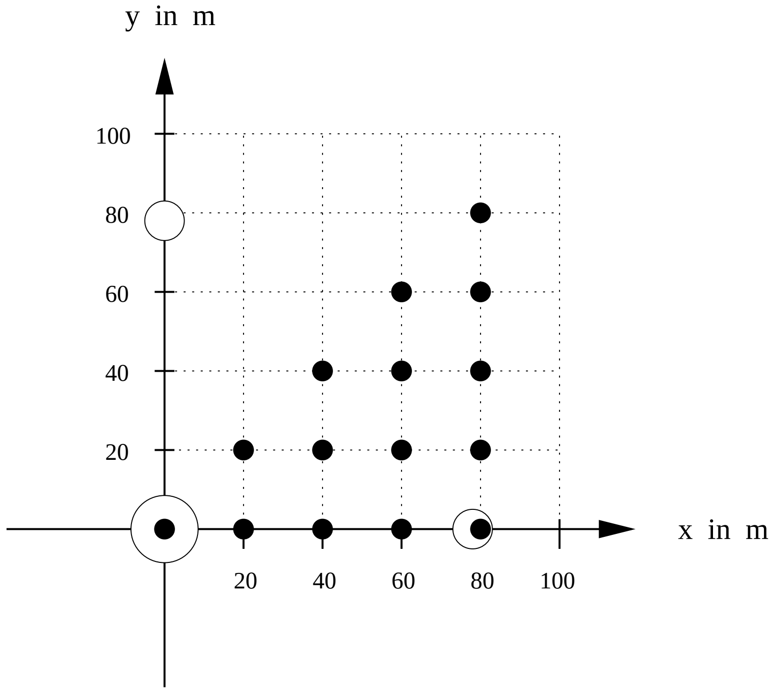


Abbildung 5.2: *Anordnung der Auftreffpunkte (ausgefüllte Kreise) der simulierten Schauer im Koordinatensystem des verwendeten CT-Systemes. Für jeden Auftreffpunkt wurden im TeV-Energiebereich für jede Energiestufe 100 γ-Schauer simuliert. Die drei Teleskope CT1, CT2 und CT3 sind durch offene Kreise dargestellt.*

100 photoninduzierte Kaskaden bei einer Energie im TeV-Bereich kann bei einer sequentiellen Simulation mit CORSIKA auf dem ALPHA-Server der Arbeitsgruppe bzw. auf dem SCALAR-Verbundrechner des Rechenzentrums der Kieler Universität eine typische Dauer von (24 ± 10) h angegeben werden, wobei eine Datenmenge von etwa 1 Gigabyte erzeugt wird. Deshalb ist es nicht möglich, im Rahmen der zur Verfügung stehenden Arbeits- und Rechenzeit eine größere Anzahl von Schauern zu erzeugen.

Da neben der Rechenzeit auch die Datenmenge mit der Teilchenenergie ansteigt, ist es notwendig, ab einer Primärenergie von 4 TeV eine Bündelgröße von zehn Cherenkov-Photonen einzuführen. Für die Auswertung der Photonendaten muß diese Veränderung der Datenausgabe daher beachtet werden.

Insgesamt wurden alle simulierten γ- und protoninduzierten Schauer mit einer Primärenergie von mindestens 100 GeV analysiert, so daß eine Gesamtzahl von etwa 80 000 Schauern in die im Kapitel 7 beschriebene Auswertung der Monte-Carlo-Daten eingeht.

Kapitel 6

Simulation von Atmosphäre, Teleskop und Kamera

Wie zuvor erläutert, wurde mit Hilfe von CORSIKA eine umfangreiche Bibliothek von Cherenkov-Photonen ausgedehnter Luftschauer angelegt. Um nun verschiedene Untersuchungen von Teilchenkaskaden in der Atmosphäre unter Berücksichtigung verschiedener Detektoreigenschaften anstellen zu können, sind zwei weitere Programmodule erstellt worden, die in diesem Kapitel näher beschrieben werden.

Dieser modulare Aufbau mit einer Zwischenspeicherung der Daten erlaubt eine große Flexibilität bei der Anwendung des gesamten Monte-Carlo-Systemes für diverse Aufgabenstellungen. Im ersten Schritt werden die atmosphärischen Einflüsse auf die Cherenkov-Photonen sowie die Abbildung auf die Bildelemente der Kamera simuliert, so daß im Anschluß zeitaufgelöste Kamerabilder zur Verfügung stehen. Das zweite Modul berechnet daraufhin nach einer Überprüfung der Triggerbedingungen die Bildparameter sowie im Falle eines Systemes aus Cherenkov-Teleskopen die rekonstruierten Werte für die Neigung der Schauerachse und ihren Auftreffpunkt auf der Beobachtungsebene.

6.1 Transport der Cherenkov-Photonen

Bei der Erstellung der Schauerbibliothek sind zunächst nur die Anordnung und die Durchmesser der einzelnen Teleskopspiegel berücksichtigt worden. Mit Hilfe der Transportroutine werden nun die atmosphärischen Verluste und die weiteren Einflüsse der Teleskope auf die Cherenkov-Photonen simuliert. Die technischen Parameter der einzelnen Detektorkomponenten sind im Simulationsprogramm innerhalb sinnvoller Bereiche frei wählbar, wobei die in dieser Arbeit festgelegten Einstellungen im folgenden begründet werden.

Die Analyse der zeitlichen Struktur des Kamerabildes stellt einen besonderen Schwerpunkt der im Kapitel 7 beschriebenen Simulationsergebnisse dar und ist für das Verständnis der Transportroutine nicht notwendig. Daher werden die Modifikationen für die Auswertung der Zeitinformationen erst im Abschnitt 7.3 beschrieben. Die am Ende dieses Modules vorliegenden Kamerabilder sind also zunächst als über die Meßzeit integriert zu verstehen.

6.1.1 Technische Einzelheiten des Teleskopes

Im Rahmen der hier durchgeführten Untersuchungen wird der Teleskopspiegel in einem idealisierten Fall betrachtet. Die in Kapitel 3.1.1 beschriebenen möglichen Abbildungsfehler eines Reflektors werden nicht berücksichtigt, so daß für die Berechnung des Bildpunktes eines einfallenden Photons die Transformationsgleichungen aus Abschnitt 3.1 Anwendung finden können. Weiterhin wird die bei einem Spiegel auftretende zeitliche Dispersion vernachlässigt. Der weitere Lichtweg ist bei einer isochronen Abbildung für alle einfallenden Photonen gleich lang, woraus sich für die Berechnung der Ankunftszeit eine jeweils identische additive Konstante ergibt. Daher kann für die Registrierung der Photonen in der Kamera der Zeitpunkt des Auftreffens auf der Beobachtungsebene verwendet werden, der bereits in der Schauerbibliothek vorliegt. Da sich die Zeitinformation auf die erste Wechselwirkung des primären Teilchens bezieht, die nicht beobachtet werden kann, spielt die Addition einer Konstanten keine Rolle.

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wird ein System aus vier Cherenkov-Teleskopen mit einem Spiegeldurchmesser von jeweils 10 m betrachtet. Daher ist es nicht notwendig, die Spiegelgröße für die Teleskope CT2 bis CT5 zu verändern, während das zentrale CT1 bereits in diesem Modul nicht mehr berücksichtigt wird.

Die Reflektivität des Teleskopspiegels ist wellenlängenabhängig und sollte für die Abbildende Cherenkov-Technik nicht unter einem Wert von 80 % liegen. In der Simulation wird eine Spiegeloberfläche verwendet, wie sie für das HESS-Projekt vorgeschlagen wurde [Hof97a]. Hierbei bestehen die Spiegel aus eloxiertem Aluminium, das mit einer Quarzschicht überzogen ist. Die Abhängigkeit der Reflektivität von der Wellenlänge ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Um den Verlauf für das Computerprogramm ohne aufwendige Berechnungen verwenden zu können, wurde an die Kurve ein Histogramm angepaßt.

Für die Ausführung der Kamera müssen verschiedene Einzelheiten betrachtet werden. Das Gesichtsfeld sollte ausreichend groß gewählt werden, um nur einen geringen Teil des Cherenkov-Lichtes mit zu großen Einfallswinkeln bezüglich der optischen Achse des Teleskopes zu verlieren. Weiterhin sollte die Granularität genügend fein sein, damit die unterschiedliche Form der Kamerabilder von γ- und hadroninduzierten Schauern gut aufgelöst werden kann. Für den Aufbau eines Experimentes spielen ferner auch die bei einem größeren Gesichtsfeld und einer höheren Pixelanzahl steigenden Kosten und Anforderungen an die Stabilität der gesamten Konstruktion eine wichtige Rolle für die Bestimmung der technischen Ausstattung.

Beim HEGRA-Experiment haben die Kameragesichtsfelder des CT-Systemes eine Größe von 4,3°, während für das HESS-Projekt mindestens 4° vorgeschlagen worden sind. Um für die hier durchgeführten Simulationen ein geeignetes Gesichtsfeld zu bestimmen, ist zunächst eine Vorstudie mit einer kleinen Auswahl von senkrecht eingefallenen γ-Schauern bei Energien von 100 GeV, 1 TeV und 10 TeV durchgeführt worden. Für jede der drei Energiestufen wurden drei Schauer mit einem Auftreffpunkt auf der Position $(60\,\mathrm{m}, 0\,\mathrm{m})$ der Teleskopebene gewählt (vgl. Abbildung 5.2). Da in diesem Fall die Voraussetzung für die Beobachtung einer Punktquelle gegeben ist, entsprechen die Zenitwinkel der Cherenkov-Photonen der Winkeldistanz der Bildpunkte von der Blickrichtung des Teleskopes. Eine Betrachtung der Zenitwinkel aller Cherenkov-Photonen liefert Tabelle 6.1, wobei auch diejenigen in die Untersuchung eingehen, die das größere CT1 treffen. Hierbei werden die Verluste durch

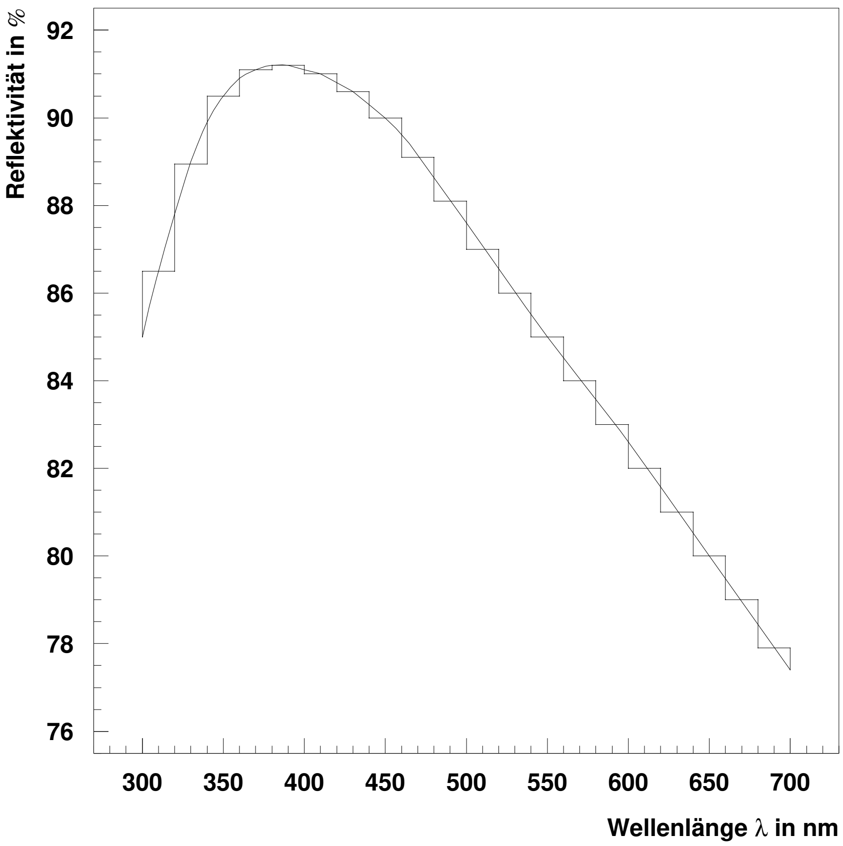


Abbildung 6.1: *Spiegelreflektivität als Funktion der Wellenlänge, orientiert an einem quarzbeschichteten eloxierten Aluminium-Spiegel, wie er für das HESS-Projekt vorgeschlagen worden ist [Hof97a]. An die Kurve ist ein Histogramm für die Anwendung in der Teleskopsimulation angepaßt.*

atmosphärische Einflüsse nicht berücksichtigt.

In dieser Tabelle sind die gesamte Anzahl der durch den jeweiligen Schauer emittierten Cherenkov-Photonen sowie die absolute und relative Häufigkeit derjenigen Photonen zusammengefaßt, die einen Zenitwinkel $\vartheta \leq \vartheta_0$ besitzen. Mit dem in dieser Untersuchung verwendeten Schnitt $\vartheta_0 = 2,15°$ ergibt sich ein Gesichtsfeld von $2 \cdot \vartheta_0 = 4,3°$. Wie aus dem jeweiligen Anteil der Photonen mit genügend kleinem Zenitwinkel deutlich wird, können mit diesem Gesichtsfeld bei Schauern aller Energien deutlich mehr als 80 % des Cherenkov-Lichtes von der Kamera registriert werden. Daher wurde dieser Wert für die weiteren Untersuchungen festgehalten. Die Zenitwinkelverteilung für einen der drei 1 TeV-Schauer ist in Abbildung 6.2 wiedergegeben. Auch hier läßt sich deutlich erkennen, daß das gewählte Gesichtsfeld nur einen geringen Anteil der Photonen unberücksichtigt läßt.

Die Bildelemente der simulierten Kamera besitzen eine hexagonale Form, die bereits im Abschnitt 3.2 erläutert wurde. Da sich aus Symmetriegründen um ein zentrales Pixel stets vollständige Ringe aus weiteren Pixeln anordnen lassen, kann die Anzahl der Bildelemente in diesem Simulationsmodul über die Anzahl dieser Ringe um das zentrale Pixel

	100 GeV		
	Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3
Anzahl aller Photonen	16 322	7 919	11 081
Photonen mit $\vartheta \leq \vartheta_0$	15 010	7 769	10 981
Relative Häufigkeit	92 %	98 %	99 %

	1 TeV		
	Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3
Anzahl aller Photonen	159 048	178 146	182 881
Photonen mit $\vartheta \leq \vartheta_0$	146 832	165 710	167 817
Relative Häufigkeit	92 %	93 %	92 %

	10 TeV		
	Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3
Anzahl aller Photonen	1 872 180	2 564 530	2 721 940
Photonen mit $\vartheta \leq \vartheta_0$	1 685 570	2 215 750	2 273 690
Relative Häufigkeit	90 %	86 %	84 %

Tabelle 6.1: *Bestimmung der relativen Häufigkeit von Cherenkov-Photonen mit einem Zenitwinkel $\vartheta \leq \vartheta_0 = 2{,}15°$ für jeweils drei senkrecht eingefallene γ-Schauer bei verschiedenen Energien.*

gewählt werden. Für das neu erstellte Kieler Monte-Carlo-System ist eine maximale Zahl von 1027 Pixeln pro Kamera auswählbar. Mit dieser Einstellung können auch Simulationen für besonders hochauflösende Kameras erstellt werden, wie sie beispielsweise für das MAGIC-Projekt vorgeschlagen worden sind. Die hier beschriebenen Untersuchungen sind jedoch mit 271-Pixel-Kameras durchgeführt worden, die der derzeitigen Granularität der Kameras beim HEGRA-CT-System und einer möglichen ersten Realisierung beim HESS-Projekt entsprechen. Aus dem bereits festgelegten Gesichtsfeld von 4,3° und einer Anzahl von 271 hexagonalen Bildelementen ergibt sich schließlich eine Pixelgröße von 0,25°.

Für den weiteren Transport der Cherenkov-Photonen sind noch Verluste zu berücksichtigen, die durch den technischen Aufbau der Bildelemente verursacht werden. Während bei den ersten Kameras von Cherenkov-Teleskopen Lichtleiter verwendet wurden, sind heute Lichttrichter üblich, die für die hexagonale Form der Pixel sorgen. Hier wird ein Verlust von 5 % der Lichtmenge angenommen.

Bei der Umsetzung der Photonen in Photoelektronen ist die Quantenausbeute der eingesetzten Photomultiplier zu beachten. Für die Simulation dieser Kamerakomponenten werden Standardwerte verwendet, die allgemein für Multiplier mit Bialkali-Photokathoden gültig sind. Den spektralen Verlauf der Quanteneffizienz zeigt Abbildung 6.3, für deren Erstellung eine Tabelle Anwendung fand, die von M. Hemberger und G. Hermann vom Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurde.

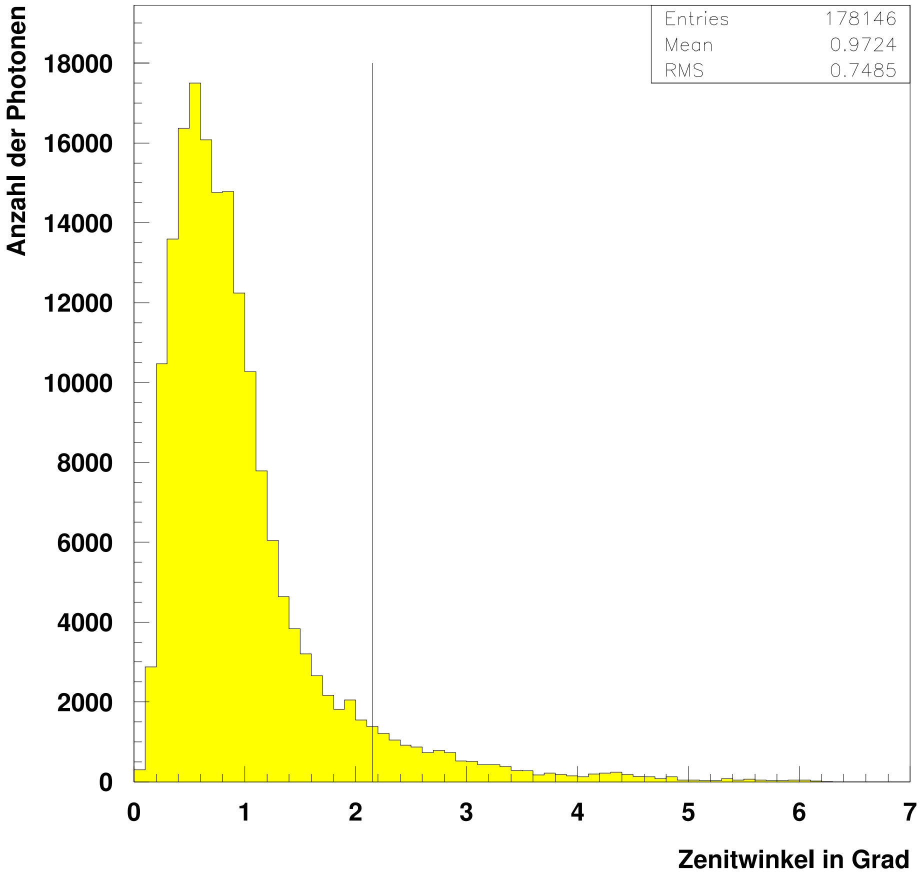


Abbildung 6.2: *Zenitwinkelverteilung der Cherenkov-Photonen eines senkrecht eingefallenen 1 TeV-γ-Schauers. Durch die senkrechte Linie wird der für ein Gesichtsfeld von* 4,3° *gegebene maximale Zenitwinkel* $\vartheta_0 = 2{,}15°$ *markiert.*

6.1.2 Prinzip der Simulation

Nach dem Start des Programm-Modules für den Transport der Cherenkov-Photonen werden nacheinander alle Photonendateien ausgelesen, die CORSIKA bei einem Programmlauf erstellt hat. Hierbei ist wiederum eine maximale Zahl von 10 000 Schauern möglich (vgl. Abschnitt 5.2.4). Der Datensatz eines einzelnen Cherenkov-Photons bzw. -Photonenbündels wird nun zunächst daraufhin geprüft, ob aufgrund des Zenitwinkels ϑ eine Abbildung in das beschränkte Gesichtsfeld der Kamera möglich ist.

Ist dies der Fall, so werden die Photonenbündel in einzelne Photonen aufgelöst, deren Transport individuell behandelt wird. Bevor im Anschluß daran die Zuordnung auf das getroffene Bildelement erfolgt, werden die einzelnen Verlustfaktoren berücksichtigt. Die Verminderung der Intensität kann allgemein mit der Abschwächung von Licht durch optische Filter verglichen werden. Da es in der Optik keine Rolle spielt, an welcher Stelle im Lichtweg ein Filter aufgestellt wird, werden die Verluste auch in dieser Simulation so früh wie möglich behandelt. Auf diese Weise kann eine entsprechende Anzahl von Photonen verworfen und

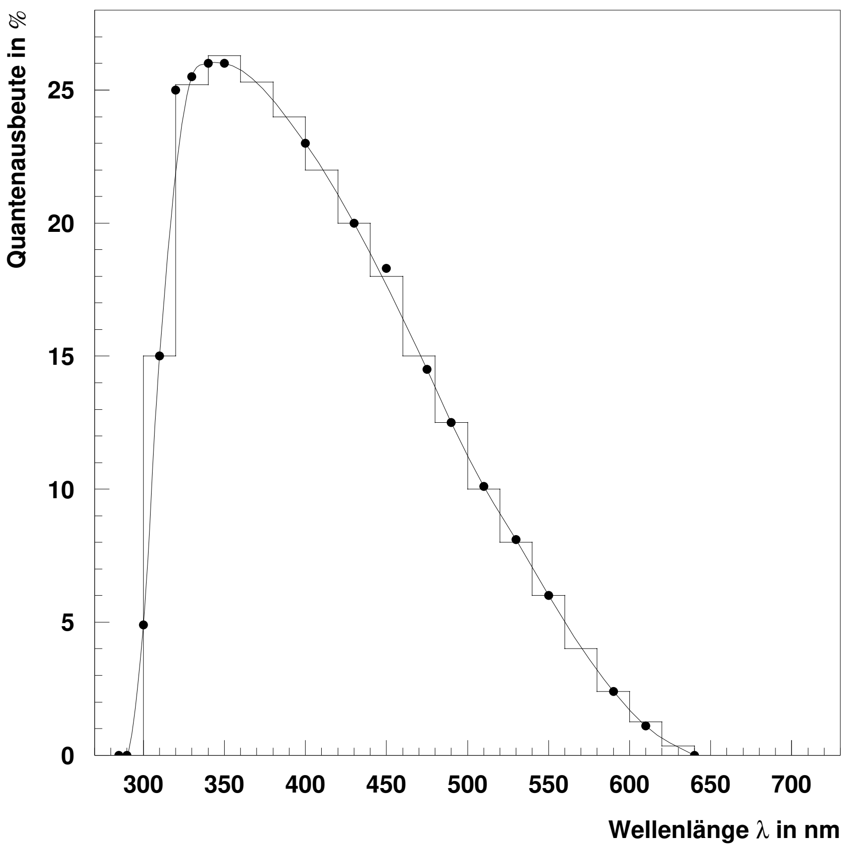


Abbildung 6.3: *Quantenausbeute der in der Simulation verwendeten Photomultiplier mit Bialkali-Photokathoden als Funktion der Wellenlänge. An die Kurve ist wiederum ein Histogramm angepaßt.*

dadurch Rechenzeit gespart werden.

Alle Verluste ($i = 1 \ldots N$) von Cherenkov-Photonen lassen sich als wellenlängenabhängige Filterfunktionen $g_i(\lambda)$ beschreiben, wobei $g_i = 0$ einen totalen Verlust, $g_i = 1$ eine ungehinderte Ausbreitung des Teilchens bedeutet. Die im weiteren näher erläuterten Verlustfaktoren sind im Falle der atmosphärischen Einflüsse auch von der Emissionshöhe z_{E} abhängig. Um die gesamte Abschwächung des Cherenkov-Lichtes zu ermitteln, können nun die einzelnen Faktoren zu einer Größe $g(\lambda, z_{\mathrm{E}})$ zusammengefaßt werden:

$$g(\lambda, z_{\mathrm{E}}) = \prod_{i=1}^{N} g_i(\lambda, z_{\mathrm{E}})$$

Im Rahmen dieser Arbeit werden die folgenden *atmosphärischen Einflüsse* auf das Cherenkov-Licht berücksichtigt:

- Rayleigh-Streuung: Hierbei wird als Verlustfaktor ein von O. Kirstein [Kir94] beschriebener Transmissionskoeffizient $\tau_{\mathrm{Ray}}(\lambda, z_{\mathrm{E}})$ verwendet, der insbesondere die charakteristische λ^{-4}-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes beinhaltet.

- Mie-Streuung: Auch hier findet ein von O. Kirstein erläuterter Transmissionskoeffizient $\tau_{\text{Mie}}(\lambda, z_{\text{E}})$ Anwendung.

Bei bekannter Wellenlänge λ und Emissionshöhe z_{E} geben τ_{Ray} und τ_{Mie} die Wahrscheinlichkeiten an, daß ein Cherenkov-Photon trotz der entsprechenden Streuprozesse den Teleskopspiegel erreicht. Wie bereits im Abschnitt 5.3.2 beschrieben, wird die Ozon-Absorption in den Simulationen lediglich durch die Wahl des Wellenlängen-Intervalles berücksichtigt.

Ferner gehen die bereits im vorangegangenen Abschnitt eingeführten *detektorspezifischen Verluste* als Transmissionskoeffizienten in die Transportroutine ein:

- die durch $\tau_{\text{Ref}}(\lambda)$ beschriebene Reflektivität des Teleskopspiegels
- die Transmission $\tau_{\text{LLT}}(\lambda)$ der Lichtleiter bzw. -trichter der Bildelemente
- die mit dem Koeffizienten $\tau_{\text{PMT}}(\lambda)$ erfaßte Quantenausbeute der Photomultiplier

Während die optische Transmission der Pixel auf den konstanten Wert $\tau_{\text{LLT}} = 95\%$ festgelegt ist, werden für die Wellenlängenabhängigkeit der Größen τ_{Ref} und τ_{PMT} die in den Abbildungen 6.1 und 6.3 dargestellten Histogramme verwendet.

Damit ergibt sich für die vollständige Filterfunktion $g(\lambda, z_{\text{E}})$ der folgende Zusammenhang:

$$g(\lambda, z_E) = \tau_{\text{Ray}} \cdot \tau_{\text{Mie}} \cdot \tau_{\text{Ref}} \cdot \tau_{\text{LLT}} \cdot \tau_{\text{PMT}}$$

Um nun zu überprüfen, ob ein Cherenkov-Photon in der Simulation weiter verfolgt werden kann oder durch atmosphärische bzw. detektorspezifische Einflüsse verloren geht, wird seine Wellenlänge λ benötigt. Die Bestimmung von λ erfolgt mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode unter Berücksichtigung des Cherenkov-Spektrums, wobei als Generator für gleichverteilte Pseudozufallszahlen wiederum die Routine RANMAR verwendet wird. Die als Startwert benötigte „Saat“ wird hierbei aus einer Datei gelesen, deren Inhalt bei jedem Programmstart der Transportroutine automatisch verändert wird, um auf diese Weise für eine jeweils andere Zahlenfolge zu sorgen. Ein Cherenkov-Photon der Wellenlänge λ wird nun von der Kamera registriert, falls für den Wert einer weiteren im Intervall zwischen 0 und 1 gleichverteilten Pseudozufallszahl p gilt:

$$p \leq g(\lambda, z_{\text{E}})$$

Da mit dieser Bestimmung alle wellenlängenselektiven Prozesse für ein Cherenkov-Teleskop behandelt worden sind, wird die Wellenlänge des Photons für den weiteren Simulationsablauf nicht mehr benötigt.

Die Zuordnung eines registrierten Photons auf das entsprechende Bildelement der Kamera erfolgt durch einen von M. Gosch entwickelten Algorithmus [Gos98]. Hierbei wird unter Ausnutzung der durch die ideale Abbildung des Teleskopspiegels bekannten Winkelkoordinaten in der Bildebene und der hexagonalen Kamerasymmetrie unmittelbar die interne Nummer des getroffenen Pixels bestimmt.

Schließlich muß noch das bereits in Abschnitt 3.1.3 erläuterte Licht am Nachthimmel in die Simulation aufgenommen werden. Mit Hilfe der experimentell bestimmten Daten läßt sich die Wahrscheinlichkeit p_k, an der Photokathode eines Bildelementes eine Anzahl von k Photoelektronen auszulösen, durch die Poissonstatistik berechnen:

$$p_k = \frac{\mu^k}{k!} e^{-\mu}$$

Der Parameter μ der Poissonverteilung gibt ihren Erwartungswert an, wobei für den in den Simulationen verwendeten Standort von La Palma $\mu \approx 1$ registrierte Photoelektronen bestimmt wurden. Damit beträgt die Wahrscheinlichkeit, kein oder nur ein Photoelektron auszulösen $p_0 = p_1 \approx 0{,}368$, während für $k = 2$ Treffer bereits $p_2 \approx 0{,}061$ gilt. In der Simulation des Lichtes am Nachthimmel werden bis zu zehn Photoelektronen berücksichtigt, wobei jedoch bereits eine Anzahl von fünf durch diesen Einfluß registrierten Elektronen sehr selten auftritt. Für jedes Pixel der Kamera wird schließlich mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode eine entsprechende Zahl von Treffern ermittelt und zu den durch das Cherenkov-Licht ausgelösten Photoelektronen hinzuaddiert.

Somit stehen nun für jeden mit der Transportroutine bearbeiteten Schauer Kamerabilder zur Verfügung, wie sie im Prinzip auch mit einer realen Detektoranordnung aufgenommen werden könnten. Um anstelle des im folgenden erläuterten Programm-Modules für die Bildanalyse eine veränderte Routine anwenden zu können, findet auch an dieser Stelle der Simulation eine Zwischenspeicherung der Daten statt.

6.2 Analyse der Kamerabilder

Das letzte Modul des im Rahmen dieser Arbeit erstellten Monte-Carlo-Systemes sorgt für die Analyse der Kamerabilder. Die Aufgaben dieser Routine bestehen in einer Überprüfung der Kriterien des zweistufigen Triggers sowie in der Berechnung der Bildparameter nach Hillas. Ferner wird für Schauer, deren Cherenkov-Licht von den beiden Triggerstufen des CT-Systemes registiert worden ist, eine Rekonstruktion der Neigung der Schauerachse sowie ihres Auftreffpunktes auf der Teleskopebene durchgeführt. Wie schon im vorangegangenen Abschnitt werden auch hier zunächst zeitintegrierte Kamerabilder betrachtet, während die Modifikationen des Programmes für die Untersuchung der zeitlichen Strukturen im Kapitel 7.3 beschrieben werden.

Für die Analyseroutine werden einige Parameter eingestellt, die bereits in den vorangegangenen Simulationsmodulen festgelegt worden sind und daher an dieser Stelle der Simulation dieselben Werte besitzen müssen. Insbesondere werden die Positionen der einzelnen Cherenkov-Teleskope und die Koordinaten des Schauerauftreffpunktes aus entsprechenden Dateien eingelesen. Weiterhin kann für jede Kamera individuell die Anzahl und Größe der Pixel eingestellt werden, wobei auch in diesem Fall die im Abschnitt 6.1.1 beschriebenen Werte verwendet werden.

Das Analysemodul liest nun nacheinander die von der Transportroutine bereitgestellten Kamera-Bilddateien ein, wobei die Kameras jeweils einzeln untersucht werden. Von der Anzahl $N(i)$ der von den Bildelementen ($i = 1 \ldots 271$) jeweils registrierten Photoelektronen wird zunächst eine gewisse Anzahl N_0 von Treffern subtrahiert, um den Einfluß des Hintergrundlichtes am Nachthimmel zu minimieren:

$$N(i) \mapsto \tilde{N}(i) = N(i) - N_0$$

Für das Licht am Nachthimmel ist eine Poissonverteilung mit dem Erwartungswert von $\mu = 1$ registrierten Photoelektron angenommen worden. Daher wird mit der Wahl $N_0 = 3$ sichergestellt, daß bereits etwa 80 % des Untergrundes reduziert werden, ohne hierbei zu viele Cherenkov-Photonen zu verwerfen.

6.2.1 Der zweistufige Trigger

Die Einführung eines zweistufigen Triggersystemes in die Bildanalyse dient hauptsächlich den folgenden Zielen der γ-Astronomie:

- Beseitigung von zufällig entstandenen Ereignissen, die durch den Lichthintergrund am Nachthimmel ausgelöst werden.
- Reduktion des Anteiles registrierter Schauer, die durch Hadronen der kosmischen Strahlung ausgelöst wurden.
- Diskriminierung von Ereignissen, die durch lokale Myonen erzeugt werden.

Wie bereits im Abschnitt 3.3.1 beschrieben wurde, nutzt ein **„Next-Neighbour-Trigger“** (NNT) die Kompaktheit der Kamerabilder von γ-Schauern aus, indem verlangt wird, daß eine bestimmte Anzahl von *benachbarten* Bildelementen gleichzeitig jeweils von einer bestimmten Mindestlichtmenge getroffen werden muß. Durch dieses Vorgehen können insbesondere die durch zufällige Koinzidenzen ausgelösten Untergrund-Ereignisse sowie hadroninduzierte Schauer geringer Energien von der weiteren Analyse ausgeschlossen werden. Die Verluste von γ-induzierten Kaskaden sind bei der Verwendung eines NNT relativ gering.

Für die hier durchgeführten Untersuchungen wurden verhältnismäßig schwache NNT-Kriterien aufgestellt: Ein Ereignis wird von dieser ersten Triggerstufe akzeptiert, wenn mindestens zwei benachbarte Pixel jeweils mindestens sieben Photoelektronen registriert haben. In Abbildung 6.4 ist die Ansprechwahrscheinlichkeit eines einzelnen Cherenkov-Teleskopes mit dieser Next-Neighbour-Triggerbedingung als Funktion der Energie für γ-und Protonschauer aus der erstellten Bibliothek aufgetragen. Als Ansprechwahrscheinlichkeit wird das Verhältnis der Anzahl der getriggerten zur Anzahl aller eingefallenen Schauer bezeichnet. In der Darstellung wurden für jede Energiestufe die gleichen Auftreffpunkte verwendet, so daß die Kurvenverläufe einen Vergleich der Ansprechwahrscheinlichkeiten erlauben. Allerdings sind die Zahlenwerte nicht als absolute Triggerwahrscheinlichkeiten anzusehen, weil die Abhängigkeiten von der räumlichen Distanz zwischen dem Auftreffpunkt der Schauerachse und dem Teleskop nicht berücksichtigt worden sind.

Die Abbildung zeigt, daß die gewählte Triggerbedingung nur eine sehr kleine Wirkung auf den Nachweis von γ-Schauern hat, während der NNT bei protoninduzierten Luftschauern mit Energien unterhalb von 1 TeV deutlich seltener anspricht. Hadronische Kaskaden höherer Energien werden durch eine topologische Triggerbedingung allgemein in geringerem Maße reduziert, weil sie ausgeprägte elektromagnetische Subkaskaden enthalten. Diese bewirken die Emission von Cherenkov-Photonen, die in der Kamera eines Cherenkov-Teleskopes ein hinreichend kompaktes und lichtstarkes Bild erzeugen, um die Triggerkriterien zu erfüllen. Eine Beschreibung des Einflusses der Spiegelgröße auf das Ansprechverhalten findet sich bei M. Gosch [Gos98], während C. Köhler et al. eine detaillierte Untersuchung zu verschiedenen Triggerbedingungen für ein Cherenkov-Teleskop durchgeführt haben [Köh96].

Um zu überprüfen, ob ein Schauer vom CT-System registriert wurde, wird eine zweite Triggerstufe eingeführt, die den im Abschnitt 3.4 erläuterten **Multi-Teleskop-Trigger** (MTT) realisiert. Abbildung 6.5 zeigt die Triggerraten eines einzelnen Cherenkov-Teleskopes und eines Systemes aus zwei Teleskopen im Beispiel des HEGRA-Experimentes [Dau97]. Hierbei

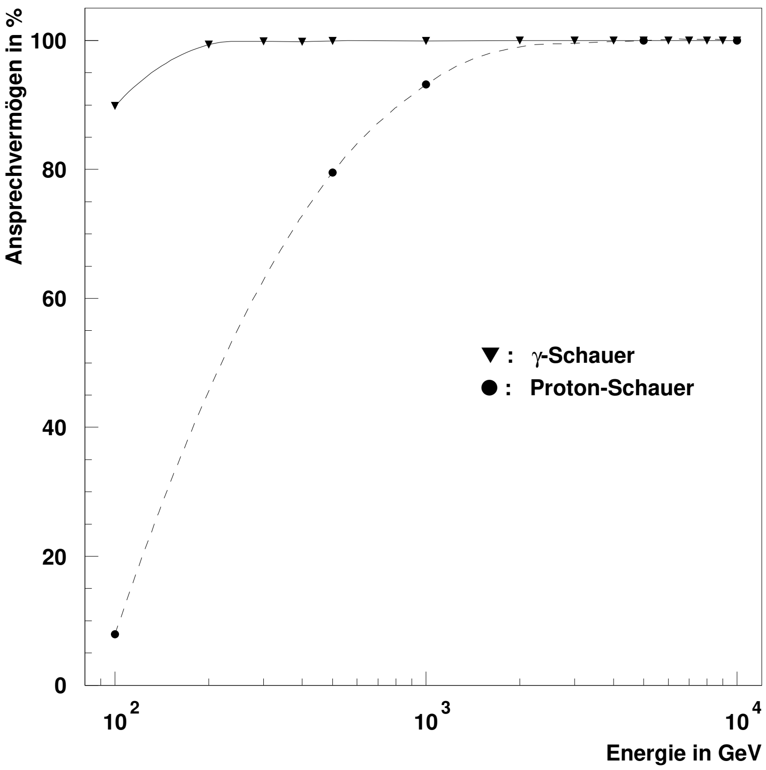


Abbildung 6.4: *Ansprechwahrscheinlichkeit eines einzelnen Cherenkov-Teleskopes mit einer Next-Neighbour-Triggerbedingung von zwei benachbarten Pixeln mit jeweils mindestens sieben Photoelektronen. Die Kurven dienen der Verdeutlichung der Energieabhängigkeit.*

ist zu beachten, daß das einzelne CT nicht mit einem topologischen Trigger ausgestattet ist. Es wird hier lediglich die Koinzidenz zweier beliebiger Pixel verlangt, die jeweils eine bestimmte Mindestanzahl von Photoelektronen registriert haben müssen („2/271“-Trigger). Diese Koinzidenz hat zur Folge, daß sich eine höhere Triggerrate als bei der Verwendung eines Next-Neighbour-Triggers ergibt.

Die deutlich kleineren Triggerraten bei Verwendung eines Zwei-Teleskop-Triggers lassen sich zunächst durch die Verminderung der effektiven Fläche begründen. Diese Größe gibt an, in welchem Gebiet der Schauerauftreffpunkt liegen kann, damit ein Nachweis durch das Detektorsystem möglich ist. Bei einer Koinzidenz zweier Teleskope ist diese Fläche kleiner, weil beide Spiegel innerhalb des Cherenkov-Lichtringes auf der Beobachtungsebene platziert sein müssen, um den Schauer registrieren zu können. Weiterhin wurde durch Monte-Carlo-Studien der HEGRA-Kollaboration gezeigt, daß der MTT ein wirkungsvolles Instrument für die Unterdrückung von hadroninduzierten Schauern und myonischen Ereignissen ist [Bul98].

Bei den Untersuchungen, die für diese Arbeit durchgeführt worden sind, wird ein Schauer vom CT-System registriert, wenn mindestens zwei der vier Teleskope die NNT-Bedingung erfüllt haben.

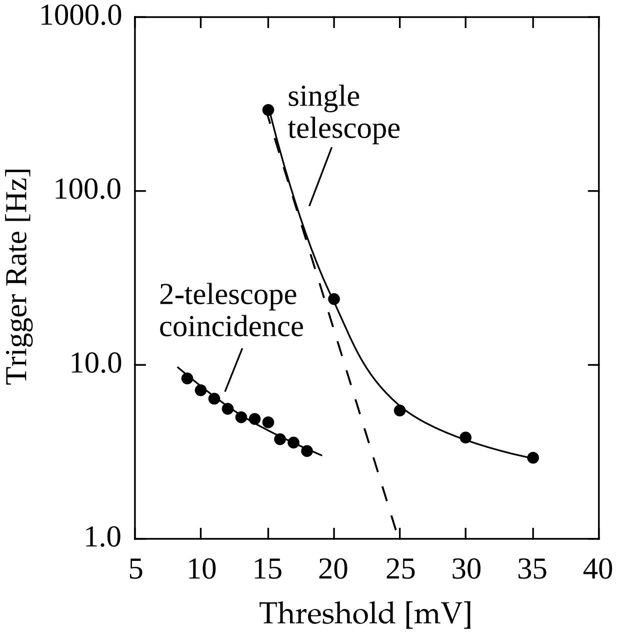


Abbildung 6.5: *Triggerraten eines einzelnen Teleskopes und eines Systemes aus zwei Teleskopen als Funktion der Triggerschwelle pro Kamerapixel. Ein Photoelektron entspricht etwa 1,2 mV. Die gestrichelte Linie stellt die berechnete Triggerrate zufällig registrierter Ereignisse für das einzelne Teleskop mit seinem einfachen „2/271"-Trigger dar [Dau97].*

6.2.2 Berechnung der Bildparameter

Falls das Kamerabild eines Teleskopes die Kriterien für den Next-Neighbour-Trigger erfüllt, werden die Bildparameter nach Hillas berechnet (vgl. Abschnitt 3.2.1). Hierfür finden die im Anhang A angegebenen Formeln Verwendung. Wie dort ebenfalls gezeigt ist, haben die Bildparameter bei einer Veränderung der Winkelgröße der Pixel ein einfaches Transformationsverhalten. Da die Winkelkoordinaten der Bildelemente in die Bestimmung der einzelnen Größen eingehen, kann die Berechnung zunächst für eine Kamera mit einem beliebigen Gesichtsfeld durchgeführt werden. Im Anschluß daran wird dann entsprechend der gewählten Einstellungen eine Skalierung der Parameter durchgeführt. Auf diese Weise benötigt die Analyseroutine für die Bestimmung der Bildparameter nur die Angabe der Pixelgröße, so daß auch hier eine geringe Rechenzeit bei großer Flexibilität gegeben ist.

6.2.3 Rekonstruktion von Einfallsrichtung und Auftreffpunkt

Das Verfahren zur Rekonstruktion der Einfallsrichtung eines Luftschauers und des Auftreffpunktes der Schauerachse auf der Beobachtungsebene wurde bereits im Kapitel 3.4 erläutert. Um die entsprechenden Positionen in der Kamera- bzw. Teleskopebene zu bestimmen, müssen mindestens zwei Geraden zum Schnitt gebracht werden. Somit wird dieser Teil der Analyseroutine nur durchlaufen, wenn ein Schauer die Bedingungungen des Multi-Teleskop-Triggers erfüllt hat.

Für die Rekonstruktionen der Schauereinfallsrichtung liegen die Steigung und der Achsenabschnitt der Geraden für die hier beteiligten Kameras bereits aus der Berechnung der Hillas-Parameter vor. Im Falle des Auftreffpunktes wird nur die Steigung benötigt, da ein Punkt der jeweiligen Geraden durch den Mittelpunkt des Cherenkov-Teleskopes vorgegeben ist. Sind mehr als zwei Kameras an der Bestimmung der beiden Größen beteiligt, so werden die Schnittpunkte aller möglichen Paare zweier Geraden berechnet. Als Resultat wird hierbei der Schwerpunkt aller Schnittpunkte betrachtet.

Um die Genauigkeit bei der Bestimmung der Achsenneigung und des Auftreffpunktes zu erhöhen, wird zunächst bei drei oder mehr Geraden diejenige vernachlässigt, bei der die zugehörige Kamera die geringste Anzahl von Photoelektronen registriert hat. Eine deutliche Verbesserung dieses Verfahrens ergibt sich außerdem, wenn der Schwerpunkt nicht durch das arithmetische Mittel der einzelnen Geradenschnittpunkte bestimmt wird. Stattdessen wird das mit der Größe $\sin|\vartheta|$ gewichtete Mittel der Schnittpunktskoordinaten berechnet, wobei ϑ den Schnittwinkel der beiden Geraden bezeichnet [Ulr96]. Diese Wichtung beruht auf der Überlegung, daß kleine Fehler in Lage und Richtung der Geraden bei Schnittwinkeln im Bereich von $90°$ zu erheblich geringeren Ungenauigkeiten der Schnittkoordinaten führen. Schneiden sich die Geraden dagegen unter einem sehr kleinen Winkel, so haben kleine Fehler starke Auswirkungen auf die Lage des Schnittpunktes.

Falls sich der rekonstruierte Auftreffpunkt der Schauerachse mehr als 350 m vom Mittelpunkt des CT-Systemes entfernt befindet, so wird die Rekonstruktion verworfen, da derart weit entfernt einfallende Schauer in der Regel nicht mehr registriert werden können und die Bildanalyse somit ein unbrauchbares Resultat geliefert hat.

6.2.4 Abschluß der Bildanalyse

Um vielfältige statistische Untersuchungen der simulierten Daten durchführen zu können, werden die Ergebnisse der Bildanalyse in einer umfangreichen Datenstruktur ausgegeben. Für jeden Schauer werden die Informationen der einzelnen Teleskope in einem N-Tupel zusammengefaßt. Hierin ist insbesondere die Information über die Triggerung des Ereignisses enthalten. Sofern die Bedingungen für den NNT erfüllt sind, werden die berechneten Bildparameter angegeben. Weiterhin sind dem Datensatz der wirkliche Abstand zwischen dem betrachteten Teleskop und dem Auftreffpunkt des Schauers sowie die von der Kamera registrierte Lichtmenge hinzugefügt, so daß verschiedene Methoden zur Rekonstruktion der Energie des primären Teilchens angewendet werden können (vgl. Abschnitt 3.3.2).

Um die Eigenschaften des verwendeten CT-Systemes zu untersuchen, wird zusätzlich die Anzahl der Kameras abgespeichert, deren Bilder durch den NNT registriert worden sind. Auf diese Weise ist es möglich, das Kriterium für den MTT zu verschärfen und beispielsweise nur Schauer zu akzeptieren, bei denen drei von vier Teleskopen getriggert wurden. Für den Fall, daß der in die Bildanalyse integrierte MTT ein positives Ergebnis geliefert hat, werden die zuvor beschriebenen rekonstruierten Werte für die Neigung der Schauerachse und des Auftreffpunktes in die Datenstruktur integriert.

Da die Analyseroutine verhältnismäßig wenig Rechenzeit benötigt, kann sie bei Bedarf problemlos an individuelle Anforderungen angepaßt werden. Eine mit dem modularen Kieler Monte-Carlo-System erstellte Bibliothek von Kamerabildern eines bestimmten CT-Systemes ist also ebenfalls flexibel nutzbar.

Kapitel 7

Resultate der Monte-Carlo-Simulationen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen zusammengefaßt. In der Kieler Arbeitsgruppe sind zuvor noch keine Berechnungen für ein System aus derart großflächigen Cherenkov-Teleskopen angestellt worden. Daher werden verschiedene Analysen beschrieben, aus denen sich die charakteristischen Eigenschaften des hier verwendeten CT-Systemes ersehen lassen.

Bei der Auswertung der mit dem neuen Kieler Monte-Carlo-System erzeugten Daten aus der Schauerbibliothek ist stets zu beachten, daß die Ergebnisse von sehr vielen Details abhängen. So arbeitet das Programm CORSIKA mit verschiedenen Modellen zur Simulation von Teilchenkaskaden in der Atmosphäre. Auch der Transport der emittierten Cherenkov-Photonen wird von einer großen Zahl spezieller Annahmen beeinflußt. Diese Voraussetzungen sind grundsätzlich zu berücksichtigen, wenn aus den Ergebnissen einer Simulationsrechnung Aussagen über das Verhalten einer in einem Experiment verwendeten Detektoranordnung gemacht werden sollen.

7.1 Verlust von Cherenkov-Photonen

Um einen Eindruck von der Bedeutung der einzelnen Verlustfaktoren auf die Arbeit mit Abbildenden Atmosphärischen Cherenkov-Teleskopen zu erhalten, wurde für einige Schauer aus der erstellten Datenbank das Spektrum der Cherenkov-Photonen untersucht. Ein typisches Beispiel für die Verhältnisse bei einem senkrecht eingefallenen 1 TeV-γ-Schauer mit dem Auftreffpunkt $(40\,\mathrm{m}, 0\,\mathrm{m})$ in der Beobachtungsebene ist in Abbildung 7.1 wiedergegeben. Hierbei ist die Anzahl der Photonen pro Wellenlängenintervall in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ als Histogramm dargestellt. Die Kurve 1 zeigt das simulierte Spektrum der Cherenkov-Photonen, die einen Teleskopspiegel treffen. Im Rahmen der statistischen Schwankungen ist die Proportionalität zu λ^{-2} zu erkennen. Für die in Kurve 2 enthaltenen Photonen wurden die atmosphärischen Verluste und das beschränkte Gesichtsfeld sowie die wellenlängenabhängige Reflektivität des Teleskopspiegels und die Transmission der Lichtleiter bzw. -trichter der Kamera berücksichtigt. Angesichts dieser verschiedenen Reduktionen erscheint die Abnahme im Spektrum im Vergleich zur Kurve 3 verhältnismäßig gering. In

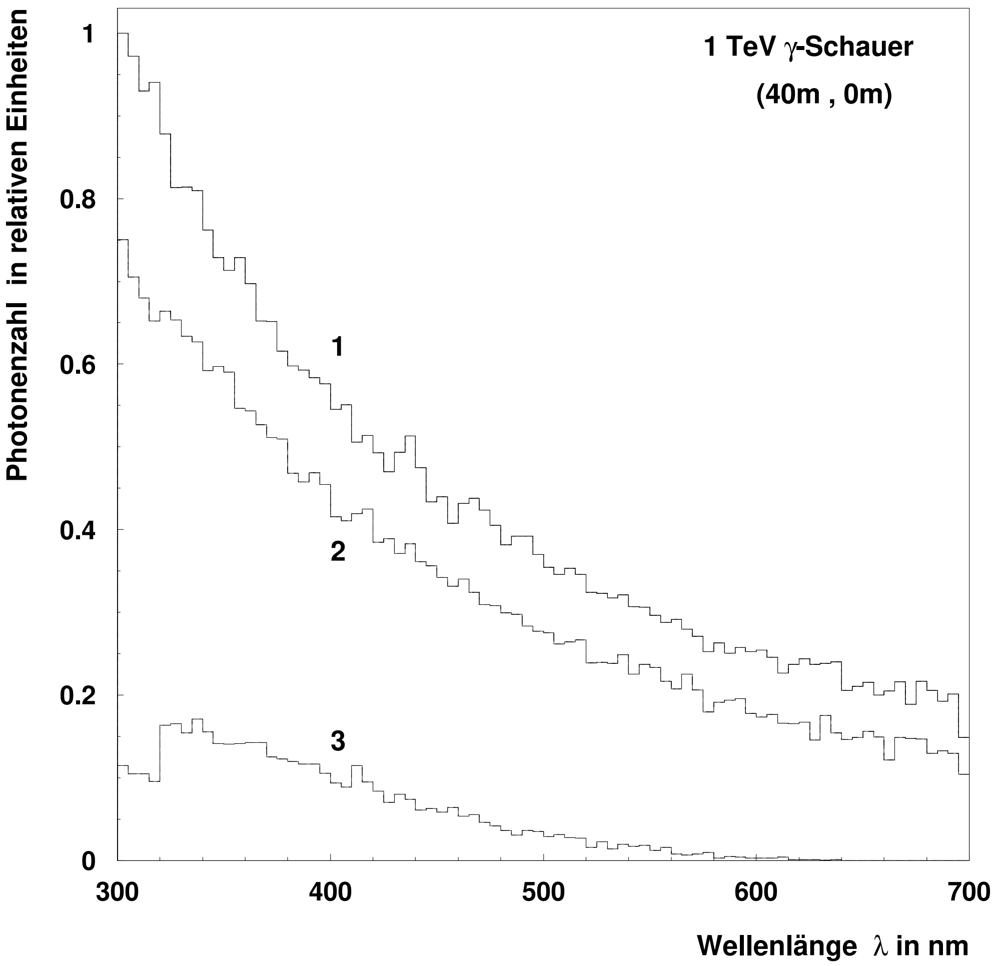


Abbildung 7.1: *Abschwächung des Cherenkov-Spektrums für einen 1 TeV-γ-Schauer. (1) Gesamtheit der durch den Schauer emittierten Cherenkov-Photonen. (2) Spektrum unter Berücksichtigung der atmosphärischen Verluste, des Gesichtsfeldes, der Spiegelreflektivität und der Transmission der Lichtleiter. (3) Abschwächung durch die Photomultiplier bei der Umsetzung der Photonen in Photoelektronen. Dargestellt ist hier die Anzahl der registrierten Photoelekronen.*

das Histogramm Nr. 3 geht zusätzlich die in Abbildung 6.3 dargestellte Quanteneffizienz der verwendeten Photomultiplier ein. Diese Kurve zeigt also bereits die Anzahl der registrierten Photoelektronen. Eine Betrachtung der Gesamtzahl der Cherenkov-Photonen im Wellenlängenbereich zwischen 300 und 700 nm zeigt, daß in Kurve 2 noch 76 % aller Photonen enthalten sind. Im Histogramm Nr. 3 sind 12 % der ursprünglichen Photonen in Form von registrierten Photoelektronen enthalten.

Während die hier betrachteten Verluste im allgemeinen jeweils Transmissionskoeffizienten von über 80 % besitzen, stellen die Lichtsensoren das schwächste Glied in der gesamten Übertragungskette dar. Daher findet sich hier eine aussagekräftige Begründung für das Bestreben, in den Kameras von Cherenkov-Teleskopen Detektoren mit erheblich größerer

Quanteneffizienz zum Einsatz zu bringen. Für das MAGIC-Projekt sind hier beispielsweise Avalanche-Photodioden vorgeschlagen worden (vgl. Abschnitt 4.3).

Abschließend sollen an dieser Stelle die Abbildungen 2.11 und 7.1 gegenübergestellt werden. Hierbei wird angenommen, daß die von den in 2200 m Höhe angeordneten Teleskopen registrierten Cherenkov-Photonen stellvertretend für die Gesamtheit aller emittierten Photonen betrachtet werden können. Die atmosphärische Abschwächung ist für die mittlere Kurve in Figur 2.11 grundsätzlich bei einem Beobachtungsniveau von 2000 m für Photonen mit der Emissionshöhe $z_{\mathrm{E}} = 7000\,\mathrm{m}$ berechnet worden. In der Darstellung 7.1 sind dagegen Photonen aller vorkommenden Emissionshöhen enthalten. Daher stammt ein Teil der Photonen aus geringeren Höhen, so daß auf den kürzeren Wegen geringere Verluste auftreten. Die in Kurve 2 enthaltenen weiteren Verlustfaktoren besitzen nur eine geringe Wellenlängenselektivität, so daß sich ihr Einfluß lediglich in einer Schwächung des gesamten Spektrums bemerkbar macht. Insgesamt zeigt sich eine prinzipielle Ähnlichkeit der Abschwächungen, wobei sich jedoch der in den Simulationsrechnungen fehlende Einfluß der Ozonabsorption bei kleinen Wellenlängen bemerkbar macht.

7.2 Analysen für die γ-Astronomie

Eines der bedeutendsten Ziele der γ-Astronomie ist nach dem Auffinden γ-emittierender Objekte die Untersuchung des Spektrums dieser Quellen. Mit der Kenntnis der Entfernung, die in der Regel aus anderen astronomischen Beobachtungen bestimmt werden kann, läßt sich die Leuchtkraft ermitteln. Für die Atmosphärische Cherenkov-Technik bestehen die Hauptaufgaben im Bereich der γ-Astronomie in der Separation der photon- von den hadroninduzierten Teilchenkaskaden und in der Rekonstruktion der Energie des primären Teilchens. Im folgenden werden zu diesen Punkten einige Analysen beschrieben, die auf der Basis der erstellten Schauerbibliothek durchgeführt wurden.

7.2.1 Unterdrückung hadronischer Ereignisse mit Hilfe des Bildparameters ALPHA

Aus Abbildung 6.4 ist deutlich geworden, daß der Next-Neighbour-Trigger (NNT) eine wirkungsvolle erste Triggerstufe für Cherenkov-Teleskope darstellt. Da seine Funktion elektronisch realisierbar ist („Hardware-Trigger“), steht ein sehr schnelles Instrument zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes sowie zur Diskriminierung hadronischer Ereignisse mit Primärenergien unterhalb von 1 TeV zur Verfügung. Allerdings verbleibt dennoch eine zu große Zahl hadronischer Ereignisse in der weiteren Datenauswertung, auch wenn nachfolgend eine Multi-Teleskop-Triggerstufe (MTT) eingeführt wird. Im Abschnitt 3.2.1 wurden bereits die unterschiedlichen Häufigkeitsverteilungen des Bildparameters ALPHA für γ- und hadroninduzierte Schauer bei der Beobachtung einer Punktquelle beschrieben. Unter Ausnutzung dieser Eigenschaft kann ein Schnitt auf die Größe von ALPHA eingeführt werden, durch den ein weiterer Anteil der hadronischen Kaskaden verworfen wird. An dieser Stelle sollen daher die Eigenschaften dieses Parameters näher untersucht werden.

Als Datengrundlage sind Ereignisse aus der Schauerbibliothek verwendet worden, bei denen das jeweilige Teleskop die NNT-Bedingung erfüllt hat und gleichzeitig der MTT ausgelöst wurde. Daher erscheinen alle berücksichtigten Schauer zweifach in der Analyse. Aufgrund der statistischen Fluktuationen und der verschiedenen Abstände s_{Tel} zwischen dem Teleskop und dem Auftreffpunkt der Schauerachse führt dies jedoch nicht zu störenden Korrelationen der einzelnen Ereignisse. Durch das Passieren des Multi-Teleskop-Triggers wird ferner gewährleistet, daß die Strecken s_{Tel} auch unter realen Bedingungen verhältnismäßig genau zu bestimmen sind (vgl. Abschnitt 7.2.4).

In Abbildung 7.2 ist die Häufigkeitsverteilung des Betrages von ALPHA für γ-Schauer der Energie 300 GeV dargestellt, deren Auftreffpunkt nach den Vorgaben in der Datenbank mindestens $s_{\mathrm{Tel}} = 50\,\mathrm{m}$ vom Teleskop entfernt liegt. Da es sich um die Beobachtung einer Punktquelle handelt (engl.: On Source), hat die ALPHA-Verteilung erwartungsgemäß ein ausgeprägtes Maximum bei 0°. Demgegenüber weist der isotrope Untergrund getriggerter hadronischer Schauer näherungsweise eine Gleichverteilung bezüglich ALPHA auf. Hierzu sei auf Monte-Carlo-Simulationen von M. Ulrich verwiesen, der eine große Zahl von Protonschauern (stellvertretend für alle Hadronen) unter Berücksichtigung eines typischen Energiespektrums analysiert hat [Ulr96].

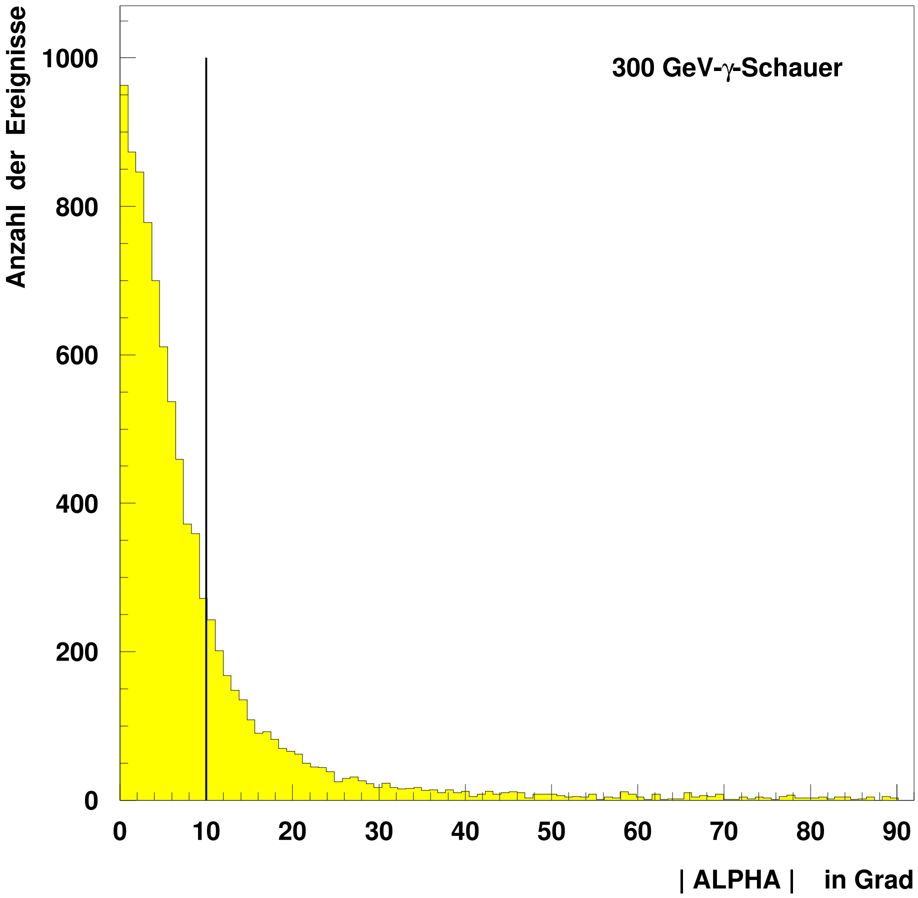


Abbildung 7.2: *Häufigkeitsverteilung des Betrages von ALPHA für γ-Schauer einer Energie von 300 GeV. Durch die senkrechte Linie wird die im Text beschriebene Auswahlbedingung* ALPHA $\leq 10°$ *markiert.*

Um die γ-Ereignisse in der betrachteten Datenmenge gegenüber dem hadronischen Untergrund anzureichern, bietet sich ein Schnitt bei kleinen ALPHA-Werten an. Für die Analyse von Beobachtungsdaten des HEGRA-Teleskopes Nr. 1 gibt T. Deckers die Auswahlbegingung ALPHA $\leq 10°$ an [Dec97], die in der Abbildung durch eine senkrechte Linie gekennzeichnet ist. Für die betrachteten 300 GeV-γ-Schauer ergibt sich damit, daß etwa 75 % der Ereignisse in der Analyse verbleiben, während – unter Annahme einer Gleichverteilung – ca. 89 % der hadronischen Kaskaden verworfen werden. Der Schnitt bei 10° bewirkt also in diesem Fall eine deutliche Bevorzugung der γ-induzierten Teilchenkaskaden.

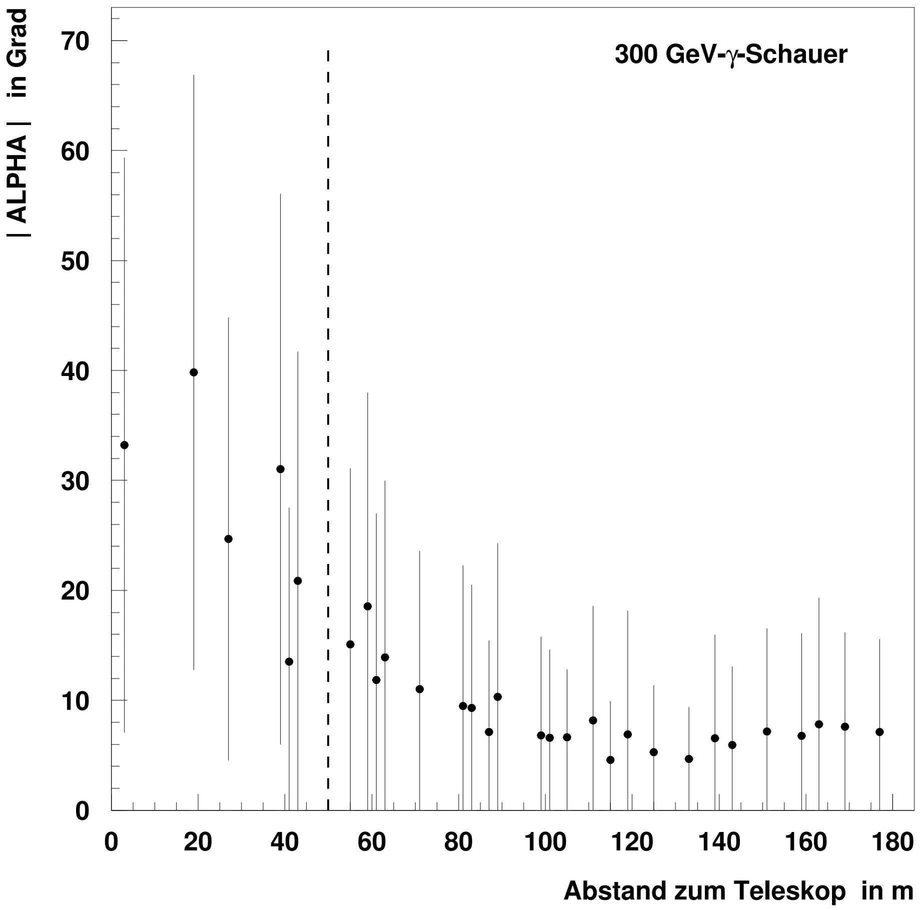


Abbildung 7.3: *Mittelwerte des Betrages von ALPHA mit statistischen Fehlern (Standardabweichungen) für γ-Schauer einer Primärenergie von 300 GeV. Die gestrichelte Linie zeigt die für die Analyse der Daten eingeführte Grenze $s_{\mathrm{Tel}} = 50\,m$.*

Die Beschränkung auf γ-Schauer mit $s_{\mathrm{Tel}} \geq 50\,\mathrm{m}$ ergibt sich aus der Überlegung, daß das elliptische Kamerabild bei kleineren Abständen zwischen dem Teleskop und dem Auftreffpunkt zu einem Kreis entartet. In diesem Fall ist die Unterscheidung zwischen großer und kleiner Hauptachse nicht mehr durchführbar, so daß der Parameter ALPHA willkürliche Werte zwischen 0° und 90° annimmt. Dieses Verhalten wird auch durch Abbildung 7.3 belegt. Bei Abständen oberhalb der Schranke von 50 m sind die Schwankungen der jeweiligen

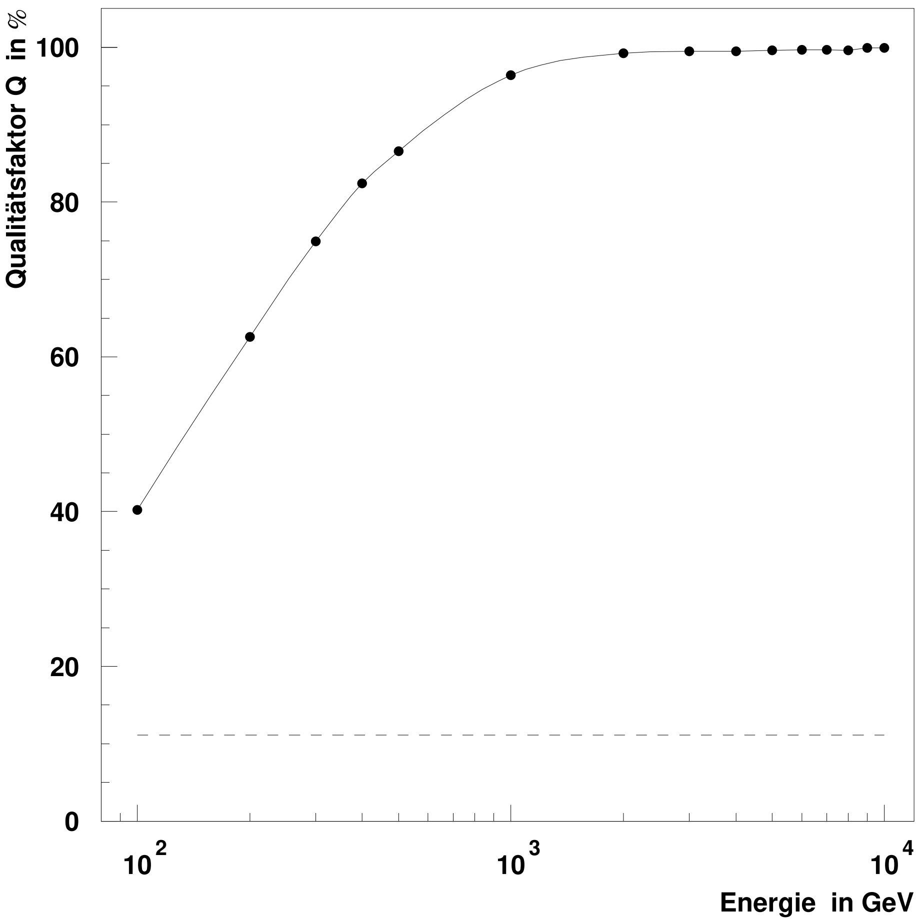


Abbildung 7.4: *Qualitätsfaktor der Auswahlbedingung ALPHA $\leq 10°$ in Abhängigkeit von der Energie des primären Photons. Die gestrichelte Linie gibt den Anteil ausgewählter hadronischer Schauer unter der Annahme einer Gleichverteilung bezüglich ALPHA an.*

ALPHA-Verteilungen auf ein tolerierbares Maß begrenzt. Daher wird in diesem Fall auf eine Wichtung der einzelnen Auftreffpunkte verzichtet. Im allgemeinen ist ein solches Verfahren notwendig, um die der Simulation zugrunde liegende Anordnung dieser Positionen an die in der Realität gegebene gleichmäßige Verteilung der Auftreffpunkte auf der Beobachtungsebene anzupassen.

Abschließend soll die Energieabhängigkeit des Kriteriums ALPHA $\leq 10°$ für die Unterscheidung von γ- und hadroninduzierten Schauern untersucht werden. Hierzu wird der im folgenden als Qualitätsfaktor Q bezeichnete Anteil der ausgewählten Kamerabilder von allen registrierten Ereignissen betrachtet. Für die unter den oben erläuterten Bedingungen analysierten Schauer verschiedener Energien ergibt sich hierbei ein deutlicher Zusammenhang, der in Abbildung 7.4 graphisch veranschaulicht ist. Während der Qualitätsfaktor des ALPHA-Schnittes demnach für kleinere Energien stark abnimmt bleiben γ-Schauer im TeV-Bereich annähernd unberührt. Der Grund hierfür liegt in der deutlich größeren Zahl der registrierten Photoelektronen bei höheren Primärenergien. Die Kamerabilder unterliegen in diesem Fall geringeren statistischen Fluktuationen, so daß auch die Schwankungen der Bildparameter kleiner werden. Bei 100 GeV ist schließlich nur noch $Q \approx 40\,\%$ gegeben. Das Schnittkriterium im Bereich der angestrebten Energieschwelle des CT-Systemes von maximal 100 GeV ist somit nur noch bedingt geeignet. In der Darstellung ist weiterhin die bereits erläuterte Akzeptanz von etwa 11 % der getriggerten Schauer dargestellt, die durch isotrop einfallende Hadronen der kosmischen Strahlung ausgelöst werden. Im Vergleich zu diesem sehr niedrigen Anteil führt auch die im Sub-TeV-Bereich geringere Auswahlqualität für γ-Schauer zu einer gewissen Effektivität bei der Diskriminierung des Untergrundes.

7.2.2 Einfallsrichtung der Schauerachse

Durch die Rekonstruktion der Achsenneigung eines Luftschauers mit Hilfe eines CT-Systemes lassen sich Aussagen über den Einfallswinkel des primären γ-Quants machen. Auf diese Weise kann daher die Position einer Punktquelle bzw. die Ausdehnung eines Emissionsgebietes für Photonen im (Sub-)TeV-Bereich im Rahmen einer Himmelsdurchmusterung bestimmt werden. Neben dieser grundsätzlichen Motivation, den Bildpunkt $(\Theta_{x0}, \Theta_{y0})$ der Schauerachse in der Kameraebene zu bestimmen, ist dessen Kenntnis auch für die Anwendung der Bildparameter von Bedeutung. Beispielsweise sind die Größen ALPHA und DISTANCE auf den Ursprung der Winkelkoordinaten bezogen. Basierend auf der Annahme, daß eine Punktquelle direkt beobachtet wird, können die Häufigkeitsverteilungen der Parameter für entsprechende physikalische Analysen, z. B. die oben beschriebene γ-Hadron-Separation, herangezogen werden.

Aus diesen Gründen ist es von Interesse, die Abweichung des Punktes $(\Theta_{x0}, \Theta_{y0})$ von der Position $(0°, 0°)$ bei „On Source“-Observationen zu untersuchen. In diesem Zusammenhang wird die Größe

$$\Theta_\mathrm{r} = \sqrt{{\Theta_{x0}}^2 + {\Theta_{y0}}^2}$$

als *Winkelauflösung* des CT-Systemes bezeichnet. Die Analyse von Θ_r erfolgt hier für γ-Schauer, die unter denselben Bedingungen wie im vorangegangenen Abschnitt getriggert werden. Da bei der Erstellung der Schauerbibliothek zunächst nur senkrecht einfallende Primärteilchen betrachtet wurden, ist die Voraussetzung einer „On Source“-Beobachtung der Schauer durch die Cherenkov-Teleskope erfüllt.

Die weitere Untersuchung der Winkelauflösung liefert keine signifikante Abhängigkeit vom Abstand r_Core zwischen dem Schauerauftreffpunkt und dem Mittelpunkt des Teleskop-Systemes. Diese Tatsache zeigt die hohe Leistungsfähigkeit der stereoskopischen Beobachtung von Luftschauern mit CT-Systemen.

In Abbildung 7.5 ist die Verteilung der Winkelauflösung für γ-induzierte Kaskaden verschiedener Primärenergien zwischen 100 GeV und 10 TeV dargestellt. Hierbei ist deutlich zu erkennen, daß der Mittelwert und die Schwankungen von Θ_r bei steigender Energie stark abnehmen. Als Ursache für diese Abhängigkeit ist wiederum die erheblich größere Anzahl der in die Bildanalyse eingehenden Photoelektronen bei Schauern im TeV-Bereich anzusehen.

Insgesamt läßt sich somit feststellen, daß die Winkelauflösung des hier betrachteten CT-Systemes für eine niedrige Energie von 100 GeV nur wenig oberhalb von 0,1° liegt, während sie bei höheren Primärenergien deutlich unter diesen Wert fällt. Diese Voraussage stimmt mit Simulationsergebnissen für eine aus vier Cherenkov-Teleskopen bestehende Basiszelle des HESS-Teleskop-Projektes überein [Hof97b].

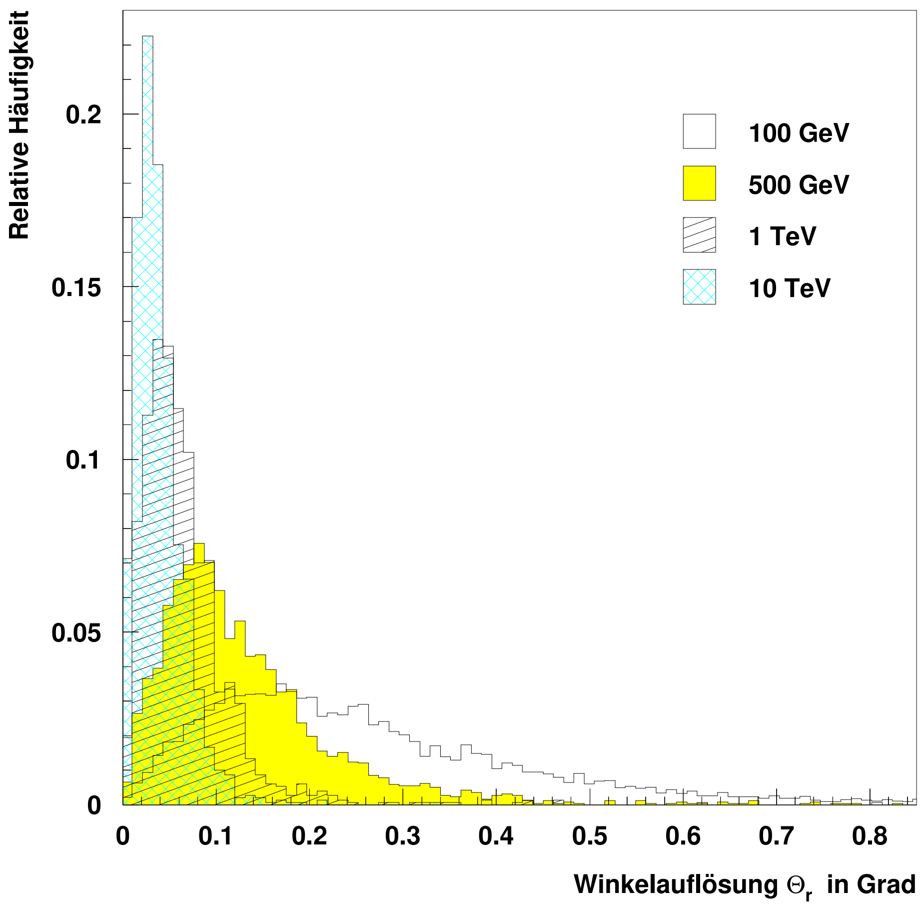


Abbildung 7.5: *Winkelauflösung Θ_r des CT-Systemes für verschiedene Primärenergien.*

7.2.3 Abstandsbestimmung für ein einzelnes Teleskop

Bei einem einzelnen Cherenkov-Teleskop kann die Bestimmung des Abstandes s_Tel zwischen dem Beobachtungsstandort und dem Auftreffpunkt der Schauerachse auf der Basis der Bildparameter erfolgen. Da bei zunehmendem Abstand s_Tel auch der Zenitwinkel ϑ zunimmt, unter dem Photonen aus einem Emissiongebiet der mittleren Höhe z_E das Teleskop erreichen können, kann für den Spezialfall senkrecht einfallender Schauer unmittelbar der Parameter DISTANCE angewendet werden. DISTANCE gibt den Abstand zwischen dem Ursprung der Winkelkoordinaten und dem Schwerpunkt des Kamerabildes an und ist somit ein Maß für den mittleren Zenitwinkel der registrierten Cherenkov-Photonen.

Um den Zusammenhang zwischen DISTANCE und s_Tel unter Berücksichtigung der Primärenergie zu untersuchen, werden die Kamerabilder aller γ-Schauer der Bibliothek betrachtet. Als Auswahlbedingung wird hierbei verlangt, daß die Kriterien für den Next-Neighbour-Trigger erfüllt sind. Die Abstandsabhängigkeit von DISTANCE ist in Abbildung 7.6 für Schauer der Energien 100 GeV und 10 TeV dargestellt. Weitere analysierte γ-Schauer mit Energien innerhalb des durch diese beiden Schranken gegebenen Intervalles zeigen ähnliche

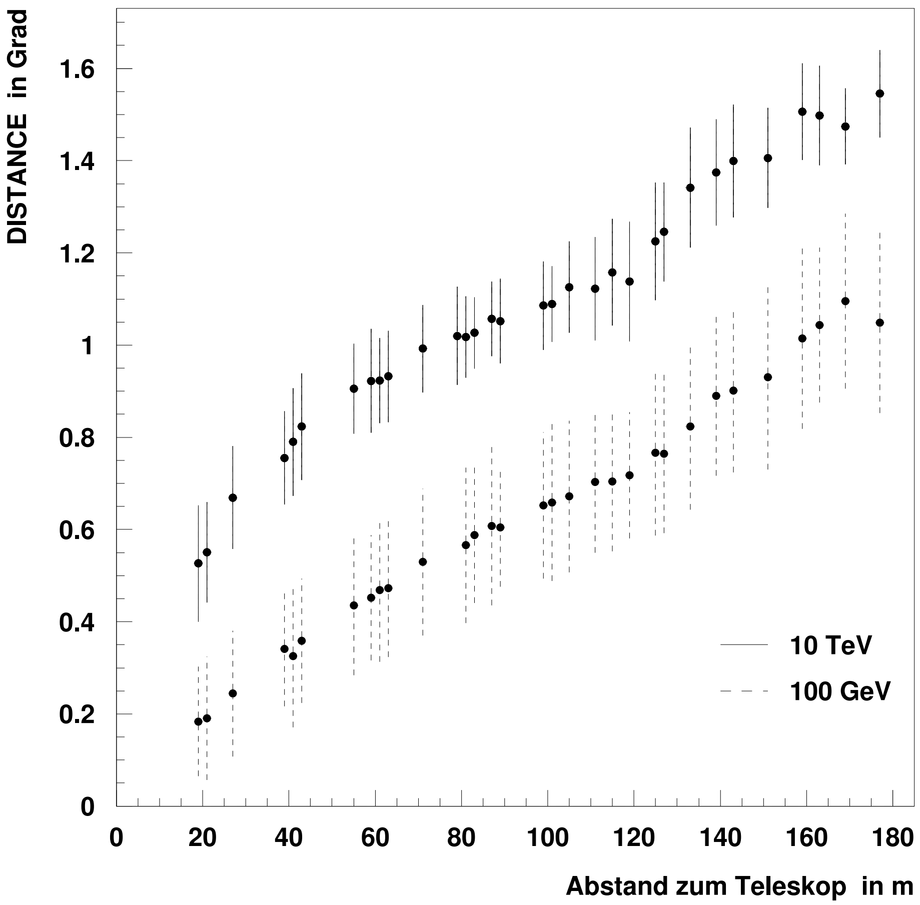


Abbildung 7.6: *Abhängigkeit des Parameters DISTANCE vom Abstand s_{Tel} zwischen dem Teleskop und dem Schauerauftreffpunkt bei γ-Schauern mit Primärenergien von 100 GeV und 10 TeV. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichungen der DISTANCE-Verteilung für den jeweiligen Abstand an.*

funktionale Verläufe, die zwischen den beiden eingezeichneten Beziehungen angeordnet sind.

Die Verschiebung der Kurven in Abhängigkeit von der Energie läßt sich verstehen, wenn beachtet wird, daß sich γ-Schauer kleinerer Primärenergie höher in der Atmosphäre entwickeln. Dies kann aus einem einfachen Modell für elektromagnetische Kaskaden bestimmt werden [Sok89]. Aus der Tatsache, daß der Cherenkov-Winkel ϑ_{Ch} in größeren Höhen deutlich kleiner ist, folgen somit auch die geringeren Werte des Hillas-Parameters DISTANCE bei 100 GeV.

Insgesamt ist eine deutliche Korrelation der Werte von DISTANCE und s_{Tel} erkennbar, wobei jedoch die recht ausgeprägten Schwankungen des Bildparameters selbst bei bekannter Primärenergie nur eine ungenaue Rekonstruktion des Abstandes erlauben. Ist die Energie des Schauers dagegen nicht vorgegeben, so liefert DISTANCE keine verwertbaren Aussagen. Dieses Verfahren zur Bestimmung des Abstandes ist daher nur bedingt verwendbar.

7.2.4 Rekonstruktion des Auftreffpunktes mit dem CT-System

Mit Hilfe der im Abschnitt 3.4 beschriebenen Methode kann der Auftreffpunkt der Schauerachse auf der Beobachtungsebene (engl.: „core position“) unter Verwendung eines CT-Systemes rekonstruiert werden. Aus der so bestimmten Position (x_{Reko}, y_{Reko}) können schließlich die für die Energieabschätzung erforderlichen Abstände s_{Tel} ermittelt werden.

Um einen Eindruck über die Leistungsfähigkeit des hier betrachteten CT-Systemes zu erhalten, werden für verschiedene Primärenergien alle durch den NNT und den MTT erfaßten γ-Schauer analysiert, bei denen das Berechnungsverfahren (vgl. Abschnitt 6.2.3) zu verwendbaren Ergebnissen geführt hat. In Abbildung 7.7 sind die Verteilungen der rekonstruierten Abstände

$$r_{\mathrm{Reko}} = \sqrt{{x_{\mathrm{Reko}}}^2 + {y_{\mathrm{Reko}}}^2}$$

zwischen dem Auftreffpunkt und dem Ursprung des Teleskop-Koordinatensystemes als Funktion der wirklichen Entfernung r_{Core} aufgetragen, die aus den Vorgaben der Simulation bekannt ist.

Für die Bestimmung von s_{Tel} sind die rekonstruierten Koordinaten der Auftreffposition erforderlich. Dennoch werden hier die radialen Entfernungen vom Zentrum des Teleskopsystemes verwendet, weil für die in dieser Untersuchung verwendeten Datensätze keine bedeutenden Unterschiede in den Häufigkeitsverteilungen der einzelnen Koordinaten auftreten.

Unter Berücksichtigung der statistischen Fehler der rekonstruierten Werte läßt sich für alle Energiewerte die Gerade $r_{\mathrm{Reko}} = r_{\mathrm{Core}}$ in die jeweiligen Diagramme einpassen. Daher kann die Abstandsbestimmung mit dieser Methode unabhängig von der Primärenergie durchgeführt werden, was für eine Verwendung bei der Energierekonstruktion notwendig ist.

Die Abbildung zeigt ferner eine ausgeprägte Abhängigkeit der Rekonstruktionsqualität von der Energie des primären γ-Quants. Die erheblich geringeren Schwankungen im TeV-Bereich lassen sich wiederum auf die größere Anzahl registrierter Cherenkov-Photonen und die damit reduzierten Fluktuationen bei der Auswertung der Kamerabilder zurückführen. Eine Betrachtung der Differenzen Δr von rekonstruiertem und wirklichem Abstand ergibt mit Ausnahme der relativ stark streuenden Werte für $E_\gamma = 100\,\mathrm{GeV}$ keine systematische Abweichung. In der folgenden Übersicht sind die mittleren Abweichungen für die untersuchten Energien zusammengefaßt:

Primärenergie E_γ	Abweichung Δr
100 GeV	33 m
500 GeV	14 m
1 TeV	7 m
10 TeV	3 m

Die betrachteten Schwankungen besitzen bei fester Energie keine signifikante Abhängigkeit vom wirklichen Abstand zum Auftreffpunkt. Bei größeren Entfernungen ist allerdings zu erwarten, daß die Rekonstruktion an Genauigkeit verliert, weil weniger Teleskope die

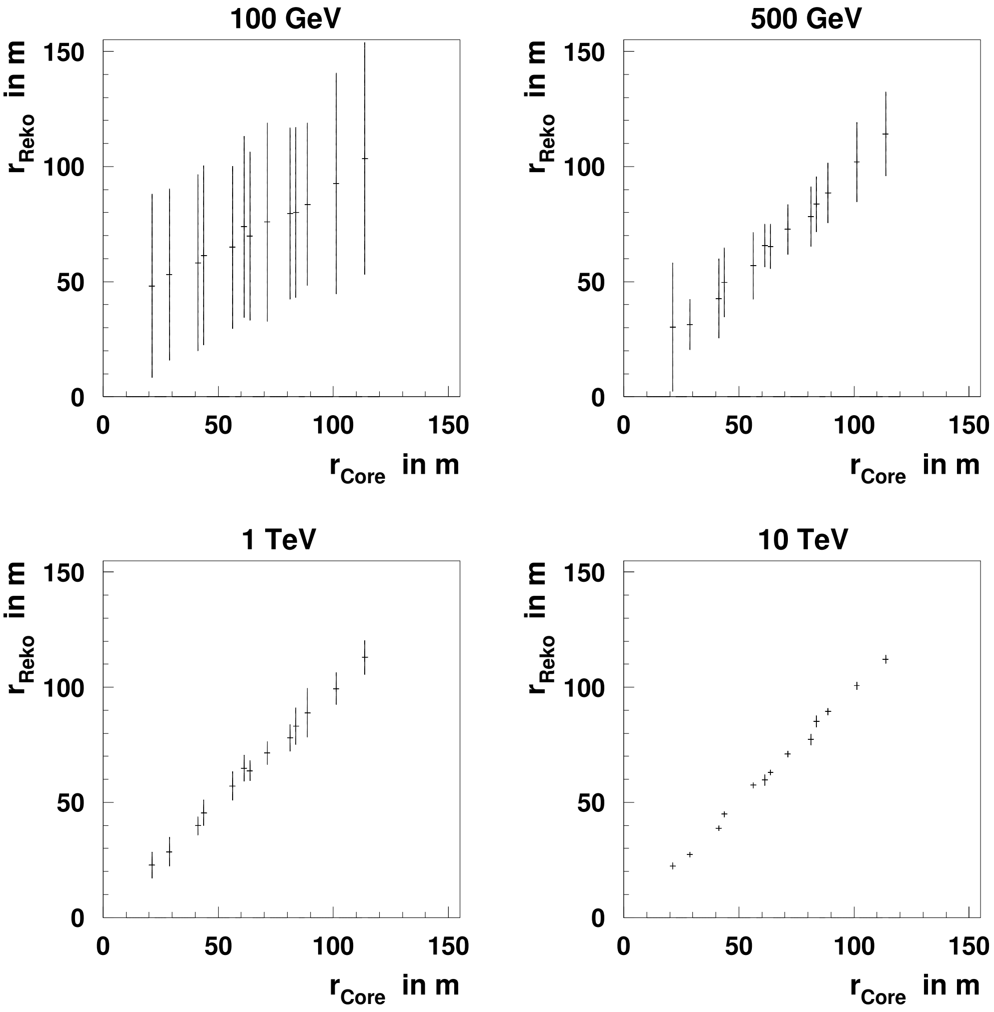


Abbildung 7.7: *Rekonstruierter Abstand r_{Reko} des Schauerauftreffpunktes mit statistischen Fehlern in Abhängigkeit vom wirklichen Abstand r_{Core} für verschiedene Primärenergien.*

Triggerbedingungen erfüllen und die Schnittwinkel der aus den Kamerabildern bestimmten Geraden kleiner werden.

Für das CT-System der HEGRA-Kollaboration wird von W. Hofmann unter der Bedingung $r_{\text{Core}} \leq 120\,\text{m}$ bei Schauern im TeV-Bereich eine Abweichung von 8 bis 10 m angegeben [Hof97c]. Somit zeigt sich, daß die in dieser Diplomarbeit untersuchte Teleskopanordnung mit ihren erheblich größeren Reflektoren eine bessere Rekonstruktion des Auftreffpunktes erlaubt.

Ein Vergleich der Genauigkeiten bei der Abstandsbestimmung mit Hilfe des Bildparameters DISTANCE und unter Verwendung eines Systemes von Cherenkov-Teleskopen zeigt deutlich die Vorteile der umfangreicheren Detektoranordnung.

7.2.5 Rekonstruktion der Primärenergie

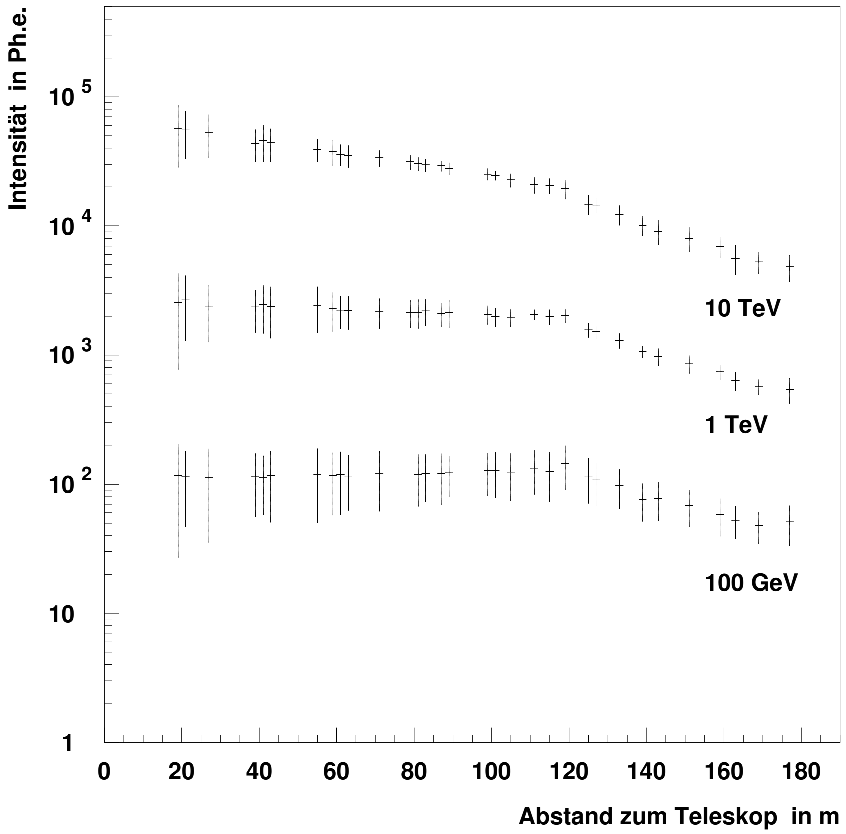


Abbildung 7.8: *Gesamtzahl aller von einer Kamera registrierten Photoelektronen als Funktion des Abstandes zwischen dem Auftreffpunkt und dem Teleskop für verschiedene Primärenergien. Die Fehlerbalken geben die statistischen Schwankungen der Intensitäten aller für den jeweiligen Abstand betrachteten γ-Schauer in Form der Standardabweichung an.*

Das Prinzip zur Rekonstruktion der Energie des primären Teilchens ist bereits im Abschnitt 3.3.2 beschrieben worden. Abbildung 7.8 zeigt für Schauer der Energien 100 GeV, 1 TeV und 10 TeV den Zusammenhang zwischen der Intensität des Kamerabildes und dem Abstand zwischen dem Teleskop und dem Auftreffpunkt. Als Datenbasis werden wiederum alle Ereignisse der Bibliothek verwendet, bei denen die Bedingungen für die beiden Triggerstufen erfüllt sind. Es zeigt sich, daß die Lichtmenge die erwartete starke Abhängigkeit von der Energie besitzt. Bis zu einer Distanz $s_{\mathrm{Tel}} \approx 120\,\mathrm{m}$ zeigt die Intensität der Kamerabilder dagegen nur eine geringe Korrelation mit dem Abstand s_{Tel}. Die Bedeutung einer genauen Abstandsbestimmung wird erst für größere Entfernungen des Auftreffpunktes deutlich, da hier ein starker Abfall der Gesamtzahl der Photoelektronen zu verzeichnen ist.

Insgesamt ergibt sich damit, daß das kalorimetrische Signal der Atmosphäre beim Einfall von γ-Quanten im (Sub-)TeV-Bereich mit dem betrachteten CT-System gut genutzt werden kann. Bei entsprechender Kalibrierung der Energie-Rekonstruktion ist eine hohe Genauigkeit mit einer unteren Energieschwelle $E_{\gamma,\mathrm{Thr}} \leq 100\,\mathrm{GeV}$ erreichbar.

7.3 Die zeitliche Struktur des Kamerabildes

In den bisherigen Analysen sind zeitintegrierte Kamerabilder untersucht worden, bei denen die Anzahl der pro Bildelement registrierten Cherenkov-Photonen über die gesamte Meßzeit des jeweiligen Teleskopes aufsummiert wird. Zusätzlich kann auch die zeitliche Entwicklung des Cherenkov-Lichtes einer Teilchenkaskade als Grundlage für die Klassifizierung der von einer Detektoranordnung registrierten Ereignisse dienen.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit ist eine Erweiterung des bestehenden Monte-Carlo-Systemes erstellt worden, die in den folgenden Abschnitten näher erläutert wird. Im Gegensatz zu dem im Kapitel 3.2.2 dargestellten „Pulse-Shape-Verfahren“ steht hier die zeitliche Struktur des gesamten Kamerabildes im Vordergrund. Insbesondere liegt diesem Teil der Untersuchungen die Motivation zugrunde, eine weitere unabhängige Methode zur Bestimmung des Abstandes s_{Tel} zwischen einem Teleskop und dem Schauerauftreffpunkt zu finden. Weiterhin ergeben sich Ansätze zu einer verbesserten Separation von γ- und hadron-induzierten Luftschauern.

7.3.1 Bestimmung zeitlich aufgelöster Kamerabilder

In der mit dem CORSIKA-Programm erstellten Schauer-Bibliothek enthält der Datensatz eines Cherenkov-Photons dessen Ankunftszeit t_{Ph} auf der Beobachtungsebene bezüglich des Zeitpunktes der ersten Wechselwirkung des primären Teilchens. Die Bedeutung dieser Zeitinformation bei der Verwendung von ideal abbildenden, isochronen Cherenkov-Teleskopen ist bereits im Abschnitt 6.1.1 erläutert worden.

Um nun ein zeitaufgelöstes Kamerabild zu erhalten, wird angenommen, daß neben der Abbildung durch den Reflektor auch der weitere Transport der Cherenkov-Photonen bis zur Registrierung der Photoelektronen isochron abläuft. Die Laufzeit der Photonen wird auf diese Weise nochmals um einen konstanten Wert additiv verlängert, der die zeitliche Struktur des Cherenkov-Lichtes nicht beeinflußt. Daher kann für jedes registrierte Photon unmittelbar der Wert t_{Ph} als Ankunftszeit des Signales verwendet werden.

Da elektronische Signale zeitlich nicht beliebig genau vermessen werden können, ist es sinnvoll, die Entwicklung des Kamerabildes bei einer festgelegten Gesamtmeßdauer in diskreten Schritten bestimmter Länge zu betrachten. Im Abschnitt 2.3.3 ist die zeitliche Länge t_{ges} des Cherenkov-Lichtblitzes eines Luftschauers mit $t_{\mathrm{ges}} < 10\,\mathrm{ns}$ abgeschätzt worden. Da sich insbesondere durch die Coulomb-Vielfachstreuung der geladenen Teilchen verhältnismäßig große Laufzeiten ergeben können, ist es zunächst notwendig, die Gültigkeit dieser Aussage anhand der zur Verfügung stehenden Monte-Carlo-Daten zu überprüfen. Hierzu ist die Zeitverteilung der Cherenkov-Photonen einiger γ-Schauer aus der Datenbank betrachtet worden. Abbildung 7.9 zeigt die Ankunftszeiten der Photonen auf der Beobachtungsebene für einen 1 TeV-γ-Schauer mit dem Auftreffpunkt $(60\,\mathrm{m}, 20\,\mathrm{m})$ auf der Teleskopebene. Der Wert $t = 0\,\mathrm{ns}$ bezeichnet hierbei den Zeitpunkt, zu dem das erste Photon eines Ereignisses eines der Teleskope erreicht. Verluste durch atmosphärische Einflüsse sowie durch die Abbildung im Teleskop sind hier nicht berücksichtigt. Es ist zu erkennen, daß der Lichtblitz im wesentlichen $t_{\mathrm{ges}} \approx 10\,\mathrm{ns}$ nach dem Eintreffen des jeweils ersten Photons auf dem Teleskop beendet ist. Eine nähere Betrachtung zeigt ferner, daß für die untersuchten, senkrecht einfallenden Schauer durch eine Begrenzung der Meßzeit auf 10 ns ein Anteil von deutlich weniger

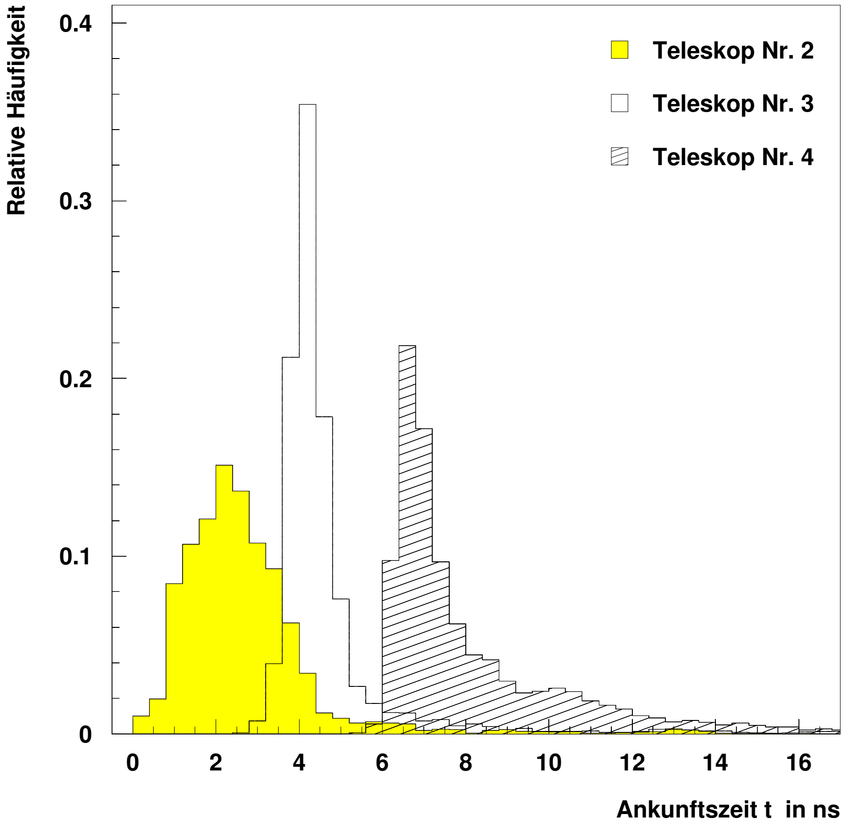


Abbildung 7.9: *Ankunftszeit t der Cherenkov-Photonen eines 1 TeV-γ-Schauers mit dem Auftreffpunkt (60 m, 20 m). Es werden die Teleskope CT2, CT3 und CT4 unterschieden, wobei $t = 0$ ns die früheste Ankunftszeit eines Photons bei diesem Schauerereignis bezeichnet.*

als 5 % der Cherenkov-Photonen verworfen wird. Angesichts der Verluste durch die Detektorkomponenten erscheint diese Abnahme tolerierbar. Für die Analyse der Zeitstruktur des Kamerabildes wird daher diese Integrationszeit festgelegt, die jeweils mit dem Eintreffen des ersten Cherenkov-Photons auf dem Teleskop beginnt.

Die gesamte Meßzeit eines Teleskopes wird für die folgenden Untersuchungen in zehn Intervalle einer Breite von 1 ns eingeteilt. Damit liefert die Summe von jeweils zehn aufeinanderfolgenden Einzelbildern das zeitlich integrierte Bild, dessen Auswertungen im vorangegangenen Abschnitt 7.2 beschrieben sind. Um eine solche Datenaufnahme elektronisch realisieren zu können, ist also neben einem sehr schnellen Trigger auch eine hohe Meßfrequenz notwendig, die eine Zeitauflösung von 1 ns gewährleistet. Die HEGRA-Teleskope arbeiten demgegenüber gegenwärtig mit Analog-Digital-Wandlern auf der Basis von 120 MHz [Dau97].

Um die Simulation des Lichtes am Nachthimmel an die zeitaufgelösten Kamerabilder anzupassen, wird weiterhin die durch diesen Einfluß bewirkte gesamte Anzahl von registrierten Photoelektronen für jedes Bildelement bestimmt. In diesem Fall kann eine Gleichverteilung dieser Pixeltreffer bezüglich der einzelnen Zeitintervalle angenommen werden, was durch eine entsprechende Zufallszahl realisiert wird.

7.3.2 Untersuchung der zeitlichen Struktur

Die Auswertung der in den Kamerabildern enthaltenen Zeitinformationen erfolgt in dem Monte-Carlo-Modul für die Bildanalyse. Um neben der Bestimmung der Bildparameter und der darauf basierenden Rekonstruktionen auch die Zeitbetrachtung durchführen zu können, ist die bestehende Routine nochmals erweitert worden.

Eine charakteristische Größe des zeitlichen Verlaufes ist das Intervall, in dem die meisten Photoelektronen von einem Bildelement registriert werden. Diesem Intervall kann eine typische Zeit $t_{\mathrm{max}} = 1, 2, 3, \ldots, 10\,\mathrm{ns}$ zugeordnet werden, wobei sich $t = 0\,\mathrm{ns}$ wiederum auf das Eintreffen des ersten Cherenkov-Photons in der Kamera bezieht. Der Größe t_{max} kann nun für jedes Pixel der Kamera bestimmt werden. Anhand eines Kamerabildes, in das die Werte $t_{i,\mathrm{max}}$ für alle $i = 1, \ldots, 271$ Pixel eingetragen werden, ist es möglich, einen Eindruck der zeitlichen Entwicklung zu erhalten. Ein Beispiel für dieses Verfahren gibt Abbildung 7.10. Hier ist ein senkrecht eingefallener 1 TeV-γ-Schauer mit einem Abstand von etwa 120 m zum Teleskop analysiert worden. Es ist deutlich zu erkennen, daß sich das Bild in diesem Fall von den inneren zu den äußeren Bereichen der Kamera aufgebaut hat. Daher haben diejenigen Cherenkov-Photonen als erste das Teleskop erreicht, die mit einem kleinen Winkelabstand zum Kamerazentrum in die Brennebene des Reflektors abgebildet worden sind, also einen kleinen Zenitwinkel besitzen. Aufgrund der Höhenabhängigkeit des Cherenkov-Winkels läßt sich aus dieser Tatsache folgern, daß das Cherenkov-Licht aus großen Höhen vor den nur wenig oberhalb des Observationsniveaus emittierten Photonen eintrifft. Dieses Ergebnis beschreibt das Gegenteil der im Abschnitt 2.3.3 angestellten Überlegung, nach der ein Detektor zunächst von dem Cherenkov-Licht aus den tiefer gelegenen Abschnitten der Teilchenspur (also unter größeren Winkeln zur optischen Achse) erreicht wird. Der Grund für dieses Resultat liegt in dem hier vorliegenden, verhältnismäßig großen Abstand des Teleskopes von der Schauerachse von 120 m.

Für die nähere Untersuchung dieses Effektes bei verschiedenen Energie- und Abstandswerten wird das im folgenden beschriebene Verfahren angewendet: Jedem Bildelement i wird wiederum die Zeit $t_{i,\mathrm{max}}$ zugeordnet. Da die zeitliche Entwicklung des Kamerabildes offenbar vom Abstand zum Ursprung der Winkelkoordinaten abhängt, wird die Kamera in einen inneren und einen äußeren Bereich eingeteilt. Infolge der hexagonalen Struktur wird der innere Kreis durch eine gewisse Anzahl von Pixelringen um das Kamerazentrum gebildet. Gemäß Abschnitt 7.2.3 entfernt sich der Schwerpunkt des Kamerabildes mit zunehmendem Abstand zwischen Teleskop und Schauerauftreffpunkt vom Ursprung der Winkelkoordinaten. Um dennoch zu gewährleisten, daß die Grenze zwischen innerem und äußerem Bereich nahezu durch den Bildschwerpunkt verläuft, wird der aus dem zeitintegrierten Bild bestimmte Parameter DISTANCE verwendet. Als größter Pixelring des inneren Kreises wird derjenige verwendet, dessen mittlerer Winkelradius die kleinste Abweichung von DISTANCE besitzt. Die Wahl eines zu kleinen inneren Bereiches kann bei dieser Methode dazu führen, daß die statistischen Fluktuationen einzelner Pixel die Untersuchung der Zeitstruktur verfälschen. Dieser Fall wird vermieden, indem als Randbedingung vorgegeben ist, daß mindestens die beiden ersten Ringe um das zentrale Bildelement zum Innenkreis gehören müssen. Die Analyse eines Ereignisses wird ferner abgebrochen, wenn in einem der beiden Bereiche kein Photoelektron registriert worden ist. Dieses Problem kann insbesondere bei Schauern mit sehr kleinem bzw. außerordentlich großem Abstand zum Teleskop auftreten. Ferner wird die

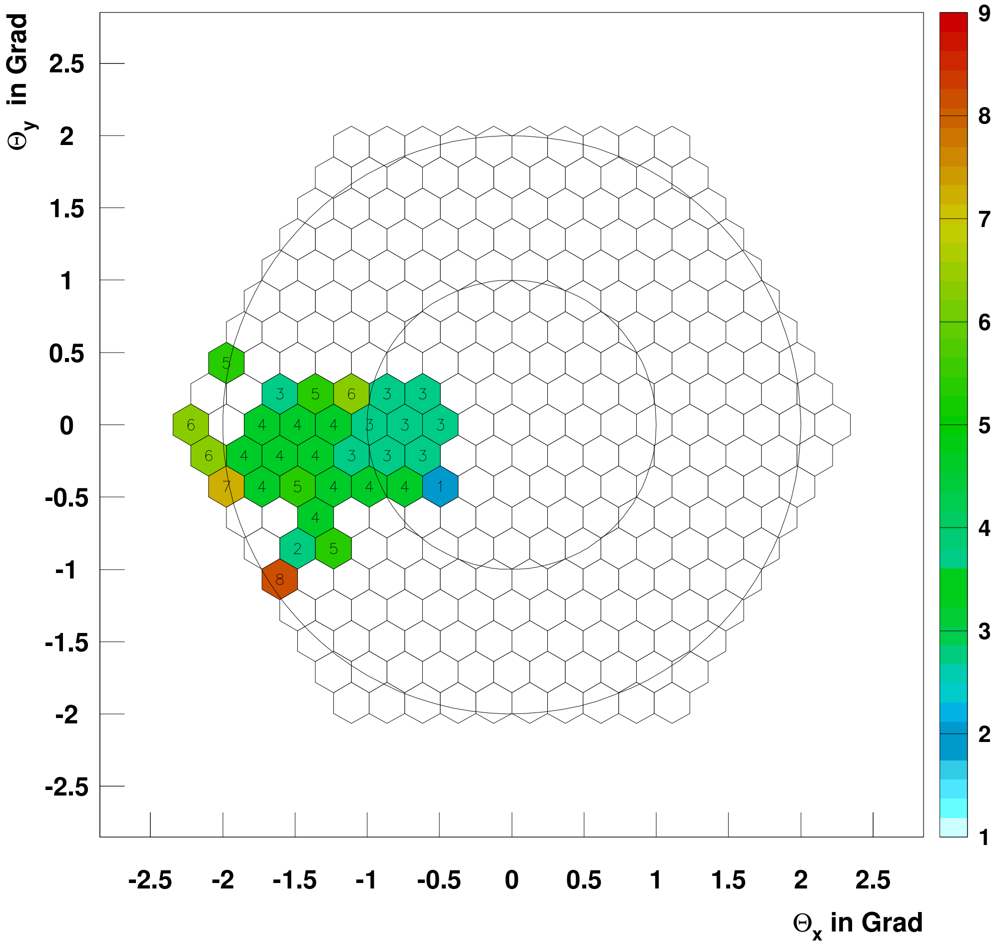


Abbildung 7.10: *Simuliertes Kamerabild eines senkrecht eingefallenen 1 TeV-γ-Schauers mit einem Abstand von etwa 120 m zum Teleskop. Die Zahlenwerte in den Bildelementen geben die zugehörige Zeit $t_{\max}$ in Nanosekunden desjenigen Intervalles an, in dem die meisten Photoelektronen von dem jeweiligen Pixel registriert wurden.*

Untersuchung der Zeitstruktur allgemein schwierig, wenn Ereignisse mit einer geringen Zahl von Photoelektronen registriert werden, was in der Nähe der Energieschwelle des Detektorsystemes der Fall ist.

7.3.3 Anwendung der Zeitdifferenzen zur Abstandsrekonstruktion

Nachdem das Kamerabild aufgeteilt ist, wird den beiden Gebieten jeweils die charakteristische Zeit t_{innen} bzw. $t_{\text{außen}}$ zugeordnet. Diese Werte werden aus dem Mittelwert der zu dem betrachteten Bereich gehörenden Größen $t_{i,\max}$ bestimmt. Hierbei sind die unterschiedlichen Bedeutungen stark und schwach beleuchteter Bildelemente dadurch berücksichtigt, daß ein mit den zeitintegrierten Pixeltreffern s_i gewichtetes Mittel verwendet wird. Damit kann nun die Differenz Δt der beiden Mittelwerte untersucht werden:

$$\Delta t = t_{\text{innen}} - t_{\text{außen}}$$

Als Datenbasis dienen alle γ-Schauer der Bibliothek, die die Kriterien für den NNT erfüllen. Mit dieser Grundlage werden nur Schauer analysiert, bei denen eine punktförmige Quelle direkt mit einem Teleskop beobachtet wird. Daher können keine Aussagen über das Verhalten der Zeitdifferenzen bei Ereignissen gemacht werden, die nicht im „On Source"-Betrieb registriert worden sind. In der Untersuchung werden einzelne Cherenkov-Teleskope verwendet, so daß jeder Schauer wiederum bis zu viermal in die Analyse eingehen kann. Aufgrund der statistischen Schwankungen treten hierbei jedoch auch in diesem Fall keine störenden Korrelationen zwischen den Teleskopen auf. Es zeigt sich, daß etwa 8 % aller Ereignisse verworfen werden müssen, weil einer der beiden Bereiche des Kamerabildes keine registrierten Photoelektronen enthält.

In Abbildung 7.11 sind die berechneten Zeitdifferenzen für verschiedene Primärenergien als Funktion des Abstandes zwischen dem Teleskop und dem Auftreffpunkt des Schauers dargestellt. Mit Ausnahme der kleinsten Energie von 100 GeV ist eine deutliche Beziehung zwischen Δt und s_{Tel} erkennbar. Bei geeignet gewählten Abständen sind also sowohl positive als auch negative Werte der Zeitdifferenz möglich. Der oben aufgezeigte Gegensatz im Vorzeichen von Δt besitzt damit eine Systematik. Mit der Ausnutzung dieser Zeitinformation steht also eine weitere, unabhängige Methode zur Bestimmung des Abstandes s_{Tel} bei einem einzelnen Cherenkov-Teleskop zur Verfügung. Die ebenfalls dargestellten statistischen Fluktuationen zeigen jedoch, daß die Rekonstruktion der Position des Auftreffpunktes mit einem CT-System erheblich genauer ist. Die hier beschriebene Methode kann demzufolge für die in dieser Arbeit untersuchte Detektoranordnung keine Verbesserung der Ortsauflösung bewirken.

Der charakteristische Verlauf der Zeitdifferenzen von positiven Werten über einen Nulldurchgang zwischen 80 und 100 m zu negativen Werten bei großen Abständen des Schauers läßt sich durch eine geometrische Betrachtung erklären. Unter der Verwendung eines „Einzelteilchenmodelles" ist in Abbildung 7.12 die Spur eines geladenen Teilchens dargestellt. Ein auf der Beobachtungshöhe z_0 befindliches Teleskop mit einem Abstand s_{Tel} vom Auftreffpunkt der Schauerachse empfängt zwei Cherenkov-Photonen (1) und (2). Die Emissionshöhe z_1 des Photons (1) wird als sehr groß angenommen, während das zweite Photon verhältnismäßig dicht oberhalb des Observationsniveaus in der Höhe z_2 erzeugt werden soll. Durch die Höhenabhängigkeit des Cherenkov-Winkels ergibt sich die in der Abbildung übertrieben gezeichnete Beziehung $\vartheta_2 > \vartheta_1$, durch die die beiden Photonen das Cherenkov-Teleskop erreichen können. Bei gleichem Azimutwinkel ergibt sich in der Kamera die in Figur 7.12 ebenfalls dargestellte Lage der Bildpunkte. Die Ankunftszeiten t_1 und t_2 der beiden Photonen können nun in Bezug auf einen gemeinsamen Ausgangspunkt des Schauers (beispielsweise die Emissionshöhe z_1) berechnet werden. Hierbei kann angenommen werden, daß sich das geladene Teilchen unter Vernachlässigung der Vielfachstreuung geradlinig mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 bewegt, während für die Photonenwege s_1 und s_2 die höhenabhängige Phasengeschwindigkeit $c_{\text{Ph}}(z) = c_0/n(z)$ zu verwenden ist. Die Laufzeit des Photons (1) ergibt sich unmittelbar aus der Wegstrecke s_1 und der Phasengeschwindigkeit $c_1(z)$. Dagegen setzt sich t_2 aus der Flugzeit des geladenen Teilchens zwischen den beiden Emissionspunkten z_1 und z_2 sowie der Laufzeit des Photons (2) entlang des Weges s_2 zusammen. Da stets

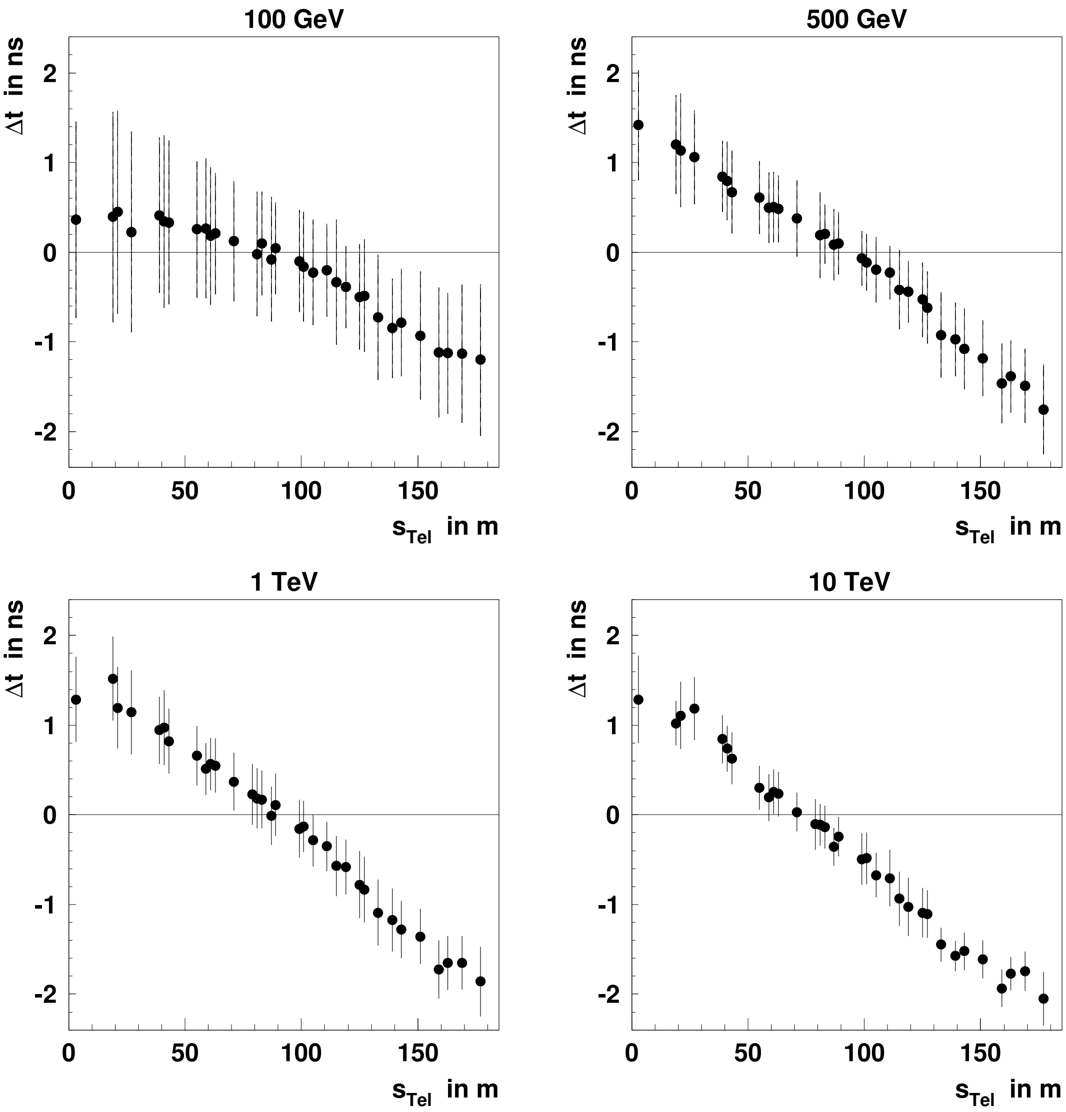


Abbildung 7.11: *Zeitdifferenzen zwischen innerem und äußerem Bereich der Kamera in Abhängigkeit vom Abstand s_{Tel} zwischen Teleskop und Schauerauftreffpunkt für γ-Schauer verschiedener Primärenergien. Die Fehlerbalken zeigen die statistischen Schwankungen der Δt-Verteilungen.*

die Beziehung $c_{\mathrm{Ph}}(z) < c_0$ gilt, trifft das Cherenkov-Photon (2) bei kleinen Abständen s_{Tel} zuerst ein. Damit ergibt sich im Kamerbild die Beziehung $\Delta t = t_1 - t_2 > 0$. Analog folgt für große s_{Tel}, daß die Laufzeit auf dem Weg s_1 im Verhältnis zur Summe der Zeiten auf den beiden anderen Strecken kürzer ist. Daher kehrt sich das Vorzeichen von Δt in diesem Fall um.

Die Bestimmung des Abstandes s_{Tel} mit Hilfe des Bildparameters DISTANCE (vgl. Abschnitt 7.2.3) deutet auf eine ausgeprägte Abhängigkeit von der Energie E_γ des primären γ-Quants hin. Um den Einfluß der Energie auf die hier untersuchten Zeitdifferenzen näher

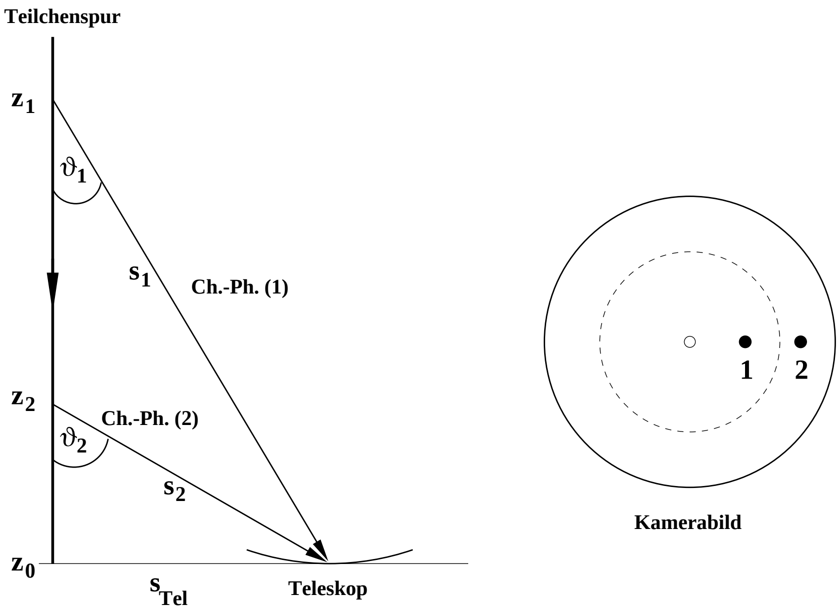


Abbildung 7.12: *Geometrische Verhältnisse in einem „Einzelteilchenmodell" eines Schauers zur Erläuterung der Abstandsabhängigkeit der Zeitdifferenzen in der Kamera. Die Bildpunkte der beiden Cherenkov-Photonen (1) und (2) in der Kameraebene sind im rechten Teil der Abbildung dargestellt, wobei der gestrichelte Kreis die Grenze zwischen innerem und äußerem Bereich symbolisiert.*

betrachten zu können, sind in Abbildung 7.13 die Mittelwerte der Δt-Verteilungen für die einzelnen Abstände bei verschiedenen Werten von E_γ aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Zeitdifferenzen mit steigender Energie zu kleineren Werten verschoben sind. Dieser Effekt macht sich besonders bei größeren Abständen bemerkbar. Allerdings ist diese Aussage aufgrund der in Abbildung 7.11 dargestellten großen Fluktuationen statistisch nicht aussagekräftig. Dennoch kann diese Tendenz dadurch erklärt werden, daß die Länge eines Schauers mit steigender Primärenergie zunimmt. Damit wächst in dem zuvor verwendeten einfachen Modell der Abstand zwischen den Emissionshöhen z_1 und z_2, was bei Schauern mit größerem Abstand zu einer entsprechenden Verschiebung der Zeitdifferenzen führt.

Da die Zeitdifferenzen für feste Abstände nicht signifikant von der Primärenergie abhängig sind, bietet dieses Verfahren also eine bessere Methode zur Abstandsrekonstruktion als die Verwendung des Parameters DISTANCE. In diesem Zusammenhang sei nochmals darauf hingewiesen, daß die Größe DISTANCE auch bei der Aufspaltung des Kamerabildes in einen inneren und einen äußeren Bereich verwendet wird. Der Parameter wird hier jedoch nur eingesetzt, um für eine weitgehend gleichmäßige Verteilung der registrierten Photoelektronen auf beide Bildbereiche zu sorgen. Untersuchungen der Zeitdifferenzen mit verschiedenen Vorschriften zur Bildaufteilung ohne DISTANCE führen im Prinzip zu vergleichbaren Aussagen.

Die Untersuchung der in der Datenbank enthaltenen Protonschauer liefert kein aussagekräftiges Ergebnis, da die Zeitdifferenzen bei den getriggerten Ereignissen aller untersuchten Abstandswerte sehr große Schwankungen aufweisen. Dies wird durch die größere Länge

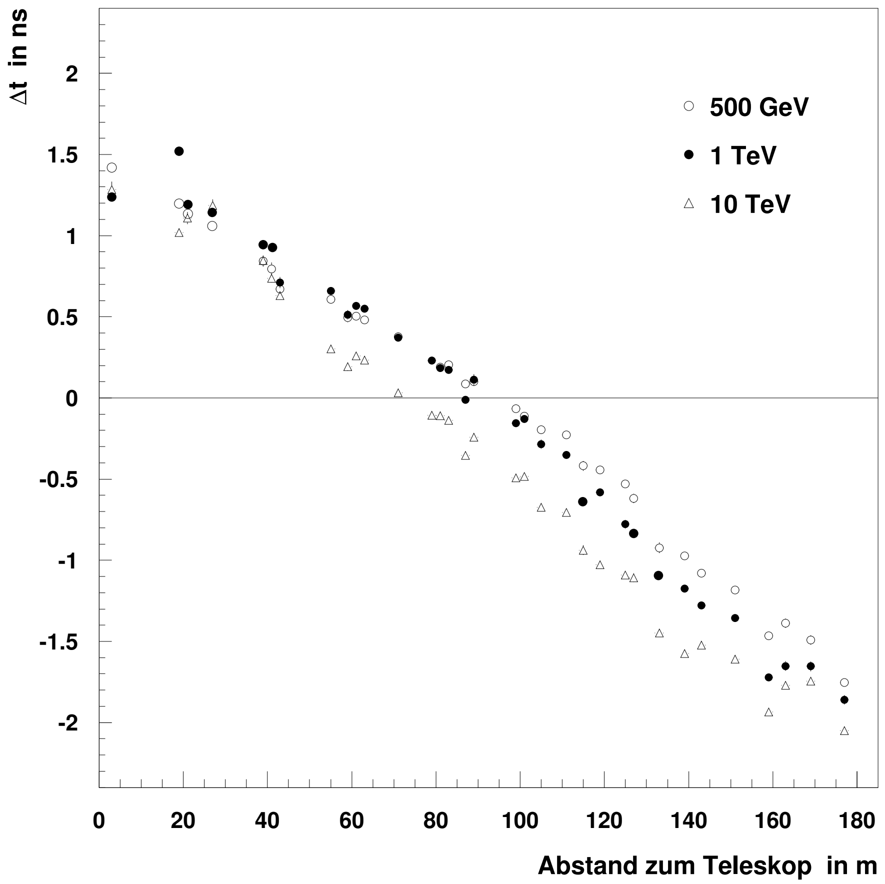


Abbildung 7.13: *Mittelwerte der Zeitdifferenzen als Funktion des Abstandes* s_{Tel} *zum Teleskop für* γ*-Schauer verschiedener Primärenergien.*

hadronischer Kaskaden und die statistisch fluktuierende Aufspaltung in elektromagnetische Subkaskaden bewirkt. Für weitergehende Untersuchungen ist daher eine größere Datenmenge hadroninduzierter Schauer notwendig.

7.3.4 Ansatzpunkte für weitere Untersuchungen der Zeitstruktur

Die Analyse der zeitlichen Struktur des Kamerabildes ist in dieser Arbeit nur für senkrecht einfallende γ-Schauer vorgenommen worden. Eine besondere Bedeutung der untersuchten Zeitdifferenzen könnte sich jedoch insbesondere bei Schauern mit großen Zenitwinkeln ergeben. Da die Entwicklung der Teilchenkaskade in diesem Fall in einem kleineren Höhenintervall verläuft, ist auch der Bereich der auftretenden Cherenkov-Winkel deutlich schmaler. Daher reduziert sich die Ausdehnung der Kamerabilder auf wenige Pixel, so daß die Analyse der Bildparameter weniger aussagekräftige Ergebnisse liefert. Die Zeitdifferenzen zwischen dem inneren und dem äußeren Bereich der Kamera bieten jedoch weiterhin eine Methode, mit der sich Rekonstruktionen von Schauerparametern durchführen lassen.

Aufgrund der breiteren Lateral- und Longitudinalverteilung von Hadronschauern sollte sich ferner eine Möglichkeit ergeben, γ- und hadroninduzierte Kaskaden auf der Grundlage der Zeitstruktur ihrer Kamerabilder zu unterscheiden. Auch hier liegt der Vorteil dieses Verfahrens vor allem bei Schauern, die unter größeren Zenitwinkeln einfallen, da die charakteristischen Unterschiede bei den Zeitdifferenzen deutlich ausgeprägter auftreten müßten.

Zum Abschluß dieses Kapitels sei auf mögliche Kombinationen der hier beschriebenen Methode mit weiteren Analysen der Zeitinformationen eines Schauers hingewiesen. Bei dem bereits dargestellten „Pulse-Shape-Verfahren“ wird die jeweilige Zeitstruktur der einzelnen Pixelsignale betrachtet, die die Grundlage für die hier untersuchten Zeitdifferenzen liefert. Deshalb sind die beiden Methoden in einem engen Zusammenhang zu sehen. Ferner kann bei einem CT-System für jedes Teleskop eine typische Ankunftszeit der Cherenkov-Photonen bestimmt werden. Beispielsweise ist es möglich, den Zeitpunkt des Maximums der Verteilung der Photonen-Ankunftszeiten zu wählen. Aus Abbildung 7.9 wird hierbei deutlich, daß diese Größen ebenfalls vom Abstand zum Auftreffpunkt des Schauers abhängen. Da der Abstand zwischen dem betrachteten Auftreffpunkt und dem Teleskop CT5 nahezu gleich der Distanz zum CT3 ist, ergibt sich in diesem Fall ein sehr ähnliches Histogramm. Deshalb ist die Zeitverteilung des CT5 aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt worden. Auch mit den Ankunftszeiten des Cherenkov-Lichtes auf den einzelnen Teleskopen kann somit eine Rekonstruktion wichtiger Schauerparameter durchgeführt werden.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Die Atmosphärische Cherenkov-Technik erlaubt es, auf der Basis einer kalorimetrischen Eigenschaft der Erdatmosphäre γ-Astronomie mit winkelabbildenden Cherenkov-Teleskopen zu betreiben. Eine der wesentlichen Anforderungen an zukünftige Experimente mit großflächigen Teleskopen ist die Senkung der unteren Energieschwelle, um die vorhandene Lücke im beobachtbaren Energiebereich zwischen satelliten- und erdgebundenen Detektoren zu schließen.

Das Ziel der vorliegenden Diplomarbeit bestand darin, auf der Basis von Monte-Carlo-Simulationen Eigenschaften eines Systemes aus großflächigen Cherenkov-Teleskopen zu untersuchen. Zur Simulation von Teilchenkaskaden in der Atmosphäre wird das vom Forschungszentrum Karlsruhe freundlicherweise zur Verfügung gestellte Programm CORSIKA verwendet. Da das Programm stetig weiterentwickelt wird, bestand nach verschiedenen Vorstudien die erste Aufgabe darin, ein flexibles Monte-Carlo-System mit einem modularen Aufbau bereitzustellen. Der bedeutende Vorteil des realisierten Sytstemes liegt in der Möglichkeit, die jeweils aktuelle Version des CORSIKA-Programmes sowie weitere technische Parameter und Datenanalysen problemlos integrieren zu können. Gemeinsam mit M. Gosch wurden drei Module erstellt, wobei das erste aus der nur geringfügig veränderten Version 5.20 von CORSIKA besteht. Nach seiner Ausführung stehen Cherenkov-Photonen eines Luftschauers bereit, die eines der untersuchten Teleskope getroffen haben. Das zweite Modul behandelt den Transport und die Abbildung dieser Photonen in die Brennebene der Reflektoren unter Berücksichtigung atmosphärischer und detektorspezifischer Einflüsse. Als Grundlage sind hierbei Programmteile verwendet worden, die in früheren Kieler Arbeiten erstellt wurden. Im dritten Modul erfolgt die Analyse der bereitgestellten, zeitintegrierten Kamerabilder. Neben der Berechnung der Bildparameter nach Hillas sind besonderere Schwerpunkte auf die Berücksichtigung eines zweistufigen Triggers sowie der mit einem CT-System möglichen Rekonstruktionen von Einfallsrichtung und Auftreffpunkt des Schauers gelegt worden.

Als zu untersuchende Detektoranordnung wurde ein aus fünf Cherenkov-Teleskopen bestehendes System gewählt. Während in dieser Arbeit ein System aus vier Teleskopen mit einem Spiegeldurchmesser von jeweils 10 m betrachtet wurde, ist es ferner ebenfalls möglich, die Eigenschaften verschiedener anderer Experimente zu simulieren. Auf diese Weise ist die im Institut vorliegende, in enger Zusammenarbeit mit M. Gosch und P. Schereika erstellte Luftschauer-Datenbank sehr flexibel nutzbar, was eine erhebliche Zeitersparnis für nachfolgende Arbeiten bedeutet.

Neben den sehr zeitaufwendigen Programmier- und Simulationsarbeiten bestand die Hauptaufgabe in der Untersuchung des Systemes aus vier großflächigen Cherenkov-Teleskopen. Es konnte gezeigt werden, daß die in den Bildelementen der hochauflösenden Teleskopkameras verwendeten Photomultiplier den wesentlichen Verlustfaktor beim Transport der Cherenkov-Photonen darstellen. Damit ist der Ansatz motiviert, in zukünfigen Experimenten neuartige Detektorelemente mit erheblich größerer Quanteneffizienz zum Einsatz zu bringen.

Weiterhin wurde ein Kriterium für die Separation von γ- und hadroninduzierten Ereignissen auf der Basis des Bildparameters ALPHA analysiert. Während im TeV-Bereich nahezu alle γ-Schauer registriert werden, nimmt dieser Anteil bei niedrigeren Energien ab. Bei 100 GeV werden schließlich nur noch etwa 40 % der photoninduzierten Schauer erfaßt, was allerdings deutlich über der Akzeptanz isotrop einfallender hadronischer Kaskaden liegt. Mit der Kombination verschiedener Separationsmethoden kann daher eine Energieschwelle von 100 GeV problemlos erreicht und eventuell unterschritten werden, was auch durch die Untersuchung der Energierekonstruktion bestätigt wird.

Die Winkelauflösung des betrachteten CT-Systemes liegt für verschiedene Energien des primären Photons typischerweise unterhalb von 0,1°. Hier konnte eine Übereinstimmung mit unabhängig erstellten Simulationsergebnissen für die in ihrer technischen Ausführung ähnliche Basiszelle des HESS-Teleskop-Projektes festgestellt werden.

Es wurden verschiedene Methoden untersucht, den für die Rekonstruktion der Energie des primären γ-Quants erforderlichen Abstand des Teleskopes vom Auftreffpunkt der Schauerachse zu bestimmen. Die höchste Genauigkeit ergibt sich unter Verwendung des gesamten CT-Systemes im TeV-Bereich. Es konnte gezeigt werden, daß die hier betrachteten Teleskope mit ihren erheblich größeren Spiegeln im Vergleich mit dem HEGRA-CT-System eine nochmals verbesserte Rekonstruktion erlauben.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde schließlich die zeitliche Struktur des Kamerabildes untersucht. Für diese Aufgabe wurden verschiedene Verfahren zur Auswertung der Zeitinformationen getestet, wobei eine umfangreiche Ergänzung der vorhandenen Simulationsmodule erforderlich war. Es konnte demonstriert werden, daß Differenzen zwischen den Ankunftszeiten der Photonen in einem inneren und einem äußeren Bereich der Kamera bestehen. Da Vorzeichen und Betrag dieser Differenzen vom Abstand des Teleskopes vom Auftreffpunkt der Schauerachse abhängen, ist so ein weiteres, unabhängiges Verfahren zur Rekonstruktion dieser Distanz gefunden worden. Ein Vorteil dieser Methode zeigt sich bei der Anwendung in einem einzelnen Cherenkov-Teleskop, da die Abstandsbestimmung auf der Grundlage der Zeitdifferenzen weitgehend unabhängig von der Primärenergie ist, während die Verwendung des Bildparameters DISTANCE eine deutliche Korrelation mit der Energie aufweist.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß mit dem neuen Kieler Monte-Carlo-System ein vielseitiges und besonders flexibles Instrument für die Simulation des Cherenkov-Lichtes ausgedehnter Luftschauer und dessen Beobachtung mit einem frei wählbaren System großflächiger Cherenkov-Teleskope zur Verfügung steht. Die Resultate der durchgeführten Analysen zeigen die zu erwartende große Leistungsfähigkeit von CT-Systemen mit Spiegeldurchmessern im Bereich von 10 m, wobei mit der Untersuchung der Zeitstruktur eine von der Bildparametrisierung unabhängige Methode zur Rekonstruktion wichtiger Schauerparameter vorliegt.

Kapitel 9

Ausblick

Da bei Aussagen von Simulationsrechnungen stets die verwendeten Voraussetzungen und Modelle berücksichtigt werden müssen, sind bei der zukünftigen Verwendung des Kieler Monte-Carlo-Systemes verschiedene Zusammenhänge gegebenenfalls detaillierter zu beachten. Da neben den Einfallswinkeln auch die Koordinaten der Auftreffpunkte der Cherenkov-Photonen auf der Beobachtungsebene bekannt sind, können die Auswirkungen einer realen Spiegelform analysiert werden. Aus Gründen der Zeitersparnis ist bislang nur eine ideale und isochrone Abbildung in die Brennebene realisiert worden. Ferner sind Effekte der Auswertungselektronik, beispielsweise ein Sättigungsverhalten der Analog-Digital-Wandler, noch nicht in die Detektorsimulation eingefügt worden.

Die in dem vorgegebenen Zeitrahmen dieser Diplomarbeit erstellte Datenbank enthält zu einem überwiegenden Anteil nur Cherenkov-Photonen senkrecht eingefallener γ-Schauer. Um jedoch weitergehende Untersuchungen zur γ-Hadron-Separation vornehmen zu können, ist ferner eine große Zahl von hadronischen Schauern notwendig.

Die hier durchgeführten Analysen der Zeitdifferenzen sind als Ausgangspunkt einer neuen Methode zur Datenauswertung im Kieler Monte-Carlo-System zu sehen. Im Abschnitt 7.3.4 wurden Ansatzpunkte erläutert, wie die Untersuchungen der Zeitstruktur weitergeführt werden können. Demnach sind bei Schauern mit einem großen Einfallswinkel zum Zenit ebenfalls wichtige Resultate für die Anwendung des Verfahrens zu erwarten. Die Beobachtung von γ-Quellen unter größeren Zenitwinkeln besitzt zudem allgemein eine große Bedeutung, um für statistische Untersuchungen interessanter astrophysikalischer Objekte eine genügend umfangreiche Datenmenge zusammenzutragen.

Als sehr wichtiges weiteres Ziel für zukünftige Arbeiten ist abschließend die Untersuchung anderer Verfahren zur Parametrisierung der zeitintegrierten Kamerabilder zu nennen. Die im Abschnitt 3.2.1 genannten verallgemeinerten Bildparameter können hierbei als Ausgangspunkt dienen.

Anhang A

Berechnung der Bildparameter

Die in der γ-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen üblich gewordenen Bildparameter werden seit der Vorstellung erster Ergebnisse aus Monte-Carlo-Simulationen durch A. M. Hillas auf der *International Cosmic Ray Conference* in La Jolla im Jahre 1985 auch „Hillas-Parameter“ genannt [Hil85].

Die hier verwendeten Formeln folgen mit ihren Variablen dem Bericht von T. C. Weekes et al. über die Beobachtung von γ-Strahlung aus der Richtung des Krebsnebels mit dem Whipple-Teleskop [Wee89].

Die Position des Mittelpunktes des i-ten Bildelementes in den Winkelkoordinaten der Bildebene wird mit (x_i, y_i) bezeichnet. Der Index i läuft hierbei von 1 bis zur Gesamtzahl N der Kamerapixel, wobei z. B. $N = 271$ im Fall der in dieser Arbeit betrachteten Cherenkov-Teleskope gilt. Die zugehörige Signalamplitude, also die Anzahl der registrierten Photoelektronen pro Pixel, wird mit s_i bezeichnet. Bei den im folgenden berechneten Momenten des Kamerabildes werden die Treffer eines Pixels jeweils auf dessen Mittelpunkt bezogen, so daß hier mit der Vernachlässigung der Pixelgröße ein kleiner Fehler in den Berechnungen in Kauf genommen wird.

Die Momente des Bildes werden mit Hilfe der folgenden Formeln berechnet:

$$
\begin{aligned}
<x> &= \frac{\Sigma_i\, s_i x_i}{\Sigma_i\, s_i} \\
<y> &= \frac{\Sigma_i\, s_i y_i}{\Sigma_i\, s_i} \\
<x^2> &= \frac{\Sigma_i\, s_i x_i^2}{\Sigma_i\, s_i} \\
<y^2> &= \frac{\Sigma_i\, s_i y_i^2}{\Sigma_i\, s_i} \\
<xy> &= \frac{\Sigma_i\, s_i x_i y_i}{\Sigma_i\, s_i}
\end{aligned}
$$

Für die Varianzen gilt mit diesen Momenten:

$$\begin{aligned}
{S_x}^2 &= <x^2> - <x>^2 \\
{S_y}^2 &= <y^2> - <y>^2 \\
S_{xy} &= <xy> - <x><y>
\end{aligned}$$

Mit der Hilfsgröße $d = {S_y}^2 - {S_x}^2$ lassen sich die Steigung a und der Achsenabschnitt b der durch die große Hauptachse der Ellipse definierten Geraden bestimmen:

$$\begin{aligned}
a &= \frac{d + \sqrt{d^2 + 4{S_{xy}}^2}}{2S_{xy}} \\
b &= <y> - a <x>
\end{aligned}$$

Schließlich lassen sich die in Abbildung 3.6 veranschaulichten Parameter berechnen, wobei eine weitere Hilfsgröße $a_0 = <y> / <x>$ verwendet wird:

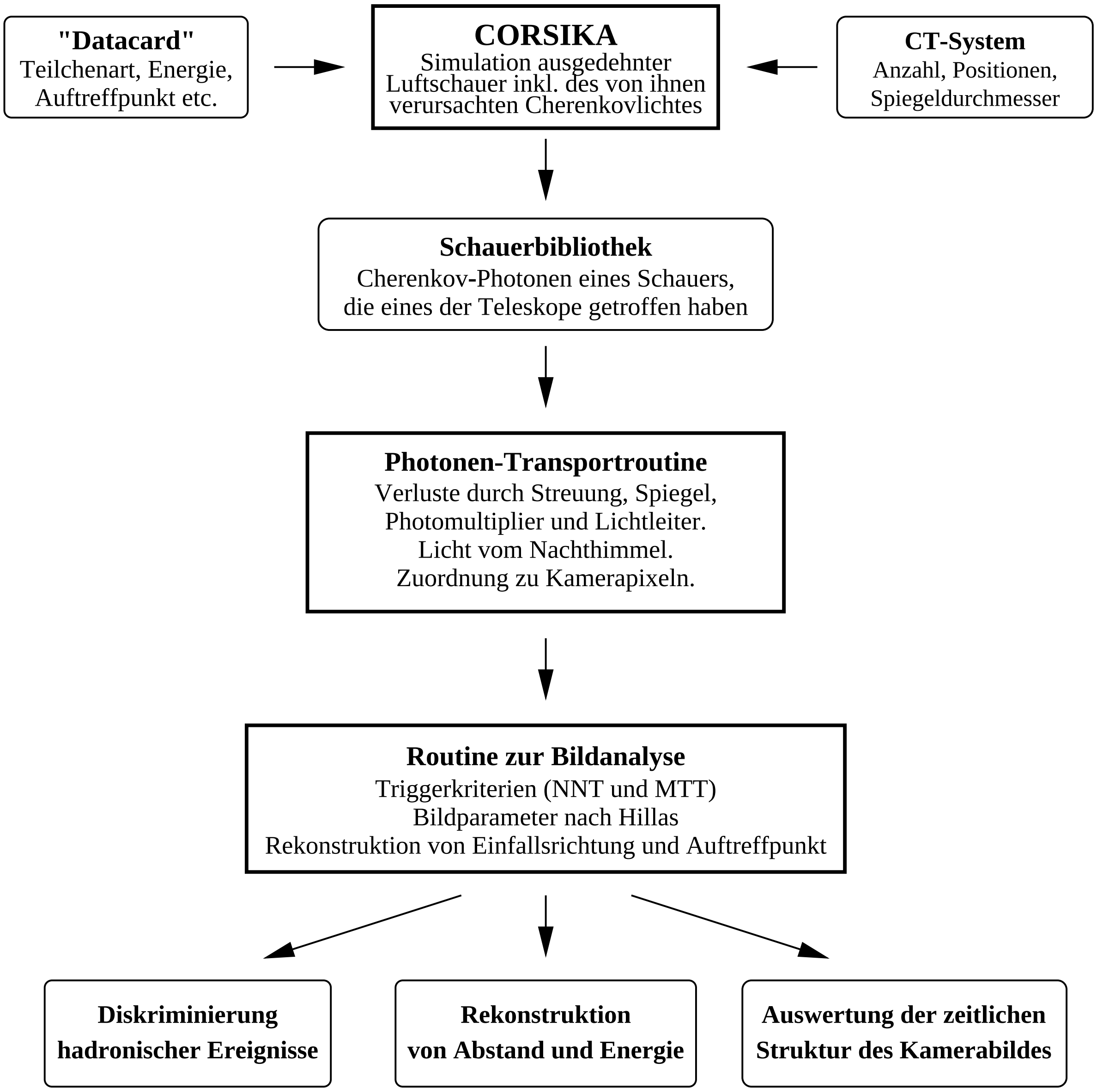
$$\begin{aligned}
\text{DISTANCE} &= \sqrt{<x>^2 + <y>^2} \\
\text{MISS} &= \left| \frac{b}{\sqrt{1+a^2}} \right| \\
\text{ALPHA} &= \frac{180°}{\pi} \arctan\left(\frac{a - a_0}{1 + a \cdot a_0}\right) \\
\text{WIDTH}^2 &= \frac{{S_y}^2 + a^2 {S_x}^2 - 2aS_{xy}}{1+a^2} \\
\text{LENGTH}^2 &= \frac{{S_x}^2 + a^2 {S_y}^2 + 2aS_{xy}}{1+a^2} \\
\text{AZWIDTH} &= \sqrt{\frac{|{S_y}^2 - 2a_0 S_{xy} + {S_x}^2 {a_0}^2|}{1 + {a_0}^2}} \\
\text{AZLENGTH} &= \text{AZWIDTH} \cdot \frac{\text{LENGTH}}{\text{WIDTH}}
\end{aligned}$$

Die Größe ALPHA ist hierbei in Grad angegeben und kann sowohl positive als auch negative Werte annehmen. Für die Separation von γ- und hadroninduzierten Schauern wird üblicherweise ein Schnitt bei kleinen Werten des Betrages von ALPHA verwendet. Aus Gründen der Vollständigkeit ist hier auch der Parameter AZLENGTH aufgeführt, der vergleichbar der Bedeutung von AZWIDTH ein Maß für die Länge der Bildellipse in Bezug auf die Richtung zum Koordinatenursprung darstellt. Es handelt sich hierbei lediglich um eine Kombination dreier anderer Größen.

Bei einer veränderten Skalierung der Kamera, also bei Anwendung einer Koordinatentransformation $x \mapsto \tilde{x} = c \cdot x$ und $y \mapsto \tilde{y} = c \cdot y$, vergrößern bzw. verkleinern sich die Bildparameter mit demselben Skalierungsfaktor c , wie durch Einsetzen der transformierten Größen $\tilde{x}$ und $\tilde{y}$ leicht zu zeigen ist. Die Geradensteigung a und der Parameter ALPHA bleiben bei dieser formtreuen Reskalierung unverändert, da sie lediglich relative Richtungen bezeichnen.

Anhang B

Ablauf der Monte-Carlo-Simulationen



Anhang C

Beispiel einer „Datacard“

RUNNR	1	Nummer der Simulation
EVTNR	1	Nummer des ersten Schauers
NSHOW	100	Anzahl der zu simulierenden Schauer
PRMPAR	1	Art des primären Teilchens (hier: γ-Quant)
ERANGE	1.E3 1.E3	Energiebereich des primären Teilchens (hier: fixiert auf 1 TeV)
THETAP	0. 0.	Zenitwinkel des primären Teilchens (hier: vertikaler Einfall)
PHIP	0. 360.	Azimutwinkel des primären Teilchens (hier: beliebig wegen des vertikalen Einfalls)
SEED	79 0 0	Saat für Pseudozufallszahlen
OBSLEV	2.2E5	Beobachtungshöhe (hier: 2200 m)
MAGNET	28.2 28.3	x- und z-Komponente der magnetischen Flußdichte $\vec{B}$ (hier: Werte für den Standort La Palma)
CERSIZ	1.	Bündelgröße der Cherenkov-Photonen (hier: 1 Photon, also minimal)
CWAVLG	300. 700.	Wellenlängenintervall der Cherenkov-Photonen (hier: 300 bis 700 nm)
CSCAT	1 4000. 0.	Position des Schauerauftreffpunktes (hier: 40 m in x-Richtung vom CT1 entfernt)
ELMFLG	F T	Modell für elektromagnetische Wechselwirkung (hier: EGS4)
GHEISH	T	Modell für Wechselwirkungen niederenergetischer Hadronen (hier: GHEISHA)
VENUS	T	Modell für Wechselwirkungen hochenergetischer Hadronen (hier: VENUS)
ECUTS	0.05 0.05 0.02 0.02	Energiegrenzen für Hadronen, Myonen, Elektronen bzw. Positronen und Photonen in GeV
STEPFC	1.0	Faktor für Wechselwirkungslänge der Vielfachstreuung
PLOTSH	T	Ausgabe der Spuren aller Teilchen der Kaskade
EXIT		Ende der „Datacard“

Abbildungsverzeichnis

2.1 *Chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Vergleich zur Häufigkeit der Elemente im Sonnensystem [Wie94]* . . . 4
2.2 *Schematische Darstellung eines Aktiven Galaktischen Kernes [Dec97]* . . . 7
2.3 *Schematische Darstellung einer elektromagnetischen Kaskade* . . . 9
2.4 *Schematische Darstellung der Komponenten eines hadroninduzierten Luftschauers [All84]* . . . 12
2.5 *Polarisation eines dielektrischen Mediums durch ein hindurchfliegendes geladenes Teilchen (nach [Köh95])* . . . 13
2.6 *Geometrie der kegelförmigen Strahlungsfront beim Cherenkov-Effekt* . . . 14
2.7 *Emissionswinkel der Cherenkov-Photonen in Abhängigkeit vom Lorentzfaktor γ des auslösenden geladenen Teilchens* . . . 17
2.8 *Anzahl der emittierten Cherenkov-Photonen pro Meter Flugstrecke des auslösenden einfach geladenen Teilchens in Abhängigkeit vom Lorentzfaktor γ* . . . 18
2.9 *Darstellung des Cherenkov-Lichtes eines ausgedehnten Luftschauers* . . . 20
2.10 *Laterale und longitudinale Entwicklung der elektromagnetischen Kaskaden eines Proton- und eines γ-Schauers bei $E = 1$ TeV* . . . 23
2.11 *Differentielle Photonendichte $d\varrho_{\mathrm{Ph}}/d\lambda$ als Funktion der Wellenlänge λ* . . . 25

3.1 *Schematische Darstellung des Beobachtungsprinzipes der Abbildenden Cherenkov-Technik [Sta88]* . . . 28
3.2 *Projektion des Cherenkov-Lichtes eines Luftschauers in die Brennebene eines Cherenkov-Teleskopes* . . . 29
3.3 *Darstellung des Kamerabildes für die Photonen aus Abbildung 3.2* . . . 30
3.4 *Simuliertes ideales Kamerabild eines 1 TeV-γ-Schauers* . . . 32
3.5 *Kamerabild des 1 TeV-γ-Schauers aus Abbildung 3.4 unter Berücksichtigung atmosphärischer Einflüsse bei der Verwendung einer 271-Pixel-Kamera* . . . 33
3.6 *Parametrisierung des Cherenkov-Lichtfleckes durch die Bildgrößen nach Hillas [Hil85]* . . . 34
3.7 *Simuliertes ideales Kamerabild eines 2 TeV-Protonschauers* . . . 37
3.8 *Rekonstruktion der Schauereinfallsrichtung mit Hilfe eines Systemes aus zwei Cherenkov-Teleskopen* . . . 40

4.1 *Anordnung der vier verschiedenen Detektorkomponenten auf dem HEGRA-Gelände [Ulr96]* . . . 42

5.1 *Räumliche Anordnung des CT-Systemes für die Simulationen* . . . 53

5.2 *Anordnung der Auftreffpunkte der simulierten Schauer im Koordinatensystem des verwendeten CT-Systemes* . . . 56

6.1 *Spiegelreflektivität als Funktion der Wellenlänge* . . . 59
6.2 *Zenitwinkelverteilung der Cherenkov-Photonen eines senkrecht eingefallenen 1 TeV-γ-Schauers* . . . 61
6.3 *Quantenausbeute der verwendeten Photomultiplier als Funktion der Wellenlänge* . . . 62
6.4 *Ansprechwahrscheinlichkeit eines einzelnen Cherenkov-Teleskopes mit einem Next-Neighbour-Trigger* . . . 66
6.5 *Triggerraten eines einzelnen Teleskopes und eines Systemes aus zwei Teleskopen als Funktion der Triggerschwelle pro Kamerapixel [Dau97]* . . . 67

7.1 *Abschwächung des Cherenkov-Spektrums für einen 1 TeV-γ-Schauer* . . . 70
7.2 *Häufigkeitsverteilung des Betrages von ALPHA für γ-Schauer einer Energie von 300 GeV* . . . 72
7.3 *Mittelwerte des Betrages von ALPHA für γ-Schauer der Energie 300 GeV* . . . 73
7.4 *Qualitätsfaktor der Auswahlbedingung ALPHA $\leq 10°$ in Abhängigkeit von der Energie des primären Photons* . . . 74
7.5 *Winkelauflösung Θ_r des CT-Systemes für verschiedene Primärenergien* . . . 76
7.6 *Abhängigkeit des Parameters DISTANCE vom Abstand s_Tel bei γ-Schauern mit Primärenergien von 100 GeV und 10 TeV* . . . 77
7.7 *Rekonstruierter Abstand r_Reko des Schauerauftreffpunktes in Abhängigkeit vom wirklichen Abstand r_Core für verschiedene Primärenergien* . . . 79
7.8 *Gesamtzahl aller von einer Kamera registrierten Photoelektronen als Funktion des Abstandes s_Tel für verschiedene Primärenergien* . . . 80
7.9 *Ankunftszeit t der Cherenkov-Photonen eines 1 TeV-γ-Schauers* . . . 82
7.10 *Simuliertes Kamerabild eines 1 TeV-γ-Schauers mit Angaben zur Zeitentwicklung* . . . 84
7.11 *Zeitdifferenzen zwischen innerem und äußerem Bereich der Kamera in Abhängigkeit vom Abstand s_Tel für verschiedene Primärenergien* . . . 86
7.12 *Geometrische Verhältnisse in einem „Einzelteilchenmodell“ eines Schauers zur Erläuterung der Abstandsabhängigkeit der Zeitdifferenzen in der Kamera* . . . 87
7.13 *Mittelwerte der Zeitdifferenzen als Funktion des Abstandes s_Tel für verschiedene Primärenergien* . . . 88

Literaturverzeichnis

[Aha97] F. A. Aharonian et al.
The Potential of Ground Based Arrays of Imaging Atm. Cherenkov Telescopes
Astroparticle Physics **6** (1997) 343

[Akh97] A. Akhperjanian, V. Sahakian
On Visualization of Patterns Detected by Imaging Atm. Cherenkov Telescopes
Interne HEGRA-Mitteilung, zur Veröffentlichung in *Astroparticle Physics*, 1997

[All84] O. C. Allkofer et al.
Cosmic Rays on Earth
Physik Daten **25-1**, Fachinformationszentrum Karlsruhe, 1994

[And33] C. D. Anderson
The Positive Electron
Phys. Rev. **43** (1933) 491

[Bar96] R. M. Barnett et al.
Review of Particle Physics
Phys. Rev. **D54** (1996) 1

[Bar98] J. A. Barrio et al.
The MAGIC Telescope, Design Study for the Construction of a 17 m Cherenkov Telescope for Gamma-Astronomy above 10 GeV
Preprint MPI-PhE/98-5, Max-Planck-Institut für Physik, München, 1998

[Bed95] W. Bednarek et al.
Production of Gamma-Rays in Blazars by Electrons accelerated in the Jet
Proc. 24th Internat. Cosmic Ray Conf. (Rome) **2** (1995) 295

[Ben89] G. Benassi (Hrsg.)
CERN Program Library
CERN Program Library Section, 1989

[Ber87] L. Bergmann, C. Schaefer
Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III, Optik
Walter-de-Gruyter-Verlag, Berlin, New York, 1987

[Bla87] R. Blandford, D. Eichler
Particle Acceleration at Astrophysical Shocks: A Theory of Cosmic Ray Origin
Phys. Rep. **154** (1987) 1

[Bul98] N. Bulian et al.
Characteristics of the Multi-Telescope Coincidence Trigger of the HEGRA IACT System
Astroparticle Physics **8** (1998) 223

[Che34] P. A. Cherenkov
Dokl. Akad. Nauk SSSR **2** (1934) 451

[Coc61] G. Coconni
Extensive Air Showers
In: S. Flügge, *Handbuch der Physik*, Band XLVI/1
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1961

[Dau97] A. Daum et al.
First Results on the Performance of the HEGRA IACT Array
Astroparticle Physics **8** (1997) 1

[Dec97] T. Deckers
Messung von hochenergetischer γ-Strahlung aus der Richtung des Krebsnebels und der aktiven Galaxie Markarian 501 mit einem Cherenkov-Teleskop
Dissertation, Math.-Nat. Fakultät der Universität Kiel, 1997

[Flü67] S. Flügge
Handbuch der Physik, Band XLVI/2
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1967

[For78] R. L. Ford, W. R. Nelson
The EGS Code System: Computer Programs for the Monte Carlo Simulation of Electromagnetic Cascade Showers (Version 3)
SLAC-Report **210** (1978)

[Fra37] I. Frank, I. Tamm
Dokl. Akad. Nauk SSSR **14(3)** (1937) 109

[Gai90] T. K. Gaisser
Cosmic Rays and Particle Physics
Cambridge University Press, 1990

[Gos98] M. Gosch
Simulationsrechnungen zur Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Spiegelfläche und Winkelauflösung bei Cherenkov-Teleskopen
Diplomarbeit, Inst. f. Experimentelle u. Angewandte Physik, Universität Kiel, 1998

[Gri71] J. E. Grindlay
New Studies of Cherenkov Radiation in Extensive Air Showers
Il Nuovo Cimento **2B** (1971) 119

[Hal96] F. Halzen
Status of the AMANDA South Pole Neutrino Detector
Verhandlungen des „International Workshop on Aspects of Dark Matter in Astrophysics and Particle Physics “, Heidelberg, 1996
Internet: http://area51.berkeley.edu/manuscripts/9611014-halzen-96status.ps.gz

[Hau96] A. Haungs
Teilchenverteilungen im Zentrum hochenergetischer ausgedehnter Luftschauer als Informationsquelle für die Natur des primären Teilchens
Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA-Report 5845 (1996)

[Hec74] E. Hecht, A. Zajac
Optics
Addison-Wesley-Verlag, Reading, 1974

[Hec98] D. Heck et al.
CORSIKA: A Monte Carlo Code to simulate Extensive Air Showers
Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA-Report 6019 (1998)

[Hee90] D. W. Heermann
Computer Simulation Methods in Theoretical Physics
Springer-Verlag, Berlin, 1990

[Hes12] V. F. Hess
Observations of the penetrating radiation on seven balloon flights
Physik. Zeitschr. **13** (1912) 1084

[Hil85] A. M. Hillas
Cherenkov Light Images of EAS by Primary Gamma Rays and by Nuclei
Proc. 19th Internat. Cosmic Ray Conf. (La Jolla) **3** (1985) 445

[Hil96] A. M. Hillas
Differences between Gamma-Ray and Hadronic Showers
Space Science Reviews **75** (1996) 17

[Hof97a] W. Hofmann et al.
Conceptual Design of the System Telescopes
HESS - Letter of Intent, Appendix B (1997)
Internet: http://eu6.mpi-hd.mpg.de/HESS/hessfiles/system.ps.gz

[Hof97b] W. Hofmann
HESS - An Array of Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes for Stereoscopic Observations of Air Showers in the 100 GeV Energy Range
Kruger Park National Workshop "Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector - V", 1997
Internet: http://eu6.mpi-hd.mpg.de/HESS/hessfiles/kruger-hess.ps.gz

[Hof97c] W. Hofmann
Measuring γ-Ray Energy Spectra with the HEGRA IACT System
Kruger Park National Workshop "Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector - V", 1997
Internet: http://eu6.mpi-hd.mpg.de/CT/talks/wh-energy.ps.gz

[Hor97] D. Horns
Untersuchung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Primärstrahlung von $3 \cdot 10^{14}$ eV bis 10^{16} eV
Diplomarbeit, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1997

[Hul81] H. C. van de Hulst
Light Scattering by Small Particles
Dover Publications Inc., New York, 1981

[Jac82] J. D. Jackson
Classical Electrodynamics
J.-Wiley-Verlag, New York, 1982

[Jag92] O. C. de Jager, A. K. Harding
The expected High-Energy to Ultra-High-Energy Gamma-Ray Spectrum of the Crab Nebula
Astrophys. Journal **396** (1992) 161

[Jel58] J. V. Jelley
Cherenkov Radiation and its Application
Pergamon Press, London, 1958

[Kar95] A. Karle et al.
Design and Performance of the angle integrating Cherenkov Array AIROBICC
Astroparticle Physics **3** (1995) 321

[Kir94] O. Kirstein
Simulationsrechnungen zur Unterscheidung verschiedener Primärteilchen der kosmischen Strahlung mit einem System von Cherenkov-Teleskopen
Diplomarbeit, Institut f. Reine und Angewandte Kernphysik, Universität Kiel, 1994

[Kna97] J. Knapp, D. Heck
Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide, Version 5.20
Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Karlsruhe, 1997

[Köh95] C. Köhler
Optimierung des Triggers für ein Abbildendes Cherenkov-Teleskop
Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 1995

[Köh96] C. Köhler et al.
Trigger Conditions and Effective Areas of Imaging Air Cherenkov Telescopes
Astroparticle Physics **6** (1996) 77

[Koh95] A. Kohnle
Rekonstruktion von Luftschauern aus Simultanbeobachtungen mit den zwei HEGRA-Cherenkov-Teleskopen
Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 1995

[Lam95] R. C. Lamb et al.
GRANITE III: The Upgrade of the Whipple Imaging Air Cherenkov Detectors
Proc. 4th Int. Workshop "Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector", Padua (1995) 386

[Lin94] A. Lindner
Grundkurs Theoretische Physik
Teubner-Verlag, Stuttgart, 1994

[Lor96] E. Lorenz
The MAGIC Telescope Project for Gamma Ray Astronomy in the 15 to 300 GeV Energy Range
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **48** (1996) 494

[Mar95] S. Martinez et al.
Monte Carlo simulation of the HEGRA cosmic ray detector performance
Nucl. Instr. Meth. A **357** (1995) 567

[Mir94] R. Mirzoyan, E. Lorenz
Measurement of the Night Sky Light Background at La Palma
Preprint MPI-PhE/94-35, Max-Planck-Institut für Physik, München, 1994

[Mül92] N. Müller
Simulationsrechnungen für ein System von Cherenkov-Teleskopen
Diplomarbeit, Institut f. Reine und Angewandte Kernphysik, Universität Kiel, 1992

[Ned38] S. H. Neddermeyer, C. D. Anderson
Cosmic-Ray Particles of Intermediate Mass
Phys. Rev. **54** (1938) 88

[Nel85] W. R. Nelson et al.
The EGS4 Code System
SLAC-Report **265** (1985)

[Per82] D. H. Perkins
Introduction to High Energy Physics
Addison-Wesley-Verlag, London, 1982

[Riv97] M. Rivoal
The CAT Imaging Telescope
Proc. 25th Internat. Cosmic Ray Conf. (Durban) **5** (1997) 89

[Roe92] W. Roedel
Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre
Springer-Verlag, Berlin, 1992

[Roh96] W. Rhode et al.
Design and Performance of the Lead-Concrete Geiger Tower Array within the HEGRA-Experiment
Nucl. Instr. Meth. A **378** (1996) 399

[Sam83] M. Samorski, W. Stamm
Detection of $2 \cdot 10^{15}$ *to* $2 \cdot 10^{16}$ *eV Gamma Rays from Cyg-X3*
Ap. J. Letters **268** (1983) L17

[Sch98a] P. Schereika
Simulationsrechnungen für ein großes Cherenkov-Teleskop mit hochauflösender Kamera
Diplomarbeit, Inst. f. Experimentelle u. Angewandte Physik, Universität Kiel, 1998

[Sch98b] V. Schönfelder
Gammastrahlung aus dem Kosmos
Phys. Bl. **54** (1998) 325

[Sok89] P. Sokolsky
Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics
Frontiers in Physics **76**, Addison-Wesley-Verlag, 1989

[Sta88] W. Stamm
VHE and UHE Gamma Ray Observations by Ground Based Detectors
In: M. M. Shapiro, J. P. Wefel (Hrsg.), *Genesis and Propagation of Cosmic Rays*
D. Reidel Publishing Company, 1988

[Ste83] A. A. Stepanian et al.
Bull. Crimea Astrophysics Observatory **66** (1983) 234

[Str37] J. C. Street, E. C. Stevenson
New Evidence for the Existence of a Particle of Mass intermediate between the Proton and Electron
Phys. Rev. **52** (1937) 1003

[Ulr96] M. Ulrich
Eine neue Bildanalysemethode für Abbildende Atmosphärische Cherenkov-Teleskope und die zweidimensionale Richtungsrekonstruktion von TeV-Photonen des Krebs-Nebels
Dissertation, Nat.-Math. Gesamtfakultät, Universität Heidelberg, 1996

[USC76] U. S. Commitee on Extension to the Standard Atmosphere (COESA)
U. S. Standard Atmosphere
U. S. Government Printing Office, Washington D.C., 1976

[Wee89] T. C. Weekes et al.
Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula using the Atmospheric Cherenkov Imaging Technique
Astrophys. Journal **342** (1989) 379

[Wee97a] T. C. Weekes et al.
Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System (VERITAS)
Smithsonian Astrophysical Observatory, 1997
Internet: http://egret.sao.arizona.edu/vhegra/vhegra.html

[Wee97b] T. C. Weekes et al.
VERITAS: Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System
Proc. 25th Internat. Cosmic Ray Conf. (Durban) **5** (1997) 173

[Wie94] B. Wiebel
Chemical Composition in High Energy Cosmic Rays
Preprint WUB 94-08, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1994

[Wil97] M. Willmer
Suche nach Quellen von γ-Strahlung mit Energien oberhalb von 28 TeV mit der Szintillationszählermatrix des HEGRA-Experimentes
Dissertation, Math.-Nat. Fakultät der Universität Kiel, 1997

[Wul95] B. Wulf
Simulationsrechnungen für ein System von Cherenkov-Teleskopen zur Unterscheidung der Primärteilchen der kosmischen Strahlung
Diplomarbeit, Institut f. Reine und Angewandte Kernphysik, Universität Kiel, 1995

Danksagung

Für die Vergabe des sehr interessanten Themas und die intensive Betreuung dieser Diplomarbeit möchte ich Herrn Dr. habil. W. Stamm herzlich danken. Die vielen Stunden wertvoller Diskussionen über physikalische, aber auch weniger physikalische Themen waren stets ein unverzichtbarer Leitfaden auf dem manchmal recht unübersichtlichen Weg zu den nun vorliegenden Resultaten.

Ohne die besonders intensive Zusammenarbeit mit Mario Gosch wäre die Fertigstellung dieser Arbeit unmöglich gewesen. Die unzähligen Stunden gemeinsamen Nachdenkens über die physikalischen Zusammenhänge, die Bewältigung anfangs unlösbar erscheinender Programmierprobleme und die gegenseitige Hilfe bei allen kleinen Aufgaben des Alltags haben erst die Fortschritte ermöglicht, die alleine undenkbar gewesen wären. Hierfür sei Mario sehr herzlich gedankt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. W.-D. Dau, der nicht nur meine ersten Schritte auf dem Gebiet der Hochenergiephysik sehr tatkräftig unterstützt hat.

Für die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanke ich mich bei Thorsten Deckers, Gerhard Rauterberg, Peter Schereika und Martin Willmer, die mir bei vielen kleinen und großen Schwierigkeiten stets zur Seite gestanden haben. Erwähnen möchte ich vor allem auch Udo Flinder und Oliver Karschnick, die sich nicht nur bei der intensiven Jagd auf die kleinen und großen Fehlerteufel als gute Freunde gezeigt haben.

Des weiteren danke ich allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Hochenergiephysik, wobei Herr Ing. Walter Greve, Herr Dr. Georg Siegmon, Herr Erich Smarsch und besonders Frau Corinna Tschorn beinahe täglich für sehr interessante Gespräche gesorgt haben. Herr Dipl.-Ing. Klaus Sauerland und Herr Dipl.-Ing. Heinz-Georg Börst waren die stets willkommenen Lichtblicke in vielen arbeitsreichen Abend- und Nachtstunden.

Ein großes Dankeschön geht auch an alle Freunde und besonders an Katharina, die mir durch ihre Aufmunterungen und Motivationen eine große Hilfe gewesen ist.

Meinen Eltern gilt ein ganz herzlicher Dank für die jahrelange, intensive Unterstützung, durch die sie mir ein erfolgreiches Studium überhaupt erst ermöglicht haben.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und keine weiteren Hilfsmittel als die angegebenen verwendet habe.

Kiel, den